

TA 実験および TALE 実験による高エネルギー宇宙線の 到来方向大角度異方性探査

京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻修士課程
難波宏樹

概要

宇宙線は V.F. Hess による発見以来 100 年を超える歴史を持つが、高エネルギー宇宙線については到来数の少なさから未だに謎が多い。これまでの観測結果から得られたエネルギースペクトルでは、 $10^{17.2}$ eV 付近に「セカンドニー」、 $10^{18.7}$ eV 付近に「アングル」と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりがあることがわかっている。この折れ曲がりには宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へ遷移し、発生源の物理が変化することによるものであるとするのが現在の定説であるが、確証は得られていない。

我々はセカンドニー近辺以上の到来数の少ない高エネルギー宇宙線を観測するために、アメリカのユタ州で広大な検出面積を持つ TALE (Telescope Array Low energy Extension) 実験および TA (Telescope Array) 実験を稼働して観測を続けている。TALE 実験では、約 21 km^2 のサイトに 400 m または 600 m 間隔で 78 台の地表粒子検出器を設置し、10 基の大気蛍光望遠鏡とのハイブリッド観測を行っている。TA 実験では、約 700 km^2 のサイトに 1.2 km 間隔で 507 台の地表粒子検出器を設置し、38 基の大気蛍光望遠鏡とのハイブリッド観測を行っている。南半球で観測を行っている Pierre Auger 実験グループは、 8 EeV 以上の高エネルギー宇宙線の大角度異方性探査を行い、このエネルギー帯での結果が銀河系外起源を支持するものであるという結果を報告している。しかし、依然として PeV 領域から EeV 領域、そして最高エネルギーにかけて宇宙線の起源やその遷移は明らかではない。

本研究では、地表粒子検出器から得られた TA 実験 14 年、TALE 実験 3 年のデータをもとに、およそ 100 PeV から 100 EeV の高エネルギー領域において北半球ではじめて統一的に大角度異方性探査を行った。それぞれのエネルギー範囲における大角度異方性解析を行い、解析手法やシミュレーション核種や大気による系統的な影響を見積もった。赤道面に対する双極子振幅はおよそ EeV 以下では、 10^{-2} 程度の振幅で、数パーセントの振幅上限値が得られた。数 EeV を超えるとおよそ振幅が 5% 程度で振幅上限値が 10% のオーダーで得られた。いくつかの系統的な影響も考慮したが、特に解析手法による振幅の違いは誤差の範囲内で一致した。また、モデルとの比較も行い、EeV 以下で拡散モデルにより宇宙線が系外へ漏れ出し、EeV 以上で起源が系外へ遷移し、最高エネルギーでは銀河系外の局所的な物質分布に従うと考える場合の振幅と矛盾はないことが北半球での結果からも得られた。

目次

第1章	Cosmic Ray	1
1.1	宇宙線とは	1
1.2	宇宙線の歴史	3
1.2.1	Volcano Ranch 実験	5
1.2.2	Fly's Eye 実験	6
1.2.3	HiRes 実験	8
1.2.4	明野観測所	8
1.2.5	AGASA 実験	8
1.2.6	KASCADE 実験	9
1.2.7	IceCube および IceTop 実験	9
1.2.8	Pierre Auger 実験	10
1.2.9	TA 実験	11
1.2.10	宇宙線観測の今後	12
1.3	質量組成	14
1.4	エネルギースペクトルの折れ曲がり	15
1.4.1	ニー	16
1.4.2	セカンドニー	16
1.4.3	アングル	16
1.4.4	カットオフ	17
1.5	加速機構	18
1.5.1	フェルミ加速モデル	18
1.5.2	フェルミの二次加速	18
1.5.3	フェルミの一次加速 (衝撃波統計加速)	19
1.5.4	パルサー放射	21
1.5.5	連星放射	21
1.6	大角度異方性	22
1.6.1	起源候補	22
1.6.2	双極子構造	24
1.6.3	これまでの観測結果	26

1.6.4	TeV-PeV 領域の大角度異方性	28
1.6.5	PeV-EeV 領域の大角度異方性	34
1.6.6	EeV 以上の領域の大角度異方性	36
1.6.7	中角度異方性	40
第 2 章	TA 実験と TALE 実験	42
2.1	宇宙線観測手法	42
2.2	TA 実験	43
2.3	TALE 実験	45
2.4	地表粒子検出器	47
2.4.1	基本構成	48
2.4.2	データ収集	51
2.4.3	モニタープロット	51
2.5	大気蛍光望遠鏡	53
第 3 章	モンテカルロシミュレーション	55
3.1	空気シャワー	55
3.1.1	電磁シャワー	57
3.1.2	ハドロンシャワー	59
3.1.3	縦方向発達	60
3.1.4	横方向分布	61
3.2	CORSIKA	63
3.2.1	ハドロン相互作用モデル	63
3.2.2	シニングとデシニング	64
3.3	GEANT4	65
3.4	TA-SD イベント再構成	66
3.4.1	シャワーイベント初期値決定 (Rough fit)	67
3.4.2	シャワーコアの到来時刻・到来方向の決定 (Geometry fit)	68
3.4.3	横方向分布・コア位置の決定 (Lateral distribution fit)	70
3.4.4	エネルギー推定	71
3.5	TALE-SD イベント再構成	72
3.6	エネルギー較正	73
3.7	クオリティーカット	74
3.8	ルーズカット	80
3.9	角度分解能	80
3.10	エネルギー分解能	82
3.11	トリガー効率	84

第 4 章	異方性解析	85
4.1	残差解析	85
4.1.1	理論	85
4.1.2	条件	87
4.1.3	時間変動	89
4.1.4	大気密度によるエネルギー補正	90
4.1.5	陽子の MC を用いた残差解析	92
	比較	92
	エネルギー	97
	天球図	98
	大気密度によるエネルギー補正の系統誤差	101
	天頂角とエネルギーの補正による系統誤差	105
	2つの正弦波フィット	107
	赤緯分割	109
4.1.6	鉄の MC を用いた残差解析	110
	天球図	110
4.1.7	結果	112
4.2	レイリー解析	115
4.2.1	調和解析	115
4.2.2	双極子再構成	118
4.2.3	結果	121
4.3	東西解析	125
4.3.1	東西法	125
4.3.2	調和解析	126
4.3.3	双極子再構成	127
4.3.4	結果	128
4.4	結果	131
4.4.1	本研究の結果	131
4.4.2	他の実験との比較	133
4.4.3	モデルとの比較	136
第 5 章	結論と展望	139
	参考文献	170

目次

1.1	一次宇宙線のエネルギースペクトル.	2
1.2	Hess 本人.	3
1.3	Kolhörster による気球実験.	4
1.4	Hess と Kolhörster による高度ごとのイオン密度の実験結果. 上空へ行くにつれてイオン密度が上昇している.	4
1.5	Volcano Ranch 実験で観測された史上初の 10^{20} eV を超える宇宙線.	6
1.6	乗鞍シンポジウムで提案された蛍光望遠鏡の概念図.	7
1.7	Fly's Eye 実験でのエネルギースペクトル.	7
1.8	AGASA 実験でのエネルギースペクトル.	9
1.9	IceCube (左) および IceTop (右) の検出器の配置図.	10
1.10	Auger 実験サイト. 黒点は SD を表し, 有効検出面積は 3000 km^2 を誇る.	11
1.11	(左) TA 実験で検出されたアマテラス粒子. 黒矢印はシャワーの方向を示し, 円の大きさは各検出器が検出した粒子数を, 色はシャワーの到来時間差を表している. (右) アマテラス粒子の各 SD での信号波形.	12
1.12	様々な将来計画でのエクスポージャー推移の予測.	13
1.13	様々な実験で観測された質量組成分布.	14
1.14	エネルギースペクトル. 縦軸は宇宙線強度にエネルギーの 3 乗をかけている.	15
1.15	衝撃波面での加速.	19
1.16	ヒラスプロット.	23
1.17	コンプトン・ゲッティング効果.	25
1.18	宇宙論モデルの選択の違いによる双極子振幅の違い.	26
1.19	様々な実験における大角度異方性の振幅の結果.	27
1.20	様々な実験における大角度異方性の位相の結果.	27
1.21	近傍 SNR の位置.	28
1.22	近傍の双極子異方性.	29
1.23	双極子振幅で破線は等方拡散からのモデル予測.	30
1.24	ARGO-YBJ での大角度異方性解析結果.	31
1.25	HAWC 実験での大角度異方性解析の結果.	32
1.26	EAS-Top 実験での大角度異方性解析の結果. (左) 110 TeV (右) 370 TeV	33

1.27	Tibet 実験の大角度異方性解析結果.	33
1.28	IceCube と IceTop 実験での大角度異方性解析の振幅 (左) と位相 (右) の結果. . .	34
1.29	エネルギー中央値が 38 TeV での相対強度図の例.	35
1.30	KASCADE-Grande 実験での大角度異方性解析の振幅 (左) と位相 (右) の結果. .	35
1.31	Auger 実験の異方性解析のフィット図 (左) と天球図 (右) の結果 (2017).	37
1.32	2020 年に報告された Auger 実験での大角度異方性の結果.	38
1.33	TA 実験での大角度異方性解析のフィット図 (左) と天球図 (右) の結果.	39
1.34	2014 年に TA 実験から報告された北天の 57 EeV 以上の宇宙線における 3.4σ の中角度異方性. 色は Li-Ma の有意度.	40
1.35	北天のホットスポットおよび南天のウォームスポット.	41
1.36	TA 実験で報告された北天の $10^{19.4}$ eV 以上の宇宙線における 3.2σ の PPSC 過剰. .	41
2.1	TA 実験の検出器の配置図. 南東サイトに BRM, 南西サイトに LR, 北のサイトに MD の FD ステーションがある.MD には後述する TALE-FD も隣接されて設置されている. 黒の四角形は格子状に配置された 507 台の各 SD を表し, 700 km^2 の有効面積がある.	44
2.2	TALE 実験における SD の配置と検出器番号.	46
2.3	SD の外観.	47
2.4	(左) 現 SD の内部構造. (右) 新 SD の内部構造.	48
2.5	SD エレクトロニクスの構成図.	49
2.6	SD のエレクトロニクスが収納されている箱で, 各 SD のソーラーパネルの裏側に置かれている.	50
2.7	実際の SD のエレクトロニクスとバッテリーの様子.	50
2.8	TALE-SD 5606 の 2023 年 5 月 21 日から 2023 年 5 月 29 日の 8 日間のモニタープロットの例.	52
2.9	TA 実験における BRM での FD の外観. 左: 昼間の様子, 右:FD 観測中の夜間の様子. .	53
2.10	(左) TA 実験の BRM での FD の鏡. (右) TALE 実験での FD の鏡.	54
2.11	FD の視野. 黒が TA-FD の視野で緑が TALE-FD の視野.	54
3.1	空気シャワーの模式図.	56
3.2	完全二分木シャワーモデル.	57
3.3	(左) 空気シャワーの縦方向発達, (右) 空気シャワーの横方向分布.	62
3.4	ハドロン相互作用の依存性の例.	63
3.5	10^{19} eV, 天頂角 45° の陽子による空気シャワーの TA-SD 内での粒子数の横方向分布. (左) シニングレベル 10^{-6} のシャワーとシニングしていないシャワーの比較. (右) デシニングシャワーとシニングしていないシャワーの比較.	64
3.6	エネルギー損失の二次元ヒストグラムシミュレーションのルックアップテーブル. . .	65

3.7	TA 実験でのイベントディスプレイ.	66
3.8	時刻 T_0 にシャワー中心が地表に到達した空気シャワーの模式図.	67
3.9	TA 実験でのイベントに対する Geometry Fit の例.	69
3.10	TA 実験でのイベントに対する Lateral Distribution Fit の例.	70
3.11	TA 実験でのエネルギー推定テーブル. シミュレーションから得た $\sec \theta$ と S_{800} の関係を表しており, 色の違いが一次宇宙線のエネルギーの違いを表している.	71
3.12	TALE 実験におけるエネルギー推定テーブル.	72
3.13	(左) TA-SD でのエネルギーを 1.27 で割った値 ($E_{\text{TA-SD}}$) と TA-FD ($E_{\text{TA-FD}}$) でのエネルギーの散布図を表す. 赤線は $E_{\text{TA-SD}} = E_{\text{TA-FD}}$. (右) TA-SD でのエネルギーを 1.27 で割った値 ($E_{\text{TA-SD}}$) と TA-FD ($E_{\text{TA-FD}}$) の比率の自然対数のヒストグラムで, 破線はガウスフィットの結果を示す.	73
3.14	(左) TALE 実験の実データに対するボーダーカット前のコア位置の分布. (右) TALE 実験の実データに対するボーダーカット後のコア位置の分布.	75
3.15	TA 実験でのクオリティーカットによるエネルギー分解能の影響. 横軸がシミュレーションのエネルギー, 縦軸が再構成後のエネルギーを表す. カットは (a)no cuts, (b) $N_{\text{SD}} \geq 5$, (c) $\theta \leq 45^\circ$, (d) $D_{\text{border}} > 1200 \text{ m}$, (e) $\chi^2/\text{d.o.f.} < 4$, (f) $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2} < 5^\circ$, (g) $\sigma_{S800}/S_{800} < 0.25$ をそれぞれ表す.	76
3.16	TALE 実験で陽子の MC の場合のクオリティーカットによるエネルギー分解能の影響. 横軸がシミュレーションのエネルギー, 縦軸が再構成後のエネルギーを表す. カットは (a) no cuts, (b) $D_{\text{border}} > 100 \text{ m}$, (c) $N_{\text{SD}} \geq 5$, (d) $\theta \leq 45^\circ$, (e) $\chi_G^2/\text{d.o.f.} < 4$, $\chi_L^2/\text{d.o.f.} < 2$, (f) $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2} < 2.5^\circ$, (g) $\sigma_{S600}/S_{600} < 0.25$ をそれぞれ表す.	77
3.17	TALE 実験で鉄の MC の場合のクオリティーカットによるエネルギー分解能の影響. 横軸がシミュレーションのエネルギー, 縦軸が再構成後のエネルギーを表す. カットは (a) no cuts, (b) $D_{\text{border}} > 100 \text{ m}$, (c) $N_{\text{SD}} \geq 5$, (d) $\theta \leq 45^\circ$, (e) $\chi_G^2/\text{d.o.f.} < 4$, $\chi_L^2/\text{d.o.f.} < 2$, (f) $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2} < 2.5^\circ$, (g) $\sigma_{S600}/S_{600} < 0.25$ をそれぞれ表す.	78
3.18	TALE 実験での陽子 MC の場合の $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の角度分解能の図.	81
3.19	TALE 実験で $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の陽子 MC に対するエネルギー分解能の結果の図.	83
3.20	TA 実験でのエネルギー分解能.	83
3.21	TA 実験におけるシミュレーションでのトリガー効率. (右) TALE 実験におけるシミュレーションでのトリガー効率.	84
4.1	今回の実験での $E > 8.8 \text{ EeV}$ での赤経分布の例.	86
4.2	本研究での 8.8 EeV 以上での天球図の結果.	88

4.3	(左) TA 実験が 2020 年に報告した 8.8 EeV 以上での結果. (右) Auger 実験が 2017 年に報告した 8 EeV 以上での結果.	88
4.4	$E > 8.8$ EeV での時間変動.	89
4.5	$1/4$ EeV $< E < 4$ EeV での時間変動.	89
4.6	月ごとの宇宙線到来分布の DATA と MC の比較. (左) 補正前の図. (右) 補正後の図	90
4.7	$1/4$ EeV $< E < 1/2$ EeV での大気密度によるエネルギー補正	91
4.8	$1/4$ EeV $< E < 1/2$ EeV での比較分布.	93
4.9	$1/2$ EeV $< E < 1$ EeV での比較分布.	93
4.10	1 EeV $< E < 2$ EeV での比較分布.	94
4.11	2 EeV $< E < 4$ EeV での比較分布.	94
4.12	4 EeV $< E < 8$ EeV での比較分布.	95
4.13	8 EeV $< E < 16$ EeV での比較分布.	95
4.14	16 EeV $< E < 32$ EeV での比較分布.	96
4.15	32 EeV $< E$ での比較分布.	96
4.16	TALE 実験でのエネルギー分布.	97
4.17	TA 実験でのエネルギー分布.	97
4.18	$1/4$ EeV $< E < 1/2$ EeV での異方性	98
4.19	$1/2$ EeV $< E < 1$ EeV での異方性	98
4.20	1 EeV $< E < 2$ EeV での異方性	99
4.21	2 EeV $< E < 4$ EeV での異方性	99
4.22	4 EeV $< E < 8$ EeV での異方性	99
4.23	8 EeV $< E < 16$ EeV での異方性	100
4.24	16 EeV $< E < 32$ EeV での異方性	100
4.25	32 EeV $< E$ での異方性	100
4.26	$1/4$ EeV $< E < 1/2$ EeV での結果.	101
4.27	$1/2$ EeV $< E < 1$ EeV での結果.	101
4.28	1 EeV $< E < 2$ EeV での結果.	102
4.29	2 EeV $< E < 4$ EeV での結果.	102
4.30	4 EeV $< E < 8$ EeV での結果.	103
4.31	8 EeV $< E < 16$ EeV での結果.	103
4.32	16 EeV $< E < 32$ EeV での結果.	104
4.33	32 EeV $< E$ での結果.	104
4.34	$1/4$ EeV $< E < 1/2$ EeV での結果.	105
4.35	$1/2$ EeV $< E < 1$ EeV での結果.	105
4.36	4 EeV $< E < 8$ EeV での結果.	106
4.41	(左) $E > 8.8$ EeV での $\delta \geq 24.8^\circ$ での異方性結果. (右) $E > 8.8$ EeV での $\delta < 24.8^\circ$ での異方性結果.	109

4.42	1/4 EeV < E < 1/2 EeV での異方性	110
4.43	1/2 EeV < E < 1 EeV の異方性	110
4.44	1 EeV < E < 2 EeV の異方性	111
4.45	2 EeV < E < 4 EeV の異方性	111
4.46	TA 実験と TALE 実験による残差解析でのハーモニックダイアル.	113
4.47	TA 実験および TALE 実験における赤道面に対する双極子振幅であり, 青が陽子 MC, 緑が鉄 MC を使用した場合の残差解析の結果.	114
4.48	TA 実験および TALE 実験における赤道面に対する双極子位相であり, 青が陽子 MC, 緑が鉄 MC を使用した場合の残差解析の結果.	114
4.49	(左) N = 100 の時の単位ベクトルの結合. (右) N = 100 のランダムウォークの終着点の分布 (10000 回実行). レイリー分布となる.	116
4.50	等方シミュレーションでの終着点の分布. 横軸 r, 縦軸イベント数とするとレイリー分布となる.	117
4.51	概念図.	118
4.52	大角度異方性のレイリー解析の赤道面に対する双極子振幅の結果.	124
4.53	大角度異方性のレイリー解析の赤道面に対する双極子位相の結果.	124
4.54	大角度異方性の東西解析の双極子振幅の結果.	129
4.55	大角度異方性の東西解析の双極子位相の結果.	129
4.56	レイリー解析および東西解析におけるハーモニックダイアルの図.	130
4.57	本解析で得られた TA 実験および TALE 実験での大角度異方性の振幅の結果.	131
4.58	本解析で得られた TA 実験および TALE 実験での大角度異方性の位相の結果.	132
4.59	本研究で得られた大角度異方性の振幅の結果と Auger 実験との比較.	133
4.60	本研究で得られた大角度異方性の位相の結果と Auger 実験との比較.	134
4.61	これまでの大角度異方性の振幅の結果と本研究の結果.	135
4.62	これまでの大角度異方性の位相の結果と本研究の結果.	135
4.63	ニーから宇宙線が銀河系内から少しずつ漏れ出すモデルによる双極子振幅の予測.	136
4.64	宇宙線源の分布が局所宇宙の物質の分布に従うと仮定した場合の双極子振幅.	137
4.65	宇宙線源が等分布している場合 (灰), 局所的な物質分布に従う場合を仮定した場合 (青) の双極子振幅.	138
5.1	TALE 実験で陽子 MC の場合のエネルギー分解能の図. (左) 1/4 EeV < E < 1/2 EeV のエネルギー分解能. (右) 1/2 EeV < E < 1 EeV のエネルギー分解能.	141
5.2	TALE 実験で陽子 MC の場合のエネルギー分解能の図. (左) 1 EeV < E < 2 EeV のエネルギー分解能. (右) 2 EeV < E < 4 EeV のエネルギー分解能.	141
5.3	TALE 実験で鉄 MC の場合のエネルギー分解能の図. (左) 1/4 EeV < E < 1/2 EeV のエネルギー分解能. (右) 1/2 EeV < E < 1 EeV のエネルギー分解能.	142

5.4	TALE 実験で鉄 MC の場合のエネルギー分解能の図. (左) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ のエネルギー分解能. (右) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ のエネルギー分解能.	142
5.5	TALE 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図. (左) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ の角度分解能.	143
5.6	TALE 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図. (左) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ の角度分解能.	143
5.7	TALE 実験での鉄 MC の場合の角度分解能の図. (左) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ の角度分解能.	144
5.8	TALE 実験での鉄 MC の場合の角度分解能の図. (左) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ の角度分解能.	144
5.9	TA 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図. (左) $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ の角度分解能.	145
5.10	TA 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図. (左) $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $32 \text{ EeV} < E$ の角度分解能.	145
5.11	陽子 MC の場合の $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	146
5.12	陽子 MC の場合の $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	146
5.13	陽子 MC の場合の $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	147
5.14	陽子 MC の場合の $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	147
5.15	陽子 MC の場合の $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	148
5.16	陽子 MC の場合の $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	148
5.17	陽子 MC の場合の $32 \text{ EeV} < E$ での大気密度によるエネルギー補正	149
5.18	鉄 MC の場合の $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	149
5.19	鉄 MC の場合の $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	150
5.20	鉄 MC の場合の $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	150
5.21	鉄 MC の場合の $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正	151
5.22	陽子 MC の場合の $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	152
5.23	陽子 MC の場合の $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	153
5.24	陽子 MC の場合の $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	154
5.25	陽子 MC の場合の $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	154
5.26	陽子 MC の場合の $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	155
5.27	陽子 MC の場合の $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	155

5.28	陽子 MC の場合の $32 \text{ EeV} < E$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	156
5.29	鉄 MC の場合の $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	156
5.30	鉄 MC の場合の $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	157
5.31	鉄 MC の場合の $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	157
5.32	鉄 MC の場合の $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.	158
5.33	$1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.	159
5.34	$1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.	160
5.35	$1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での結果.	160
5.36	$2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での結果.	161
5.38	$1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.	162
5.39	$1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.	162
5.40	$1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での結果.	163
5.41	$1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.	163
5.42	$1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.	164
5.43	$1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での結果.	164
5.44	$2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での結果.	165
5.47	Delta, Utah, USA.	169
5.48	(左) CRAFFT, (右) $TA \times 4$	169

表目次

1.1	エネルギースペクトルのべき.	15
1.2	KASCADE-Grande 実験での大角度異方性解析結果.	35
1.3	Auger 実験で報告された大角度異方性の結果.	37
1.4	Auger 実験での広いエネルギー範囲での大角度異方性の結果.	38
1.5	TA 実験での大角度異方性解析結果.	39
2.1	SD の基本構成.	48
3.1	クオリティーカット条件.	74
3.2	陽子の MC に対するそれぞれのクオリティーカットでの残ったイベント率.	79
3.3	鉄の MC に対するそれぞれのクオリティーカットでの残ったイベント率.	79
3.4	ルーズカット	80
3.5	各エネルギー帯ごとの角度分解能.	81
3.6	TALE 実験での各エネルギー帯ごとのエネルギー分解能.	82
4.1	シミュレーション条件.	87
4.2	解析したエネルギー領域とイベント数.	87
4.3	TA 実験での 8.8 EeV 以上, Auger 実験での 8 EeV 以上での双極子結果の比較.	89
4.4	密度によるエネルギー補正のフィット結果.	92
4.5	2-Fit の有意性に関する結果	107
4.6	TA 実験での 8.8 EeV 以上で Auger と共通視野角 ($\delta < 24.8^\circ$) と視野外 ($\delta \geq 24.8^\circ$) での結果.	109
4.7	残差解析の結果	112
4.8	赤経に対する調和解析の結果	121
4.9	方位角に対する調和解析の結果	122
4.10	反恒星時に対する調和解析の結果.	122
4.11	双極子再構成の結果.	123
4.12	15 年の TA 実験データと 4 年の TALE 実験データによる東西解析の結果	128
5.1	鉄 MC での大気密度によるエネルギー補正	158

5.2	2-Fit iron	165
5.3	Elementary particles	167
5.4	Decay mode	168

第 1 章

Cosmic Ray

1.1 宇宙線とは

宇宙線とは宇宙空間を飛び交っている高エネルギー放射線のことを指し、宇宙線の組成においては陽子が最も多くおよそ 9 割を占めることがわかっている。次いで多くを占めるのがヘリウム原子核でおよそ 8% である。その他にもリチウムや炭素や鉄などの原子核が飛来している。広義には宇宙空間を飛び交うミューオン、ニュートリノ、中性子、高エネルギー電磁波 (X 線や γ 線) を指して宇宙線と称することもある。特に 10^{15} eV 以上の宇宙線については起源天体、加速機構、質量組成に関して謎が多く、TA (Telescope Array) 実験, Auger (Pierre Auger) 実験をはじめとした数多くの観測的研究が進行中である。

宇宙線の微分フラックスはこれまでの様々な実験での観測結果から図 1.1 に示すように、およそ E^{-3} に比例して減少することが分かっている [1]。高エネルギー領域のエネルギースペクトルを精密に測定すると折れ曲がりが見られることが知られており、それぞれ $E \sim 10^{15.5}$ eV はニー、 $E \sim 10^{17.2}$ eV はセカンドニー、 $E \sim 10^{18.7}$ eV はアンクル、 $E \sim 10^{19.7}$ eV はカットオフと呼ばれている。

これまでに観測された最大のエネルギーを持つ宇宙線は 10^{20} eV を超えるエネルギーを有している。現在、人工的に作れる最大のエネルギーは欧州原子核素粒子研究所 (CERN) の加速器 LHC による重心系で $E \sim 10^{13}$ eV [2] のエネルギーであるが、これより 7 桁も大きいエネルギーをもった粒子が宇宙から降り注いでおり、加速機構をはじめとして様々な点に興味が集まっている。

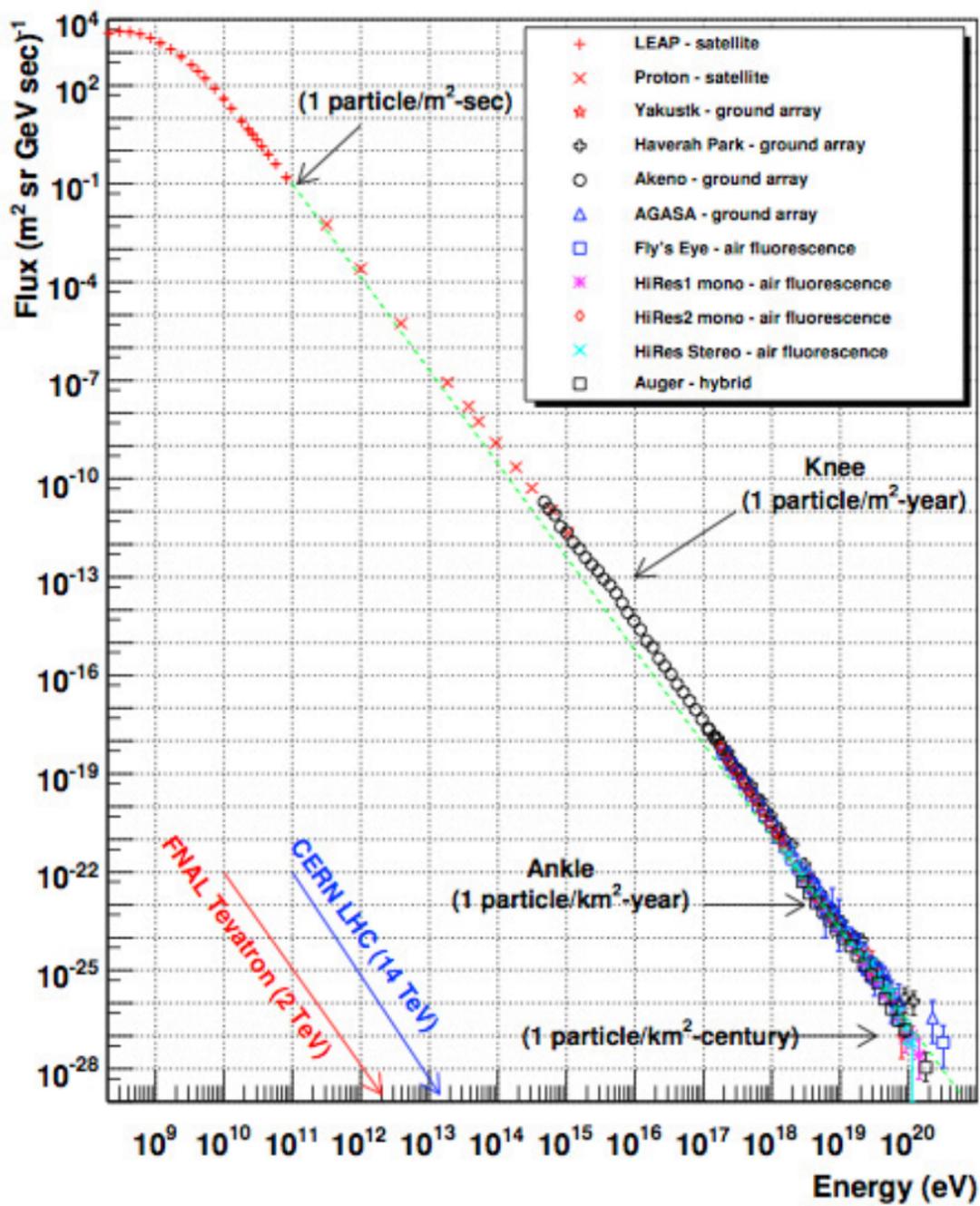


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル [1].

1.2 宇宙線の歴史

宇宙線は1912年にオーストリアの物理学者 V.F. Hess (図 1.2) による気球実験によって発見された [3, 4]. Hess は高度と宇宙線強度の関係を調べ、高度が上がるにつれて放射線強度が強くなることを発見し、この高エネルギーの放射線が宇宙からきていることを突き止めた. 図 1.4 はその結果であり、上空へ行くにつれてイオン密度が上昇していることがわかる. その後、1913年から1914年にかけて、W. Kolhörster はより高精度な同様の実験を行い、Hess の実験結果を裏付けた [5]. 図 1.3 はそのときの気球実験の様子であり、図 1.4 の Kolhörster による結果では Hess の実験と同様の傾向の結果が得られていることがわかる. Hess が発見した宇宙から飛来する放射線は1925年に R.A. Millikan の論文の中で宇宙線と名付けられ [6], 物理学に多くの新たな分野が誕生するきっかけとなった. Hess はこの発見により、1936年にノーベル物理学賞を受賞した.

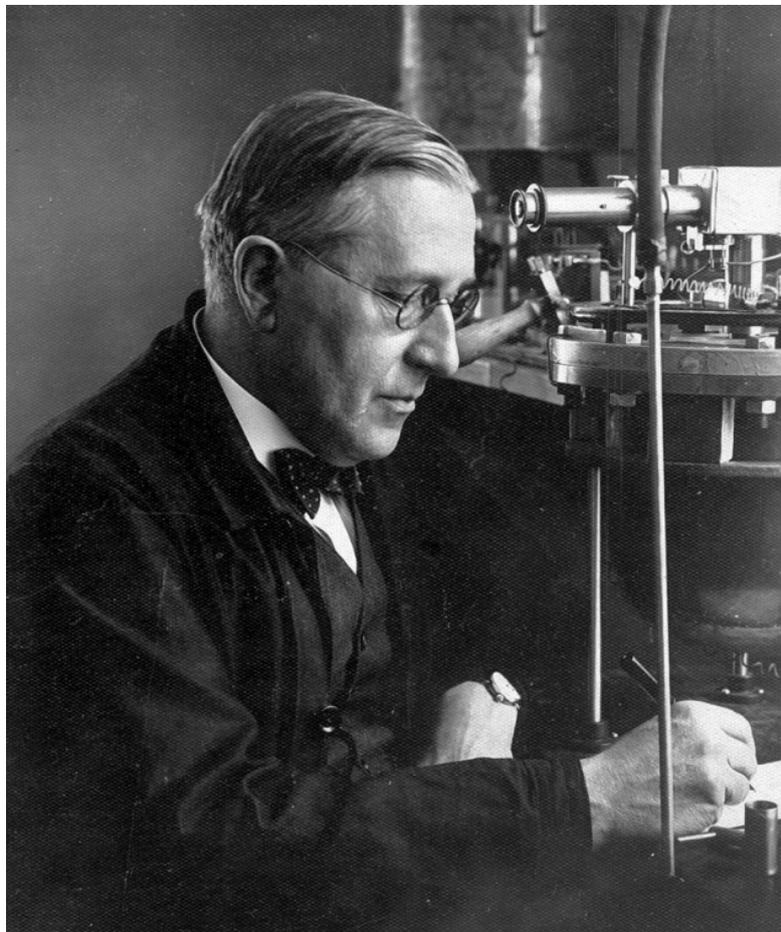


図 1.2: Hess 本人 [4].



図 1.3: Kolhörster による気球実験 [5].

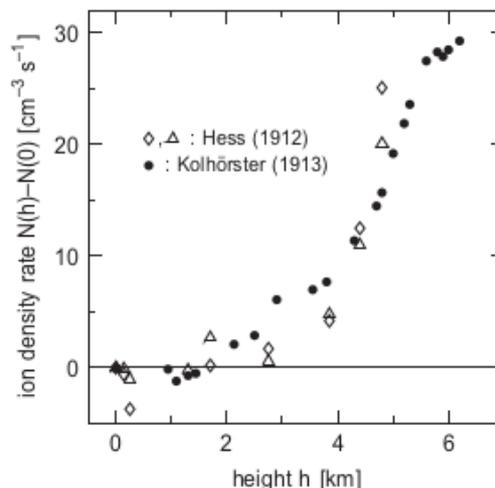


図 1.4: Hess と Kolhörster による高度ごとのイオン密度の実験結果. 上空へ行くにつれてイオン密度が上昇している [5].

その後の宇宙線物理学は、ガイガーミュラーカウンタとクラウドチェンバーで宇宙線の飛跡を解析することによって発展し、多くの新粒子が発見された。これらの粒子は理論的に既に予測されていたものも多く、実験での粒子発見によって理論の発展にもつながった。陽電子は 1928 年 P.A.M. Dirac 自らが導いた、式 (1.1) で表される Dirac 方程式の中で理論的に予測され [7], 1932 年にアメリカの C.D. Anderson により発見された [8]. 式 (1.1) の γ^μ はガンマ行列を、 ψ はスピノル場を表しており、解として登場する負のエネルギー解を解消するためにディラックの海と呼ばれる概念を登場させ、この中で反粒子の存在を認めている。Dirac は 1933 年に、Anderson は 1936 年にそれぞれノーベル物理学賞を受賞している。

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (1.1)$$

ミューオンは、1936 年に Anderson らにより発見された [9]. この 2 年前の 1935 年に湯川秀樹は中間子論と呼ばれる論文で中間子の存在を预言した [10]. 中間子論は陽子と中性子で構成される原子核を安定に保つ機構として、核子間に中間子を媒介とした核力が働いているとした素粒子物理学の理論である。ミューオンが発見された当初、この粒子はまさに湯川が预言した中間子であると認識されたが（実際に初期は μ 中間子と呼ばれていた）、後に核力を媒介する中間子ではないことが判明した。その後、 π 中間子は 1947 年に原子核乾板を用いて C.F. Powell らにより発見された [11]. π 中間子の発見により湯川は 1949 年に日本人初のノーベル賞受賞者となり、翌年の 1950 年には π 中間子の発見

者の Powell にもノーベル賞が与えられた。ニュートリノは W.E. Pauli がベータ崩壊の中で生じると 1930 年に予言し [12], C.L. Cowan と F. Reines によって 1956 年頃に電子ニュートリノが発見された [13]. 1947 年には G.D. Rochester と C.C. Butler が霧箱実験から V 字型の飛跡を発見し, 後に K 中間子と名付けられた [14]. こうした様々な素粒子が地上で観測されたことは A. Einstein の特殊相対論の実験的証拠の 1 つとなっている [15]. 相対論の効果を考えなければミューオンははるか上空で寿命を迎えて崩壊するが, 相対論の効果を考慮すると式 (1.2) にあるように寿命が延びて飛来距離も長くなり地上まで届くためである. 式中で v はミューオンの速度を表していて, c は光速, L は相対論を考慮しない場合の飛距離 L' は考慮した場合の飛距離である.

$$L' = \frac{L}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.2)$$

1940~1950 年頃になると加速器が稼働されるようになり, 多くの素粒子を人工的に作れるようになった. 素粒子物理の中心は宇宙線から加速器へ遷移していくことになる.

こうした宇宙線から新粒子が次々と発見される時代の最中, 宇宙線に関する他側面の発見も相次いだ. 1933 年には東西からくる宇宙線の量が異なる東西効果が T.H. Johnson や E.C. Stevenson によって発見された [16]. 1939 年には Johnson や Stevenson は大気上空の宇宙線成分を調べ, 一次宇宙線成分が正電荷を持った陽子であるという結論を付け, 翌年には M. Schein らもこの結果を支持する実験結果を発表している [17, 18]. 1938 年には P. Auger が約 150 m に広がる粒子群 (空気シャワー) を発見した [19, 20]. 1949 年には E. Fermi によってフェルミ加速モデルが提案された [21]. 宇宙線の盛り上がりとともに 1940 年代から 1950 年代から世界各地で空気シャワーアレイでの宇宙線観測実験が行われた.

1.2.1 Volcano Ranch 実験

1959 年から 1978 年には Volcano Ranch 実験 (New Mexico, USA) が行われていた [22]. Volcano Ranch 実験は 10^{18} eV 以上の宇宙線のエネルギースペクトルの解明を目的として, J. Linsley, L. Scarsi, B. Rossi らによってニューメキシコ州の Volcano Ranch に設置された. 3.3 m^2 の検出器を 442 m 間隔で三角形に約 2 km^2 の範囲に 19 台配置した. のちに, 10^{18} eV 以上の宇宙線観測のために約 8 km^2 に拡張されている [23]. この実験で 1962 年に当時の観測史上最大のエネルギーを持った 10^{20} eV を超える宇宙線イベントが初めて観測された [24]. この宇宙線イベントを図 1.5 に示す. 図中の数字はその検出器で観測された粒子数密度を表す. この観測時点では GZK カットオフの理論モデルはまだ提唱されていなかったが, 3 年後の 1965 年に A.A. Penzias と R.W. Wilson によって 2.7 K の宇宙背景放射が観測され [25], 翌年 GZK カットオフが提唱された. GZK カットオフのモデルとは米国の K. Greisen と, ロシアの G.T. Zatsepin と V.A. Kuzmin がそれぞれ提唱したモデルで, 5×10^{19} eV を超える宇宙線は宇宙背景放射光子と光核反応をしてエネルギーを損失するため地球からおおよそ 50 Mpc 以内の近傍起源でないと地球まで到達しないと予測するものである [26, 27].

この他にも, Volcano Ranch 実験では平均エネルギーが 5×10^{17} eV と 4×10^{18} eV での異方性解

析が行われたが、統計の範囲で等方的であるという結果報告であった [28].

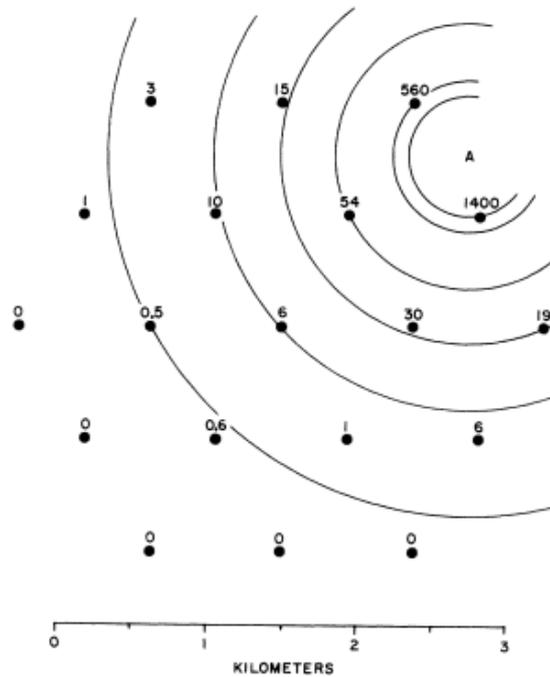


図 1.5: Volcano Ranch 実験で観測された史上初の 10^{20} eV を超える宇宙線 [24].

1.2.2 Fly's Eye 実験

1981 年からは米国のユタ大学グループによって Fly's Eye 実験が始まった [29]. この実験で宇宙線観測に大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) が初めて本格的に使用された. 大気蛍光法は図 1.6 のように 1958 年の乗鞍シンポジウムで初めて議論された [30]. Fly's Eye 以前に日本の埼玉県で行われた堂平山での実験で, 初めての蛍光法でのシャワー観測に成功している [31]. そうした成果をもとにユタ大学のグループによる Fly's Eye 実験が開始され, Fly's Eye I と Fly's Eye II の 2 基が 3.3km 離れた場所に建設された. Fly's Eye II は 1986 年に完成したもので, これによりステレオ観測が可能になったため, シャワー形状の再構成精度が向上した [29].

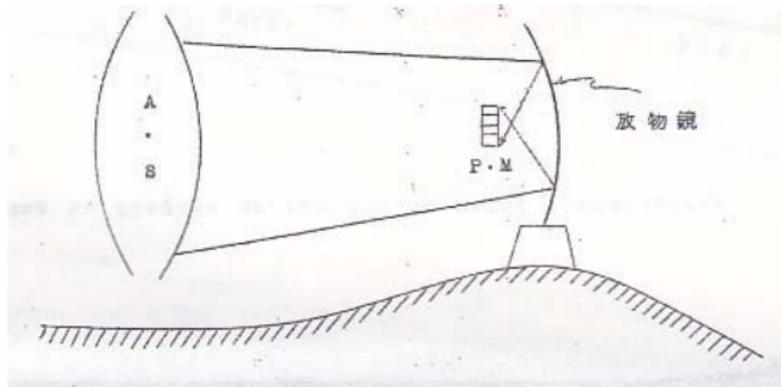


図 1.6: 乗鞍シンポジウムで提案された蛍光望遠鏡の概念図 [30].

1991 年には GZK 限界を超える $(3.2 \pm 0.9) \times 10^{20}$ eV のエネルギーを持った宇宙線が観測され、「オーマイゴッド粒子」と名付けられた [32]. 2023 年現在もこの粒子が観測史上最高のエネルギーをもった宇宙線イベントである. GZK カットオフに関する実験的検証も同時に行われたが, 報告された図 1.7 のエネルギースペクトルの結果では, GZK カットオフの兆候は見られるものの, 有意には達していないという報告であった [33]. この他にも, Fly's Eye 実験ではおよそ $10^{18.5}$ eV にアンクル構造が観測された [34]. さらに, 質量組成に感度のある蛍光観測によって, 0.1 EeV から 10 EeV にかけて重い組成から軽い組成へ遷移していることが判明した [34].

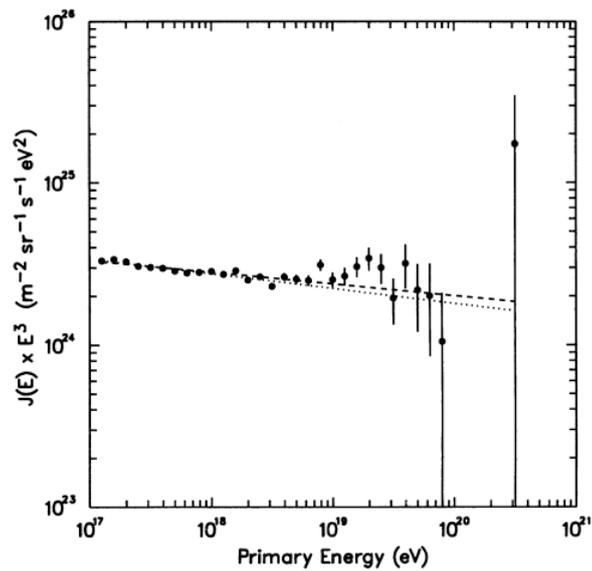


図 1.7: Fly's Eye 実験でのエネルギースペクトル [33].

1.2.3 HiRes 実験

Fly's Eye の実験後、精度を上げた実験計画が提案され、1994 年から High Resolution Fly's Eye (HiRes) 実験が開始された [35]。256 個の光電子増倍管と直径 5.1 m の反射鏡をもった望遠鏡の設置によって分解能や感度の向上を達成した。1997 年から稼働している HiRes I では 22 基の望遠鏡が設置され、 $3^\circ \sim 17^\circ$ の仰角を観測していた。ここから約 12.6 km 離れた場所にある HiRes II は 1999 年から稼働しており、42 基の望遠鏡が設置され、 $3^\circ \sim 31^\circ$ の仰角を観測していた [36]。HiRes I、HiRes II とともに 360° 視野の方位角を観測でき、2006 年頃まで観測が続けられた。HiRes 実験でも 4×10^{18} eV にアンクル構造が観測され、さらに 6×10^{19} eV に初めて GZK カットオフが観測された [37]。こうしたユタ大学のグループによる Fly's Eye や HiRes の FD 観測において GZK カットオフが観測されたことは、同時期に SD によって行われていた AGASA 実験 (次々小節) では GZK カットオフが確認されなかったことと対照的である。

1.2.4 明野観測所

1977 年頃に地表粒子検出器 (Surface Detector, SD) を用いた明野実験が日本の山梨県の明野で始まった [38]。 10^{14} eV から 10^{18} eV の宇宙線観測を目的に、当初は 156 台のシンチレーション検出器が配置され、 1 km^2 の有効面積のアレイで観測を行っていた。1983 年から 20 km^2 への拡張が行われ、のちの AGASA 実験に引き継がれた。この実験では $10^{14.5}$ eV から $10^{19.8}$ eV という広範囲にわたってエネルギースペクトルの解析がなされ、 $10^{15.7}$ eV、 $10^{17.8}$ eV、 $10^{18.8}$ eV に折れ曲がり確認された [39, 40]。

1.2.5 AGASA 実験

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) 実験は山梨県の明野で 1990 年から 2004 年にかけて行われ、当時としては世界最大の宇宙線観測所であった [41]。この実験では、 2.2 m^2 の大きさのシンチレーション検出器 111 台が設置され、およそ 100 km^2 の有効面積を持つアレイであった。

この実験では図 1.8 に示すように GZK カットオフは確認されず、さらに高いエネルギーまでスペクトルが伸びているとする結果が得られ注目が集まった [42]。

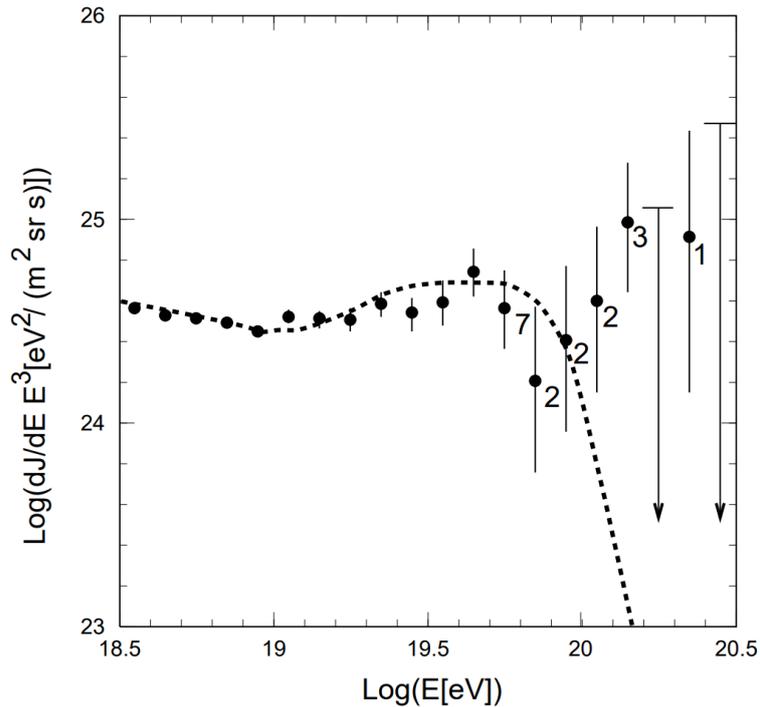


図 1.8: AGASA 実験でのエネルギースペクトル [42].

1.2.6 KASCADE 実験

KASCADE 実験は 1996 年から 2013 年までドイツのカールスルーエ工科大学で行われていた実験である [43]. 13m 間隔で 252 台のシンチレーション検出器が設置され, 40,000 m² の有効面積であった. KASCADE 実験では, ニーの近辺である 100 TeV から 100 PeV のエネルギー領域に焦点を当ててエネルギースペクトル [44] や質量組成 [45] の解析が行われた. 2003 年からは KASCADE 実験の拡張実験である KASCADE-Grande 実験が開始され KASCADE アレイの南西に 137m 間隔で 37 台のシンチレーション検出器が設置された [46]. KASCADE-Grande 実験は約 0.5 km² の有効面積を持ち, KASCADE 実験よりエネルギーの高い 10¹⁶ eV から 10¹⁸ eV に焦点を当てて観測した.

1.2.7 IceCube および IceTop 実験

IceCube ニュートリノ観測所は, 南極のアムンゼン・スコット基地の地下に設置された観測所であり 2011 年に完成後, 定常観測を続けている [47]. IceCube 実験では 120 m 間隔で 86 本の垂直の穴を掘り, それぞれの深さ 1450 m から 2450 m の間に 60 個で合計 5160 個の DOM (digital optical module) が縦に並べられている. これらのセンサーは深さ 1 km で上空から見ると 1 km² の表面積を持ち, 全体として 1 km³ の体積を持つ検出器となっている. IceCube ではニュートリノ観測のために

作られた実験施設ではあるが地下まで到来する高エネルギーミューオンを通じて宇宙線観測も行っているこれに加えて IceTop と呼ばれる地表付近の 2 つの水チェレンコフ検出器タンクからなるステーションが 81 ステーション展開されており 1 km^2 の検出面積を持つ地表アレイがある [48]. これらの検出器を図 1.9 に示す.

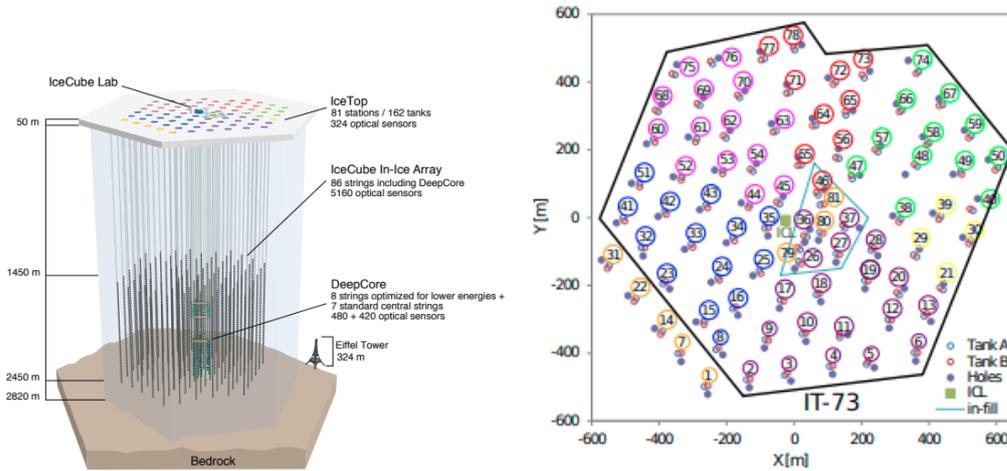


図 1.9: IceCube (左) および IceTop (右) の検出器の配置図 [47, 48].

1.2.8 Pierre Auger 実験

2004 年には有効面積約 3000 km^2 を誇る Pierre Auger 実験がアルゼンチンのメンドーサ州で開始された [49]. Auger 実験は三角格子状に 1.5 km 間隔で設置された 1600 台の水チェレンコフ検出器 (表面積が 10 m^2 で水深が 1.2 m の水タンクの上部に 3 本の 9 インチ光電子増倍管が取り付けられている構造) による地表検出と 4 ヶ所合計 27 基の FD (うち 3 基は, HEAT (High Elevation Auger Telescope) の FD) による大気蛍光検出のハイブリッド観測を行っている [50]. Auger 実験は 10^{18} eV 以上の宇宙線に焦点を当てて観測を行っており現在世界最大の宇宙線観測施設である. HiRes 実験と AGASA 実験での GZK カットオフの論争を解決することも Auger 実験が始まった理由の一つであったが Auger 実験では最終的に GZK カットオフが確認されている [51].

Auger 実験の観測範囲である 10^{18} eV より低いエネルギーを観測するために 750 m 間隔で 61 台配置され, 有効検出面積が約 24 km^2 である SD750 の実験も行われている [52]. この他にも 433 m 間隔で 19 台の SD を配置して 10^{16} eV 程度の宇宙線を観測する SD433 や, 既に述べた 3 基での観測である HEAT の FD も行われている [53, 54]. さらに, 電波観測を目的とする Auger Engineering Radio Array (AERA) 実験も存在する [55]. AugerPrime という Auger 実験の拡張計画もあり, 随時観測が開始されている [56]. 図 1.10 が Auger 実験の観測所であり, 黒点が SD, 青線はそれぞれの FD の視野角である.

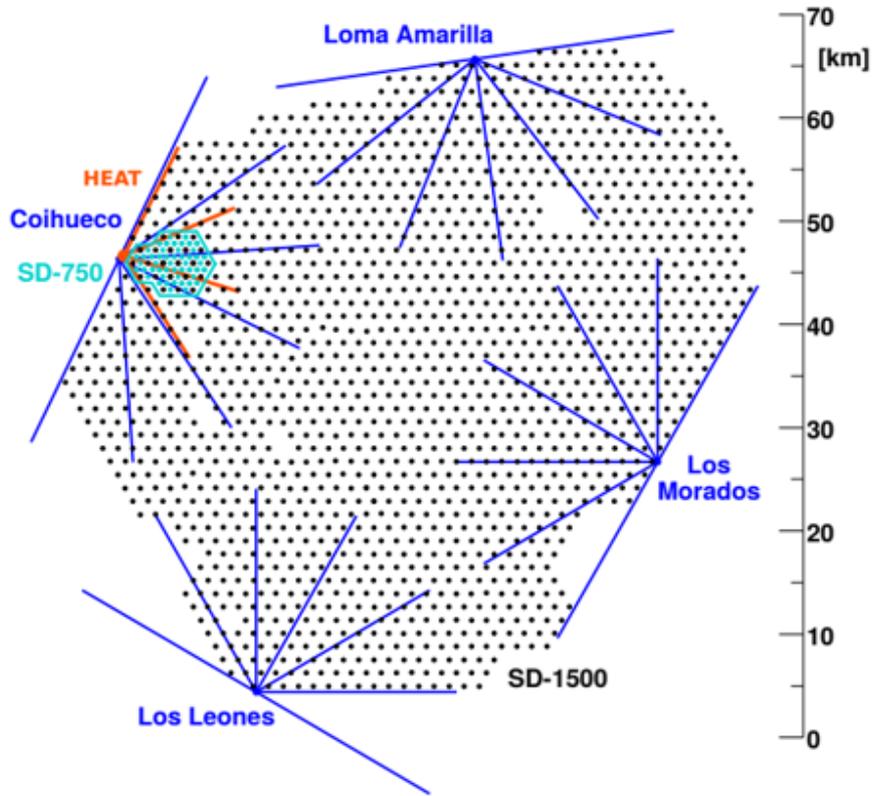


図 1.10: Auger 実験サイト [52]. 黒点は SD を表し, 有効検出面積は 3000 km^2 を誇る.

1.2.9 TA 実験

2008 年には有効検出面積約 700 km^2 を誇る TA 実験が米国ユタ州で開始された [57]. TA 実験は 1.2 km 間隔で設置された 507 台のシンチレーション検出器 (面積 3 m^2) による地表での検出と 3 ヶ所に 38 基設置された FD での大気蛍光検出のハイブリッド観測を行っている. TA 実験は 10^{18} eV 以上の宇宙線をメインに観測しており, 現在北半球最大の宇宙線観測施設であり Auger 実験と合わせて全天を視野に入れることができる.

2021 年 5 月 27 日に, 図 1.11 のような TA 実験での観測史上最大の $244 \pm 29(\text{stat.}) \pm_{76}^{51}(\text{syst.}) \text{ EeV}$ の宇宙線が到来し, 日本人が発見したことおよび明け方に発見されたことにちなんで「アマテラス粒子」と名付けられた [58]. 図 1.11 の左図は観測されたアマテラス粒子のイベントで, 黒矢印はシャワーの方向を示し, 円の大きさは各検出器が検出した粒子数を, 色はシャワーの到来時間差を表している. 右図は粒子を検出した各 SD の波形信号である. アマテラス粒子は有力な候補天体が存在しない領域から到来している. これまでの最高エネルギー粒子は Fly's Eye 実験での $(3.2 \pm 0.9) \times 10^{20} \text{ eV}$ のオーマイゴッド粒子であり [32], 南半球での最高エネルギー粒子は Auger 実験での 166 EeV であ

る [59].

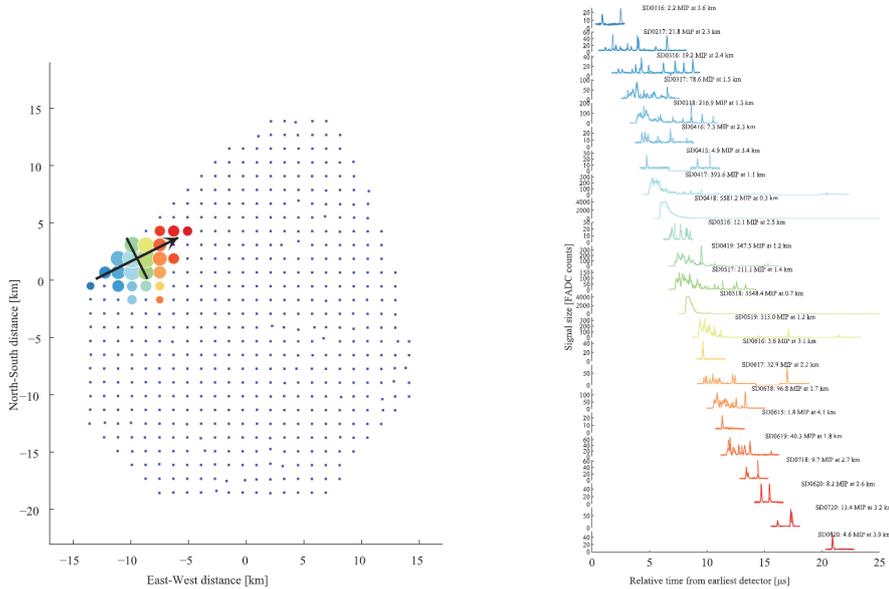


図 1.11: (左) TA 実験で検出されたアマテラス粒子。黒矢印はシャワーの方向を示し、円の大きさは各検出器が検出した粒子数を、色はシャワーの到来時間差を表している [58]。 (右) アマテラス粒子の各 SD での信号波形。

TA 実験よりも高エネルギーの宇宙線を観測することを目的として TA×4 と呼ばれる拡張実験計画がある [60]。BRM の南東サイトと MD の北東サイト新たに計 500 台の SD を 2.08 km 間隔で配置する予定で、完成すると名前の通り TA 実験のおよそ 4 倍である 3000 km^2 の有効面積を持ったサイトになる。2023 年時点で、257 台設置済みで随時観測が開始されている [61]。

TA 実験よりも低いエネルギーのセカンドニー領域の宇宙線に焦点を当てて観測することを目的に TALE (Telescope Array Low energy Extension) 実験も行われている [62]。この実験は $10^{16.5} \text{ eV}$ 程度の低いエネルギーの宇宙線までを観測対象としており、TA サイトの北西部に設置された。2023 年には TALE 実験サイトの北西に SD50 台を並べ、 10^{15} eV 程度のさらに低いエネルギーの宇宙線に焦点を当てて観測をする TALE infill 実験が始まった [63]。

1.2.10 宇宙線観測の今後

次世代の新型大気蛍光望遠鏡の試みとして FAST (Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes) 実験 [64] や CRAFFT (Cosmic Ray Air Fluorescence Fresnel lens Telescope) 実験 [65] が行われている。さらに南北で統一して最高エネルギー宇宙線の謎に迫る GCOS (Global Cosmic-ray Observatory) 構想とともにこれからの宇宙線物理学の発展の期待が高まっている [66]。FD や SD 以外の観測手法の実験計画も提唱されている。空気シャワーからの電波信号を観測しようとい

う試みもある [67]. 空気シャワーからのマイクロ波放射を観測しようという試みや [68], レーダー反射を測定することで空気シャワーを観測しようという試みもある [69]. JEM-EUSO (Extreme Universe Space Observatory) 計画実験に代表される宇宙から空気シャワーの蛍光検出を行う試みも始まっている [70]. 高度 400 km を飛行する ISS (国際宇宙ステーション) に設置された望遠鏡による視野では, 地表での観測に比べて大きなエクスポージャー^{*1}を観測することができる. EUSO 計画では, EUSO-TA [71], EUSO-balloon [72], EUSO-SPB [73], Mini-EUSO [74], K-EUSO [75], POEMMA [76] といった数多くの計画が行われている. こうした研究で図 1.12 のようなエクスポージャーを達成することができると予測されている [77].

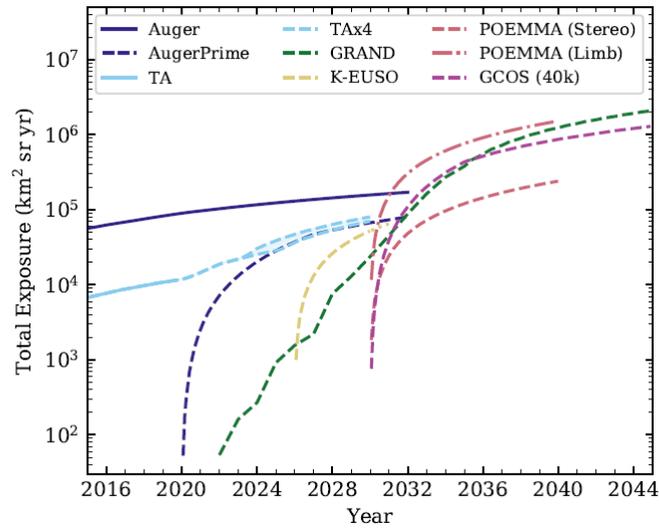


図 1.12: 様々な将来計画でのエクスポージャー推移の予測 [77].

*1 エクスポージャーとは, 面積と時間と立体角の積で表され, 宇宙線への感度の指標として使われる.

1.3 質量組成

宇宙線の質量組成は主に FD での X_{\max} 測定により推定される。軽い組成の宇宙線が作るシャワーは大気奥深くに浸透するため X_{\max} が大きくなり、反対に重い組成の宇宙線が作るシャワーは X_{\max} が小さい。

銀河系内起源の宇宙線の閉じ込め効果は原子番号におよそ比例する。これを質量組成の観点から観測すると、宇宙線起源が銀河系内から銀河系外へ遷移する領域では、エネルギーとともに重い組成に移行していくことが予想される。一方で、 10^{18} eV を超える宇宙線は銀河系外から来ていると考えられているため、再び軽い組成に移行していくことが予想される。これらの宇宙線の系内から系外への起源遷移のモデルの予想は実験結果とよく一致しており、この考えを支持するものとなっている。近年では、 10^{19} eV 以上の最高エネルギー領域の宇宙線が重い組成である可能性が示唆されている [78]。

図 1.13 では Auger 実験, TA 実験, Yakutsk 実験, Tunka 実験, LOFAR 実験で観測されたエネルギーごとの X_{\max} 分布を表す [79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87, 77]。 10^{17} eV 近辺で一次宇宙線は重い組成を示し、 $10^{18.5}$ eV に向けて軽い組成に変化し、それ以上のエネルギーでは再び重くなる傾向が報告されている。一方で質量組成の推定には、Sibyll, EPOS-LHC, QGSJET といった空気シャワーのハドロン相互作用モデルへの依存性があるため注意が必要である。

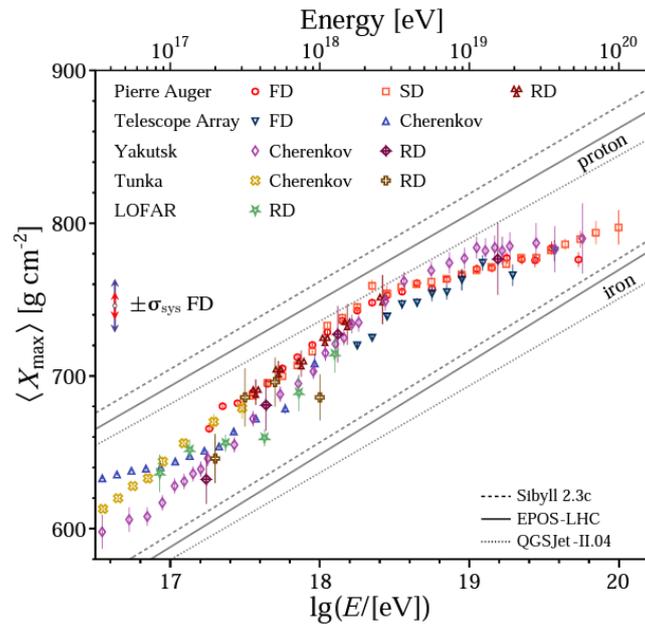


図 1.13: 様々な実験で観測された質量組成分布 [79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87, 77].

1.4 エネルギースペクトルの折れ曲がり

高エネルギー宇宙線領域に注目したエネルギースペクトルを見ると、図 1.14 に示すように折れ曲がりがあり、それぞれ $E \sim 10^{15.5}$ eV はニー、 $E \sim 10^{17.2}$ eV はセカンドニー、 $E \sim 10^{18.7}$ eV はアングル、 $E \sim 10^{19.7}$ eV はカットオフと呼ばれている [88, 89, 90, 91, 48, 92, 52, 93, 77]。この図で横軸はエネルギーを、縦軸は宇宙線強度を表しており、単位は [面積/時間/立体角/エネルギー] であるが見やすくするためにエネルギーの 3 乗を乗じている。ここでの実験結果は全粒子に対するエネルギースペクトルである。近年の精密測定により、 $E \sim 10^{16.2}$ eV 近辺にローエネルギーアングル、 $E \sim 10^{19.2}$ eV にインステップと呼ばれる新たな構造も見え始めている。報告されている詳細なスペクトルのべきを表 1.1 に示す [94, 52]。

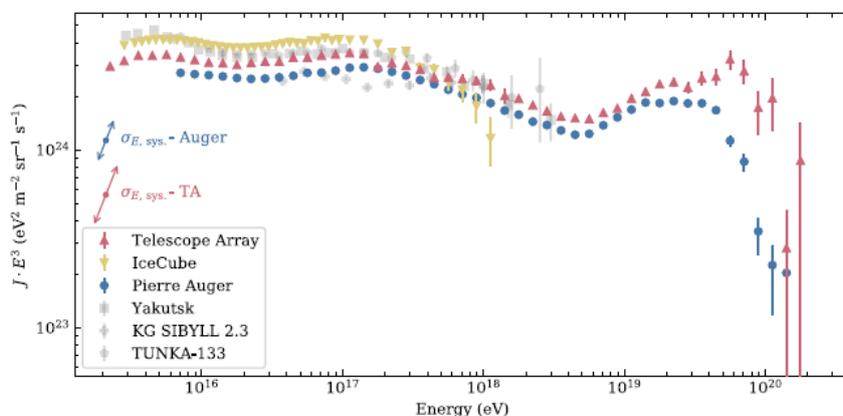


図 1.14: エネルギースペクトル. 縦軸は宇宙線強度にエネルギーの 3 乗をかけている [88, 89, 90, 91, 48, 92, 52, 93, 77].

表 1.1: エネルギースペクトルのべき [94, 52].

	TA 実験	Auger 実験
セカンドニー		$(1.58 \pm 0.05 \pm 0.2) \times 10^{17}$ eV
γ_2	-3.27 ± 0.02	$-3.283 \pm 0.002 \pm 0.10$
アングル	$10^{18.70 \pm 0.01}$ eV	$(5.0 \pm 0.1 \pm 0.8) \times 10^{18}$ eV
γ_3	-2.62 ± 0.03	$-2.54 \pm 0.03 \pm 0.05$
インステップ	$10^{19.22 \pm 0.08}$ eV	$(1.4 \pm 0.1 \pm 0.2) \times 10^{19}$ eV
γ_4	-2.85 ± 0.07	$-3.03 \pm 0.05 \pm 0.10$
カットオフ	$10^{19.83 \pm 0.04}$ eV	$(4.7 \pm 0.3 \pm 0.6) \times 10^{19}$ eV
γ_5	-4.47 ± 0.41	$-5.3 \pm 0.3 \pm 0.1$

1.4.1 ニー

$10^{15.5}$ eV 付近のエネルギースペクトルの折れ曲がりにはニーと呼ばれる。ニーの折れ曲がりの原因の有力な説には、銀河系内の超新星残骸 (supernova remnant, SNR) による陽子の衝撃波統計加速の加速限界であるとするものと銀河系内宇宙線陽子の閉じ込め限界であるというものがある。前者は衝撃波統計加速によりおよそ 10^{15} eV 程度まで加速が可能であると考えられていることが根拠であり、現在のところ有力な説である [95, 96]。後者は銀河系磁場による宇宙線陽子の軌道曲率半径 (ラーモア半径) をローレンツ力と遠心力のつり合い式から計算する。銀河磁場 ($B \sim 3 \times 10^{-10}$ T), $E = 10^{15}$ eV と仮定した際の宇宙線陽子のラーモア半径は 1 pc 程度であり、銀河直径 3 万 pc や銀河の厚み ~ 100 pc と比べて小さいが、このエネルギー帯の宇宙線から系外への宇宙線の漏れ出しが徐々に始まっていると考えるのがこの説である。

1.4.2 セカンドニー

$10^{17.2}$ eV 付近のエネルギースペクトルの折れ曲がりにはセカンドニーと呼ばれる。セカンドニーの折れ曲がりの原因の有力な説の一つ目は、ニーが SNR による陽子の加速限界であるならばセカンドニーは鉄原子核の加速限界を迎えているのだらうと考えるものである。図 1.13 に示す質量組成の推移の結果は 1 つ目の説の裏付けとも言うことができる。

セカンドニーの 2 つ目の可能性は銀河系外への宇宙線の漏れ出しが起こっていると考える説である。軽い組成が抜け出すと考えるものと重い組成の原子核が抜け出すと考えるものがあるが、図 1.13 を参照するとセカンドニー以上のエネルギー帯で宇宙線の組成は軽くなっているため、この説を支持するのであれば重い組成の原子核が抜け出していると考えべきである。

1.4.3 アンクル

アンクル構造が生じる 1 つ目の説は宇宙線起源が銀河系内から銀河系外遷移へ変化したことが原因とするものである。銀河系内から銀河系外への一次宇宙線起源が遷移するという 2017 年や 2020 年に Auger から報告された大角度異方性の結果はこの説を支持するものとなっている [97, 50]。図 1.13 の質量組成の図で、アンクル近辺で軽い組成に遷移していることもこの説を支持する理由の 1 つになっている。

アンクル構造の 2 つ目の可能性は宇宙線陽子が宇宙マイクロ波背景放射 (CMB, Cosmic microwave background) と反応して式 (1.3) のような電子対生成を起こすことが原因とするものである [98]。



1.4.4 カットオフ

スペクトルのカットオフ構造は HiRes [37], TA 実験 [99], Auger 実験 [100] で確認されている. カットオフ構造にはいくつかの説があるが, 有力とされる 2 つの説には陽子による GZK 限界が見えているとする説と天体の加速限界による説がある. 前者の GZK 限界とは超高エネルギーの宇宙線は宇宙マイクロ波背景放射と反応してエネルギーを落とすため, ある一定以上のエネルギーを持った宇宙線は地球に届かないとする考えである [26, 27]. GZK 限界以上の宇宙線は地球からおよそ 50~100 Mpc 以内にある天体からのみ到達できているため, この説が正しく近傍に突発天体があれば最高エネルギー宇宙線の異方性が大きく現れると考えられている. GZK 限界を超えた宇宙線は式 (1.4) の反応を起こすと考えられている.



GZK 限界のエネルギーは上の 1 つ目の反応式を例に考えると式 (1.5) で計算される.

$$\begin{aligned} (E_\gamma + E_p)^2 - (\mathbf{P}_\gamma + \mathbf{P}_p)^2 &\geq (m_p + m_\pi)^2 \\ m_p^2 + 2E_\gamma E_p - 2|\mathbf{P}_\gamma||\mathbf{P}_p| \cos \theta &\geq m_p^2 + m_\pi^2 + 2m_p m_\pi \\ 2E_\gamma E_p + 2E_\gamma E_p &\geq m_\pi^2 + 2m_p m_\pi \\ E_p &\geq \frac{m_\pi^2 + 2m_p m_\pi}{4E_\gamma} \simeq 6.2 \times 10^{19} \text{ eV} \end{aligned} \quad (1.5)$$

長らく GZK 限界説がほぼ間違いないと考えられてきたが, 近年後者の天体の加速限界による説が浮上している. 図 1.13 のように Auger 実験が報告した質量組成の結果を見ると, 10^{20} eV 近辺になると再び重い組成の宇宙線が主成分になっている可能性がある. アンクルの原因として銀河系外陽子への遷移の説があったが, アンクルのエネルギーを陽子鉄比の 26 倍すると, カットオフのエネルギーに近いということと合わせてこの説を支持する理由となる.

これ以外にも超高エネルギーでは特殊相対論が適用できない説や SHDM (super heavy dark matter) による新物理がある説をはじめとして多くの説があり, 今後の詳細解析が必要な分野となっている [101, 102, 103].

1.5 加速機構

現在考えられている高エネルギーの宇宙線への加速機構を述べる [104, 105].

1.5.1 フェルミ加速モデル

宇宙線がべき乗で減衰するモデルはフェルミ加速モデルでおおよそ理解できる. フェルミ加速モデルとは, 宇宙線が星間物質の磁気流体プラズマ中を運動する際に各々の粒子が運動エネルギーを得るというモデルである [105]. このモデルを仮定するとエネルギーの冪乗則が自然に導かれる.

初期エネルギーが E_0 , 一回の衝突で $\Delta E = \xi E$ のエネルギーを得るとすると, n 回衝突後のエネルギーは $E_n = E_0(1 + \xi)^n$ となり, エネルギーが E に到達するまでの必要な衝突回数は式 (1.6) で書ける.

$$n = \frac{\log\left(\frac{E}{E_0}\right)}{\log(1 + \xi)} \quad (1.6)$$

エネルギーが E に到達するためには n 回以上衝突する必要がある. 衝突後に加速領域から逃げる確率を P_{esc} とすると, E 以上のエネルギーを獲得する粒子数は, 式 (1.7) で書ける.

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} = \frac{1}{P_{\text{esc}}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \quad (1.7)$$

$$\gamma = \frac{\log\left(\frac{1}{1 - P_{\text{esc}}}\right)}{\log(1 + \xi)} \sim \frac{P_{\text{esc}}}{\xi} = \frac{1}{\xi} \times \frac{T_{\text{cycle}}}{T_{\text{esc}}}$$

ここで平均的な加速サイクルの時間を T_{cycle} , 加速領域から脱出する時間を T_{esc} としている.

このようにしてエネルギーのべき乗則が導かれる. フェルミ加速モデルは獲得エネルギーの速度依存に応じて, フェルミの一次加速と二次加速がある.

1.5.2 フェルミの二次加速

フェルミの二次加速は, フェルミ自身が考案したオリジナルのモデルで, 動くプラズマ雲の中にエネルギーを持った宇宙線が入射することで加速されるというものである [21, 105, 106].

宇宙線がガス雲に対しエネルギー E_1 , 入射角 θ_1 で入り, エネルギー E_2 , 散乱角 θ_2 で出るとする. 雲とともに動く系でのそれらの値を $E'_1, \theta'_1, E'_2, \theta'_2$ と表すと, Γ をローレンツ因子, $\beta = \frac{V}{c}$ をガス雲の速度として次のように書ける.

$$\begin{aligned} E'_1 &= \Gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \\ E_2 &= \Gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \end{aligned} \quad (1.8)$$

$E'_1 = E'_2$ (弾性散乱) から次の関係式がわかる.

$$E_2 = E_1 \Gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.9)$$

エネルギー変化率 $\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{E_2 - E_1}{E_1}$ は式 (1.10) で書ける.

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.10)$$

プラズマ磁気雲の内部で宇宙線は磁場の影響を受けて不規則に何度も散乱し, 出てくる角度はほぼランダムになるため $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$ となり, $\cos \theta_1$ は衝突の確率は相対速度に比例する次の形で表される.

$$\frac{dn}{d \cos \theta_1} = \frac{c - V \cos \theta_1}{2c} \quad (-1 \leq \cos \theta'_2 \leq 1) \quad (1.11)$$

ここから, $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}$ になり, 平均エネルギー獲得比は次の式で書ける.

$$\xi = \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta^2 \quad (1.12)$$

速度に対して二次でエネルギー獲得が影響することがわかる. 二次加速モデルにおいては, ρ_c を雲の空間密度, σ_c を散乱断面積として, べきが式 (1.13) のようになるが, ガス雲の特性に依存してしまう問題がある.

$$\gamma \sim \frac{3}{4\beta^2 c \rho_c \sigma_c T_{acc}} \quad (1.13)$$

1.5.3 フェルミの一次加速 (衝撃波統計加速)

フェルミオリジナルのモデルであるフェルミ二次加速に対し, 後に考案されたフェルミの一次加速モデルでは, 衝撃波面の存在を取り入れており, 粒子が図 1.15 のように衝撃波面上流と下流をガス雲の散乱で行ったり来たりすることで加速される [105, 106].

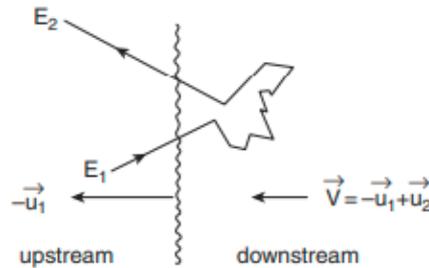


図 1.15: 衝撃波面での加速 [106].

ここでも式 (1.10) から始める. ここでは, 衝撃を受けていない上流のガスに対する衝撃を受けた下流のガスの速度を V として, $\beta = \frac{V}{c}$ である.

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.14)$$

衝撃波加速では, $\langle \cos \theta'_2 \rangle$ は次の式から計算される.

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = 2 \cos \theta'_2 \quad (0 \leq \cos \theta'_2 \leq 1) \quad (1.15)$$

ここから, $\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3}$ となり, θ_1 については

$$\frac{dn}{d \cos \theta_1} = \frac{c - V \cos \theta_1}{2c} \quad (-1 \leq \cos \theta_1 \leq 0) \quad (1.16)$$

から $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3}$ となり, 一度の衝突で得るエネルギー比は次のようになる.

$$\xi = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4(u_1 - u_2)}{3c} \quad (1.17)$$

このモデルでは速度に対して一次でエネルギーを獲得することがわかる. 二次加速モデルと比較して, より効率的にエネルギーを得ることができるが, これは正面衝突の確率が高いためである. このモデルでの P_{esc} は ρ_{CR} を加速される宇宙線の数密度として次のように書ける.

$$P_{\text{esc}} = \frac{\rho_{\text{CR}} u_2}{c \rho_{\text{CR}}/4} = \frac{4u_2}{c} \quad (1.18)$$

よって一次加速モデルでのべきは

$$\gamma = \frac{P_{\text{esc}}}{\xi} = \frac{3}{\frac{u_1}{u_2} - 1} \quad (1.19)$$

ここで気体の運動論から C_p を定圧比熱, C_v 定積比熱, M をマッハ数として次が成り立つ.

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{(\frac{C_p}{C_v} + 1)M^2}{(\frac{C_p}{C_v} - 1)M^2 + 2} \quad (1.20)$$

単原子ガスの $\frac{C_p}{C_v} = \frac{5}{3}$ を代入すると, $\gamma = 1 + \frac{4}{M^2 - 1}$ が導かれる. 強い衝撃波 ($M_1 \gg 1$) を仮定すると, $N \propto E^{-\gamma-1}$ で表されるエネルギースペクトルは E^{-2} のスペクトルを作り出す. 伝播を通して我々が観測するスペクトルはさらに急になり, 地球で観測される二以下 $E^{-2.7}$ に近くなる [106].

1.5.4 パルサー放射

パルサーの回転エネルギーを利用して、高エネルギー宇宙線が生成されるとするモデルがある [104]. 星が重力崩壊して小さくなると、星の近傍での磁場は崩壊前に比べて大きくなる. この磁場と星の回転により強力な電場が形成され、高エネルギーまで加速される. 具体例として半径 20 km の 30 ms パルサーを考えると、その回転速度は次のようになる.

$$v = \frac{2\pi R_{\text{pulsar}}}{T_{\text{pulsar}}} = \frac{2\pi \times 20 \times 10^3}{3 \times 10^{-2}} \sim 4 \times 10^6 \text{ (m/s)} \quad (1.21)$$

電場は自転と磁場が垂直であれば最大となり、この時の電場は $|\mathbf{E}| = vB \sim 10^{15} \text{ (V/m)}$ となり、1 m ごとに PeV という大きなエネルギーを得ることができる.

1.5.5 連星放射

パルサーと通常星の連星でも高エネルギー宇宙線加速が行われていると考えられている [104]. 連星系では、通常星の物質が降着円盤へ落ちていくが、こうした巨大なプラズマ運動により、中性子星近傍には非常に強い電磁場が存在する. パルサーへ落ちる陽子が獲得する重力エネルギーは式 (1.22) で書ける. ただし陽子の重さ $m_p \sim 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, $M_{\text{pulsar}} = 2 \times 10^{30} \text{ kg}$, $R_{\text{pulsar}} = 20 \text{ km}$ とした.

$$\Delta E = - \int_{\infty}^{R_{\text{pulsar}}} G \frac{M_{\text{pulsar}} m_p}{r^2} dr \sim 70 \text{ MeV} \quad (1.22)$$

この時にパルサーへ落ちる陽子が獲得する速度は

$$v = \sqrt{\frac{2GM_{\text{pulsar}}}{R_{\text{pulsar}}}} \sim 1.2 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (1.23)$$

となる. 降着円盤に垂直な中性子星の磁場によってローレンツ力が生み出され、その力が粒子に与えるエネルギーは $E = evB\Delta s$ となり、例えば現実的な値として $v \sim c$, $B = 10^6 \text{ T}$, $\Delta s = 10^5 \text{ m}$ を代入すると、 $E = 3 \times 10^{19} \text{ eV}$ まで加速することができる.

1.6 大角度異方性

宇宙線は地球に日々飛来しているが、高エネルギーの宇宙線に関しては起源が未だにわかっていない。宇宙線は荷電粒子であるため銀河系内や銀河系外の磁場によって偏向されてしまうことは起源探査が難しい理由のひとつである [107]。そのため、近年では磁場の影響を受けないため到来方向を決定できるニュートリノや電磁波を活用したマルチメッセンジャー天文学も活発に行われている。しかし、宇宙線の起源を知るうえで、宇宙線到来方向の大角度異方性解析を行うことはスペクトルや組成の分析と合わせて非常に重要である。

1.6.1 起源候補

異方性解析は宇宙線起源探査を目的に行われるが、はじめに現在考えられている宇宙線の起源天体候補をここに記載する。

$E \leq 10^{15}$ eV の宇宙線起源は超新星残骸からの衝撃波統計加速が有力であると考えられている。 $E \geq 10^{15}$ eV の宇宙線起源は一致した理解は得られていないが、高エネルギーまで粒子を加速させるためにはある領域に閉じ込めた上でエネルギーを与える必要があることから巨大な磁場や天体半径をもった宇宙の激しい天体現象と関連していると考えられており、候補天体はいくつか挙げられている [108, 109, 110, 111, 112]。

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN)

ガンマ線バースト

暗黒物質

マグネター

銀河団

スターバースト銀河

AGN は非常に強大なエネルギーを持った銀河中心核のことで、中心のブラックホールへ降着する重力エネルギーを粒子の運動エネルギーに変換している。AGN 加速では周囲放射場との衝突によるエネルギー損失が顕著で最大加速エネルギーは 10^{19} eV 程度と考えられている [113]。ガンマ線バーストはガンマ線が一定時間連続して観測される現在知られている中で最大光度の天体現象である。暗黒物質は宇宙理論と観測の不一致を説明するための候補として挙げられる現在は未発見の物質である。マグネターは強力な磁場を持つ中性子星である。銀河団は多数の銀河が互いの重力で集まった天体を指す。スターバースト銀河は爆発的に星形成がなされている銀河である。こうした大きな規模の天体が最高エネルギー宇宙線を放出しているのではないかと考えられており、起源天体を特定するために宇宙線観測実験は日々続けられている。

起源候補天体を議論する上で磁場強度と天体の大きさに対する加速エネルギーの制限を図にした「ヒラスプロット」は有名である。これを図 1.16 に示す [111]。磁場強度と天体の大きさを変数として多くの天体がプロットされており、図の右上に書かれてある天体ほど粒子を大きく加速することができる。例えば、図の斜めの黒線は陽子を 10^{20} eV まで加速できる天体の大きさと磁場の強さの要求を表し、この線より右上に表示されている候補天体は陽子を 10^{20} eV 以上に加速させることが可能であることを意味する。

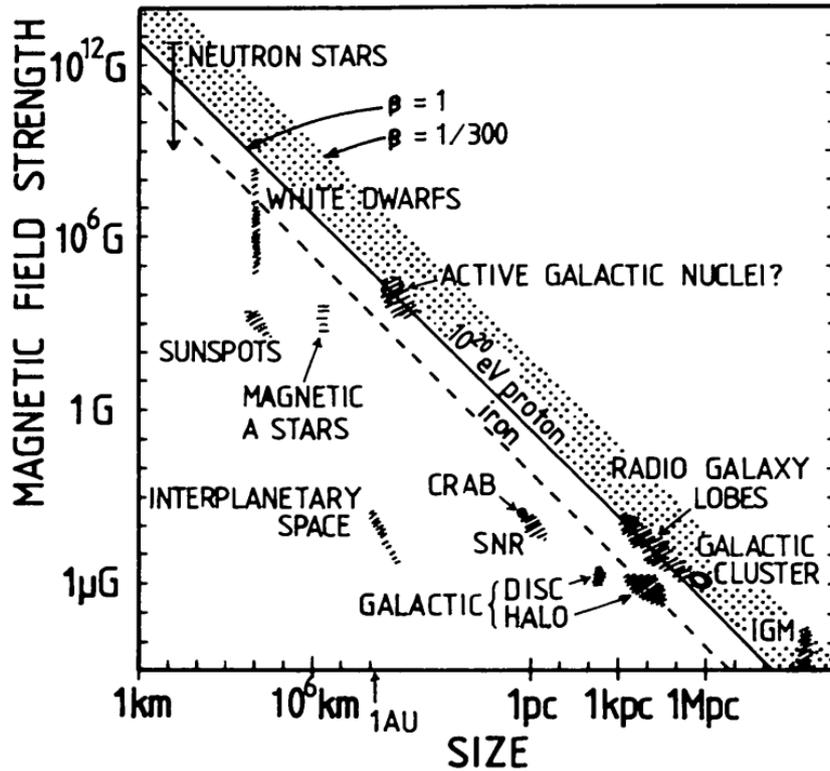


図 1.16: ヒラスプロット [111].

ヒラスプロットは粒子加速においては加速天体の閉じ込めを抜けるとその天体からはエネルギーをそれ以上もらわないという条件とラーモア半径が天体半径を超えない条件から作られる。ラーモア半径と天体半径の関係から式 (1.24) のように最大エネルギーを定義することができ、 q は電荷、 B は磁場、 R は天体の大きさを表す。

$$E_{\max} \propto qBR \quad (1.24)$$

1.6.2 双極子構造

到来した宇宙線の相対強度 I_{rel} の分布は一般に、式 (1.25) のような展開式で書ける。

$$\begin{aligned} I_{\text{rel}} &= 1 + \sum_{l \geq 1} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm} \left(\frac{\pi}{2} - \delta, \alpha \right) \\ &= 1 + \mathbf{d} \cdot \mathbf{u}(\alpha, \delta) + \mathcal{O}(a_{\{lm\}_{l \geq 2}}) \end{aligned} \quad (1.25)$$

ここでの \mathbf{u} は到来方向の単位ベクトル、 \mathbf{d} が異方性の双極子構造を決定する成分となる。これまでの実験から宇宙線は高エネルギーを除くとほぼ等方的に到来することがわかっているが、完全に等方的ではなく、TeV 領域ではおよそ $10^{-4} \sim 10^{-3}$ の異方性が確認されている [114, 115, 116, 117, 118, 119]。宇宙線のフラックスは式 (1.26) で書ける [120]。ここで、 \mathbf{p} を運動量として $\beta = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{u}}{p}$ である。

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\text{diff}} + \mathbf{j}_{\text{flow}} = 2\pi\beta\mathbf{n} \int_{-1}^1 d\beta\beta f(\mathbf{r}, p\mathbf{u}) \quad (1.26)$$

\mathbf{j}_{diff} は宇宙線の密度勾配によるもの、 \mathbf{j}_{flow} は宇宙線と観測者の相対運動に起因するものである。この2つの要素から双極子成分が現れ、特に大きなものが支配的になる。

\mathbf{j}_{flow} に関する項を考える。以下、プライム付きは宇宙線の系、プライムなしは観測者の系を表す。粒子分布関数のテイラー近似を考えると、

$$f(\mathbf{r}, p\mathbf{u}) \sim f'(\mathbf{r}, p\mathbf{u}) - \frac{p}{v_{\text{CR}}} \mathbf{v}_{\text{flow}} \cdot \frac{\partial f'(\mathbf{r}, p\mathbf{u})}{\partial \mathbf{p}} = f'(\mathbf{r}, p\mathbf{u}) \left(1 - \frac{\mathbf{v}_{\text{flow}} \cdot \mathbf{p}}{v_{\text{CR}} p} \frac{d(\ln f')}{d(\ln p)} \right) \quad (1.27)$$

$f \propto p^{-2-\gamma}$ であることを用いると、双極子成分は次のようになる。

$$\mathbf{d}_{\text{flow}} = -\frac{\mathbf{v}_{\text{flow}}}{v_{\text{CR}}} \frac{d(\ln f')}{d(\ln p)} = \frac{\mathbf{v}_{\text{flow}}}{v_{\text{CR}}} (2 + \gamma) \quad (1.28)$$

これはコンプトン・ゲッティング効果である [121]。太陽系が銀河中心周りを $v = 220 \pm 20$ (km/s) で回転することで $\delta \sim 3 \times 10^{-3}$ 程度の双極子振幅が生じるはずである。なお、この効果は実験で観測されておらず、宇宙線プラズマが銀河磁場と共回転することで異方性成分は減少するという解釈が与えられている [122]。太陽の周りに対する地球の公転によるコンプトン・ゲッティング効果は式 (1.28) から、 3.82×10^{-4} の振幅が太陽時で6時に現れると予想される [116]。こちらの効果は実験で観測されており、Tibet 実験で観測されたコンプトン・ゲッティング効果を図 1.17 に載せるが、理論 (破線) と実験 (実線) が素晴らしい精度で一致している [123]。コンプトンゲッティングによる振幅は粒子種やエネルギーには依存しない。

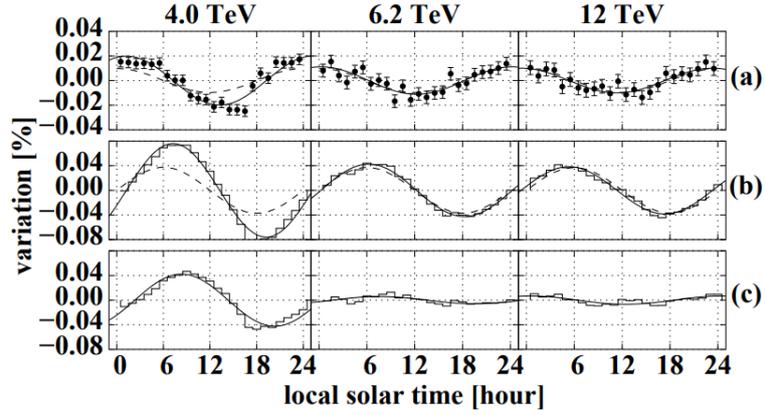


図 1.17: コンプトン・ゲッティング効果 [123].

j_{diff} の項を考える. 観測者の周りに異方的に分布する宇宙線源は局所的な密度勾配をもたらし, 拡散伝播モデルにおいて, 式 (1.29) で与えられる宇宙線フラックスが存在することになる.

$$j_{\text{diff}} = -D_{\perp} \nabla_{\perp} n - D_{\parallel} \nabla_{\parallel} n + D_A \mathbf{b} \times \nabla n \quad (1.29)$$

ここで, D_{\parallel} は平均的な磁場 (\mathbf{B}_0) に対して平行な成分の拡散係数を, D_{\perp} は垂直な拡散係数を表し, D_A は非対称なホール拡散項でドリフト効果を決定する [124, 125]. n は宇宙線密度, $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}_0}{|\mathbf{B}_0|}$ は規則的な磁場方向の単位ベクトルである.

拡散近似における双極子異方性は, 式 (1.30) で表される.

$$\mathbf{d} = -\frac{3j_{\text{diff}}}{nc} \quad (1.30)$$

式 (1.29) に関し, ニー以下の宇宙線に対しては振幅は主に D_{\perp} で決定され, $\mathbf{d} \propto E^{\frac{1}{3}}$ となる [124].

$$D_{\perp} \simeq D_{\perp}^0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.31)$$

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\beta-\frac{1}{3}} \quad (1.32)$$

なお, 乱流スペクトルにおいて, $D(E) \propto E^{\alpha}$ とした際に, コルモゴロフ拡散は $\alpha = \frac{1}{3}$, クライクナン拡散は $\alpha = \frac{1}{2}$, ボーム拡散は $\alpha = 1$ に対応する [126]. 拡散係数のべきは B/C 比率のエネルギー依存性からわかるが, AMS-02 の結果から $D \propto E^{\delta}$ として, $0.333 \pm 0.014(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst})$ であり, 実験的にはコルモゴロフ乱流と整合的である [127].

ニーを超えて系内からの宇宙線の漏れ出しが始まるとドリフト項 (D_A) が優勢になり, $\mathbf{d} \propto E$ に近

づく [124].

$$D_A \simeq D_A^0 \frac{E}{E_0} \quad (1.33)$$

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\beta-1} \quad (1.34)$$

10^{18} eV を超えるさらに高いエネルギーでは、宇宙線密度は徐々に銀河系外成分によって支配され始めるため、異方性も固有天体成分に影響される。

最近の研究で、図 1.18 のように、宇宙論モデルの選択によっても双極子振幅が変化するという可能性が示唆されている [128]。図 1.18 では、標準 Λ CDM モデル、 $f(R)$ 重力乗則モデル、スタロビンスキーモデルの 3 つの宇宙論モデルに対して解析されている。標準 Λ CDM (Cold Dark Matter) モデルは、ビッグバン宇宙論において暗黒物質や暗黒エネルギーを仮定するモデルであり、宇宙線研究で最も一般的に使用されるモデルである。 $f(R)$ 重力乗則モデルはアインシュタイン-ヒルベルト作用のラグランジアンを一般化したもので、 $f(R) = \lambda R^n$ と書ける。スタロビンスキーモデルは $f(R) = \alpha R + \beta R^2$ で書けるものである。 $f(R)$ 重力乗則モデルでは特に高エネルギーで双極子振幅が大きくなるという予測がある一方、標準 Λ CDM モデルでは双極子振幅が小さく見積もられるという結果になっている。

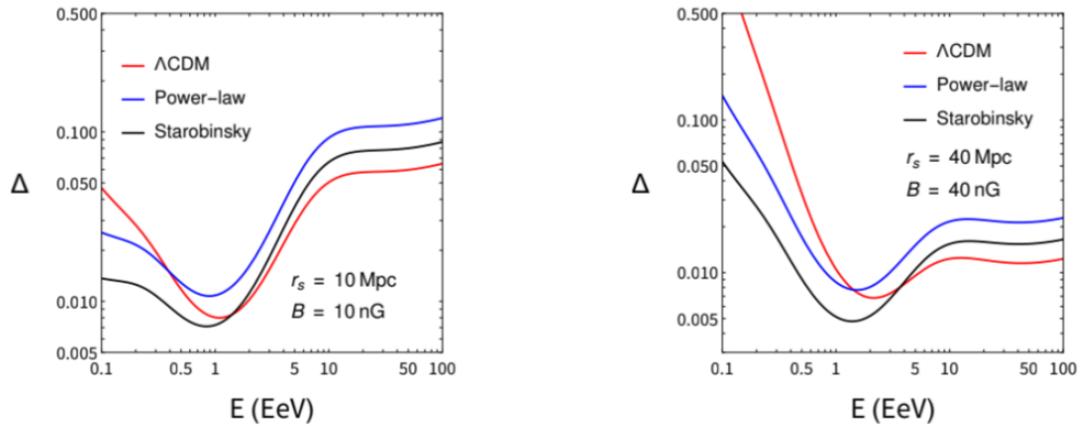


図 1.18: 宇宙論モデルの選択の違いによる双極子振幅の違い [128].

1.6.3 これまでの観測結果

こうした双極子構造の大角度異方性探査は、現在に至るまで世界各地の様々な実験で幅広いエネルギーにわたってなされてきた。図 1.19 と図 1.20 に過去に行われた様々な実験での大角度異方性解析での振幅および位相の結果を載せる [129, 130, 131, 118, 117, 132, 133, 116, 115, 134, 114, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 50]

地上の宇宙線観測所は地球の自転軸に沿った異方性探査に鈍感であるため、これらの実験では赤道面に射影された双極子成分の振幅および位相を載せている。真の双極子構造が自転軸方向に近い場合は観測される双極子構造に大きな影響を与える可能性があることに注意すべきである。

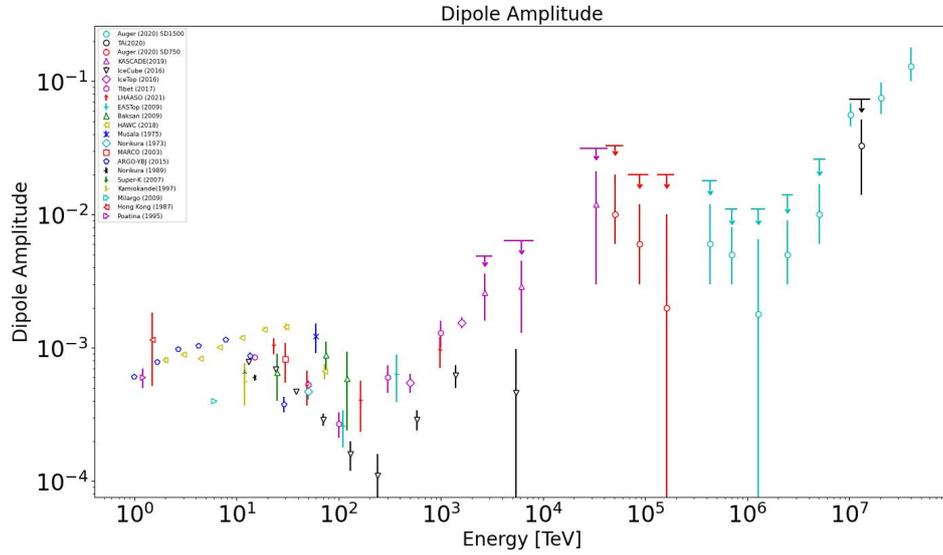


図 1.19: 様々な実験における大角度異方性の振幅の結果 [129, 130, 131, 118, 117, 132, 133, 116, 115, 134, 114, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 50].

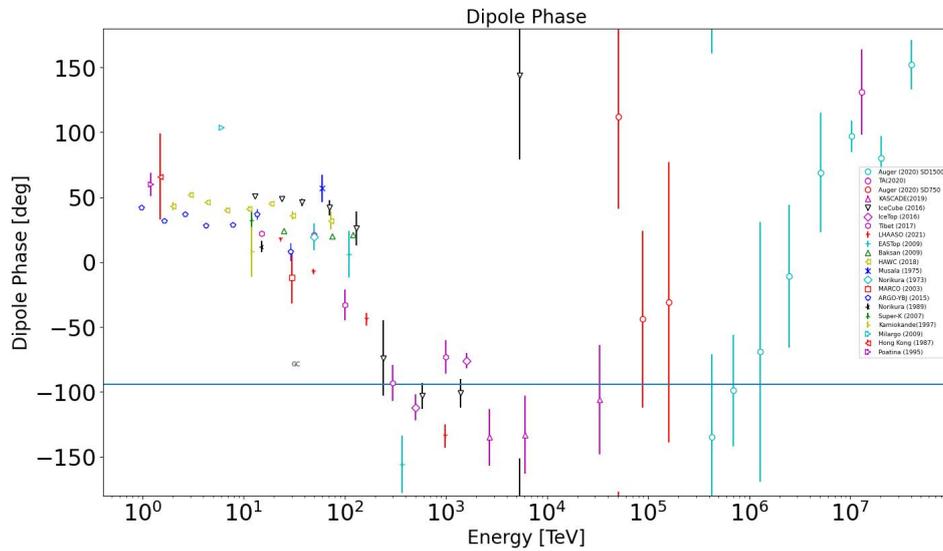


図 1.20: 様々な実験における大角度異方性の位相の結果 [129, 130, 131, 118, 117, 132, 133, 116, 115, 134, 114, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 50].

1.6.4 TeV-PeV 領域の大角度異方性

TeV 領域から PeV 領域の宇宙線はほぼ等方的に到来するが、精密な観測により $10^{-4} \sim 10^{-3}$ 程度のわずかな双極子異方性が存在することがわかっている [114, 115, 116, 117, 118, 119]. 約 100 TeV 以下では双極子成分の振幅は $E^{\frac{1}{3}}$ で上昇し、位相は $30^\circ < \alpha < 60^\circ$ の方向を示している. この赤経座標は IBEX (Interstellar Boundary Explorer) で推定される局所的な磁場の方向 [142] である $(\alpha, \delta) = (48^\circ, -21^\circ)$ を含んでいる [143].

図 1.21 は銀河面上での近傍の SNR の位置を表している [144]. 黒星は太陽系であり、破線は磁気赤道面と銀河平面との交点を示している. 宇宙線勾配が SNR の方向に対し直線的であれば、緑色の SNR 群に対しては $\alpha \sim 49^\circ$ 方向に双極子成分が存在し、赤色の SNR 群に対しては $\alpha \sim 229^\circ$ 方向に存在すると考えられる. およそ 100 TeV 以下での宇宙線双極子成分は $\alpha \sim 49^\circ$ ($l = 120^\circ \sim 300^\circ$) を向いており、Vela, Monogem, Geminga の寄与が大きいと考えられていて、例えば地球から最も近い SNR の一つである Vela は $l = 263.9^\circ$, 0.3 kpc の距離 [145] にあることと矛盾しない [146].

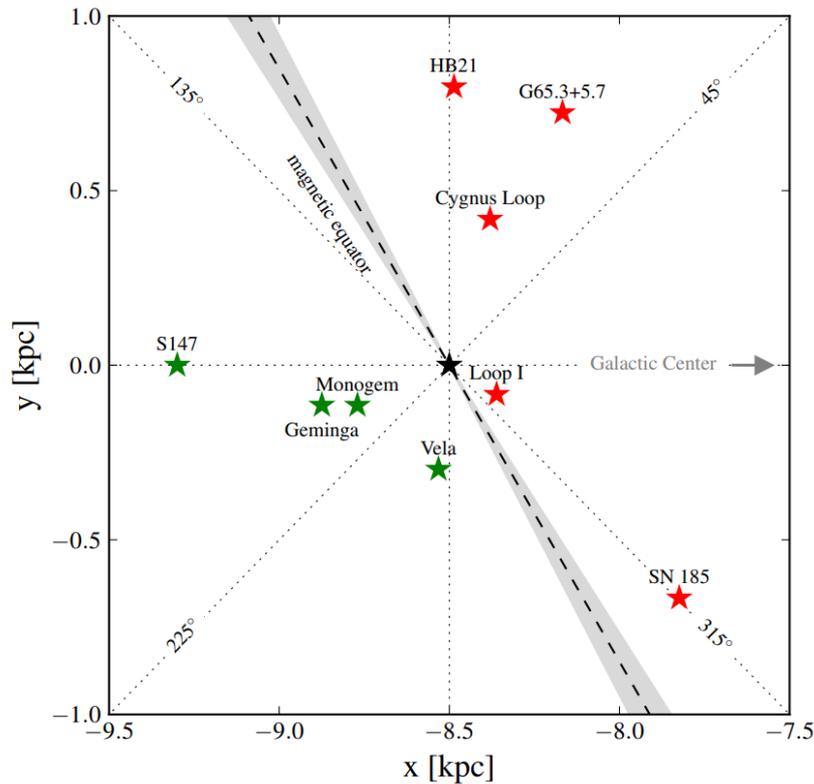


図 1.21: 近傍 SNR の位置 [144].

図 1.22 に、様々な実験での双極子異方性の結果を示す [144]. 円の中心の数字はエネルギーの中央値を表し、円の大きさは 1σ の誤差を表す. 破線と灰色の領域は局所磁場の方向とその誤差を表す. 黒い矢印はコンプトン・ゲッティング効果の補正を表す. 赤道面に平行な双極子異方性に対して、 δ_{0h} は $\alpha = 0^\circ$ の方向、 δ_{6h} は $\alpha = 90^\circ$ の方向の異方性を意味する. ここでも局所磁場に沿って異方性が存在していることがわかる.

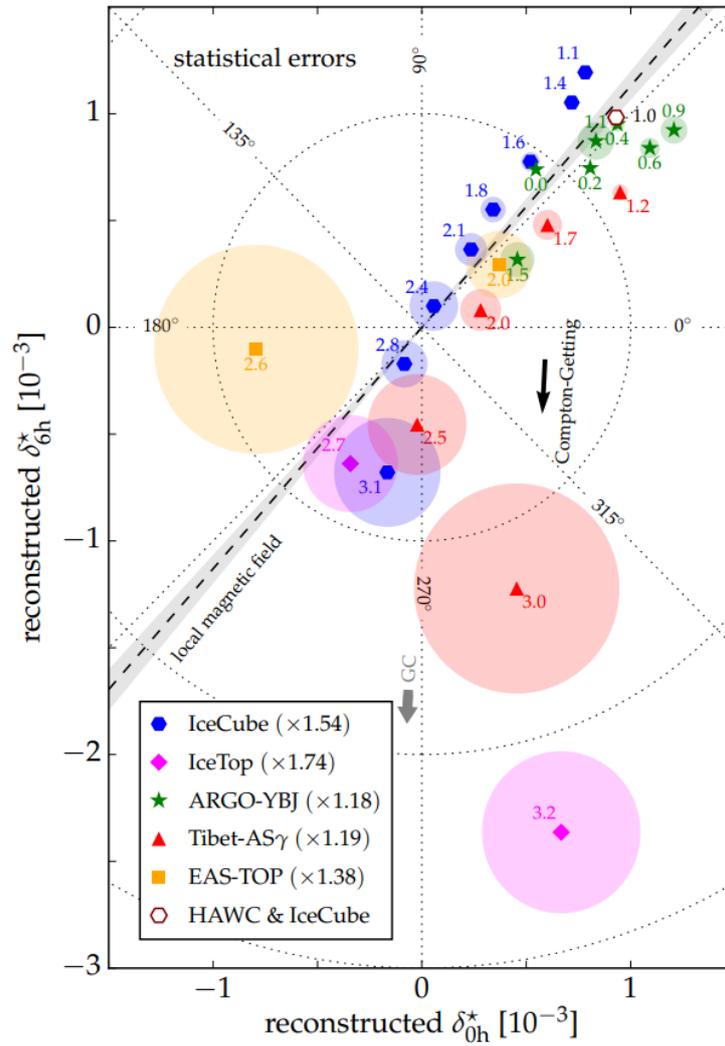


図 1.22: 近傍の双極子異方性 [144].

式 (1.30) の双極子振幅は拡散テンソルのエネルギースケールに従うが, $\mathbf{D} \propto E^\beta$ ($\beta \sim 0.3 - 0.6$) の関係式が成り立つ [147]. この関係式を併記したものを図 1.23 に載せる. この図からわかるように, 高エネルギーではこの外挿とは一致していない.

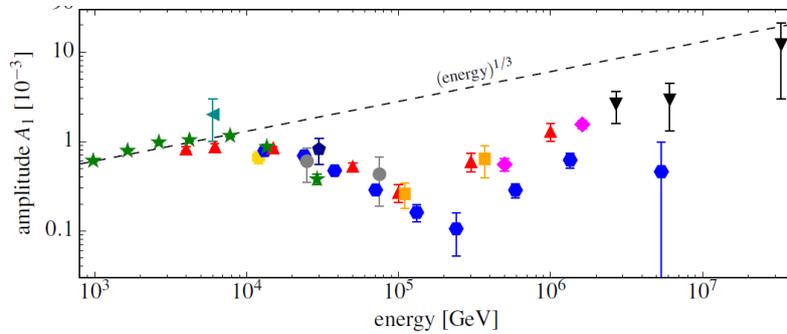


図 1.23: 双極子振幅で破線は等方拡散からのモデル予測 [119].

約 100 TeV を超えると双極子成分の振幅は E^{-1} で振幅が下降するとともに位相反転を起こしており, 300 TeV 付近に到達すると位相は銀河中心方向 ($\alpha_{GC} \simeq 266^\circ$) を指すようになる. この反転は宇宙線の起源が別の天体現象に移行したと考えられ, 宇宙線の非等方拡散, 局所的な近傍宇宙線源の存在, 地上観測での再構成バイアス等により理解できるとされている [144]. 局所的な宇宙線源が存在すると, 全体への寄与が小さくても大きな影響を与えることが示唆されている [148, 149, 150, 151].

TeV~PeV 領域の異方性に関しては様々な実験で観測がなされてきた. チベットの ARGO-YBJ 実験は 2015 年におよそ 1 TeV~30 TeV での大角度異方性結果を報告した [116]. 図 1.24 はその結果で, 赤道座標での半径 5 度の重ね合わせを行った天球図で色が相対強度を表しており, 上から順にエネルギー中央値が 0.98 TeV, 1.65 TeV, 2.65 TeV, 4.21 TeV, 7.80 TeV, 13.6 TeV, 29.1 TeV である.

約 10 TeV 以下では, 太陽圏の運動による磁気尾 (ヘリオテール) の方向と一致する $50^\circ < \alpha < 140^\circ$ に過剰領域 (テールイン領域) が見え, 銀河系北極方向である $150^\circ < \alpha < 250^\circ$ に欠損領域 (ロスコーン領域) が見える. 実際に季節変動を観測すると, ヘリオテールに近づく 12 月にテールイン異方性は最大となり, 反対の 6 月には最小となることが確認されている [152]. 過剰及び欠損領域はエネルギーとともに大きくなり, 10 TeV で絶対値が最大となった後は小さくなっていく傾向がある.

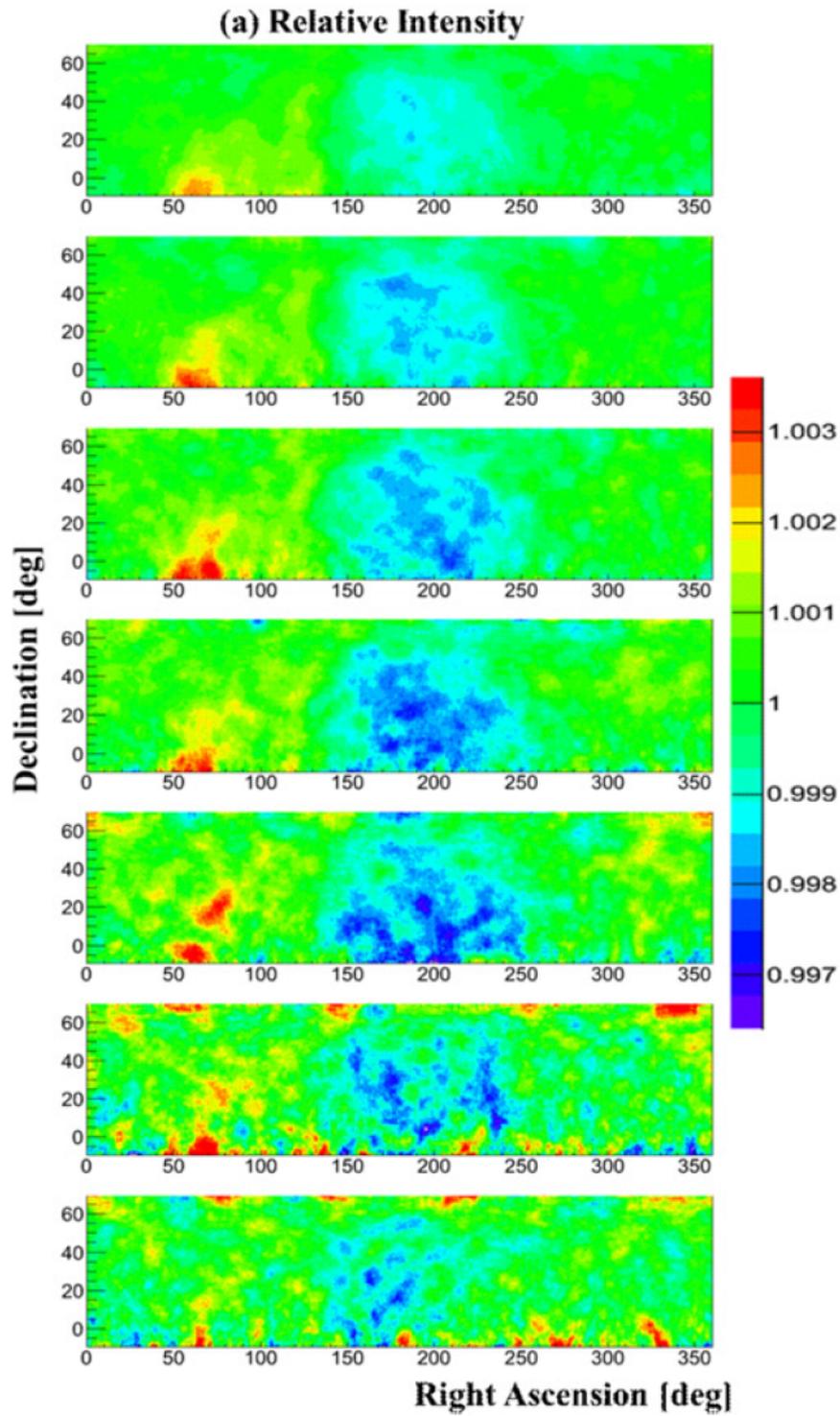


図 1.24: ARGO-YBJ での大角度異方性解析結果 [116].

2015 年から Milagro 実験の後継としてメキシコのシエラ・ネグラで行われている HAWC (High Altitude Water Cherenkov) 実験においても 2018 年に 2.0 TeV~72.8 TeV と ARGO-YBJ 実験と類似したエネルギー領域での異方性解析結果を報告している [131]. 図 1.25 はその結果で, 図は赤道座標での半径 10 度の重ね合わせを行った天球図で色が相対強度を表しており, それぞれエネルギー中央値が 2.0 TeV, 3.0 TeV, 4.4 TeV, 6.8 TeV, 11.2 TeV, 18.6 TeV, 30.3 TeV, 72.8 TeV の領域である. ARGO-YBJ 実験での結果とほぼ同じ赤経に過剰および欠損領域が見られる (0° と 360° は ARGO-YBJ の結果とは反対になっている).

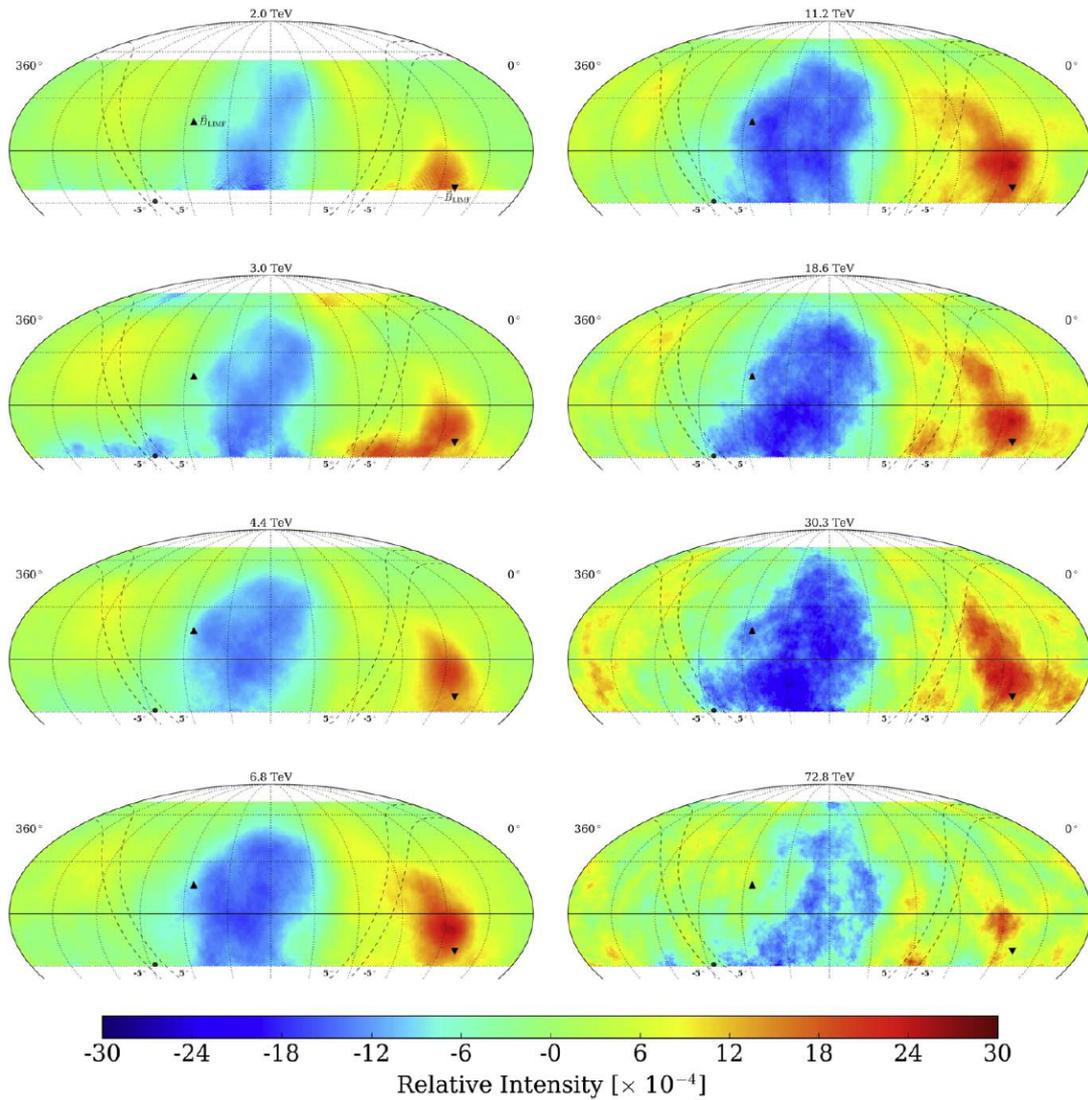


図 1.25: HAWC 実験での大角度異方性解析の結果 [131].

1989年から2000年にかけてイタリアのカンポ・インペラトーレで行われていたEAS-Top実験では2009年に7年間(1992~1999)のデータに対する110 TeVと370 TeVでの大角度異方性解析の結果を報告した [117]. 図 1.26 はそこで報告された結果で、恒星時に対するフラックスの変化を表す.

2017年のTibet実験の結果は10 TeVから1 PeVの広範囲にわたり解析している [115]. 図 1.27 がその結果で、色は赤道座標での相対強度を表しており、それぞれエネルギー中央値が15 TeV, 50 TeV, 100 TeV, 300 TeV, 1000 TeVである. これらの結果では、低エネルギーと高エネルギーでは違った構造が見えていることがわかる.

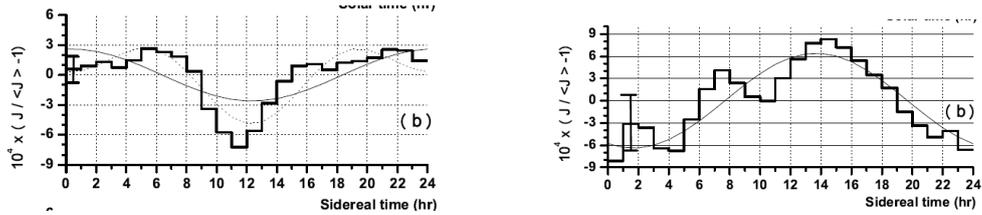


図 1.26: EAS-Top 実験での大角度異方性解析の結果. (左) 110TeV (右) 370TeV [117].

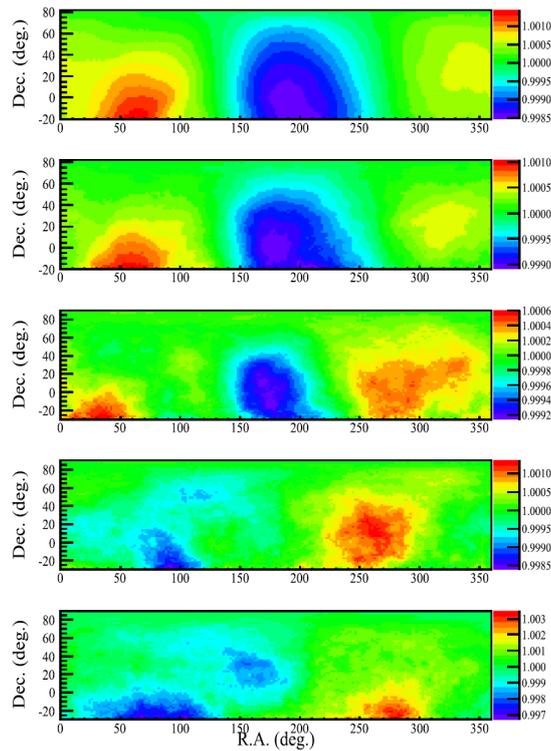


図 1.27: Tibet 実験の大角度異方性解析結果 [115].

1.6.5 PeV-EeV 領域の大角度異方性

KASCADE 実験 [130] や IceCube 実験 [133] や IceTop 実験 [133] 等から得られた PeV から EeV での宇宙線の双極子成分の振幅は再び上昇傾向を示し、位相は $\alpha \sim 270^\circ$ 方向を示している。

PeV エネルギー領域を超え、宇宙線が銀河磁場を振り払って外へ拡散し始めると、双極子成分は銀河中心 $((\alpha, \delta) = (266^\circ, -29^\circ)$, 赤道座標系) から遠くない方向に現れると予想されている [125]. さらに、ニーからセカンドニーにかけて、宇宙線が核子の重さ順に徐々に銀河系内の閉じ込めから漏れ出しているとする、双極子成分は銀河の北極方向 $((\alpha, \delta) = (193^\circ, 27^\circ))$ [124] へ少しずつ遷移すると考えられている。これは、式 (1.29) の第 3 項が示すように、規則磁場方向と銀河中心方向を向く密度勾配の両方に直交しているためである。宇宙線が系外起源へ遷移する可能性が高いと考えられている PeV から EeV のエネルギー帯での大角度異方性は非常に重要である。

TeV 領域から PeV 近傍へ向かう異方性の実験結果として、2016 年に IceCube 実験は IceCube および IceTop における大角度異方性解析結果を報告した [133]. そこで報告された異方性解析結果を図 1.28 に載せる。2009 年 5 月から 2015 年 5 月までに観測された 3180 億個の宇宙線ミュオンを解析している。図 1.28 において、左図は横軸がエネルギーで縦軸が異方性の相対強度としての振幅となっており、右図は横軸がエネルギーで縦軸が赤経での位相を表している。図中の青色で示された 9 点のプロットは IceCube の結果であり、エネルギーの中央値がそれぞれ 13 TeV, 24 TeV, 38 TeV, 71 TeV, 130 TeV, 240 TeV, 580 TeV, 1.4 PeV, 5.4 PeV での結果となっている。図中の赤色で示された 1 点のプロットは IceTop の結果であり、エネルギーの中央値が 1.6 PeV での結果となっている。位相はエネルギーが増加するにつれて銀河中心方向を向く様子がある。図 1.29 は到来方向に対して半径 20° の円で重ね合わせをした極座標系での相対強度の図であり、例としてエネルギーの中央値が 38 TeV の結果を載せたが、IceCube の論文中には [133] にはすべてのエネルギー帯での図が載せられている。

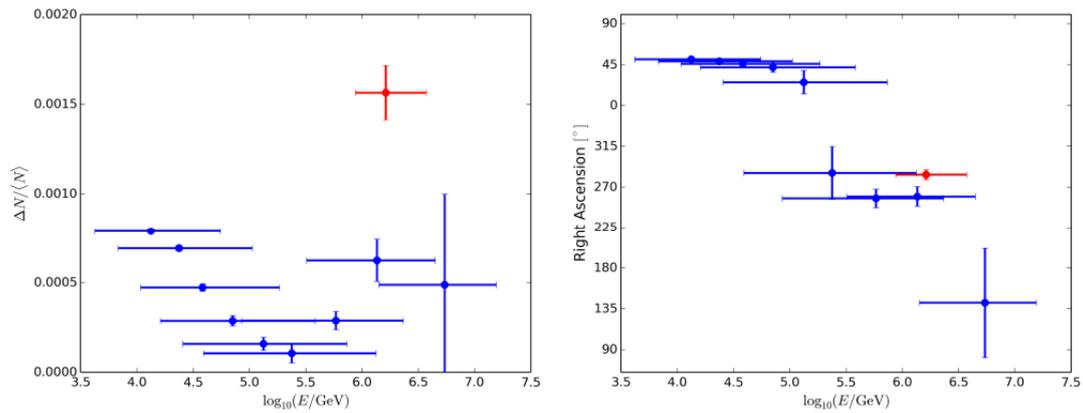


図 1.28: IceCube と IceTop 実験での大角度異方性解析の振幅 (左) と位相 (右) の結果 [133].

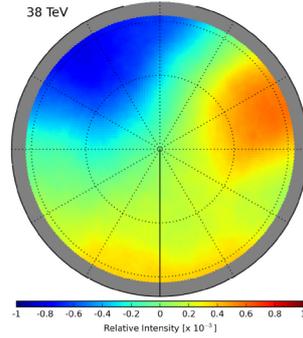


図 1.29: エネルギー中央値が 38 TeV での相対強度図の例 [133].

PeV から EeV での異方性の実験結果として、2019 年に KASCADE-Grande 実験も大角度異方性解析結果を報告した [130]。そこで報告された異方性解析結果を表 1.2 および図 1.30 に載せる。表 1.2 は、左からエネルギー中央値、振幅、位相、上限値の実験結果を示す。図 1.30 において、左図は横軸がエネルギーで縦軸が大角度異方性解析での振幅を表しており、右図は横軸がエネルギーで縦軸が赤経で表した大角度異方性解析での位相を表している。図中の緑点で示された 3 点のプロットは KASCADE-Grande の結果で、エネルギーの中央値がそれぞれ 2.7×10^{15} eV, 6.1×10^{15} eV, 3.3×10^{16} eV での結果となっており、左図は 99% の上限値も表している。

表 1.2: KASCADE-Grande 実験での大角度異方性解析結果 [130].

エネルギー中央値 [eV]	振幅 ($\times 10^{-2}$)	位相 [$^{\circ}$]	99% 上限値
2.7×10^{15}	0.26 ± 0.10	225 ± 22	0.49×10^{-2}
6.1×10^{15}	0.29 ± 0.16	227 ± 30	0.64×10^{-2}
3.3×10^{16}	1.2 ± 0.9	254 ± 42	3.15×10^{-2}

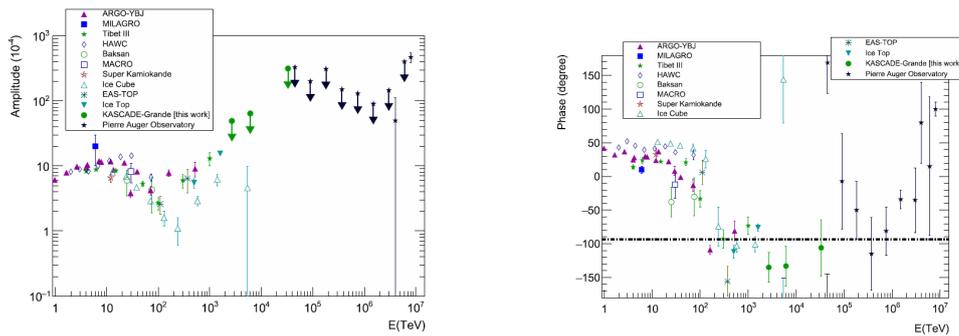


図 1.30: KASCADE-Grande 実験での大角度異方性解析の振幅（左）と位相（右）の結果 [130].

1.6.6 EeV 以上の領域の大角度異方性

EeV 領域の宇宙線は銀河系内での閉じ込め効果が効かなくなってくるため、EeV 近傍で宇宙線起源は銀河系内から銀河系外へ遷移すると考えられている。

Auger 実験 [50] や TA 実験 [141] が報告した結果では、EeV 領域の宇宙線は有意は小さいが双極子振幅が数パーセント程度に達し、位相は概ね $80^\circ < \alpha < 130^\circ$ の方向へ変化する。振幅についてはエネルギーとともに増大する傾向もみられ、宇宙線の直進性が增大している可能性はあるがこうした現象に統一した見解は現在のところ存在していない。

理論的には系外起源の宇宙線の分布は双極子成分を残す可能性があると考えられている。1つは宇宙の物質分布（特に近傍銀河や天体）は非等方に分布しているため、天体の分布が宇宙線起源分布と仮定した場合において到来方向分布に大角度の異方性が生じるという予想である [153, 154]。2つ目は支配的な線源が存在し、磁場の振幅が大きい場合や宇宙線が大きな電荷をもつ場合は銀河系外の乱流磁場中を宇宙線が拡散伝播する過程で双極子フラックスが生じるという予想である [155, 156, 153, 154]。補足であるが、リウヴィルの定理によれば等方的な分布が磁場の偏向によってのみで異方性が生じることはないと考えられている [97]。この他にも、高エネルギー領域において、宇宙線の CMB に対する太陽系の運動 ($v = 368 \pm 2$ [km/s]) によるコンプトン・ゲッティング効果により双極子振幅が生じると予測されており、振幅の大きさは 0.6% 程度と予想されている [157]。この結果は電荷には依存せず、観測されている異方性と比べてやや小さい。

Auger 実験は大角度異方性解析の結果から最高エネルギー宇宙線は銀河系外起源と主張している [97]。一方でモデルにおいては、銀河系内でも最高エネルギーまで加速できるという主張がある [158, 159]。しかし、ガンマ線バースト等の突発天体が銀河円盤に存在していた場合には 2017 年の Auger 実験の結果 [97] より大きな双極子成分が出るはずである [160]。さらにそうした天体からの双極子成分は銀河中心方向に極大を持つことが予想されるが、これは Auger 実験での結果と一致しない [161]。こうしたことは数 EeV 以上の宇宙線が銀河系外起源であることを支持するものである。

EeV 領域の起源や異方性に関して、様々なモデルや示唆が考えられており、いくつか紹介する。銀河起源宇宙線が重い組成であった場合は EeV 領域において、数パーセントの宇宙線異方性が現れるという予測もある [162, 124]。10 EeV 付近では磁場による偏向や宇宙線源までの距離が大きくなることで、大規模な異方性が生じると予想されている [153, 163]。また、10 EeV 以上で現状大きな四重極モーメントが観測されていないことは、質量組成が陽子のみである可能性を否定するものとなる [164]。

TeV 以上の高エネルギーでの大角度異方性解析では、2017 年に Auger 実験が 8 EeV 以上の宇宙線では、 $d = 6.5\%$ の異方性振幅が 5.2σ の有意度で観測されたと報告した [97]. そこで報告された異方性解析結果を図 1.31 および表 1.3 に示す. 左の図は横軸が赤経 [deg] で縦軸が規格化した宇宙線の割合を表した赤経分布であり、赤色データ点は観測データ、黒のフィット線は一次の調和振動を表している. 右の図は赤道座標での天球分布であり、色の違いはフラックスの大きさを、点線は銀河面を表している.

さらに Auger 実験では赤経への調和解析に加えて南北双極子成分に敏感な方位角への調和解析を組み合わせて 3 次元双極子再構成を行った. 表 1.3 はその結果であり、 d_{\perp} は赤道面に対する双極子成分、 d_z は地球自転方向に対する双極子成分、 d は 3 次元再構成された双極子の大きさ、 α_d, δ_d はそれぞれ双極子成分の赤経、赤緯方向を意味する. 8 EeV 以上に対する双極子構造は赤経座標では $(\alpha, \delta) = (100^\circ, -24^\circ)$ を指し、銀河座標では $(\ell, b) = (233^\circ, 13^\circ)$ を指しこれは銀河中心からおおよそ 125° 離れており、銀河系外起源を示唆するものであった. $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ での双極子振幅は統計的に有意な水準には到達していないが、同様に銀河中心から離れた方向を指している. なお、Auger 実験は 8 EeV 以上の宇宙線の角度異方性解析に関しては 2023 年に行われた最新の国際学会で 6.9σ まで有意度が増加したことを報告している [165].

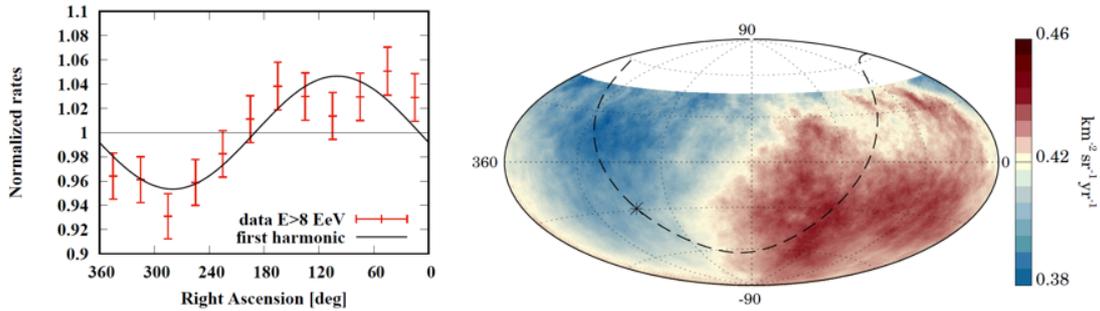


図 1.31: Auger 実験の異方性解析のフィット図 (左) と天球図 (右) の結果 (2017) [97].

表 1.3: Auger 実験で報告された大角度異方性の結果 [97].

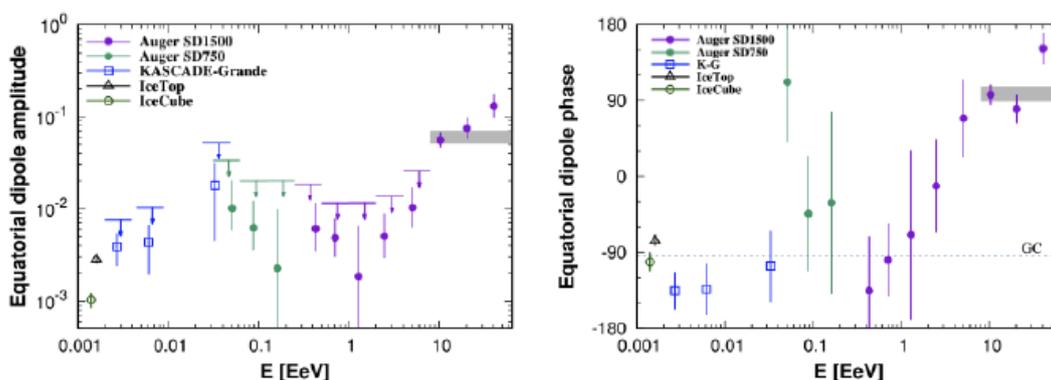
E [EeV]	d_z	d_{\perp}	d	δ_d	α_d
$4 < E < 8$	-0.024 ± 0.009	$0.006^{+0.007}_{-0.003}$	$0.025^{+0.010}_{-0.007}$	-75^{+17}_{-8}	80 ± 60
$8 < E$	-0.026 ± 0.015	$0.060^{+0.011}_{-0.010}$	$0.065^{+0.013}_{-0.009}$	-24^{+12}_{-13}	100 ± 10

EeV での異方性の実験結果として, Auger 実験は 2020 年に幅広いエネルギー領域で大角度異方性解析結果を報告した [50]. この結果を表 1.4 および図 1.32 に示す. 表 1.4 は左からエネルギー中央値, イベント数, 振幅, 位相, 99% 上限値を表す. 図 1.32 の左図は横軸がエネルギーで縦軸が赤道面へ射影した双極子振幅を表していて, 紫丸は SD1500 の結果で緑丸は SD750 の結果でグレーバンドは 8 EeV 以上のデータに対して行った結果であり下向き矢印は 99% 信頼度の上限値を示している. 右図は横軸がエネルギーで縦軸が位相の図であり, 色の区分は振幅のものと同じである. エネルギーが大きくなるとともに振幅は大きくなり, 位相は銀河中心から反対方向へ遷移していくことを示唆している. なお, 2 EeV 以下ではトリガー効率が下がるため, SD1500 や SD750 では東西法を用いている.

表 1.4: Auger 実験での広いエネルギー範囲での大角度異方性の結果 [50].

	エネルギー (EeV)	イベント数	振幅 ($\times 10^{-2}$)	位相 [$^{\circ}$]	99% 上限値 (%)
東西法	1/32-1/16	432155	$1.0^{+1.0}_{-0.4}$	159 ± 40	3.2
(SD750)	1/16-1/8	924856	$0.6^{+0.6}_{-0.3}$	-20 ± 33	2.0
	1/8-1/4	488752	$0.2^{+0.8}_{-0.2}$	-8 ± 49	2.0
東西法	1/4-1/2	770316	$0.6^{+0.5}_{-0.3}$	-139 ± 51	1.6
(SD1500)	1/2-1	2388467	$0.5^{+0.3}_{-0.2}$	-101 ± 36	0.99
	1-2	1243103	$0.18^{+0.47}_{-0.02}$	-55 ± 99	0.95
レイリー法	2-4	283074	$0.5^{+0.4}_{-0.2}$	-17 ± 23	1.5
(SD1500)	4-8	88325	$1.0^{+0.7}_{-0.4}$	91 ± 30	
	8-16	27271	$5.6^{+1.2}_{-1.0}$	92 ± 10	
	16-32	7664	$7.5^{+2.3}_{-1.8}$	93 ± 18	
	32-	1993	13^{+5}_{-3}	143 ± 19	

図 1.32: 2020 年に報告された Auger 実験での大角度異方性の結果 [50].



EeV での異方性の実験結果として、TA 実験も 2020 年に大角度異方性解析結果を報告した [141]。報告された異方性解析結果を表 1.5 および図 1.33 示す。2008 年 5 月～2019 年 5 月の 11 年間の宇宙線データを使用し、8.8 EeV 以上の宇宙線に対して等方のシミュレーションと実際の宇宙線データの比較をすることで異方性解析を行っている。表 1.5 は左から解析緯度、エネルギー中央値、データイベント数、振幅、位相、99% 信頼度の上限值を示す。図 1.33 の左図は横軸が赤経で縦軸が等方シミュレーションからの残差強度を示している。黒点は実験結果、黒の曲線は一次の調和振動のフィット結果を表しており、2017 年の Auger の結果 [97] も重ね書きをしている。右図は赤道座標系での天球分布を表しており、色の違いは等方シミュレーションからのずれを意味し、赤い部分から宇宙線が過剰に到来していることを示す。Auger 実験の結果と似た方向に過剰が見られることがわかる。

表 1.5: TA 実験での大角度異方性解析結果 [141].

	$E_{\text{med}}[\text{EeV}]$	イベント数	振幅 [%]	位相 [°]	99% 上限値 [%]
All	13.0	6032	3.3 ± 1.9	131 ± 33	7.3
$\delta \geq 24.8^\circ$		3778	2.1 ± 2.4	178 ± 66	6.7
$\delta < 24.8^\circ$		2254	6.3 ± 3.0	115 ± 28	12.9

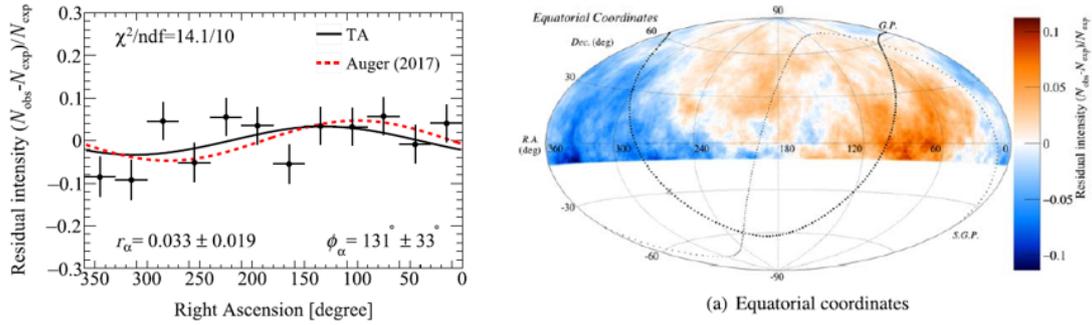


図 1.33: TA 実験での大角度異方性解析のフィット図（左）と天球図（右）の結果 [141].

1.6.7 中角度異方性

中角度異方性は磁場での偏向が小さい最高エネルギー宇宙線で見られる異方性であり、最高エネルギーの起源天体探査に直結する。最高エネルギー宇宙線は、ラーモア半径が銀河サイズを超えるという理論的な予測および観測事実から銀河系外から到来していると考えられている。式 (1.35) で表されるように、最高エネルギー宇宙線は磁場による偏向角が小さく直接的な宇宙線起源探査をすることができる。最高エネルギー宇宙線による宇宙線源の特定を目的とした研究は活発に進められており、TA×4 実験はこうした最高エネルギー宇宙線の観測イベント数を増やす目的で始められた実験の一つである [60].

$$\theta < 3.5^\circ \left(\frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1} \left(\frac{d}{100 \text{ Mpc}} \right)^{0.5} \left(\frac{l_{\text{col}}}{100 \text{ Mpc}} \right)^{0.5} \left(\frac{ZB}{10^{-9} \text{ G}} \right) \quad (1.35)$$

2014 年に TA 実験は北天の 57 EeV 以上の宇宙線において図 1.34 のような有意度が 3.4σ の異方性が観測されたと報告した [166]. この過剰領域はホットスポットと呼ばれており、過剰の中心は赤経 146.7° 、赤緯 43.2° である。図 1.34 は 72 イベント事象に対して半径 20 度の円で重ね合わせ操作を行った赤道座標系での天球図である。色は式 (1.36) の Li-Ma の有意度 [167] によって計算された値で赤い部分は最高エネルギー宇宙線の到来の過剰を表しており、超銀河面の近傍に過剰が見えていることがわかる。なお、式 (1.36) の N_{on} はある視野内に入ったイベント数、 $N_{\text{off}} = N - N_{\text{on}}$ は視野外のイベント数、 $\alpha = \frac{N_{\text{BG}}}{N_{\text{off}}}$ で一般に定義されるもので、ここでは等方分布を仮定したシミュレーションから $\alpha = \frac{N_{\text{sim,on}}}{N_{\text{sim,off}}}$ で定義される。

$$S = \sqrt{2N_{\text{on}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] + 2N_{\text{off}} \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right]} \quad (1.36)$$

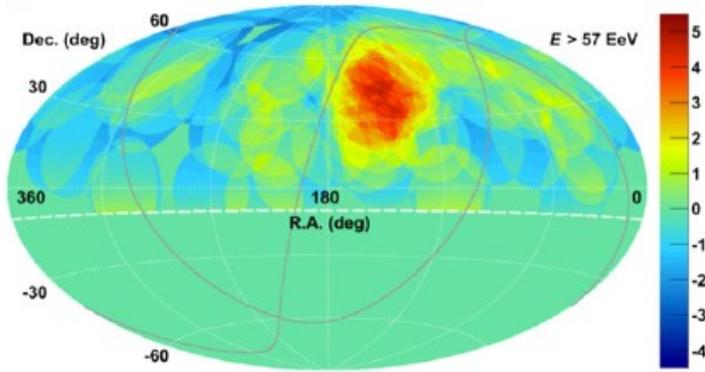


図 1.34: 2014 年に TA 実験から報告された北天の 57 EeV 以上の宇宙線における 3.4σ の中角度異方性。色は Li-Ma の有意度 [167].

図 1.35 はカットオフ以上のエネルギーの宇宙線の相対強度に対する天球図である。南天にもカットオフ以上のエネルギー帯で小さな有意の異方性が見えてきており、ウォームスポットと名付けられている [168]。ホットスポットやウォームスポットは超銀河面方向から多くの最高エネルギー宇宙線が到来しているように見えるが、有意な到来方向異方性結果は報告されていない。

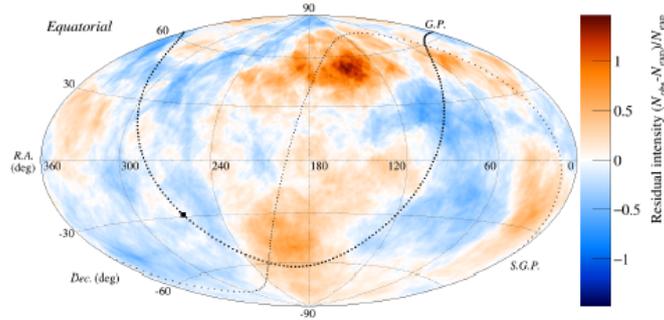


図 1.35: 北天のホットスポットおよび南天のウォームスポット [168].

さらに近年の TA 実験での 14 年のデータにより、 $10^{19.4}$ eV 以上の宇宙線においてペルセウス座・魚座超銀河団 (Perseus-Pisces Supercluster) の方向に 3.2σ の宇宙線過剰が見られることを発表し、PPSC 過剰と名付けられた [169]。これを赤道座標系で表示した天球図を図 1.36 に示すが、ここでホットスポットの天球図と異なり中心が赤経 0° で表示してある。

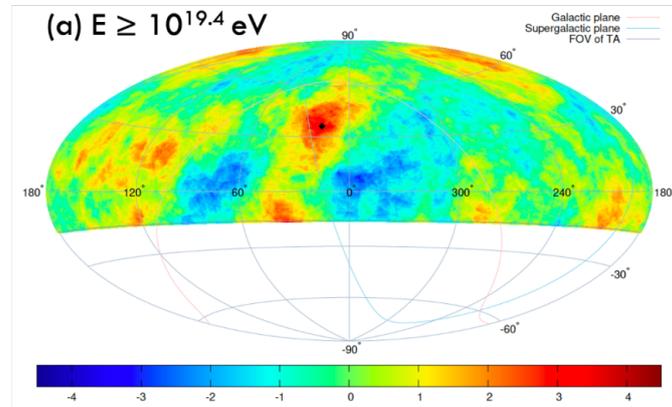


図 1.36: TA 実験で報告された北天の $10^{19.4}$ eV 以上の宇宙線における 3.2σ の PPSC 過剰 [169].

第 2 章

TA 実験と TALE 実験

2.1 宇宙線観測手法

宇宙から飛来している宇宙線を観測する方法として、宇宙に衛星を飛ばして宇宙空間で直接的に観測する方法と宇宙線が地球の大気中に入射したことで発生する空気シャワーを間接的に観測する方法の 2 つがある。

低エネルギーの宇宙線（およそ $E < 10^{13}$ eV）では前者の手法が用いられる。これは低エネルギー宇宙線は到来数が非常に多く小さな衛星であっても宇宙線検出の統計量を稼ぐことができるためである。高エネルギー宇宙線（およそ $E > 10^{13}$ eV）では後者の手法が用いられる。これは高エネルギーの宇宙線の到来数が非常に少ないため（具体的には 1 km^2 あたり、 10^{18} eV でおよそ 1 粒子/1 日、 10^{19} eV でおよそ 1 粒子/1 年、 10^{20} eV でおよそ 1 粒子/1 世紀と言われている）宇宙空間で観測しようとすると非常に巨大な検出器が必要となるが、技術やコストの面から現実的ではないためである。高エネルギーになると大気中で生じた空気シャワーが地上まで届くようになってくることも理由である。TA 実験と TALE 実験はともに高エネルギー宇宙線を観測する実験であり、地上での間接観測を行っている。地上から間接観測する手法には主に FD によるものと SD によるものがある。

FD は空気シャワーが大気中を通過した際に近傍の窒素分子等を励起させて基底状態に戻る際に発生する蛍光を望遠鏡で観測する手法である。空気シャワーからの大気蛍光を球面鏡で集光して PMT (Photomultiplier Tube, 光電子増倍管) カメラで撮像して観測しており、大気が宇宙線に対してシンチレーターとしての働きをする。1958 年に乗鞍シンポジウムで小田氏と菅氏によって提唱され、1969 年に堂平観測所で棚橋氏らによって初めて実験観測がなされた [30, 31]。FD は空気シャワーの縦方向発達を直接観測できるため、粒子判別を行うことができる。SD は地表粒子検出器と呼ばれる通り、地表に降りそそいだ空気シャワーの二次宇宙線を検出する検出器である。各 SD において、到来した二次宇宙線の数密度を測定し、そこから一次宇宙線のエネルギーや到来方向等の情報を再構成して決定する。SD の長所は FD と違って 24 時間 365 日稼働できることである。高エネルギーでは到来数が少ないために、年中フル稼働により多くのイベント数を観測できることは大きな長所になる。一方で、エネルギー決定はハドロン相互作用モデルに依存してしまうことや、イベントに対する質量組成の決定が難しいという短所もある。こうした一長一短のため、FD と SD による同時ハイブリッド観測が行わ

れている。

2.2 TA 実験

TA 実験は 2008 年にアメリカのユタ州で始まった高エネルギー宇宙線、特に 10^{18} eV 以上の宇宙線に特化して観測を行っている現在北半球最大の宇宙線観測所である [170, 171]。北緯 39.3° 、西経 112.9° を中心とし、海拔 1400 m の砂漠地帯に TA 実験サイトは位置している。この高度は空気シャワーが最大に発達する際のシャワーを観測するのに最適である。TA サイトには、507 台のプラスチックシンチレーション SD が 1.2 km 間隔で四角形状に配置されており、その有効面積は約 700 km^2 を誇る。これに加えて SD を囲うように 35 km 間隔で 3 地点（南東サイトに Black Rock Mesa (BRM)、南西サイトに Long Ridge (LR)、北のサイトに Middle Drum (MD)) に FD が合計で 38 基設置されている。エネルギー決定精度が良い FD と 24 時間観測が可能な SD によるハイブリッド観測が続けられている。

SD は地表に宇宙線空気シャワーが到来した際の荷電粒子密度の測定により宇宙線観測を行っている。シャワー粒子が厚さ 1.2 cm の上下 2 層で構成された面積 3 m^2 のシンチレーターを通過する際に発する光信号をシンチレーターに取り付けられたファイバーを通して PMT へ送り、信号を記録するという手法で宇宙線を観測している。FD は $3\sim 31^\circ$ の仰角を観測しており、宇宙線が大気に突入して生成される空気シャワーを蛍光観測により横から観測する。望遠鏡のミラーは、空気シャワーが大気を通過するとき発する蛍光をそれぞれが 1° の視野角を持つ 16×16 の六角形状の光電子増倍管に集光するという手法で宇宙線を観測する。

FD の観測では、人工光や障害物が最小限であることが好ましく、加えて大気透明度が高く、晴天が多いことが望ましい。SD の観測では、太陽光パネルによる自律稼働を考慮すると晴天が多い環境が好ましく、複数の SD を設置して効果的なデータ取得を行うために、広大で平坦な土地が望ましい。こうした要件を満たすことから現在の TA 実験サイトであるユタ州が選ばれている。

ここまで述べてきた TA 実験の検出器の配置図を図 2.1 に示す。南東サイトに BRM、南西サイトに LR、北のサイトに MD の FD ステーションがある。MD には後述する TALE-FD も隣接されて設置されている。黒の四角形は格子状に配置された 507 台の各 SD を表し、 700 km^2 の有効面積がある。なお、赤線はハイウェイと呼ばれる主要道路である。

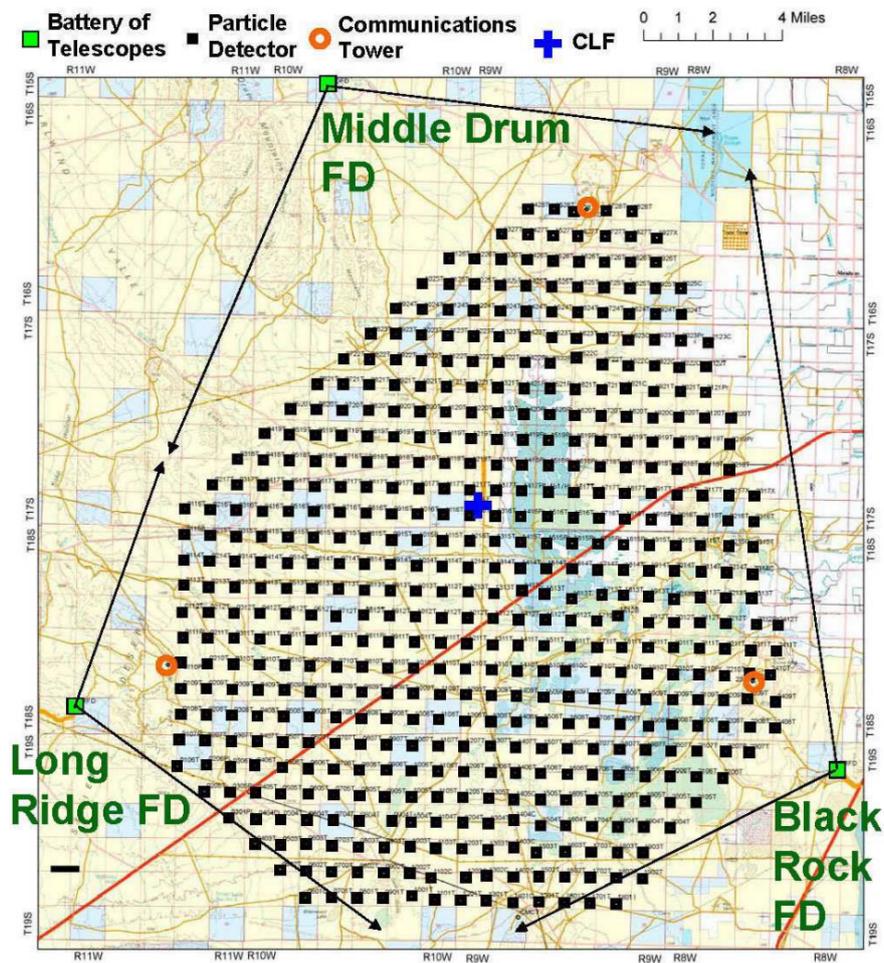


図 2.1: TA 実験の検出器の配置図. 南東サイトに BRM, 南西サイトに LR, 北のサイトに MD の FD ステーションがある. MD には後述する TALE-FD も隣接されて設置されている. 黒の四角形は格子状に配置された 507 台の各 SD を表し, 700 km^2 の有効面積がある [172].

2.3 TALE 実験

TALE 実験は TA 実験の拡張実験として 2011 年から建設が始まった実験であり [62], TA 実験よりも低いエネルギー帯である $10^{16.5} \sim 10^{18.5}$ eV に焦点を当てて TA 実験の北西サイトで観測を続けている [173]. このエネルギー範囲にはエネルギースペクトルにおいて $10^{17.2}$ eV 付近の通称セカンドニーと呼ばれる構造が存在しており, TALE 実験はセカンドニーの精密観測することが実験目標である. セカンドニーからアングルにかけてのエネルギーでは宇宙線起源が銀河系内から銀河系外へ遷移していると考えられており, この領域の宇宙線観測のエネルギースペクトル, 質量組成, 異方性解析は起源探査において非常に重要である.

TALE-FD については 2013 年の 9 月から観測を行っており, TALE-SD は 2013 年に 35 台で開始したのち 2018 年 2 月から現在の 78 台での運用が続いている. なお, SD に関して, 2019 年途中に後述するトリガー条件を任意の SD5 台から任意の SD4 台へ変更している. このため, 本解析においても解析データはトリガー条件変更後のみを使用している. TALE-FD は TA 実験での MD サイトに隣接して 10 基設置されている. 低エネルギーの宇宙線は上空で最大発達を迎えるため, TA 実験に比べてエネルギーの低い一次宇宙線を観測している TALE 実験での FD は視野仰角を上の方 ($30^\circ \sim 57^\circ$) に向いている. TALE-SD は TALE-FD の視野内に入り, TALE-FD の視野に最適化された形である扇形状に 78 台配置されている. TALE-FD ステーションからの距離が 1.5 km から 3 km には 400 m 間隔で 40 台の SD が, 3 km から 5 km までは 600 m 間隔で 38 台の SD が配置されており, 有効検出面積は 21 km^2 である [174, 175]. TA 実験に比べて密に配置されているのは, 低いエネルギーの宇宙線の方がシャワーの広がり小さいからである.

TALE 実験の検出器の配置図を図 2.2 に示す. 横軸と縦軸はそれぞれ東西方向と南北方向を意味し, km 単位で書かれている. 各 SD には 4 桁の検出器番号が付けられている.

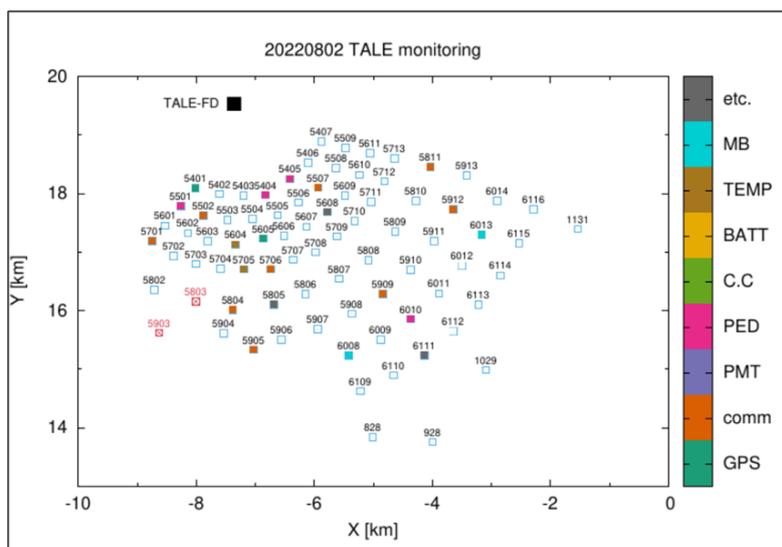


図 2.2: TALE 実験における SD の配置と検出器番号.

2.4 地表粒子検出器



図 2.3: SD の外観.

本研究では SD での宇宙線データを用いて解析を行ったので, SD の詳細情報をここで記載する. 図 2.3 は SD の外観である. TA 実験では 507 台の SD が 1.2km 間隔で設置されている. TALE 実験では 78 台の SD が設置されている (元々 80 台であったが 2 台は現在停止中である). 80 台の SD のうち 35 台については TA 実験で使用されている SD と同じであり TALE 実験では 2013 年に設置された (以下, 現 SD と呼ぶ). 残りの 45 台 (以下, 新 SD) はシンチレーション検出器が新規設計されたものであり, TA×4 実験の SD と同じ検出器である [176].

2.4.1 基本構成

SD による空気シャワーの観測は、2 層のプラスチックシンチレータがシャワーの荷電粒子を受けとり、ファイバーを通して PMT にシンチレーターからの光を伝達し、PMT で電気信号へ変換、その後 12bit の FADC で PMT の出力をデジタル化して記録するという手順で行われている。TA 実験、TALE 実験ともに厚さが 1.2 cm で面積が 2.0 m × 1.5 m の SD を使用しているが、図 2.4 にあるように SD 内部の構造が一部異なっている。現 SD は図 2.4 の左図の内部構造をしており、新 SD は図 2.4 の右図の内部構造をしている [62, 177, 178]。基本的な構成において、現 SD および新 SD では表 2.1 のものを使用している。シンチレーターや PMT はブラックシートで遮光したうえで、厚さ 1.2 mm のステンレス製のボックス（図 2.3 で見えている茶色の屋根のような）に収納されている。また、2 層のプラスチックシンチレーターの間には、厚さ 1mm のステンレス板が挿入されている。

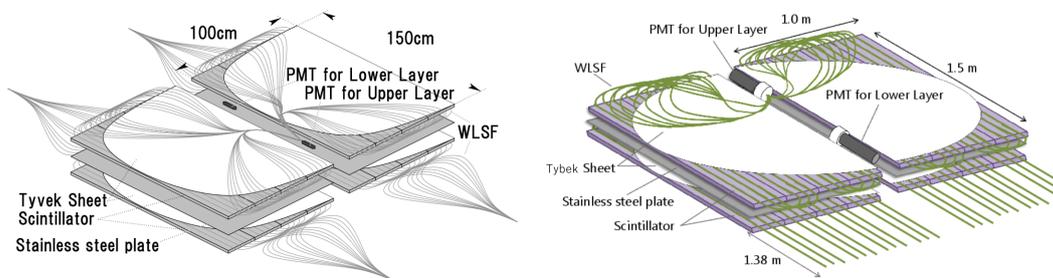


図 2.4: (左) 現 SD の内部構造 [62]. (右) 新 SD の内部構造 [177].

表 2.1: SD の基本構成.

	現 SD	新 SD
プラスチックシンチレータ (2 層)	CI 工業社製, CIMS-G2	CI 工業社製, CIMS-G2
ファイバー	各層 104 本 (Kuraray 製 Y-11)	各層 28 本 (Kuraray 製 Y-11)
PMT	Electron tubes 製 9124SA	浜松ホトニクス製 R8619
FADC	AD9235BRU-65	AD9235BRU-65
太陽光パネル (120 W)	京セラ社製 KC120J	京セラ社製 KD145SX-UFU
バッテリー	DYNASTY 社製の DCS-100L	CD Technologys 社製 DC100
GPS 受信機	Motorola M12+	i-Lotus 社製 ILGPS-0030-B)

SD のエレクトロニクスの構成は図 2.5 のようになっていて、FADC, FPGA (Xilinx 社製, XC3S1000), エレクトロニクス制御のための CPLD (Complex Programmable Logic Device) (Xilinx 社製, XC2C256), CPU (ルネサステクノロジ社製, SH7750S), GPS (Motorol 社製, M12+), 無線 LAN 通信モジュールで主に構成されている [177]. こうしたエレクトロニクスは図 2.6 のような外観で, SD の太陽光パネルの裏側に設置されている (図 2.3 からは見えない位置になる). 図 2.7 は図 2.6 を開けた様子で, 上段の透明な箱には図 2.7 の左図のように CPU, GPS, FPGA, チャージコントローラー等が収納されている. 下のクーラーボックスの中身は図 2.7 の右図のようにリポートタイマー, サンセーバー, 電源が収納されている.

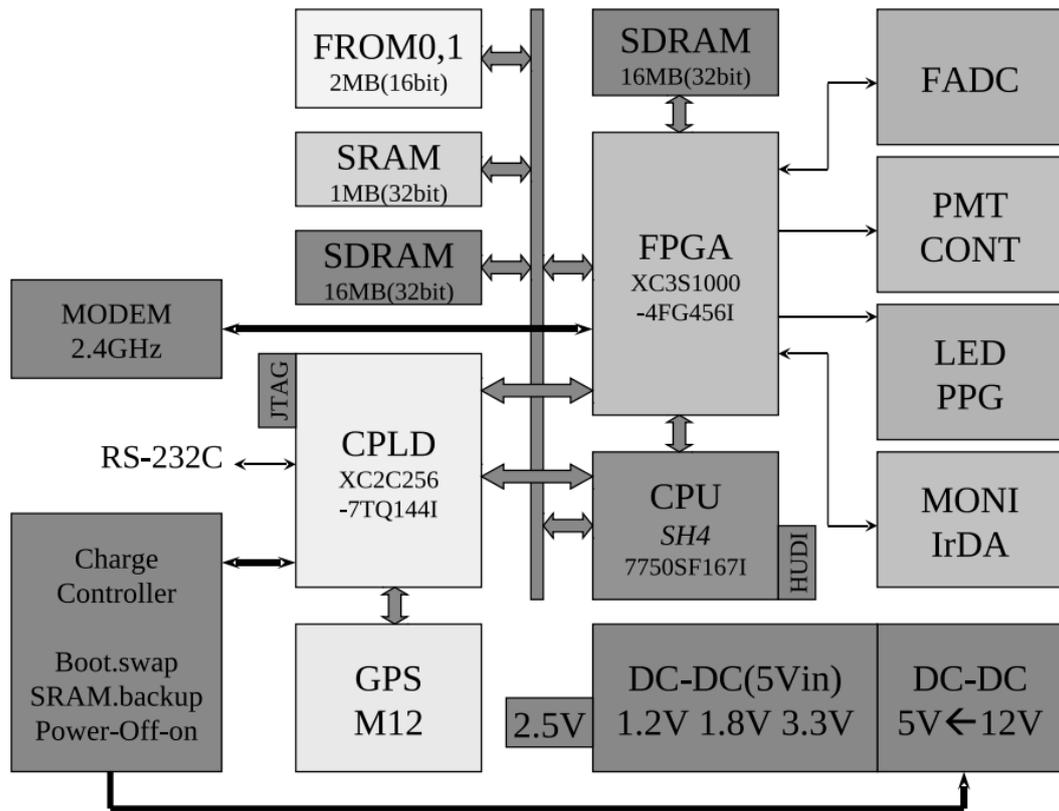


図 2.5: SD エレクトロニクスの構成図 [177].



図 2.6: SD のエレクトロニクスが収納されている箱で、各 SD のソーラーパネルの裏側に置かれている。

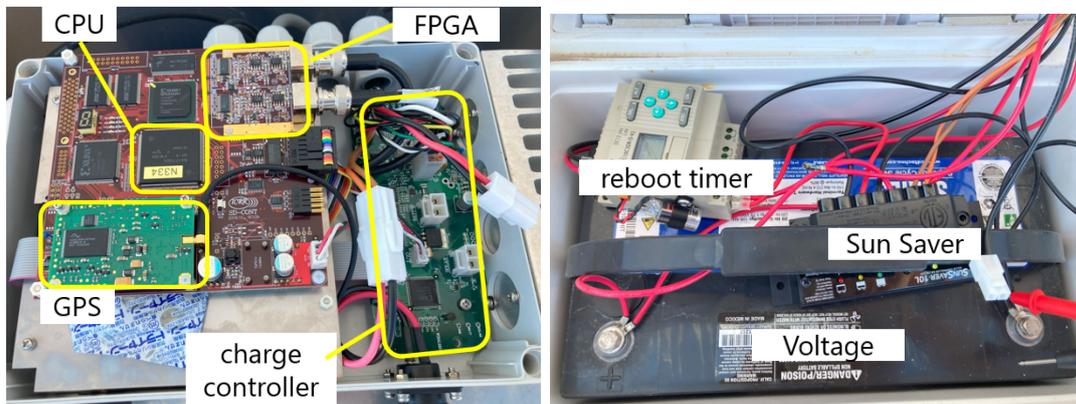


図 2.7: 実際の SD のエレクトロニクスとバッテリーの様子。

2.4.2 データ収集

TA 実験や TALE 実験では, 通信塔のエレクトロニクスと各 SD が無線 LAN により通信を行うことでデータ収集を行っており, このシステムを DAQ (Data Acquisition) と呼んでいる [177]. データ収集ではレベル 0 トリガー, レベル 1 トリガー, レベル 2 トリガーと呼ばれる 3 種類のトリガーがある.

レベル 0 トリガーとは, 空気シャワー由来の荷電粒子信号を判別するトリガーである. シャワーが到来した際に, 宇宙線由来の荷電粒子は上空からやってくるので SD の上下層を通過する. ここで上下層の信号に対してコインシデンスをかけることでノイズ信号を除去し, 空気シャワー由来の荷電粒子を識別する. レベル 0 トリガーでは, 8 bin (1 bin=20 ns) の時間で, 15 FADC カウントを閾値としており, これを超えるとレベル 0 トリガーを発行する. 次にレベル 1 トリガーでは, 波形記録幅である 128 bin (=2560 ns) に対し, 波形の積分値からペDESTALを引いた値が 150 FADC カウントの閾値を超えていればレベル 1 トリガーを発行する. 最後はレベル 2 トリガーであり, これを通過すると空気シャワーが到来したと判定する. 通信塔のエレクトロニクスが各 SD のレベル 1 トリガー状況を収集して, TA-SD ではレベル 1 トリガーが $8\ \mu\text{s}$ の時間内に隣接する 3 台以上の SD で発行されていた場合, TALE-SD ではレベル 1 トリガーが $8\ \mu\text{s}$ の時間内に 4 台以上の SD で発行されていた場合にレベル 2 トリガーを発行する.

2.4.3 モニタープロット

すべての SD で図 2.8 に示すようなモニタープロット情報が常時 (基本的には 10 分ごと) 記録されており, 検出器状態の把握やデータ解析や運用管理に使用される. 図 2.8 は TALE 実験での 2023 年 5 月 21 日から 2023 年 5 月 29 日の 8 日間の SD5606 での検出器情報を例に載せたものである. これは正常に作動している SD である. 図の各項目は上から順に, 通信している GPS 衛星の数, 通信状態, バッテリーとソーラーパネルの出力電圧とバッテリーの出力電流値 (1 分ごと), SD の温度 (1 分ごと), シンチレーターの各層のペDESTAL値とその標準偏差, シンチレーターの各層のミューオンピーク, トリガーレート (1 分ごと) を示している. また, 横軸は協定世界時 (Coordinated Universal Time, UTC) になっており日本時間 (JST) より 9 時間遅れている.

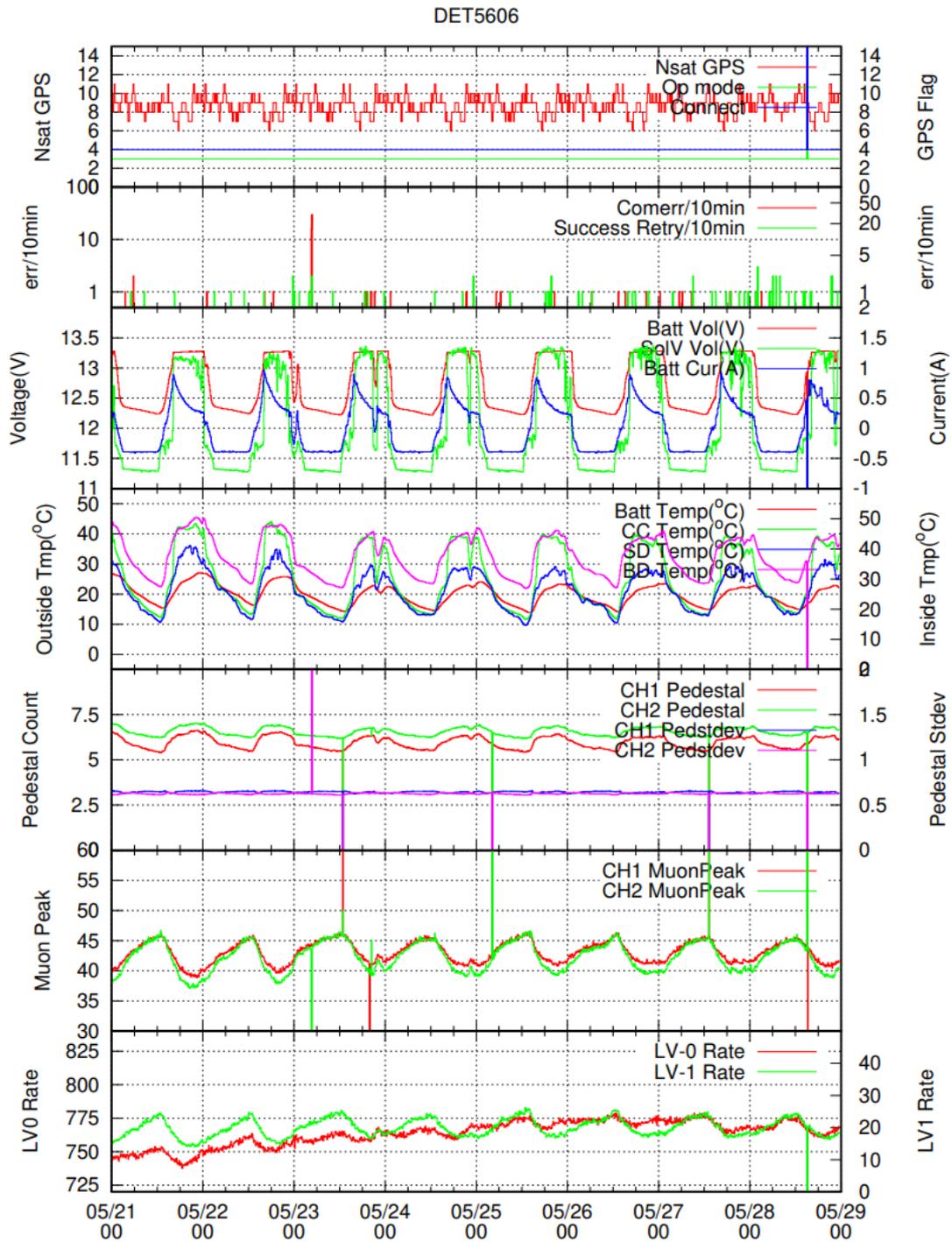


図 2.8: TALE-SD 5606 の 2023 年 5 月 21 日から 2023 年 5 月 29 日の 8 日間のモニタープロットの例.

2.5 大気蛍光望遠鏡



図 2.9: TA 実験における BRM での FD の外観. 左: 昼間の様子, 右: FD 観測中の夜間の様子.

図 2.9 に BRM での FD の外観を載せる. 左は昼間の FD サイトを撮影したもので右は FD 観測中の夜間に撮影したものである (西側から撮影している). 既に述べたように TA 実験では BRM, LR, MD の 3 地点に合計 38 基の FD がある. 写真の BRM では図 2.10 の左図のような六角形の鏡を 18 枚取り付けたものを 1 基として 12 基の FD が設置されており, LR (12 基) とともに TA 実験で新規的に作られたものである. MD には 14 基の FD が設置されていて, こちらは HiRes I で使用されていたものを調整して再利用している. TA 実験の FD では, 直径 3.3m の球面鏡と 256 個の PMT によって蛍光観測を行っている. TA-FD では図 2.11 のように $3^{\circ} \sim 31^{\circ}$ の仰角の視野を持つ [62]. 図 2.11 は横軸に方位角, 縦軸に仰角を取っており, 黒い領域がそれぞれの TA-FD の視野範囲で緑の領域が TALE-FD の視野範囲である. それぞれの FD の視野は $14^{\circ} \times 14^{\circ}$ であり, 各ステーションの視野方位角は 108° である.

TALE 実験の FD は TA 実験での MD サイトに隣接して設置されている. TALE 実験の FD は HiRes II で使用されていた FD を調整して再利用しているもので, 図 2.10 の右図にあるように半径 630mm の 4 枚の鏡を四葉のクローバー型に取り付けたものを 1 基として 10 基設置されている [177]. TALE-FD では図 2.11 のように TA-FD と比較して高い視野である $31^{\circ} \sim 59^{\circ}$ を観測している [62]. 高い視野に向けるのは, TALE 実験では TA 実験と比較してエネルギーの低い宇宙線観測を行っているが, 低いエネルギーの宇宙線は比較的上空で最大発達を迎えることが理由であり, 低エネルギーの一次宇宙線による空気シャワー観測に最適化している.



図 2.10: (左) TA 実験の BRM での FD の鏡. (右) TALE 実験での FD の鏡 [177].

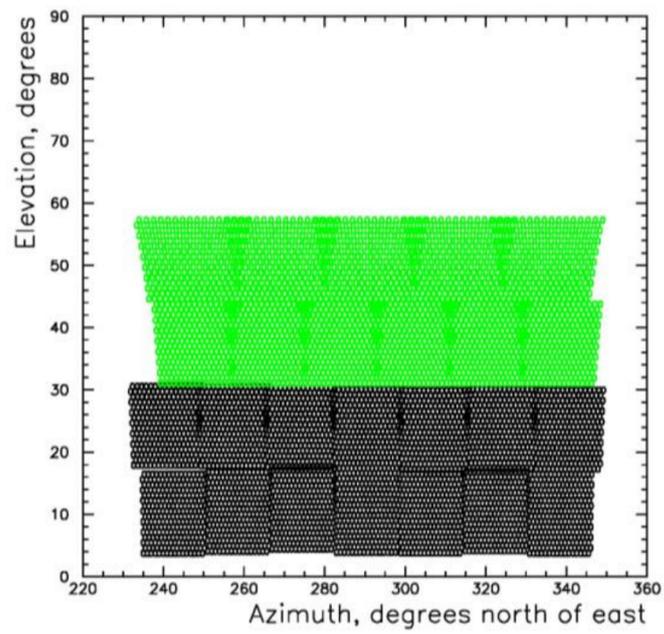


図 2.11: FD の視野 [62]. 黒が TA-FD の視野で緑が TALE-FD の視野.

第 3 章

モンテカルロシミュレーション

本研究では、解析に空気シャワーに関するモンテカルロシミュレーション (MC) を使用したため、ここに記述する。具体的には、CORSIKA (ver 7.3500) [179] を使用して空気シャワーシミュレーションを行い、GEANT4 [180] を使用して SD の検出器応答を計算した。ハドロン相互作用のモデルは TA 実験では QGSJET II-03, TALE 実験では QGSJET II-04 を用いた [181]。それぞれ低エネルギーでは FLUKA を使用している [182]。電磁成分のシミュレーションについては EGS4 [183] を使用した。

この章では、はじめに空気シャワー現象を記述し、次に空気シャワーのモンテカルロシミュレーション手法およびイベントの再構成手法を述べ、最後に MC の精度を議論する。

3.1 空気シャワー

宇宙線は宇宙から地球にも飛来してくるが、高エネルギーの宇宙線が地球大気に突入した際に大気中の原子核と反応して二次粒子を生成する。最初に大気に入射した宇宙線のエネルギーが高ければ、その後生成される二次粒子のエネルギーも大きくなるため、粒子生成反応がなだれ増幅的に行われる。この一連の現象を空気シャワーと呼び、図 3.1 に概念図を示す。実際の空気シャワー中では図 3.1 よりも様々な反応が複雑に絡み合った現象が起こっている。崩壊過程の詳細に関しては付録に記載している。

ここで、宇宙から飛来したシャワーの原因となる宇宙線を一次宇宙線と呼び、一次宇宙線が大気と反応して生成された宇宙線を二次宇宙線と呼ぶ（文献や分野によっては天体で最初に発生した宇宙線を原始宇宙線や一次宇宙線、その後地球に到達するまでに星間等で発生した宇宙線を二次宇宙線と呼ぶこともある）。また、空気シャワーはハドロン相互作用によるハドロンシャワーと電磁相互作用による電磁シャワーがある。

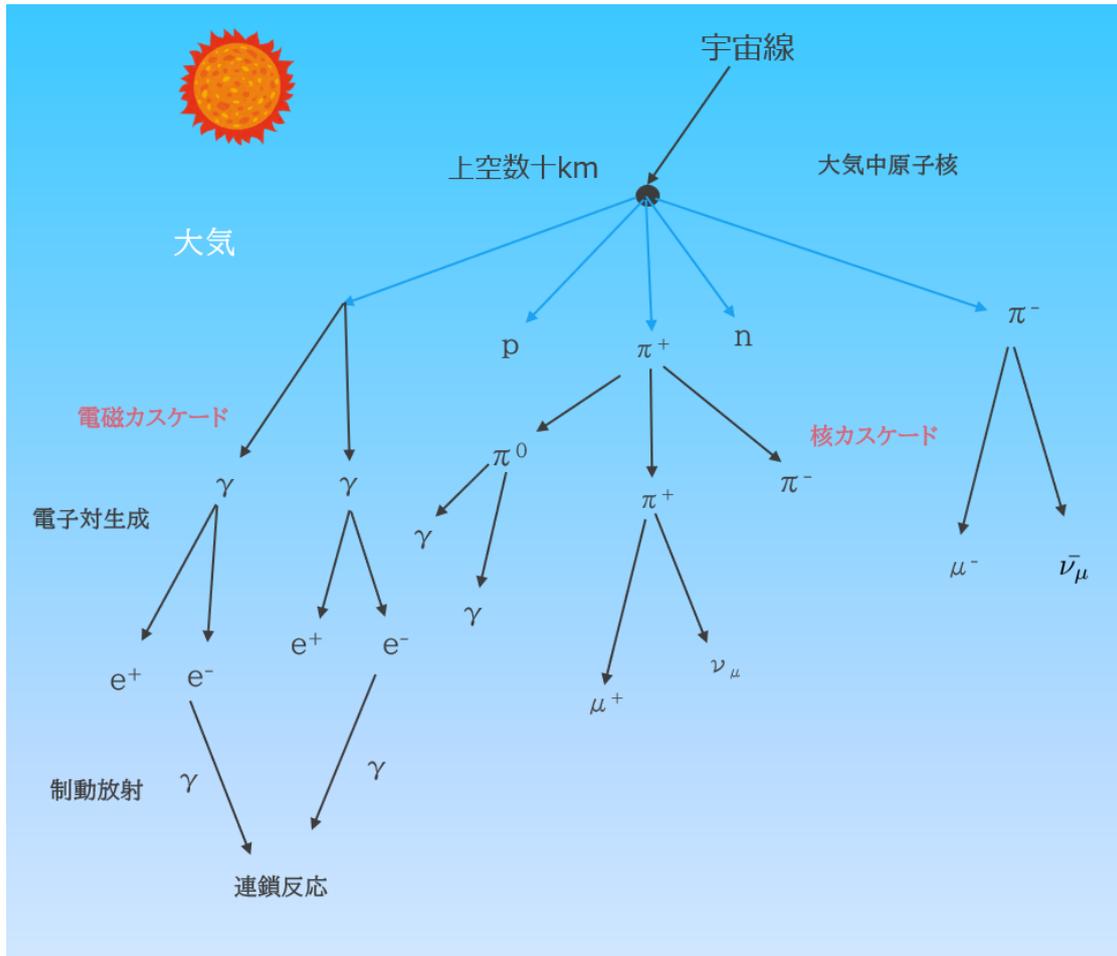


図 3.1: 空気シャワーの模式図.

3.1.1 電磁シャワー

電磁シャワーは、ガンマ線や π^0 の崩壊からのガンマ線から始まる。ガンマ線が物質と相互作用して電子対生成を起こし、電子陽電子対の加速度運動による制動放射でガンマ線が生成されるということを繰り返す。

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \cdots \text{電子対生成} \quad (3.1)$$

$$e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma \cdots \text{制動放射} \quad (3.2)$$

電子対生成での単位厚さあたりのエネルギー損失は次の式で表される。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} \simeq -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (3.3)$$

式中の X_0 [g/cm²] は電子のエネルギーが $\frac{1}{e}$ になる厚さで輻射長と呼ばれており、大気中では $X_0 \sim 38$ g/cm² である。電子による制動放射での単位厚さあたりのエネルギー損失は次の式で表される。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (3.4)$$

2つの式から電子対生成と制動放射の相互作用長は同程度であることがわかる。

電磁シャワーを記述するうえで最も単純なモデルにハイトラモデルがある。空気シャワーの発達が最大となる大気深さおよび粒子数を図 3.2 のように近似的に計算するモデルである [184, 185]。このモデルでは電子、陽電子、ガンマ線のみを考慮する。一次宇宙線が一度反応すると2つの粒子に分岐してエネルギーを半分ずつ分け合い、二次宇宙線が衝突長ごとに連鎖反応する完全二分木構造を持っている。

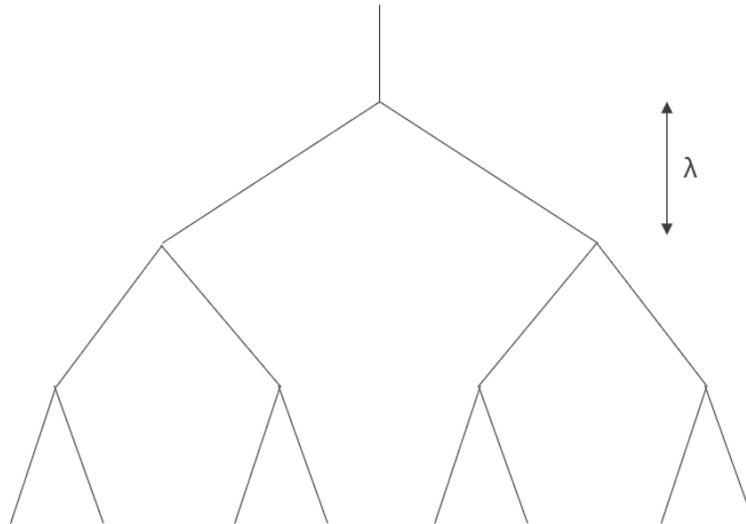


図 3.2: 完全二分木シャワーモデル

一回の衝突長を λ とし、エネルギー E_0 の宇宙線が傾斜深さ X まで入射した際の粒子数と 1 粒子あたりのエネルギーは次のようになる。

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}} \quad (3.5)$$

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} \quad (3.6)$$

エネルギーが $E_c \sim 85 \text{ MeV}$ [185] まで発達すると考えると、電磁シャワーは終息へ向かう。この境界のエネルギー E_c は臨界エネルギーと呼ばれる。シャワー中の粒子数が最大となる高度を空気シャワーの最大発達と呼び、最大発達での総粒子数 ($= N(X_{\max})$) と大気深さ ($= X_{\max}$) は式 (3.7) で書け、 $N(X_{\max})$ は一次宇宙線のエネルギーに比例し、 X_{\max} は一次宇宙線のエネルギーの対数に比例する。

$$\begin{aligned} N(X_{\max}) &= \frac{E_0}{E_c} \propto E_0 \\ X_{\max} &= \lambda \frac{\log\left(\frac{E_0}{E_c}\right)}{\log 2} \propto \log(E_0) \end{aligned} \quad (3.7)$$

大気の厚さは電磁相互作用の平均自由行程の 27 倍程度であるので、相互作用によって最終的に多数の粒子が生成される。

3.1.2 ハドロンシャワー

宇宙線の主成分である陽子などの原子核が大気中の原子核と衝突すると、陽子や中性子を叩き出し、以下の反応で π 中間子や K 中間子が、およそ $N(\pi):N(K)=9:1$ および $N(\pi^+)=N(\pi^-)=N(\pi^0)$ の割合で生成される。

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + \dots \quad (3.8)$$

$$n + p \rightarrow p + p + \pi^- + \dots \quad (3.9)$$

$$n + p \rightarrow p + n + \pi^0 + \dots \quad (3.10)$$

生成された π 中間子のうち、 π^0 は寿命は 8.4×10^{-17} 秒と短く、次の反応ですぐに崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \rightarrow \text{電磁シャワーへ} \quad (3.11)$$

生成された π 中間子のうち、 π^\pm は寿命が 2.6×10^{-8} 秒であり、次のように崩壊する。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (3.12)$$

生成された K 中間子のうち、 K_s^0 は、次のように崩壊する。

$$K_s^0 \rightarrow 2\pi_0 \quad (3.13)$$

$$K_s^0 \rightarrow \pi_+ + \pi_- \quad (3.14)$$

生成された K 中間子のうち、 K^\pm は寿命が 1.2×10^{-8} 秒であり、崩壊過程はいくつかあるが、例えば次のように崩壊する。

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi_0 \quad (3.15)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (3.16)$$

ここで生成された μ^\pm (ミューオン) は寿命が 2.2×10^{-6} 秒であり次のように崩壊する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (3.17)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (3.18)$$

しかし、ミューオンは相対論的粒子のため式 (3.19) のように寿命が延びて地表付近でもほとんどが生き残る。一方で、大気の厚さは核相互作用の平均自由行程の 11 倍程度であるので、こちらも相互作用によって最終的に多数の粒子が生成される。

$$\tau' = \gamma\tau = \frac{2.2 \times 10^{-6}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{ s} \quad (3.19)$$

3.1.3 縦方向発達

空気シャワーの通過した物質質量に対する総粒子数の変化を縦方向発達と呼ぶ。シャワーが発達していくとシャワー中の総粒子数が増える一方で個別の粒子のエネルギーは減少していく。臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$) を下回ると粒子は生成されなくなることで総粒子数は減少へ転ずる。

例として CORSIKA で作成した一次宇宙線が 10^{19} eV の陽子の空気シャワーの生成粒子別の縦方向発達を図 3.3 の左図に示す [186]。この図で縦軸は通過した大気密度または高度で、横軸は粒子数を表す。光子 (青線)、電子および陽電子 (赤線)、ミューオン成分 (緑線)、ハドロン成分 (黒線) に分けてそれぞれシミュレーション結果が載せられている。

エネルギーが E_0 のガンマ線が一次粒子として入射した場合、縦方向発達における粒子数の変化は式 (3.20) で近似できる [187]。

$$N^{(\text{em})}(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln(s) \right) \right] \quad (3.20)$$

ここで、 $t = \frac{X}{X_0}$, $y = \ln \frac{E_0}{E_c}$, $s = \frac{3t}{t + 2y}$ であり、 s はシャワーの発達段階を表すエイジパラメータである。 $s = 1$ の時に式 (3.21) のように N_e (全電子・陽電子数) が最大になる。

$$N_{\text{max}}^{(\text{em})} = \frac{0.31}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{E_c}}} \frac{E_0}{E_c} \sim \frac{E_0(\text{eV})}{10^9} \quad (3.21)$$

$$X_{\text{max}}^{(\text{em})} = X_0 \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$$

ハドロンシャワーの縦方向発達には、陽子の場合には Gaisser と Hillas が提案した式 (3.22) を用いる [188]。 X_0 は一次宇宙線が最初に反応した深さ [g/cm^2], X_{max} は最大発達時の深さ [g/cm^2], N_{max} はシャワー最大発達時の粒子数、 λ は縦方向発達における減衰長 ($\sim 70 \text{ g}/\text{cm}^2$) である。

$$N_e(X) = N_{\text{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X - X_{\text{max}}}{\lambda} \right) \quad (3.22)$$

一次宇宙線が同じエネルギーであっても核種が違う場合には X_0, X_{max} が変化する。重い組成である方が X_0, X_{max} の値が小さくなる傾向が見られるが、これは重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きいため上空でシャワーが始まることや核子あたりのエネルギーが小さくなるためである。

3.1.4 横方向分布

空気シャワーのシャワー軸と垂直な方向に対する粒子密度の分布を横方向分布と呼ぶ。例として、CORSIKA で作成した一次宇宙線が 10^{19} eV の陽子である場合の空気シャワーの横方向分布を図 3.3 の右図に示す [186]。横軸はシャワー中心からの距離, 縦軸は粒子数密度を表し, ハドロン, ミューオン, 電子, ガンマ線のそれぞれの分布を示す。空気シャワーの横方向分布は電磁シャワーとハドロンシャワーで異なる様子を示す。

電磁シャワーにおける電子数密度の横方向分布は式 (3.23) で与えられる。西村と鎌田によって解析的に求められ, Greisen により整理されたことから NKG (Nishimura-Kamata-Greisen) 関数と呼ばれている [187, 189]。式中の $\rho_e(R)$ は電子数密度でこれをシャワー中心からの距離である R の関数として求めている。式中の N_e は総荷電粒子数, C は規格化定数, s はエイジパラメータ, R_M はモリエール単位を表し, モリエール単位は電子が X_0 進む間にクーロン散乱で垂直方向にずれた厚さ距離であり, $R_M \sim 9.3 \text{ g/cm}^2$ である。

$$\rho_e(R) = C \frac{N_e}{R_M^2} \left(\frac{R}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{s-4.5} \quad (3.23)$$

ハドロンシャワーにおける電子数密度の横方向分布は Linsley に与えられ [190], AGASA 実験の結果から式 (3.24) のように修正された関数になった [191]。 C は規格化定数で, AGASA 実験の結果によると $\delta = 0.6 \pm 0.1$ である。また, $\eta(\theta) = (3.97 \pm 0.13) - (1.79 \pm 0.62)(\sec \theta - 1)$ である。 $\left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta(\theta)-1.2)}$ の部分が Linsley が最初に導いた主要な項であり, $\left(1 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]} \right)^2 \right)^{-\delta}$ は AGASA 実験で加えられた修正項である。

$$\rho_e(R) = C \left(\frac{R}{R_M} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{R}{R_M} \right)^{-(\eta(\theta)-1.2)} \left(1 + \left(\frac{R}{1[\text{km}]} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (3.24)$$

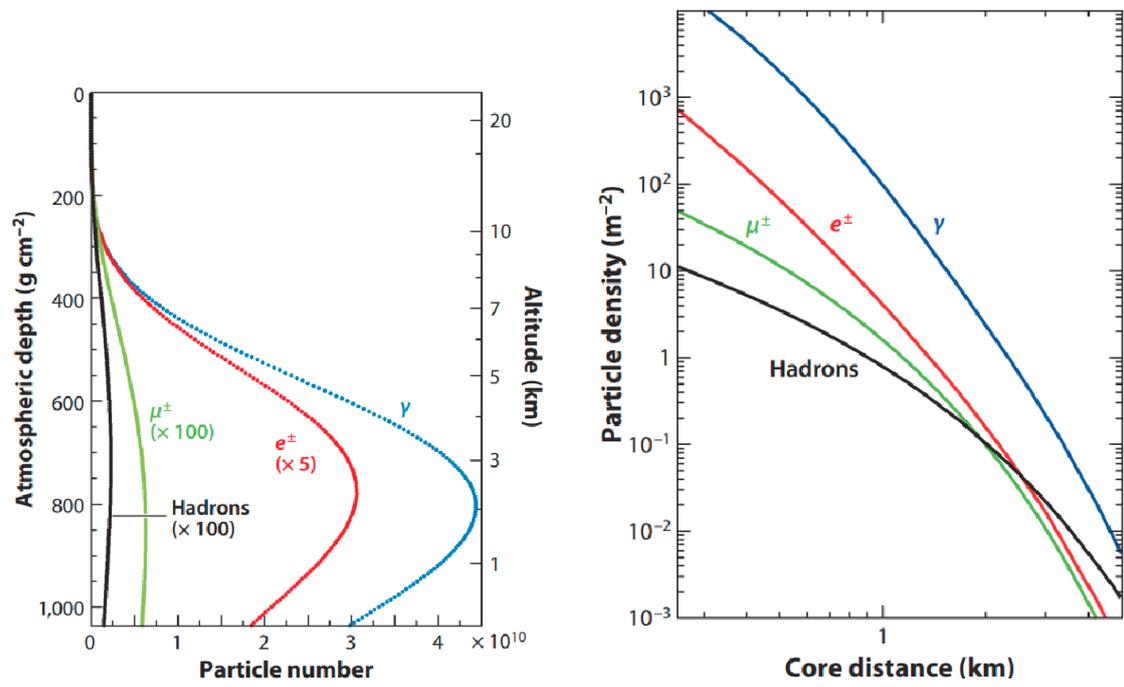


図 3.3: (左) 空気シャワーの縦方向発達, (右) 空気シャワーの横方向分布 [186].

3.2 CORSIKA

CORSIKA (Cosmic Ray SIMulations for KAscade) は光子, 陽子, 核子等の様々な粒子から始まる大気中での空気シャワー発達を記述するシミュレーションプログラムであり, 幅広い物理現象を記述できる [179]. 略称の名前の通り, KASCADE 実験のために当初開発された [192]. 本研究では, TA 実験および TALE 実験サイトのある標高 1430 m に設定して CORSIKA シミュレーションを行っている.

3.2.1 ハドロン相互作用モデル

ハドロン相互作用モデル [193] は空気シャワー中でのハドロン多体粒子相互作用反応のモデルであり, 強い相互作用の理論である QCD の枠組みで記述される [186]. 10^{20} eV にも到達する高エネルギー領域へハドロン相互作用モデルを拡張するモデルとして DPMJET II [194], DPMJET III [195], Sibyll [196, 197], QGSJET01 [198], QGSJET II [181, 199], EPOS [200, 201] といったモデルがある. これらのモデルは基本的な内容は同じであるが, 細部構造が違っている. Sibyll2.1 は空気シャワーシミュレーションに最適化したシンプルなモデルとして知られている. QGSJET II は任意パラメータ数が少ないモデルとして知られている. EPOS モデルは加速器データでの多体系モデルに合わせた. 図 3.4 のように解析結果がハドロン相互作用の選択に依存することがあるため非常に重要である [78].

本研究におけるハドロン相互作用のモデルは, TA 実験では QGSJET II-03, TALE 実験では QGSJET II-04 を用いた [181].

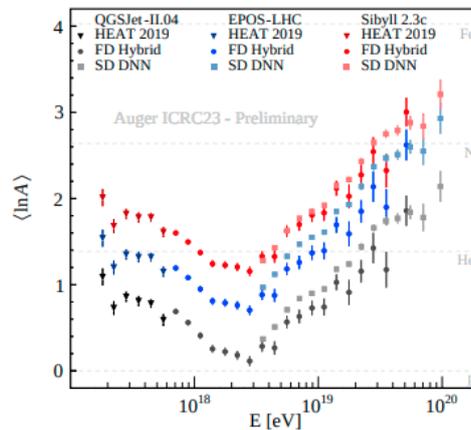


図 3.4: ハドロン相互作用の依存性の例 [78].

3.2.2 シニングとデシニング

今回行った TA 実験や TALE 実験での解析ではシニングとデシニングを空気シャワー生成の途中で行った [202]. 例えば, 10^{20} eV の宇宙線陽子からの空気シャワーはおよそ 10^{11} 個もの二次粒子を生成する [203]. しかし, この二次粒子を全て追跡してシミュレーションすることは現実的ではないため, シニングと呼ばれる間引き操作を行う. シニングレベル (本実験では 10^{-6} , これは例えば一次宇宙線として 10^{19} eV の粒子をシミュレーションした際に, 10^{13} eV まで二次粒子のエネルギーが低下した段階でシニング操作をするという意味である.) まで二次粒子のエネルギーが減少した段階で粒子の間引きをし, 生き残った粒子にそれ相応の重みをつけることで実行時間削減を達成する. しかし, 当然ながらこのままでは図 3.5 のように元の SD 応答を再現しない. そこで重みをもつ粒子からガウス分布上に二次粒子を降らせることで, シニングなしの SD 応答を復元させるデシニング操作を行う.

シニングとデシニングの効果を検証している図を図 3.5 に示す [204]. 左図はシニングされていないシャワー (Non-thinned) とシニングのみ適用したシャワー (Thinned) の違いであるが, シニングだけではシニングされていない元のシャワーからずれていることがわかる. 右図はシニングされていないシャワー (Non-thinned) とシニングおよびデシニングを適用したシャワー (Dethinned) の違いであるが, 平均, 二乗平均平方根ともに非常によく一致していることがわかる. シニングとデシニングにより, SD 応答再現性と実行時間削減の双方を達成することができた. こうした操作は高エネルギーであるほど二次粒子総数も増えるため有効である.

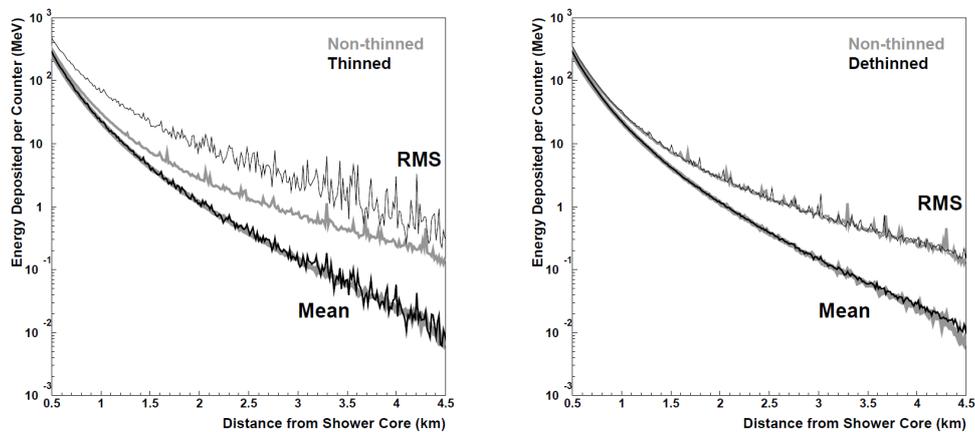


図 3.5: 10^{19} eV, 天頂角 45° の陽子による空気シャワーの TA-SD 内での粒子数の横方向分布. (左) シニングレベル 10^{-6} のシャワーとシニングしていないシャワーの比較. (右) デシニングシャワーとシニングしていないシャワーの比較 [204].

3.3 GEANT4

次に GEANT4 [180] と呼ばれるツールキットを使用して、TA 実験や TALE 実験での SD でのエネルギー損失量を計算する。しかし、CORSIKA の出力後に毎回 GEANT4 の計算を行うのはプログラム実行時間の観点から現実的ではなく、図 3.6 のようなルックアップテーブルをあらかじめ作成している [204]。図の横軸、縦軸はそれぞれ上層、下層でのエネルギー損失を表しており、色は頻度を表す。4 枚の結果はエネルギー 1 GeV の粒子に対する結果であるが、図 (a) は $\theta = 0^\circ$, μ^+ , 図 (b) は $\theta = 60^\circ$, μ^+ , 図 (c) は $\theta = 0^\circ$, γ , 図 (d) は $\theta = 60^\circ$, γ の場合の結果である。

ここで、SD の周りの $6\text{ m} \times 6\text{ m}$ の領域の中心に $1.5\text{ m} \times 2\text{ m}$ の SD を配置する条件でシミュレーションをし、次に、ある天頂角に対し、ランダムな方位角の粒子を入射させ、SD 上下層でのエネルギー損失を計算する。シミュレーションでは、この操作を 1.2×10^6 回行っている。

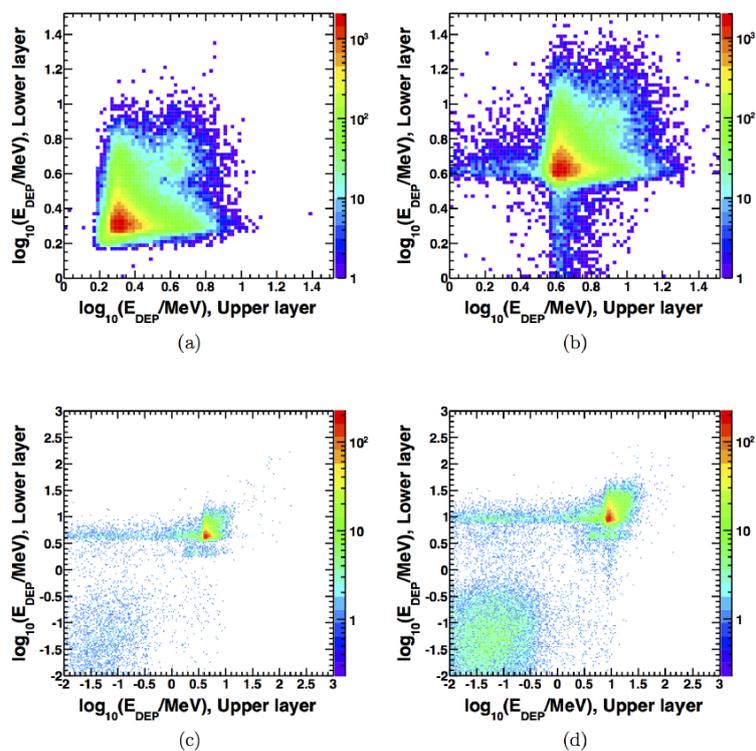


図 3.6: エネルギー損失の二次元ヒストグラムシミュレーションのルックアップテーブル [204].

3.4 TA-SD イベント再構成

ここまで CORSIKA でシミュレーションを行って GEANT4 でエネルギー損失計算を行ったが、実際にシミュレーションしたイベントの SD での検出応答からもとのシャワーの到来方向やエネルギー等の一次宇宙線情報の再構成を行う。はじめに全体の流れを述べると、Rough-Fit で各 SD に入射した粒子到来時刻 (t_i) と粒子数密度 (ρ_i) を用いて到来方向、到来時間、コア位置を大まかに決定する。次に、Geometry Fit でシャワー曲率を考慮して空気シャワーの到来時刻 (T_0) と到来方向 (θ, ϕ) を決定する。次に、Lateral Distribution Fit でシャワーコア位置 (\mathbf{R}) を決定する。最後に、これらの情報からエネルギー推定テーブルを用いてエネルギーを決定する。

シャワーイベントの例として TA 実験で 2008 年 5 月 12 日の 5 時 34 分に観測されたイベントディスプレイを作成し、これを図 3.7 に示す。色のついた楕円の大きさは各 SD に入射した粒子数密度、色は到来時間差を意味する。黒の矢印が再構成後に決められた空気シャワーの到来方向であり、交点になっている場所がコア位置である。横軸は東西方向、縦軸は南北方向を意味し、それぞれ 1200 m を 1 とした距離を意味している。

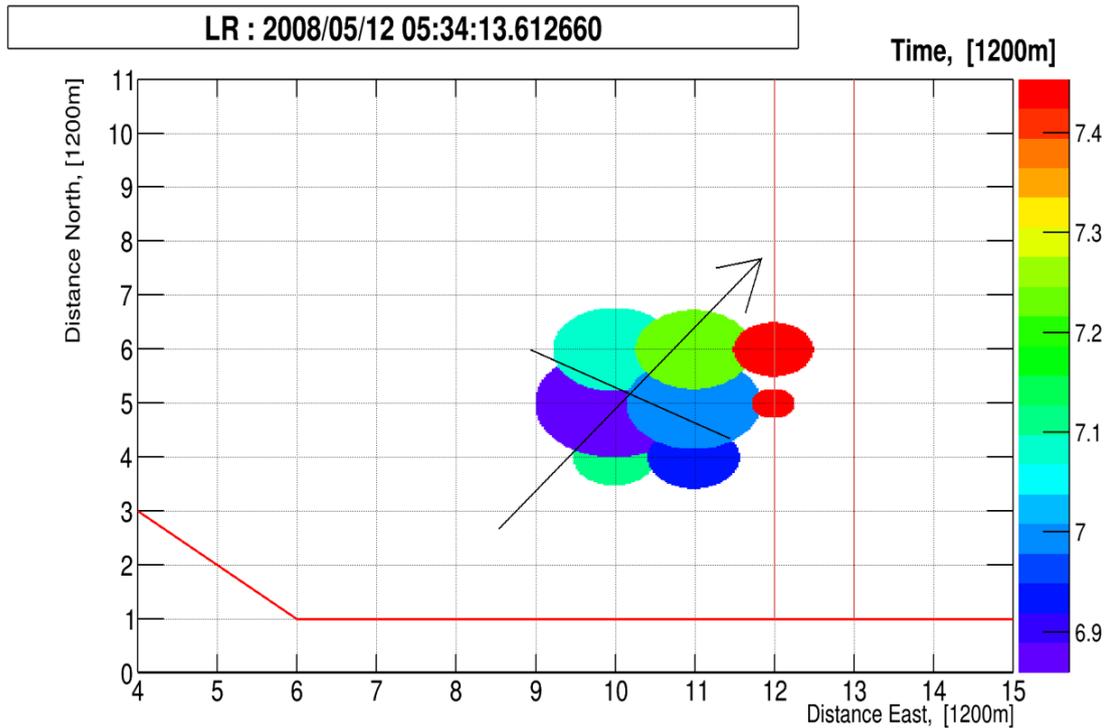


図 3.7: TA 実験でのイベントディスプレイ。

3.4.1 シャワーイベント初期値決定 (Rough fit)

Rough-Fit は空気シャワーの初期値 $(T_0, R_x, R_y, \theta, \phi)$ を決定するもので、再構成の時間を短縮するために用いられる。図 3.8 は、時刻 T_0 に地表へ到来した空気シャワーの模式図を表す。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ はシャワー軸方向単位ベクトル、 \mathbf{R} はコア位置の位置ベクトル、 τ_i は i 番目の SD のシャワーの曲率によるシャワー平面からの到来時刻の遅れ、 $l_i(\theta, \phi)$ は時刻 T_0 でのシャワー平面と i 番目の SD との距離、 r_i は i 番目の SD のシャワー軸からの距離、 $(\mathbf{R}_i, t_i, \rho_i)$ は (i 番目の SD の位置ベクトル, シャワー到来時刻, 粒子数密度 (個/m²)) をそれぞれ表している。 $\mathbf{n}(\theta, \phi) = (-\sin \theta \cos \phi, -\sin \theta \sin \phi, -\cos \theta)$ である。 $\mathbf{n}(\theta, \phi)$ を地表に射影したベクトルである $\mathbf{u}(\phi) = (-\cos \phi, -\sin \phi, 0)$ もここで定義しておく。

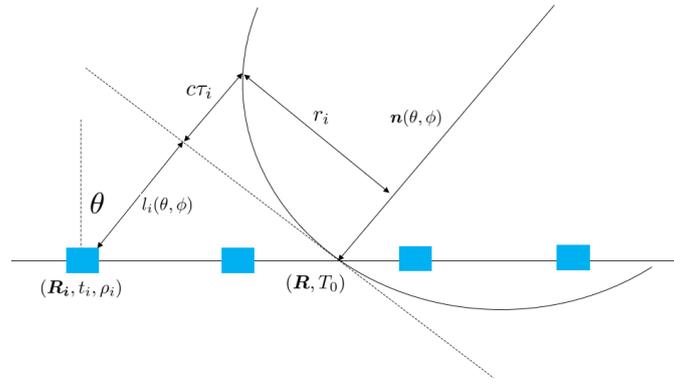


図 3.8: 時刻 T_0 にシャワー中心が地表に到達した空気シャワーの模式図。

はじめに、式 (3.25) で表されるシャワーコア位置 $R_{\text{COG}} = (R_x, R_y)$ を決定する。 $k = x, y$ で、それぞれの k に対して各 SD での粒子密度を用いて重心を計算し、パラメータの初期値とする。

$$(R_{\text{COG}})_k = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{SD}}} \rho_i (r_{ik})}{\sum_{i=1}^{N_{\text{SD}}} \rho_i} \quad (3.25)$$

次に $u(\phi)$ は式 (3.26) で書かれる ρ の二次モーメントで推定する [204]。 M_{jk} の 2 つの固有値のうち大きな固有値に対する固有ベクトルが $u(\phi)$ を与える。符号はシャワー平面近似の式で決める。

$$M_{jk} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{SD}}} \rho_i [(r_i)_j - (R_{\text{COG}})_j][(r_i)_k - (R_{\text{COG}})_k]}{\sum_{i=1}^{N_{\text{SD}}} \rho_i} \quad (3.26)$$

最後にシャワー平面近似から式 (3.27) が導かれ、線形フィットにより $\sin \theta$ と T_0 の近似値を得る。

$$t_i = T_0 + \frac{l_i}{c} = T_0 + \frac{1}{c} ((\mathbf{R}_i - \mathbf{R}) \cdot \mathbf{u}(\phi)) \sin \theta \quad (3.27)$$

3.4.2 シャワーコアの到来時刻・到来方向の決定 (Geometry fit)

Geometry Fit は空気シャワーの到来時刻 T と到来方向 (天頂角 θ , 方位角 ϕ) を主に決定する手順である. 空気シャワー面の曲率による粒子のシャワー平面からの到来時刻の遅れの関数 τ , およびその標準偏差 σ_τ には式 (3.28), 式 (3.29), 式 (3.32) を用いた [205, 206, 204]. はじめに式 (3.28), 式 (3.29) の天頂角 θ の関数とした modified Linsley time delay 関数でシャワー面へのフィットを行い, 最後に式 (3.32) の曲率パラメータ a を関数とみた modified Linsley 関数でフィットを行っている.

$$\tau = (8 \times 10^{-4})a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.5} [\mu\text{s}] \quad (3.28)$$

$$\sigma_\tau = (7 \times 10^{-4})a(\theta) \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} [\mu\text{s}] \quad (3.29)$$

$$a(\theta) = \begin{cases} 3.3836 - 0.01848\theta & \text{if } \theta < 25^\circ \\ c_3\theta^3 + c_2\theta^2 + c_1\theta + c_0 & \text{if } 25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ \\ \exp(-3.2 \times 10^{-2}\theta + 2.0) & \text{if } \theta > 35^\circ \end{cases} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} c_0 &= -7.76168 \times 10^{-2}, c_1 = 2.99113 \times 10^{-1}, \\ c_2 &= -8.79358 \times 10^{-3}, c_3 = 6.51127 \times 10^{-5} \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} \tau &= a \left(1 - \frac{l}{12 \times 10^3 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.35} \rho^{-0.5} \\ \sigma_\tau &= (1.56 \times 10^{-3}) \left(1 - \frac{l}{12 \times 10^3 \text{ m}}\right)^{1.05} \left(1.0 + \frac{r}{30 \text{ m}}\right)^{1.5} \rho^{-0.3} \end{aligned} \quad (3.32)$$

これらの式に登場する $\left(1 - \frac{l}{12 \times 10^3 \text{ m}}\right)^{1.05}$ は曲率発達に関わる追加項であり, データから導かれたものである.

2008年5月12日の5時34分に観測されたイベントの Geometry Fit の様子を例として図 3.9 に載せる。図は横軸が各 SD のシャワー軸からの距離、縦軸が各 SD にシャワーが到来した時間である。

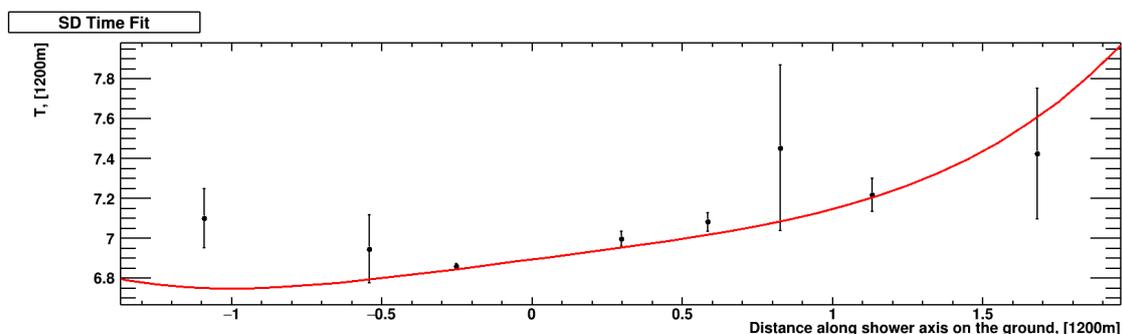


図 3.9: TA 実験でのイベントに対する Geometry Fit の例。

TA 実験での Geometry Fit においては、式 (3.33) で表される χ_{GF}^2 を最小にするパラメータ組 $(T_0, R_x, R_y, \theta, \phi)$ を求める。 T_0 はシャワーコアの地表への到来時刻、 θ は天頂角、 ϕ は東を 0° として反時計回りを正とした方位角を示す (TALE 実験では ϕ は南を 0° として時計回りを正とした方位角である)。 t_i^{FIT} はフィット関数で予言される i 番目の SD の到来時刻である。

σ_τ は時間の遅れの不確かさ、 σ_e はエレクトロニクスの不確かさで、 20 ns である [207]。 $\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}} = 170 \text{ m}$ である [204]。

$$\chi_{\text{GF}}^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (3.33)$$

$$t^{\text{FIT}} = T_0 + \frac{l}{c} + \tau \quad (3.34)$$

$$\sigma_{t_i} = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_\tau^2} \quad (3.35)$$

3.4.3 横方向分布・コア位置の決定 (Lateral distribution fit)

Lateral Distribution Fit はコア位置の決定をする手順である。空気シャワーを検出した各 SD に対して、横軸にシャワー軸までの距離、縦軸に粒子数密度としたグラフへのフィットをすることでシャワーのコア位置を計算する。Lateral Distribution Fit におけるフィット関数は AGASA 実験を通じて得られた経験式を使用しており、式 (3.36)、式 (3.37) で記述される [191]。式中の r はシャワー軸からの距離を表し、 A は規格化定数、 θ は天頂角を表す。2008 年 5 月 12 日の 5 時 34 分に観測されたイベントの Lateral Distribution Fit の様子を例として図 3.10 に載せる。図の横軸が 1200 m を 1 としたシャワー軸からの垂直距離、縦軸が電荷密度を表している。

$$\rho^{\text{FIT}}(r) = A \left(\frac{r}{91.6[\text{m}]} \right)^{-1.2} \left(1 + \frac{r}{91.6[\text{m}]} \right)^{-(\eta(\theta)-1.2)} \left(1 + \left[\frac{r}{1000[\text{m}]} \right]^2 \right)^{-0.6} \quad [/\text{m}^2] \quad (3.36)$$

$$\eta(\theta) = (3.97 \pm 0.13) - (1.79 \pm 0.62)(\sec \theta - 1) \quad (3.37)$$

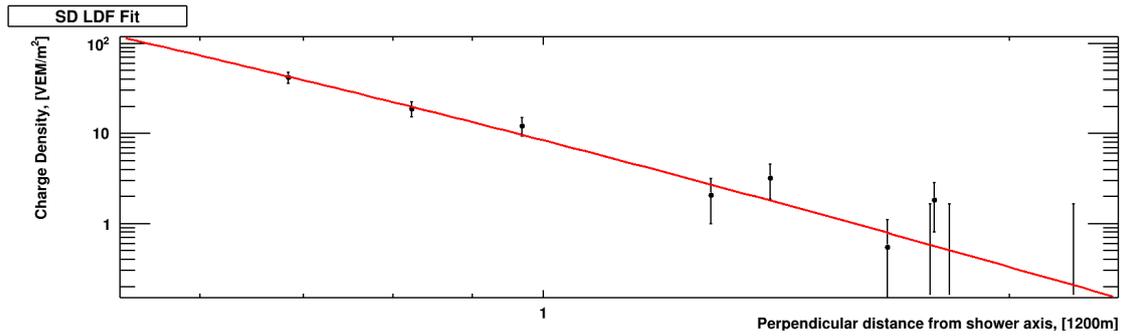


図 3.10: TA 実験でのイベントに対する Lateral Distribution Fit の例。

TA 実験での Lateral Distribution Fit においては、式 (3.38)、式 (3.39) で表される χ_{LDF}^2 を最小にするパラメータ組 (R_x, R_y, A) を求める [204]。

$$\chi_{\text{LDF}}^2(R_x, R_y, A) = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho^{\text{FIT}}(s_i))^2}{\sigma_{\rho_i}^2} + \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_{\text{COG}})^2}{\sigma_{\mathbf{R}_{\text{COG}}}^2} \quad (3.38)$$

$$\sigma_{\rho} = \sqrt{0.56\rho^{\text{FIT}} + 6.3 \times 10^{-3}(\rho^{\text{FIT}})^2} \quad (3.39)$$

3.4.4 エネルギー推定

ここまでのフィット処理を通過した空気シャワーイベントに対して、シャワー中心から 800 m の距離での粒子数密度を意味する $S_{800} (= \rho^{\text{FIT}}(800))$ を求める。再構成後の S_{800} の値と $\sec \theta_{\text{rec}}$ の値を用いてそれらに対応する実データもしくはシミュレーションのエネルギー値を求める。

この S_{800} の値と $\sec \theta_{\text{rec}}$ の値に対するエネルギーの推定値を表した図はエネルギー推定テーブルと呼ばれており、TA 実験でのエネルギー推定テーブルを図 3.11 に示す [204]。図の横軸が天頂角の正割を表し、縦軸に粒子数密度を意味する S_{800} の常用対数が表示されており、色の違いが一次宇宙線の推定エネルギーの違いを表し、赤に近づくほど高エネルギーの宇宙線であることを示す。あらかじめシミュレーションを用いて S_{800} の値と $\sec \theta_{\text{rec}}$ の値の関数としてエネルギーを決定できるエネルギー推定テーブルを作成している。ここで推定されたエネルギーは後に FD のエネルギー推定によって較正される。

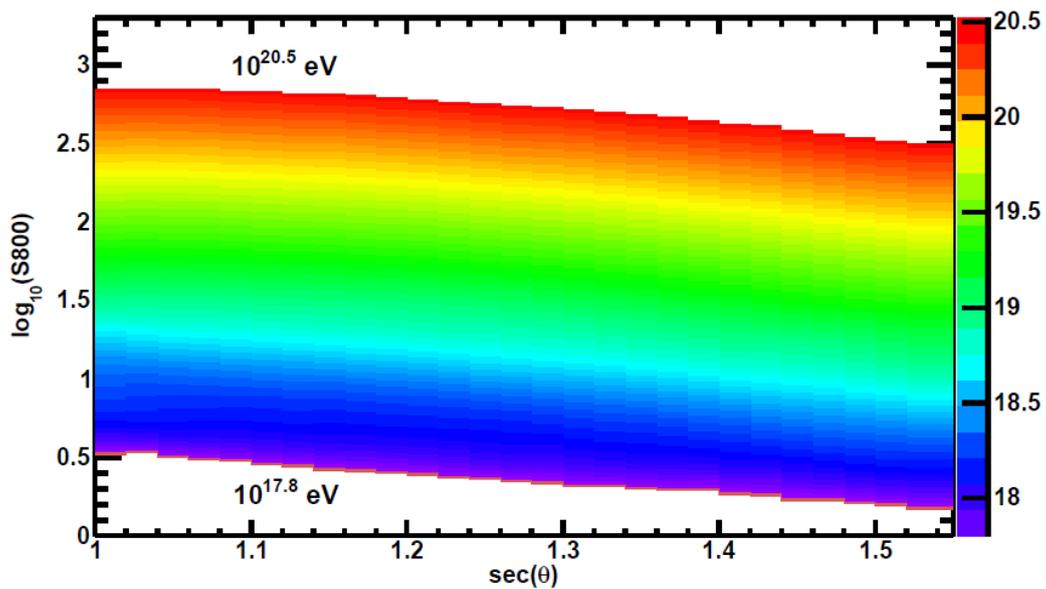


図 3.11: TA 実験でのエネルギー推定テーブル。シミュレーションから得た $\sec \theta$ と S_{800} の関係を表しており、色の違いが一次宇宙線のエネルギーの違いを表している [204]。

3.5 TALE-SD イベント再構成

TALE-SD での再構成は基本的には TA-SD の再構成手法の大部分を踏襲しているが、 χ_{GF}^2 と χ_{LDF}^2 の式が一部異なっている。Geometry Fit においては、式 (3.40)、式 (3.41) に置きかわる。

$$\chi_{\text{GF}}^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(t_i - t_i^{\text{FIT}})^2}{\sigma_{t_i}^2} \quad (3.40)$$

$$\sigma_{t_i} = \frac{2}{3}\sigma_\tau + 10^{-18} \quad (3.41)$$

(3.41) 式の σ_τ には、(3.29) 式を使用している。LDF は式 (3.42)、式 (3.43) のように書きかわる。

$$\chi_{\text{LDF}}^2 = \sum_{i=0}^n \frac{(\rho_i - \rho^{\text{FIT}}(r_i))^2}{\sigma_{\rho_i}^2} \quad (3.42)$$

$$\sigma_{\rho_i} = \sqrt{\sigma_{\text{MIP}}^2 + \rho_i(1 + 0.0049 + 0.01)} \quad (3.43)$$

式 (3.42) の $\rho^{\text{FIT}}(r_i)$ は、式 (3.36) を使用した。TALE-SD でも TA-SD と同様に χ_{GF}^2 が最小になる要請から天頂角と方位角のパラメータを求め、 χ_{LDF}^2 が最小になる要請からコア位置を求める。天頂角 θ と規格化定数 A から式 (3.36) を使用して、シャワーコアから距離 600 m での粒子密度である S_{600} を求める。TA-SD では S_{800} が 1 次宇宙線のエネルギー推定に使われるが、TALE-SD では S_{600} が使われる。TA 実験と同様に S_{600} と $\sec \theta_{\text{rec}}$ を使用して図 3.12 にあるような一次宇宙線のエネルギー推定テーブルを用意し [208]、このテーブルを用いて一次宇宙線のエネルギーを求めている。

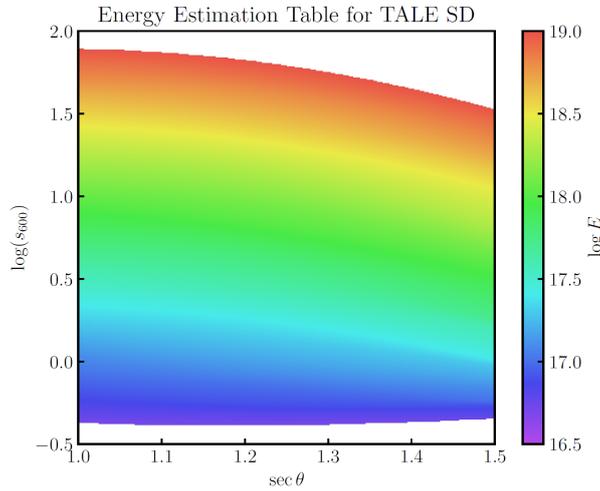


図 3.12: TALE 実験におけるエネルギー推定テーブル [208].

3.6 エネルギー較正

TA 実験や TALE 実験での宇宙線のエネルギーは SD から得られた結果と FD から得られた結果で異なっている。FD での結果にエネルギーを合わせる補正をするが、SD ではなく FD に較正する理由としては、SD のエネルギー決定にはハドロン相互作用モデル依存があることと FD は X_{\max} を用いてエネルギーを直接測定できるためである。TA 実験では、FD と SD の間のエネルギー変換にはこれまでの観測から経験的に式 (3.44) が成立している。同様に TALE 実験においては、これまでの観測から経験的に式 (3.45) が成立している。この較正を行ったエネルギー値に対して本解析は行っている。

$$E_{\text{TA-SD}} = 1.27 \times E_{\text{TA-FD}} \quad (3.44)$$

$$E_{\text{TALE-SD}} = 1.08 \times E_{\text{TALE-FD}} \quad (3.45)$$

TA 実験でのこのエネルギー較正の結果を図 3.13 に示す。左図は横軸に較正後 (1.27 で割った後) の SD のエネルギー、縦軸に FD のエネルギーを取ったものであるが、 $E_{\text{TA-SD}} = E_{\text{TA-FD}}$ の直線上に並んでいることがわかる。右図は較正後の SD のエネルギーと FD のエネルギーの比率の自然対数の分布である。

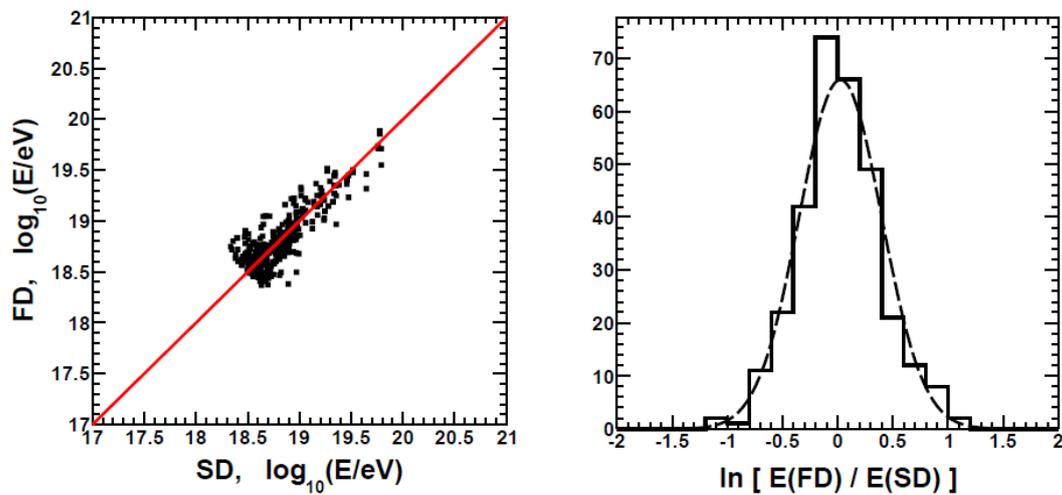


図 3.13: (左) TA-SD でのエネルギーを 1.27 で割った値 ($E_{\text{TA-SD}}$) と TA-FD ($E_{\text{TA-FD}}$) でのエネルギーの散布図を表す。赤線は $E_{\text{TA-SD}} = E_{\text{TA-FD}}$ 。 (右) TA-SD でのエネルギーを 1.27 で割った値 ($E_{\text{TA-SD}}$) と TA-FD ($E_{\text{TA-FD}}$) の比率の自然対数のヒストグラムで、破線はガウスフィットの結果を示す [204]。

3.7 クオリティーカット

ここまで再構成したイベントの中にはうまく再構成されていないイベント事象も存在する。そうしたイベントを取り除くために TA 実験, TALE 実験それぞれのデータに対して表 3.1 のようなセレクションをかけ, 通過したもののみを解析する [204]。このイベントの選定のことをクオリティーカットと呼ぶ。

表 3.1: クオリティーカット条件.

クオリティーカット	TA 実験	TALE 実験
ボーダー	境界から 1200 m	境界から 100 m
N_{SD}	≥ 5	≥ 5
天頂角	$0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$	$0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$
$\chi_{GF}^2/d.o.f.$	≤ 4	≤ 4
$\chi_{LDF}^2/d.o.f.$	≤ 4	≤ 2
pointing direction error	$\leq 5^\circ$	$\leq 2.5^\circ$
σ_{S800}/S_{800}	≤ 0.25	
σ_{S600}/S_{600}		≤ 0.25

それぞれのクオリティーカットの意味は次のようになっている。

ボーダーカット アレイの端近くで捉えられた宇宙線空気シャワーは再構成精度が落ちるため TA 実験では境界から 1200 m 外のイベントを除外し, TALE 実験では境界から 100 m 外のイベントを除外する。図 3.14 は TALE 実験でのボーダーカット前後のデータのコア位置の分布を描いたもので, 黒い点は各 SD を表す。

$N_{SD} \geq 5$ TA 実験, TALE 実験共にシャワーが到来したと判定する SD の台数が 5 台以上であることをイベント精度向上の条件とする。

天頂角カット TA 実験, TALE 実験共に天頂角 θ が $0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ であることを要求する。これは大天頂角では大気中を長い距離通過するため再構成精度が悪くなることが理由としてあげられる。

$\chi^2/d.o.f.$ カット イベントを再構成する際の Geometry Fit および Lateral Distribution Fit において Fit 精度の良いイベントのみを抽出するために TA 実験では $\chi_{GF}^2/d.o.f. \leq 4$ かつ $\chi_{LDF}^2/d.o.f. \leq 4$ を, TALE 実験では $\chi_{GF}^2/d.o.f. \leq 4$ かつ $\chi_{LDF}^2/d.o.f. \leq 2$ を適用する。

Pointing Direction Error カット 式 (3.33) の Geometry Fit で MINUIT パッケージを使用した際にフィットパラメータの不確かさに対する量を Pointing Direction Error (pderr) として天頂角 θ , 方位角 ϕ に対して $\sigma_G = \sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2}$ と定義し, TA 実験では $pderr \leq 5^\circ$, TALE 実験

では $\text{pderr} \leq 2.5^\circ$ を要求する.

S_{800} , S_{600} のふらつきカット S_{800} や S_{600} はシャワーの中心からそれぞれ 800m, 600m 離れた地点での粒子数密度を表し, $\sigma(S_{800})$ や $\sigma(S_{600})$ はそれに対する標準偏差を示す. これらの比を取った $\sigma_{S_{800}}/S_{800}$ や $\sigma_{S_{600}}/S_{600}$ は不確かさを表し, これらに対して TA 実験では $\sigma_{S_{800}}/S_{800} \leq 0.25$ を TALE 実験では $\sigma_{S_{600}}/S_{600} \leq 0.25$ の精度を要求する.

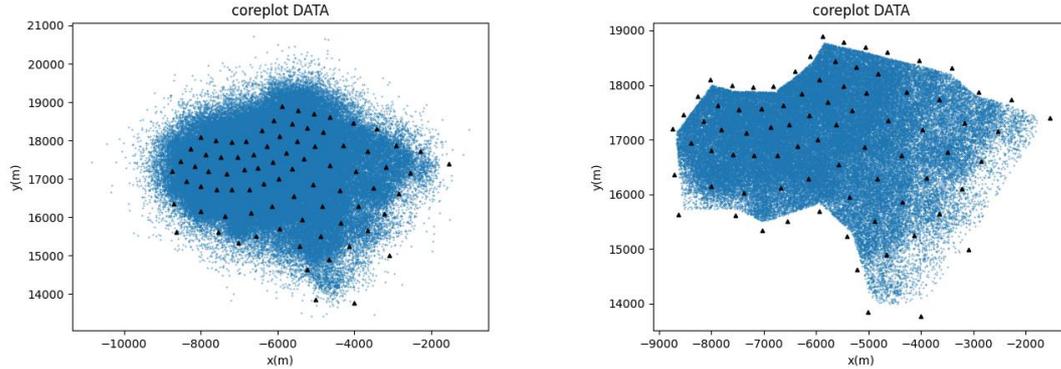


図 3.14: (左) TALE 実験の実データに対するボーダーカット前のコア位置の分布. (右) TALE 実験の実データに対するボーダーカット後のコア位置の分布.

TA 実験でのクオリティーカットによるエネルギー分解能への影響を見る. 横軸にシミュレーションのエネルギー値, 縦軸に再構成後のエネルギー値をプロットしたものを図 3.15 に示す [204]. $E_{\text{GEN}} = E_{\text{REC}}$ で表される線形関係上から外れたデータ, すなわち再構成精度が良くないイベントがここでのクオリティーカットで取り除かれていることが期待されるが, 図 3.15 はそのようになっている.

次に TALE 実験でのクオリティーカットによるエネルギー分解能への影響を見る. 今回の解析で使用了 3 年の TALE 実験データで $1/4 \text{EeV} < E < 4 \text{EeV}$ の領域の MC を対象としている. この結果を一次宇宙線が陽子であると仮定した MC で作成したクオリティーカットによるエネルギー分解能の図は図 3.16 に示し, 鉄であると仮定した場合の同様の図を図 3.17 に示した. こちらも同様に $E_{\text{GEN}} = E_{\text{REC}}$ で表される線形関係上から外れたデータ, すなわち再構成精度が良くないイベントがここでのクオリティーカットで取り除かれていることが期待されるが, 図 3.16 や図 3.17 はそのようになっている.

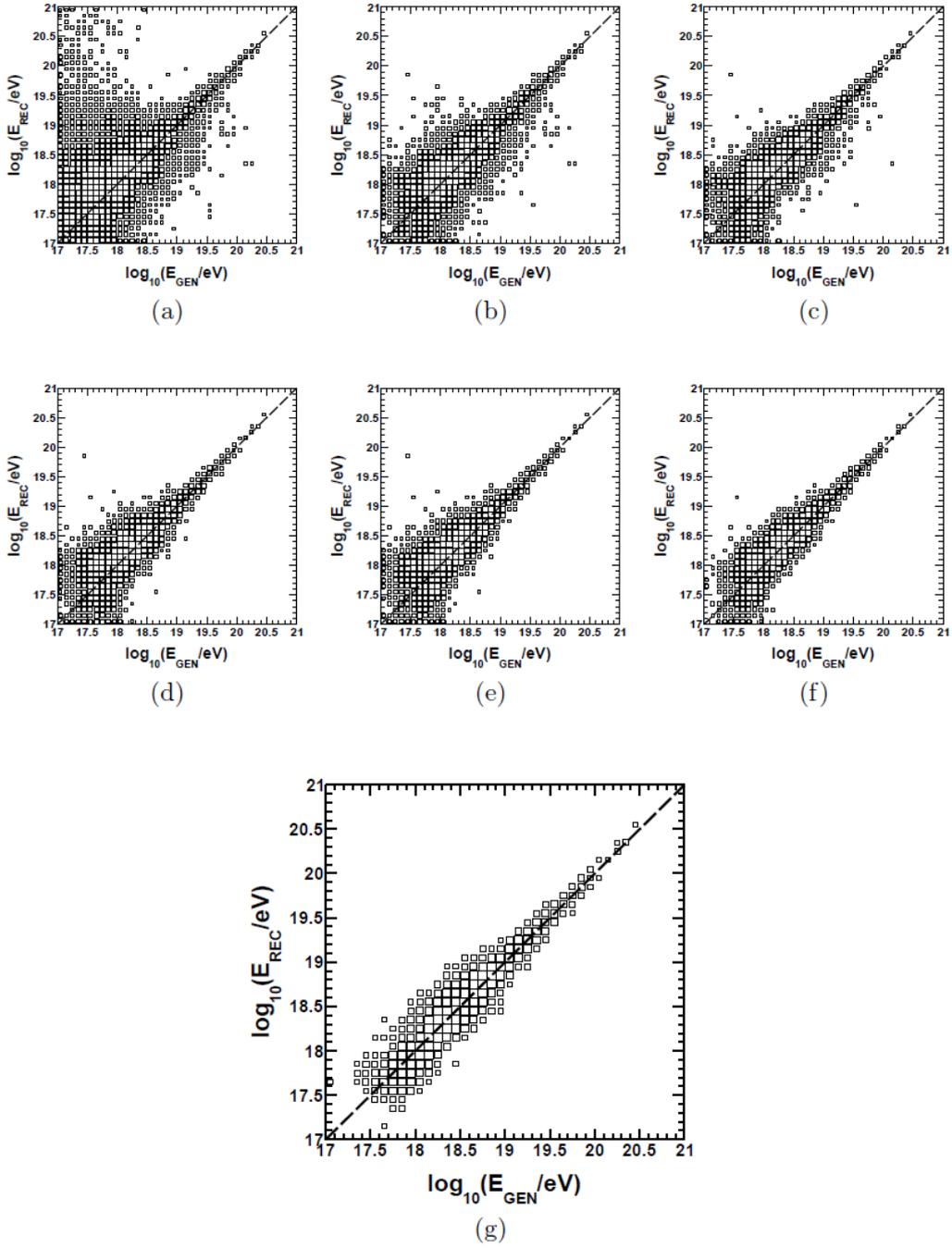


図 3.15: TA 実験でのクオリティーカットによるエネルギー分解能の影響. 横軸がシミュレーションのエネルギー, 縦軸が再構成後のエネルギーを表す. カットは (a)no cuts, (b) $N_{SD} \geq 5$, (c) $\theta \leq 45^\circ$, (d) $D_{border} > 1200$ m, (e) $\chi^2/d.o.f. < 4$, (f) $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2\theta\sigma_\phi^2} < 5^\circ$, (g) $\sigma_{S800}/S800 < 0.25$ をそれぞれ表す [204].

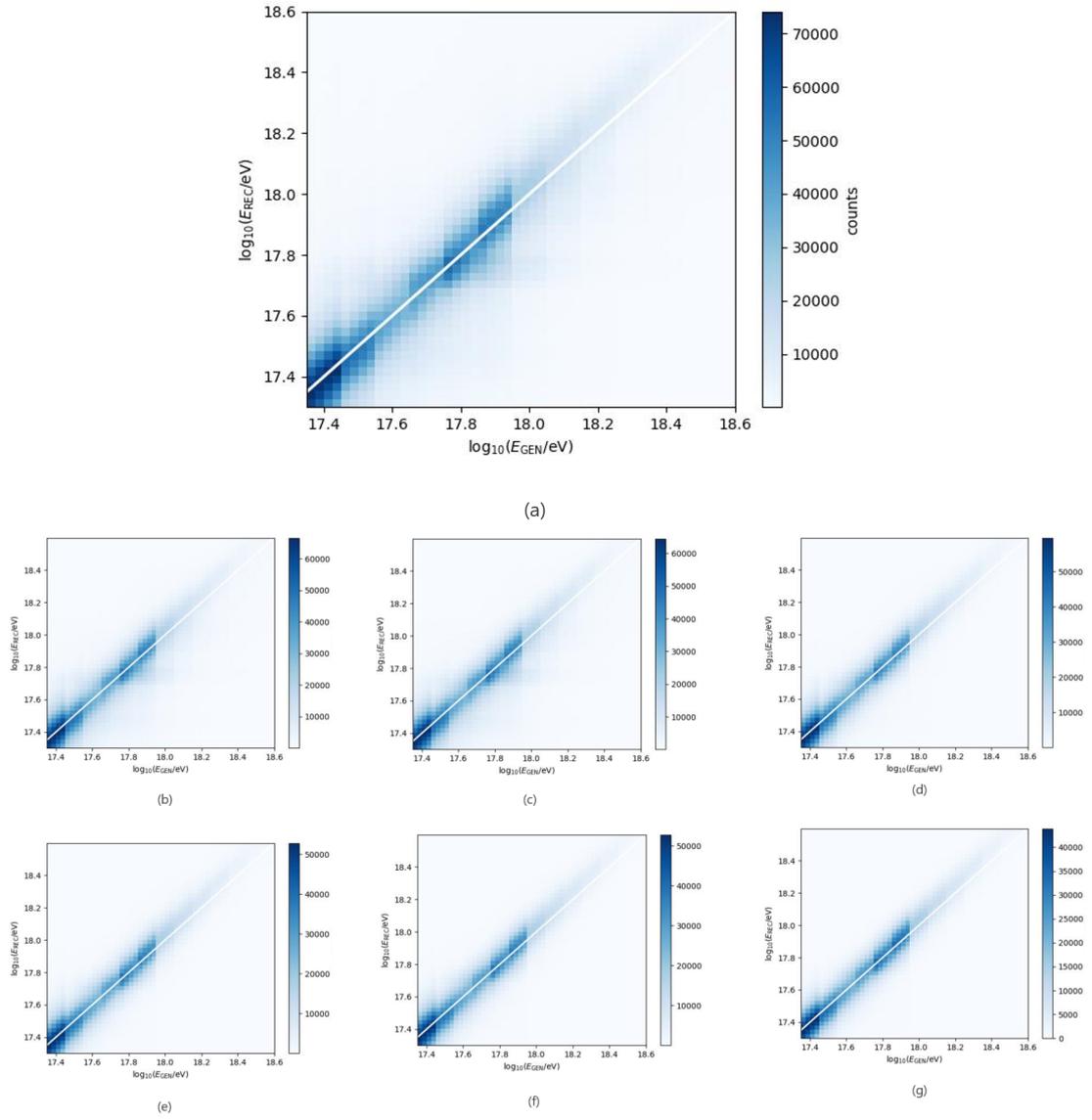


図 3.16: TALE 実験で陽子の MC の場合のクオリティーカットによるエネルギー分解能の影響. 横軸がシミュレーションのエネルギー, 縦軸が再構成後のエネルギーを表す. カットは (a) no cuts, (b) $D_{\text{border}} > 100 \text{ m}$, (c) $N_{\text{SD}} \geq 5$, (d) $\theta \leq 45^\circ$, (e) $\chi_G^2/\text{d.o.f.} < 4, \chi_L^2/\text{d.o.f.} < 2$, (f) $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta \sigma_\phi^2} < 2.5^\circ$, (g) $\sigma_{S600}/S600 < 0.25$ をそれぞれ表す.

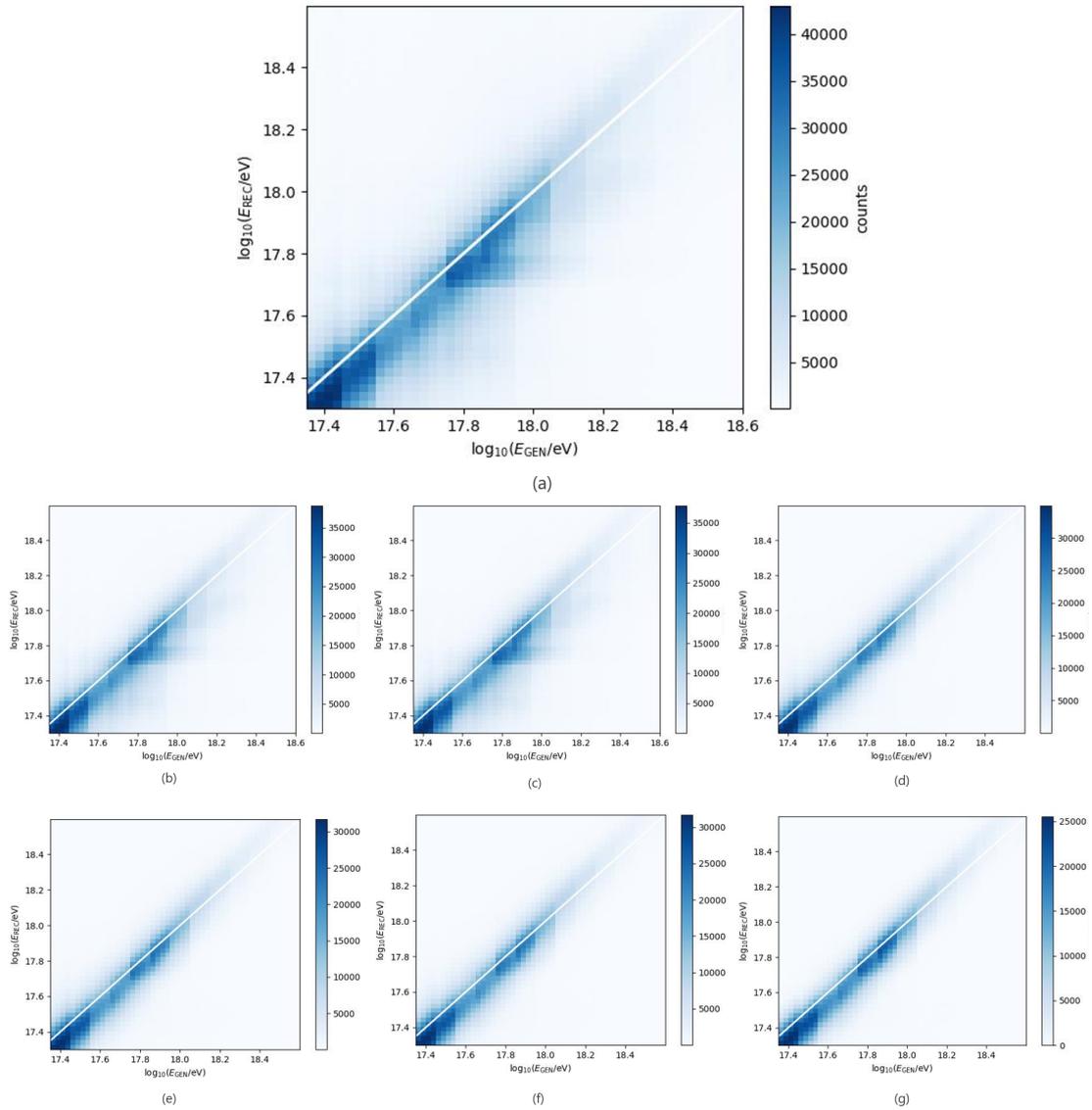


図 3.17: TALE 実験で鉄の MC の場合のクオリティーカットによるエネルギー分解能の影響. 横軸がシミュレーションのエネルギー, 縦軸が再構成後のエネルギーを表す. カットは (a) no cuts, (b) $D_{\text{border}} > 100 \text{ m}$, (c) $N_{\text{SD}} \geq 5$, (d) $\theta \leq 45^\circ$, (e) $\chi_G^2/\text{d.o.f.} < 4, \chi_L^2/\text{d.o.f.} < 2$, (f) $\sqrt{\sigma_\theta^2 + \sin^2 \theta_\phi^2} < 2.5^\circ$, (g) $\sigma_{S600}/S600 < 0.25$ をそれぞれ表す.

エネルギー帯ごとのクオリティーカットでの残ったイベント率の結果を表 3.2 および表 3.3 に載せる。エネルギー範囲は生成したエネルギー ($= E_{\text{GEN}}$) に対するものである。

表 3.2: 陽子の MC に対するそれぞれのクオリティーカットでの残ったイベント率.

	$1/4 < E < 1/2$	$1/2 < E < 1$	$1 < E < 2$	$2 < E < 4$	$1/4 < E < 4$
ボーダーカット	0.830	0.787	0.748	0.703	0.796
N_{SD}	0.959	0.969	0.969	0.977	0.965
天頂角カット	0.790	0.707	0.630	0.601	0.726
χ^2	0.815	0.826	0.817	0.819	0.820
pderr	0.978	0.973	0.960	0.951	0.972
σ_{S600}/S_{600}	0.617	0.644	0.609	0.625	0.626
全カット	0.419	0.397	0.332	0.311	0.393

表 3.3: 鉄の MC に対するそれぞれのクオリティーカットでの残ったイベント率.

	$1/4 < E < 1/2$	$1/2 < E < 1$	$1 < E < 2$	$2 < E < 4$	$1/4 < E < 4$
ボーダーカット	0.832	0.789	0.744	0.692	0.794
N_{SD}	0.968	0.976	0.979	0.984	0.974
天頂角カット	0.763	0.650	0.604	0.584	0.685
χ^2	0.852	0.851	0.854	0.849	0.852
pderr	0.977	0.972	0.961	0.953	0.971
σ_{S600}/S_{600}	0.566	0.605	0.623	0.642	0.595
全カット	0.403	0.372	0.335	0.313	0.375

3.8 ルーズカット

大きな角度スケールでの異方性に注目している大角度異方性解析では、統計量を増やすためにクオリティーカット条件を大きく緩めることがある。このカット条件はルーズカットと呼ばれ、表 3.4 に示す条件でイベントの選定を行った。クオリティーカットに対し、角度変化への影響が少ないパラメータの選定を除外し、その他の条件も緩くしている。ルーズカットは次章で述べるレイリー解析および東西解析の際に使用した。

表 3.4: ルーズカット

パラメータ	カット条件
N_{SD}	≥ 4
天頂角カット	$0^\circ \leq \theta \leq 55^\circ$
pderr	$\leq 10^\circ$

3.9 角度分解能

シミュレーションで作成したイベントの到来方向と再構成されたイベントのなす角である開き角に対して再構成精度を議論する。再構成前の天頂角 θ_1 、方位角 ϕ_1 であるイベントを再構成して天頂角 θ_2 、方位角 ϕ_2 が得られた場合の開き角 ($= \theta_{op}$) は式 (3.46) で表される。

$$\theta_{op} = \arccos(\sin \theta_1 \cos \phi_1 \sin \theta_2 \cos \phi_2 + \sin \theta_1 \sin \phi_1 \sin \theta_2 \sin \phi_2 + \cos \theta_1 \cos \theta_2) \quad (3.46)$$

図 3.18 は TALE 実験で陽子 MC を用いた場合の $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での角度分解能の図であり、横軸に開き角 ($= \theta_{op}$)、縦軸に累積密度を取っている。累積密度が 68% に到達した開き角を角度分解能の精度として定義し、TALE 実験 3 年で陽子の MC、TALE 実験 3 年で鉄の MC、TA 実験 14 年で陽子の MC のクオリティーカットを通過したイベントに対して行った結果を以下の表 3.5 示す。TA 実験や TALE 実験における角度決定精度は $1^\circ \leq \theta \leq 2^\circ$ であることがわかる。他のエネルギー帯での結果の図は付録に載せる。

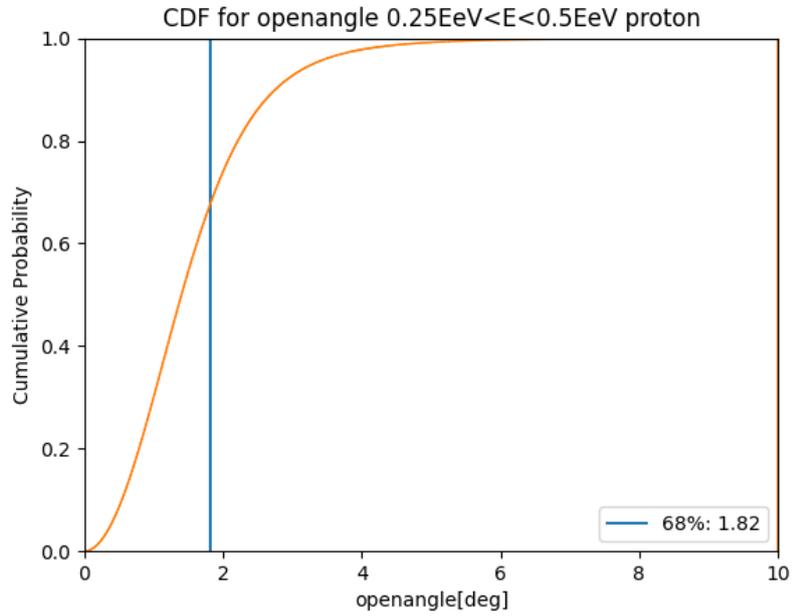


図 3.18: TALE 実験での陽子 MC の場合の $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の角度分解能の図.

表 3.5: 各エネルギー帯ごとの角度分解能.

	E [EeV]	68% 信頼区間での角度分解能 [°]
TALE 実験 陽子 MC	$1/4 < E < 1/2$	1.82
	$1/2 < E < 1$	1.57
	$1 < E < 2$	1.45
	$2 < E < 4$	1.34
TALE 実験 鉄 MC	$1/4 < E < 1/2$	1.69
	$1/2 < E < 1$	1.42
	$1 < E < 2$	1.27
	$2 < E < 4$	1.10
TA 実験 陽子 MC	$4 < E < 8$	1.65
	$8 < E < 16$	1.42
	$16 < E < 32$	1.22
	$32 < E$	1.10

3.10 エネルギー分解能

シミュレーションで作成したイベントのエネルギー ($= E_{\text{GEN}}$) と再構成されたイベントのエネルギー ($= E_{\text{REC}}$) の間の関係について式で表される相対誤差のエネルギー分解能を議論する.

$$\text{相対誤差} = \frac{E_{\text{REC}} - E_{\text{GEN}}}{E_{\text{GEN}}} \quad (3.47)$$

クオリティーカットを通過した TALE 実験 3 年間の MC を使用し, TALE 実験の陽子 MC, 鉄 MC に対して各エネルギー帯でのエネルギー分解能の結果を表 3.6 に示す. 図 3.19 のようなフィッティングを行ってエネルギー分解能を算出している. TALE 実験でのエネルギー分解能はおよそ 14%~19% で推移していることがわかる. 他のエネルギー帯や鉄 MC を使用したフィッティングの図は付録に載せる.

表 3.6: TALE 実験での各エネルギー帯ごとのエネルギー分解能.

	E [EeV]	エネルギー分解能
TALE 実験 陽子 MC	$1/4 < E < 1/2$	16.1%
	$1/2 < E < 1$	14.9%
	$1 < E < 2$	15.4%
	$2 < E < 4$	15.4%
TALE 実験 鉄 MC	$1/4 < E < 1/2$	15.6%
	$1/2 < E < 1$	14.8%
	$1 < E < 2$	16.7%
	$2 < E < 4$	18.6%

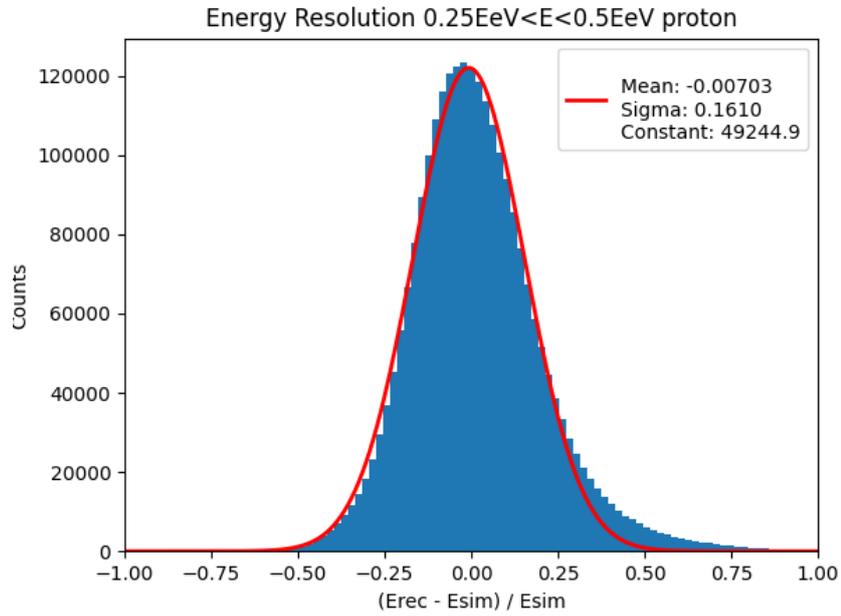


図 3.19: TALE 実験で $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の陽子 MC に対するエネルギー分解能の結果の図.

次に TA 実験の SD でのエネルギー分解能をここに載せる. 図 3.20 において, 左から $10^{18} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.5} \text{ eV}$, $10^{18.5} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{19} \text{ eV}$, $E_{\text{GEN}} > 10^{19} \text{ eV}$ に対する分解能の結果を表している [204]. それぞれのエネルギー分解能は $10^{18} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{18.5} \text{ eV}$ では 36%, $10^{18.5} \text{ eV} < E_{\text{GEN}} < 10^{19} \text{ eV}$ では 29%, $10^{19} \text{ eV} < E_{\text{GEN}}$ では 19% という結果である.

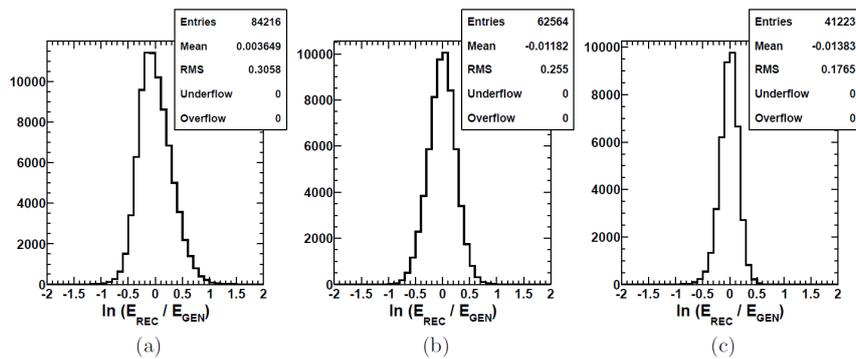


図 3.20: TA 実験でのエネルギー分解能 [204].

3.11 トリガー効率

TA 実験における CORSIKA 空気シャワーと GEANT4 を使用したシミュレーションにより作成したトリガー効率を図 3.21 の左図に載せる [204]. 黒は陽子, 白は鉄の MC によるトリガー効率の結果を示しており, 四角, 丸, 三角はそれぞれ 400 m, 600 m, 1200 m 間隔アレイでの結果を表し, TA 実験は 1200 m での結果に対応する.

図 3.21 の右図は TALE 実験でのトリガー効率の結果である [209]. 陽子の MC に対してトリガー効率を計算しており, 3 つの図はレベル 2 トリガーの条件の違いを表していて, 赤は任意の SD5 台 (any5), 青は任意の SD4 台 (any4), 緑は任意の SD3 台 (any3) である. 本実験の際のカット条件は青色の任意の SD4 台 (any4) に対応する. また, 図の水色, 緑色, 桃色の横線はそれぞれトリガー効率が 10%, 50%, 90% のラインである.

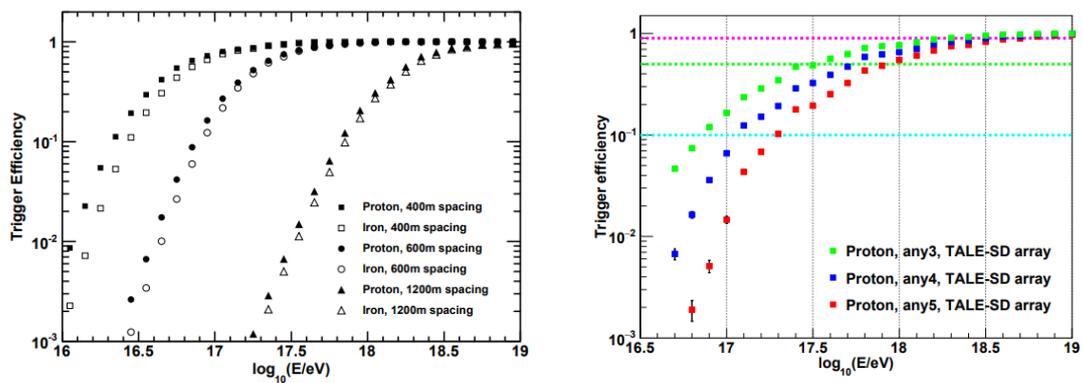


図 3.21: TA 実験におけるシミュレーションでのトリガー効率 [204]. (右) TALE 実験におけるシミュレーションでのトリガー効率 [209].

第 4 章

異方性解析

高エネルギー宇宙線は 50 年以上前から知られているが、未だに起源や機構は未解決問題である [22]. 本研究では、宇宙線起源が銀河系内から系外へ遷移すると考えられているセカンドニーからアングルにかけての高エネルギー宇宙線を中心に異方性解析を行い、起源探査に迫った。最高エネルギーでは磁場の影響を受けにくいため、局所的な起源天体探査を行うことができる。しかし、エネルギーが下がるとともに磁場等によって拡散される影響が大きくなり、最終的に伝播により双極子構造が見えると考えられているため、本研究では特に双極子構造に対する大角度異方性探査を行った。また、セカンドニー領域は TALE 実験でアングル領域は TA 実験で主に見える領域であり、Auger 実験で南半球の結果はなされているものの北半球での統一的な結果はほぼない現状である。

今回は TA 実験や TALE 実験で過去にされていた残差解析 [178, 210] を最新データを用いて特に低エネルギーへは新規的に拡張し、いくつかの系統的な解析も行った。解析手法としては実際に観測されたデータ (以下, DATA) をデータと同一期間の等方モンテカルロシミュレーション (以下, MC) の比較による残差法, DATA のみを使用してトリガー効率が 100% に到達していると考えられる領域ではレイリー法, トリガー効率が 100% ではないエネルギー範囲では東西法を用いて大角度異方性探査を行った。

4.1 残差解析

4.1.1 理論

残差解析は DATA と MC を比較することで異方性探査を行う解析法である [141, 178]. これは、式 (4.1) で表される相対強度を赤経に対してプロットし、その変動を観測するというものである。

$$\text{相対強度} = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{exp}}}{N_{\text{exp}}} \quad (4.1)$$

N_{obs} は観測されたデータイベント数, N_{exp} は等方 MC を仮定した際の MC のイベント数である。図 4.1 に今回の実験で得られた $E > 8.8 \text{ EeV}$ での赤経分布を例として載せる。横軸に赤経を取り、縦軸に MC (DATA 数に規格化) に対する DATA の相対強度をプロットしている。双極子構造が存在し

ていれば、赤道面への射影した成分の振幅には正弦型の構造が見えることが期待されるため、図 4.1 でも $I = r_\alpha \sin(\alpha + \phi_\alpha)$ の形のフィット関数を青色で描画している。このとき、 r_α は赤道面へ射影した双極子振幅で、 ϕ_α は双極子の位相を表す。なお、フィット結果において、振幅は絶対値を取り、マイナスの場合は位相を 180° ずらした値を結果としている。本研究で赤経へ射影して解析を行った理由は、1 つ目は 1 ビンあたりの統計量を増やすこと（仮に、非常にイベント数が多ければ 2 次元的に異方性を探査することも可能である。）、2 つ目は大角度異方性解析の通例は赤経に対する異方性を見ているものが多く、そうした結果と直接的な相互比較を行えるようにするためである。また、銀河系内から系外への遷移を考えるならば銀経への射影を行うことも考えられるが、TA 実験や TALE 実験では北半球のみの観測であり、ピンごとにデータ数のばらつきが生じてしまうために今回は行っていない。

しばしば行われる異方性解析では、MC を使用せずに DATA の相対強度に対する変動のみを解析することで行われる。ここで、DATA のみから行わなかった理由としては、TA 実験および TALE 実験においてトリガー効率が 100% でないエネルギー領域があることや検出器の稼働状況が 100% ではなかったことが大きくあり、系統的な影響により偽の異方性が見えてくる可能性があるためである。他にも、高エネルギーではイベント数が少ないため精度の良い MC を作ることができ、DATA と MC の比較で行う残差解析であれば検出器状況を MC イベントにも反映させてシミュレーションイベントを取得することで検出器等に依存した系統的な影響を最小限に抑えることができるといった理由が挙げられる。

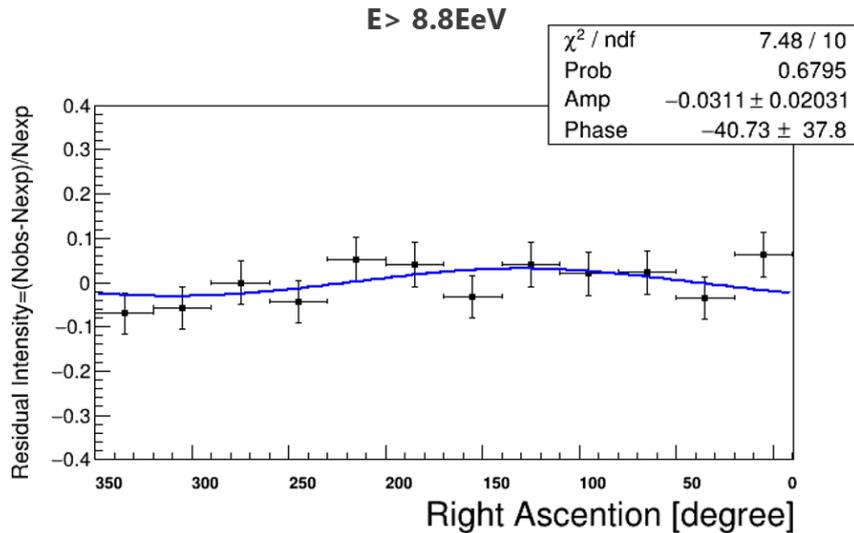


図 4.1: 今回の実験での $E > 8.8 \text{ EeV}$ での赤経分布の例.

4.1.2 条件

表 4.1 の条件で等方シミュレーションを行った。シミュレーションで再構成されたイベントに対し、前章で議論したクオリティーカットを適用し、イベント選定を行った。DATA に対しても同様のクオリティーカットを適用している。

表 4.1: シミュレーション条件.

	TA 実験	TALE 実験
核種	陽子	陽子, 鉄
天頂角	$0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$	
方位角	$0^\circ \leq \Phi \leq 360^\circ$	
レベル 2 トリガー	隣接 3 台の SD	任意の 4 台の SD
解析期間	2008/5/11~2022/5/11	2019/10/2~2022/9/28
エネルギー	$10^{17.95} \text{ eV} < E < 10^{20.55} \text{ eV}$	$10^{17.05} (\text{Fe: } 10^{17.15}) \text{ eV} < E < 10^{18.95} \text{ eV}$

この MC と DATA を用いて表 4.2 の各エネルギー領域ごとに異方性解析を行った。なお、次節で述べる補正後のエネルギーに対して、エネルギービンごとにイベント数を算出したため、陽子と鉄の場合でわずかに DATA イベント数が異なってる。

表 4.2: 解析したエネルギー領域とイベント数.

		E [EeV]	DATA	MC
TALE 実験	陽子 MC	$1/4 < E < 1/2$	12400	2712345
		$1/2 < E < 1$	4553	2155993
		$1 < E < 2$	1293	752378
		$2 < E < 4$	357	226569
	鉄 MC	$1/4 < E < 1/2$	12392	1704848
		$1/2 < E < 1$	4553	1410668
		$1 < E < 2$	1294	565288
		$2 < E < 4$	355	183588
TA 実験	陽子 MC	$4 < E < 8$	9821	592449
		$8 < E < 16$	4193	1375639
		$16 < E < 32$	1285	848025
		$32 < E$	456	498272

DATA は TALE 実験では 3 年間 (2019 年 10 月 2 日~2022 年 9 月 28 日), TA 実験では 14 年間 (2008 年 5 月 11 日~2022 年 5 月 11 日) のイベントを使用した. はじめに, $E > 8.8$ EeV で解析を行い, その結果を図 4.2 に載せる.

$E > 8.8$ EeV は, 2020 年に TA 実験から報告された論文結果 [141] と同じ領域であり, 本解析では解析期間が 3 年延びている. こちらは図 4.3 の左に示す. 特に大きな相対強度が見られた領域は概ね一致していることを確認し, 他の領域でやや構造が変わっている可能性はあるが, イベント数が少ない影響を受けている可能性もある.

図 4.3 の右図は, 2017 年に Auger 実験が 8 EeV 以上 (検出器の系統的なずれから TA 実験でこのエネルギー帯に対応する値が 8.8 EeV 以上である.) での有意な異方性を報告したときのものである [97].

数値結果を表 4.3 に載せるが, Auger 実験の結果は赤経への調和解析の結果である.

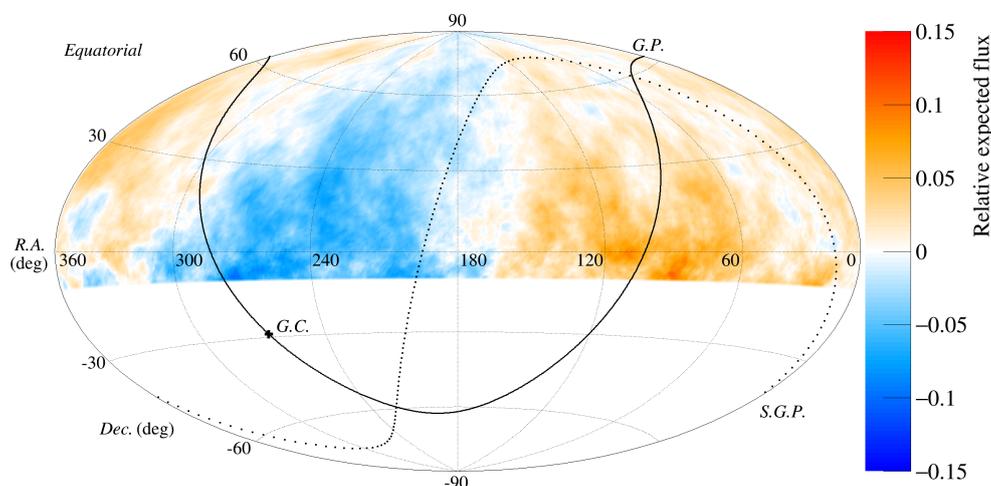


図 4.2: 本研究での 8.8 EeV 以上での天球図の結果.

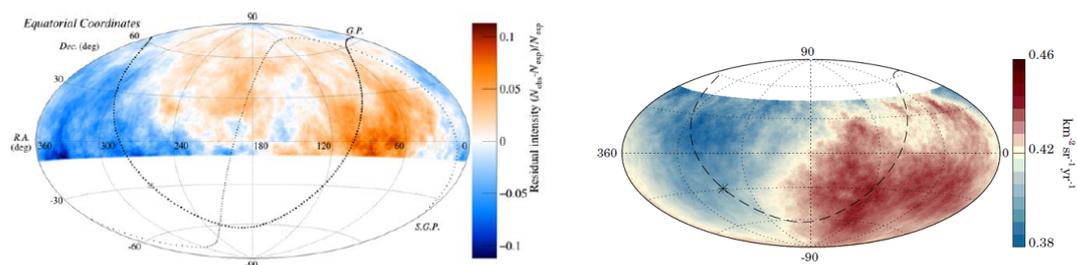


図 4.3: (左) TA 実験が 2020 年に報告した 8.8 EeV 以上での結果 [141]. (右) Auger 実験が 2017 年に報告した 8 EeV 以上での結果 [97].

表 4.3: TA 実験での 8.8 EeV 以上, Auger 実験での 8 EeV 以上での双極子結果の比較 [141, 97].

	Energy [EeV]	振幅 (r_α)[%]	位相 (ψ_α) $^\circ$	r_α^{UL} [%]
This work	$E > 8.8$ EeV	$3.1^{+1.9}_{-1.6}$	139 ± 38	8.2
TA(2020)	$E > 8.8$ EeV	3.3 ± 1.9	131 ± 33	7.3
Auger(2017)	$E > 8$ EeV	$4.7^{+0.8}_{-0.7}$	100 ± 10	

4.1.3 時間変動

時間変動を図 4.4, 図 4.5 に載せる. 図 4.4 は TA 実験での $E > 8.8$ EeV での DATA と MC (DATA に規格化) の比較である. 図 4.5 は TALE 実験での $1/4 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での DATA と MC (DATA に規格化) の比較である. 横軸が観測日数, 縦軸がイベント数を表しており, TA 実験の図では 10 日の解像度, TALE 実験の図では約 5 日の解像度でプロットしており, 下段は相対比率である.

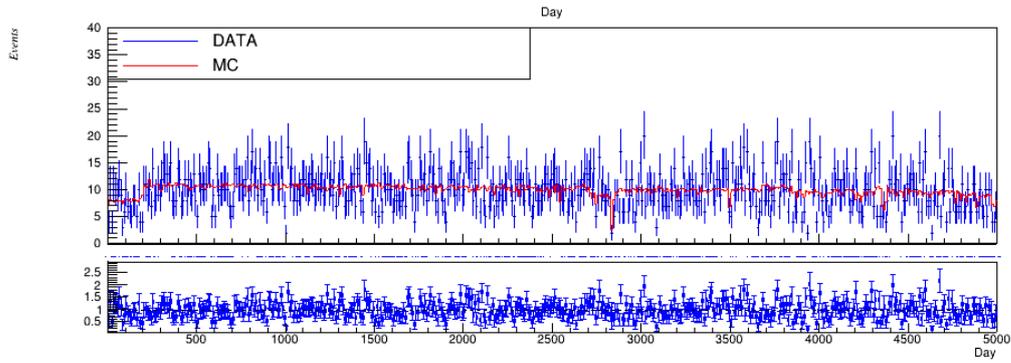


図 4.4: $E > 8.8$ EeV での時間変動.

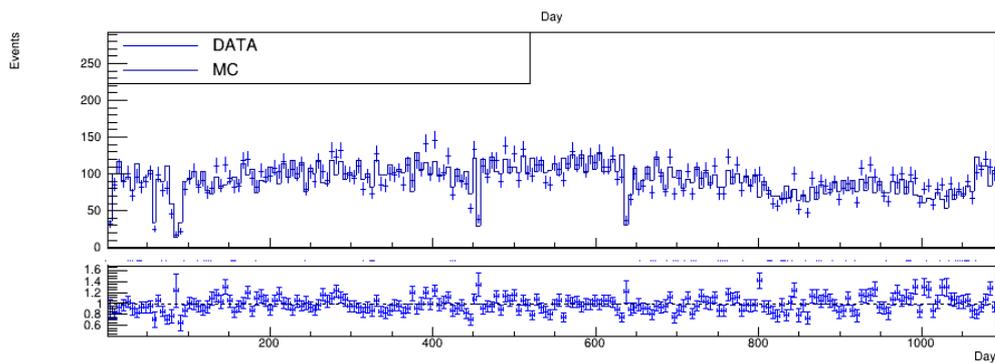


図 4.5: $1/4 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での時間変動.

4.1.4 大気密度によるエネルギー補正

本題の大角度異方性解析に入る前に以下に示すようなエネルギー補正操作を行った。これは月分布における MC の DATA 再現度向上のために行った。はじめに具体例として、図 4.6 の左図に $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での DATA と MC の月分布の比較を載せる。この図の横軸が観測月を表し、縦軸はイベント数で MC は DATA に規格化してあり、下段は相対比率である。TA 実験や TALE 実験では空気シャワーからイベントを観測しているため、季節依存する大気の影響を大きく受けてしまい、この影響が月分布にも現れている。実際に、夏に DATA 数が増加し、冬に減少している傾向が見られる。これは定性的には、夏は実験サイトでの大気が膨張し、大気密度が小さくなることにより空気シャワーが広がったり地上へ届きやすくなったりするため、トリガーされやすくなり、その結果粒子数密度から決まるエネルギーも大きく推定されると考えられる。これは大気密度に依存したエネルギーの過大評価もしくは過小評価が起こっているため、大気密度に依存した補正をかけた。

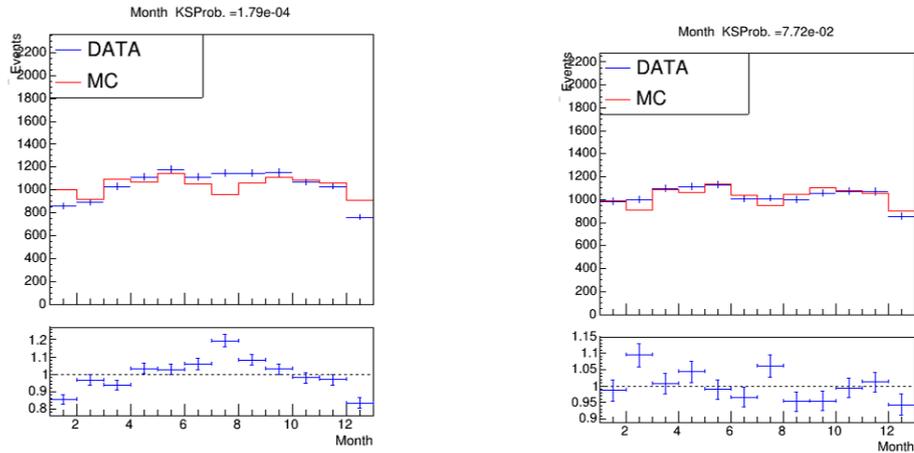


図 4.6: 月ごとの宇宙線到来分布の DATA と MC の比較. (左) 補正前の図. (右) 補正後の図

図 4.7 の左は、大気密度と DATA/MC 比率を表す図である。この図は $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果を例としてとったものであり、上段は横軸が平均大気密度に対する大気密度で縦軸が MC 数に規格化した DATA、下段は横軸が平均大気密度に対する大気密度で縦軸が DATA/MC 比率 (MC イベント数は DATA 数に規格化している) を表している。ユタでの平均大気密度は $\rho_0 = 1.042 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ である。宇宙線イベントが観測された時間の TA 実験現地での大気密度は GDAS (Global Data Assimilation System) [211] を用いて得ている。GDAS は正式には全球データ同化システムと呼ばれ、全球予報システム (GFS) モデルによって使用されるシステムで、観測データを用いて気象予報を開始、初期条件を提供する目的で使用される。世界のすべての経度緯度に対し、 $1^\circ \times 1^\circ$ の分解能で、1日4回 (世界標準時の0時、6時、12時、18時) にある高度での温度、圧力、湿度、空気密度、大気深さといった気象に関する情報提供を行っている。以下、観測大気密度は ρ と表記

し、TA 実験サイトでの平均大気密度は ρ_0 と表記する。

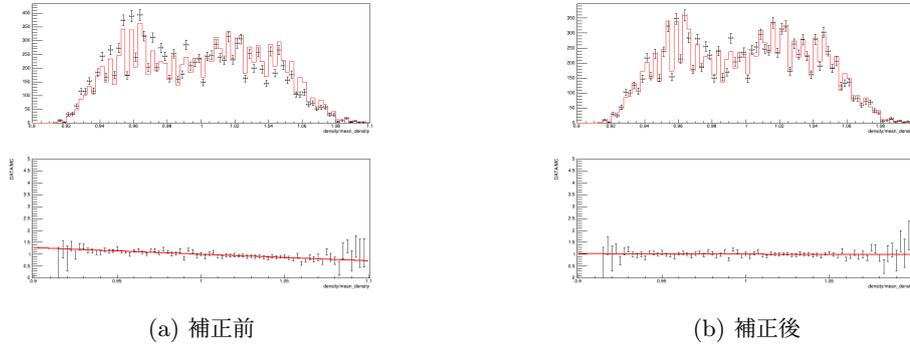


図 4.7: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

大気密度が小さい (\approx 夏) ところでイベント数が増えていて、逆では減っていることがわかる。大気密度への依存がなければこのフィット結果は水平になるはずである。ここで $(\text{DATA}/\text{MC}, \rho/\rho_0) = (1, 1)$ を通る式 (4.2) のような一次関数でフィットした。

$$\frac{\text{DATA}}{\text{MC}} = 1 + a \times \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \quad (4.2)$$

このフィット線は傾きが $a = -2.76 \pm 0.23$ であり、有意に傾いている。ここで、式 (4.3) のような大気密度に依存した補正式でエネルギーの補正を行った [178]。 $E_{\text{correction}}$ が補正後のエネルギーで、 γ は積分スペクトルで 1.7 の値を使用した。 $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ や $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ ではそれぞれ $\gamma = 1.0$, $\gamma = 1.5$ を使用した。

$$E_{\text{correction}} = \frac{E}{\left(1 + a \times \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \right)^{\frac{1}{\gamma}}} \quad (4.3)$$

この補正を行った後の大気密度に対する結果が図 4.7 の右図であり、フィット線は水平となっており依存性を排除することが出来た。図 4.6 の右図はこの補正後の月変化の分布であるが、実際に MC が DATA により適合するようになったことがわかり、この操作により MC と DATA の一致度向上を達成することができた。

この補正操作は $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ だけでなくすべてのエネルギー領域に対して実行し、本研究のすべての解析領域に対して行った結果を表 4.4 に示す。大気密度に対する DATA と MC の比の傾きの変化および月分布における DATA と MC の一致度を検定する KS (コルモゴロフ-スミルノフ) 検定 [212] の確率 (KS-Prob) の変化をここで載せている。これは値が大きいほど分布がよく一致していることを示す指標であるが、この補正により DATA と MC の一致度を向上させることができたことがわかる。他のエネルギー領域や鉄 MC に対して行った同様の結果の図は付録に載せる。

E [EeV]	傾き (補正前)	傾き (補正後)	KS-Prob (補正前)	KS-Prob (補正後)
$1/4 < E < 1/2$	-2.76 ± 0.23	-0.19 ± 0.23	1.79×10^{-4}	0.077
$1/2 < E < 1$	-3.25 ± 0.38	-0.05 ± 0.38	2.76×10^{-4}	0.99
$1 < E < 2$	-2.72 ± 0.71	0.41 ± 0.71	4.86×10^{-2}	0.15
$2 < E < 4$	-3.89 ± 1.40	0.43 ± 1.39	6.89×10^{-2}	0.78
$4 < E < 8$	-3.74 ± 0.26	-0.24 ± 0.26	8.14×10^{-9}	0.52
$8 < E < 16$	-2.57 ± 0.40	0.17 ± 0.40	1.51×10^{-2}	0.99
$16 < E < 32$	-3.18 ± 0.72	0.24 ± 0.73	1.86×10^{-1}	0.908
$32 < E$	-2.79 ± 1.23	0.25 ± 1.24	4.53×10^{-2}	0.48

表 4.4: 密度によるエネルギー補正のフィット結果.

4.1.5 陽子の MC を用いた残差解析

比較

残差解析では, DATA と MC の比較により異方性解析を行っている. そのため, TA 実験や TALE 実験で作成した MC が DATA をきちんと再現していることを確認する必要がある. よって, ここでは特に異方性解析で重要となるいくつかの物理パラメータに対して DATA/MC 比較図を作成した. この結果の図 4.8 から図 4.15 に載せる. 図の上段は左から順に, 天頂角分布, 赤経分布, 月分布, 方位角分布に対する DATA と DATA に対して規格化した等方 MC のイベント数を表している. 図の下段は左から順に, 赤緯分布, 時間分布, 恒星時分布, 反恒星時分布に対する DATA と DATA に対して規格化した等方 MC のイベント数を表している. それぞれの画像の下半分は比率に対するプロットである. なお, エネルギー帯ごとに残差解析を行ったため, 全体の比較分布ではなく各エネルギー帯ごとの比較分布を作成している.

DATA と MC の一致度を測定する量として, ここでも KS (コルモゴロフ-スミルノフ) 検定を行った [212]. これは値が大きいほど分布がよく一致していることを示す指標であり, 今回の解析における分布では概ね DATA と MC が一致した傾向を確認した. 一部, KS 検定値がやや小さく評価された箇所に対しては, 特に大きなずれが見られた天頂角分布に対してのみ補正を行った. 天頂角分布に対しては, エネルギー領域を区切って解析を行った影響や MC の使い回しやトリガー効率の低下の影響などにより DATA と MC の分布が一致しないことが生じた. その際は, 使い回しの影響を消すように DATA に規格化した MC を作成したが, この影響による誤差は後ほど議論するが小さい. MC は等方条件でシミュレーションを作成しているが, イベント再構成での検出器の効果を DATA と MC で同じ条件にすることで系統的な影響をなくしているのが残差法の利点であるため, 補正は可能な限り最小限にとどめた.

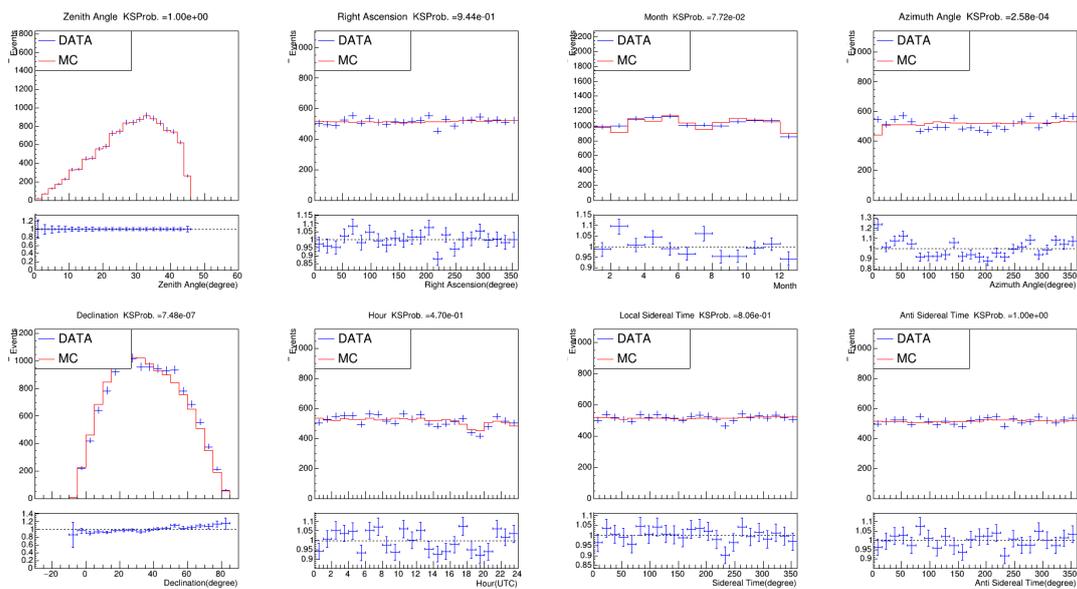


図 4.8: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での比較分布.

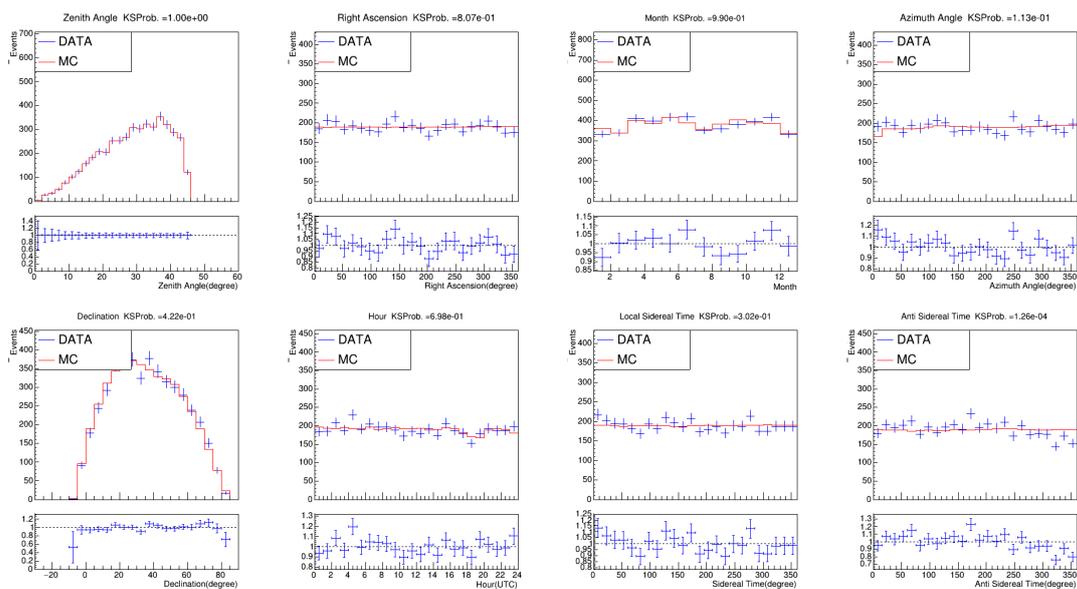


図 4.9: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での比較分布.

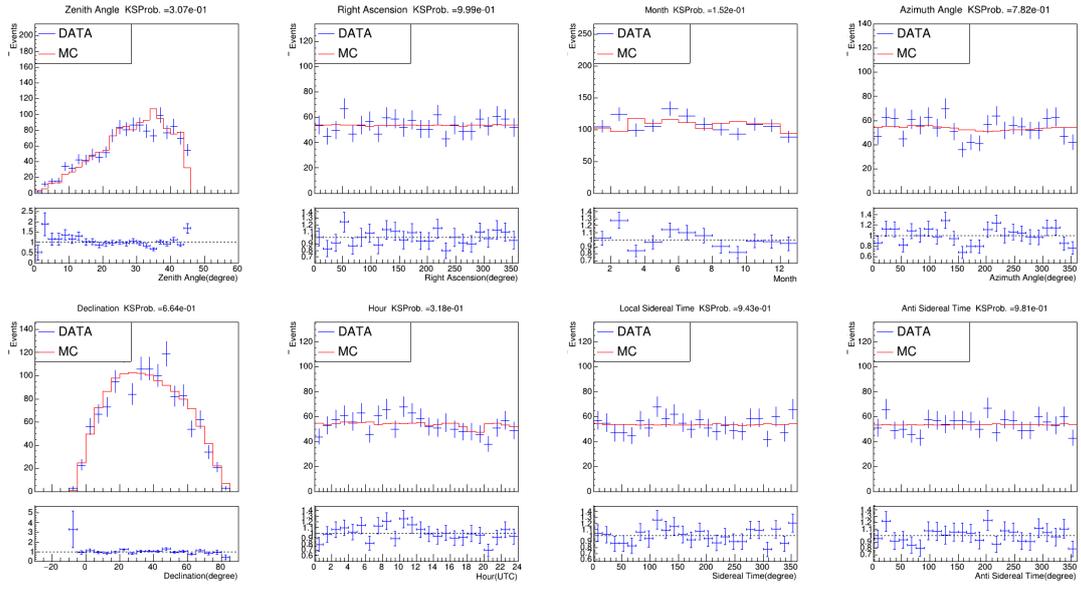


図 4.10: $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での比較分布.

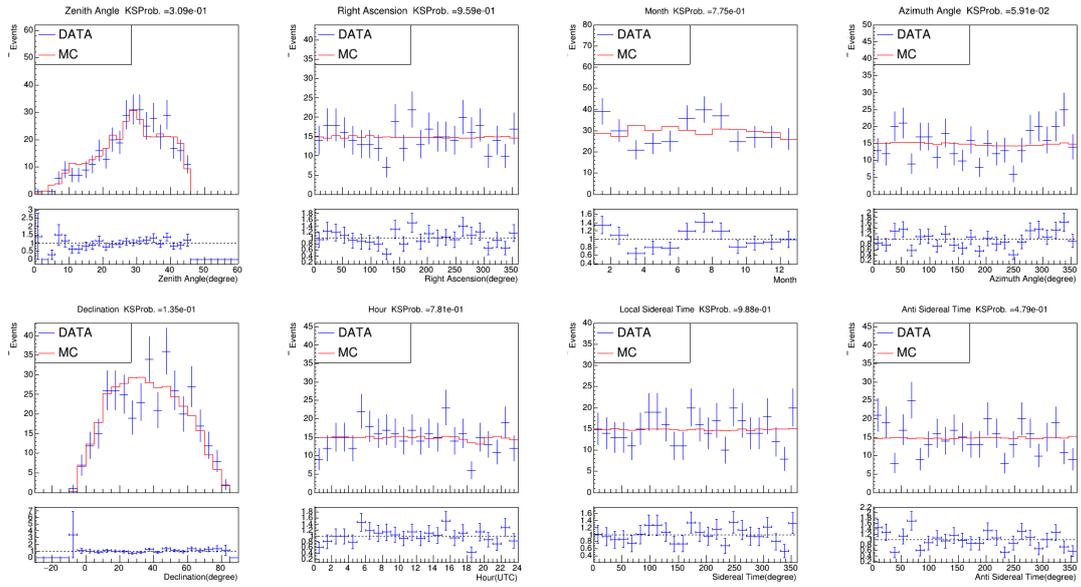


図 4.11: $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での比較分布.

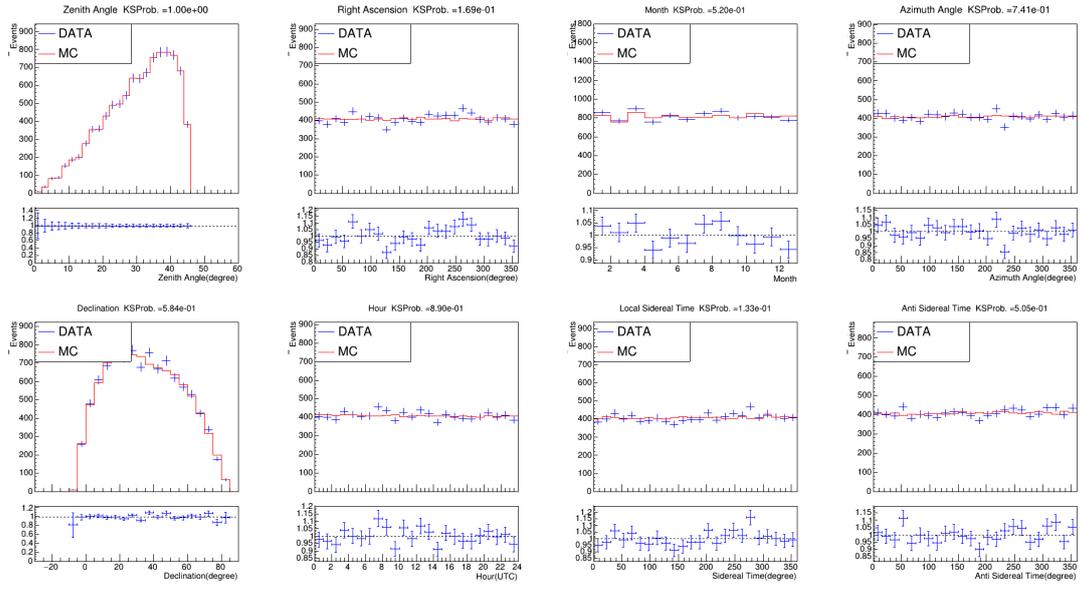


図 4.12: $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ での比較分布.

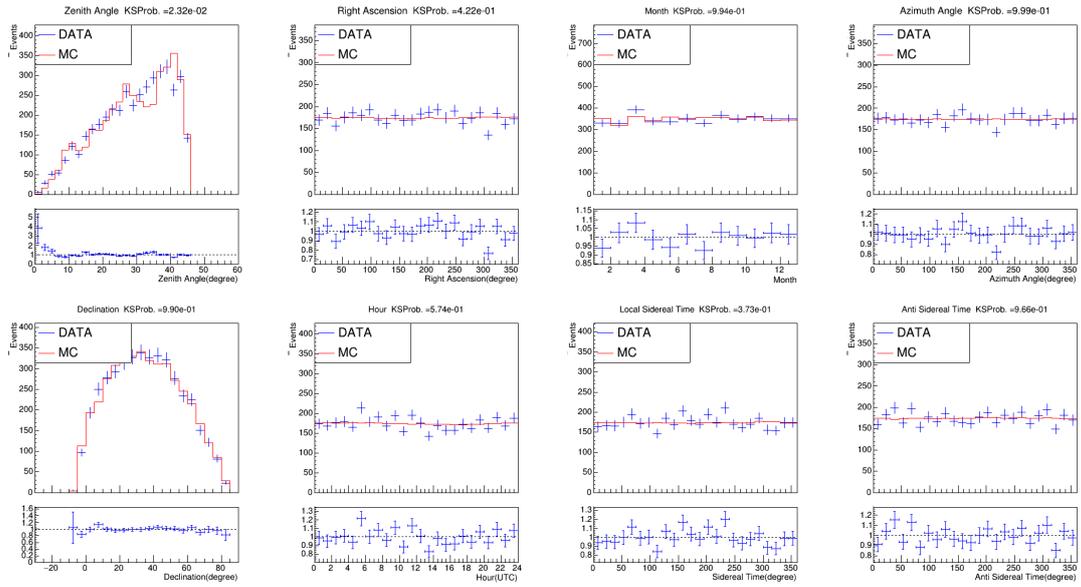


図 4.13: $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ での比較分布.

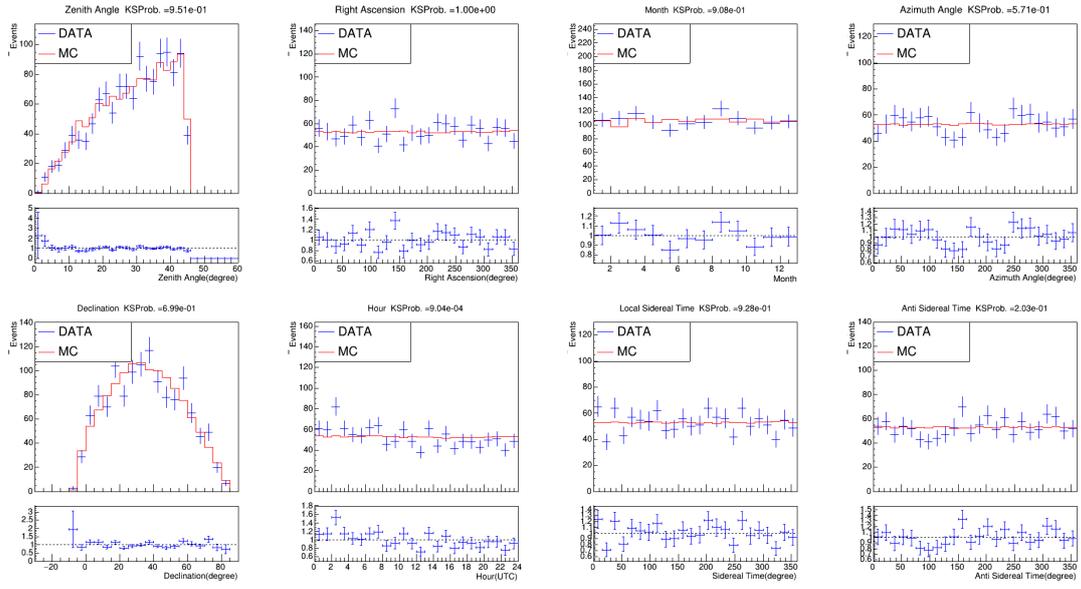


図 4.14: $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ での比較分布.

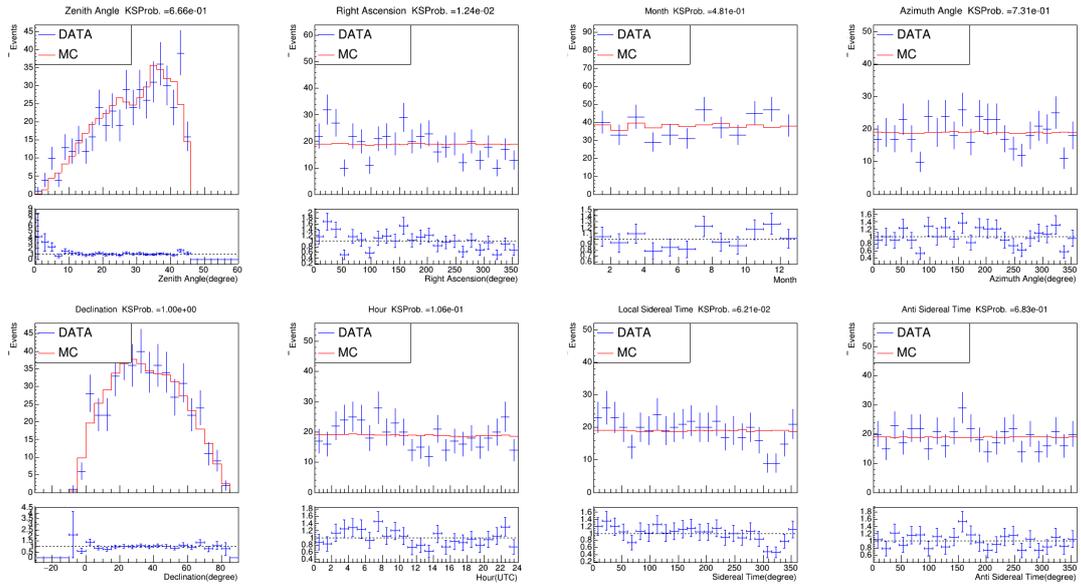
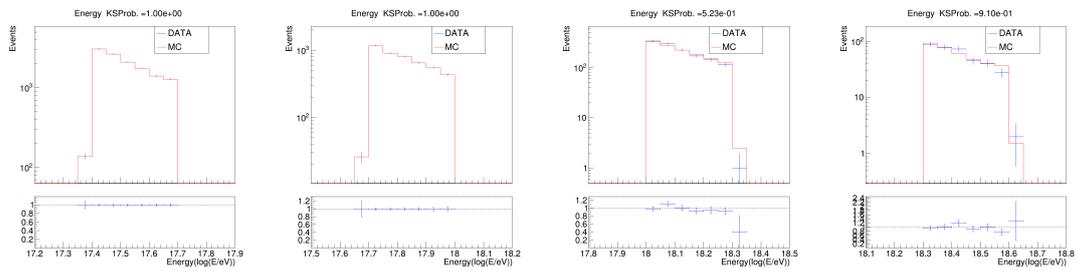


図 4.15: $32 \text{ EeV} < E$ での比較分布.

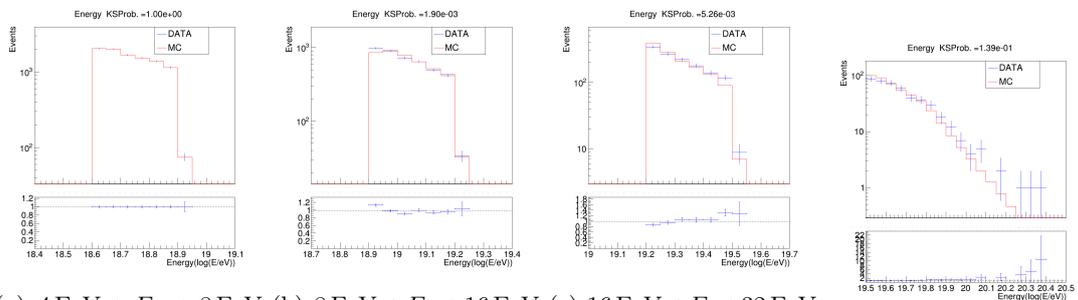
エネルギー

エネルギー分布に関しても、MCのDATA再現度確認のために行った。エネルギーに対するDATAとMCの分布を図4.16と図4.17に示す。上段はDATAとDATAに規格化したMCの分布であり、下段は相対比率のグラフである。エネルギー帯によっては、DATAとMCの分布がエネルギー領域を区切って解析を行った影響やMCの使い回しやトリガー効率の影響等により一致しないということが生じた。その際は、使い回しの影響を消すようにビンごとのデータ数に直接規格化したMCを作成した。この影響による誤差は後ほど議論するが小さく、全てのエネルギー帯でDATAを再現するMCを作成していることを確認した。



(a) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の結果. (b) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ の結果. (c) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ の結果. (d) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ の結果.

図 4.16: TALE 実験でのエネルギー分布.



(a) $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ の結果. (b) $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ の結果. (c) $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ の結果. (d) $32 \text{ EeV} < E$ の結果.

図 4.17: TA 実験でのエネルギー分布.

天球図

3年間の TALE 実験データおよび 14年間の TA 実験データを用いて異方性解析を行った結果をここに載せる。天球図作成にあたっては、1ビン ($= 1^\circ \times 1^\circ$) の刻みで描画しており、半径 45 度の円で重ね合わせを行っている。45度としているのは双極子構造を反映させやすくするためである。天球図の作成法はこの論文を通して一貫してこの手法で作成している。

すべてのエネルギー領域で 5σ に到達する有意な異方性は観測されなかった。図 4.18 から図 4.25 はエネルギー帯ごとに結果の図であり、それぞれ左から、赤経分布、赤道座標系での天球図、銀河座標系での天球図を表している。赤経分布は横軸に赤経 $[\circ]$ 、縦軸に式 (4.1) で表される DATA と MC の相対強度を取ったものである。左端が 360° 、右端が 0° となるように作成している。赤経に対する双極子構造を探索しているため、正弦波関数でのフィッティング結果も青色で載せている。赤道座標系での天球図は左端が 360° 、右端が 0° となるように作成した。赤道座標系での天球図において、黒線は銀河面を表しており、GC は銀河中心方向であり、点線は超銀河面である。銀河座標系での天球図は左端が 180° 、右端が -180° となるように作成した。天球図での色の違いは宇宙線データの等方 MC からの相対強度を表しており、ここでは相対強度の最大値を 0.15 に取っている。赤に近づくほど多く到来していることを示し、青はその逆である。

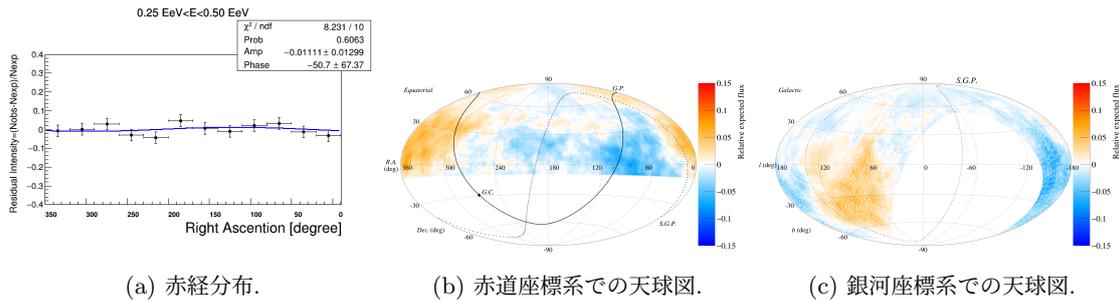


図 4.18: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での異方性

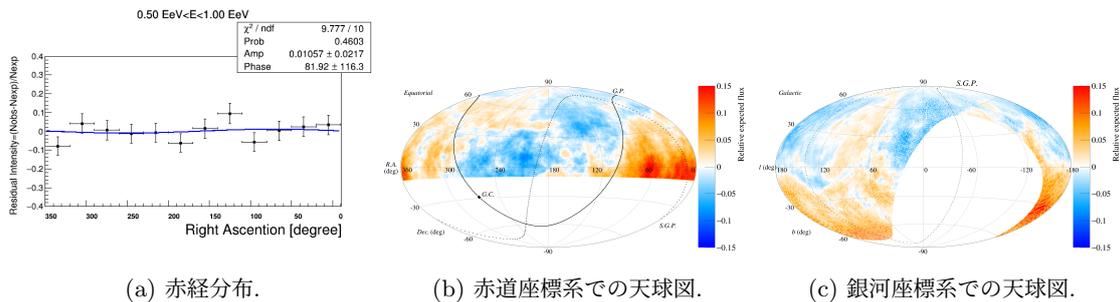


図 4.19: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での異方性

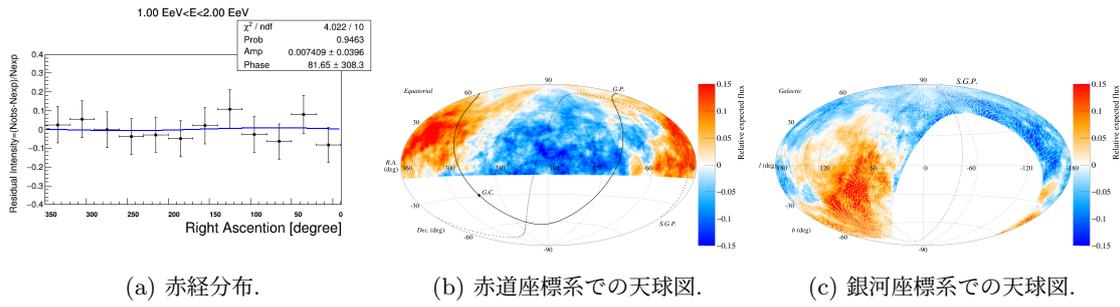


図 4.20: 1 EeV < E < 2 EeV での異方性

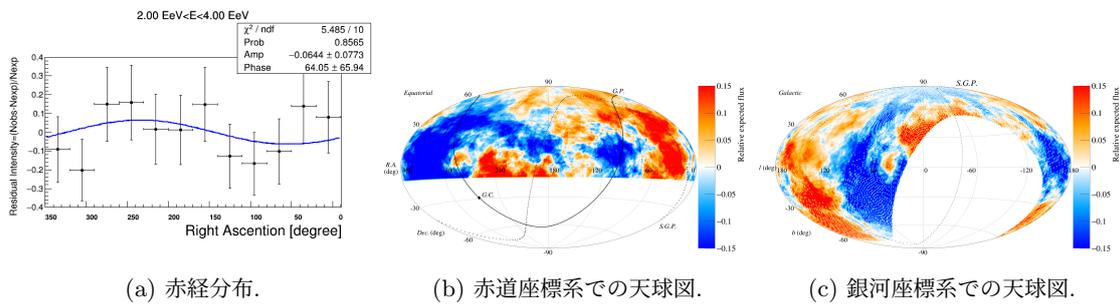


図 4.21: 2 EeV < E < 4 EeV での異方性

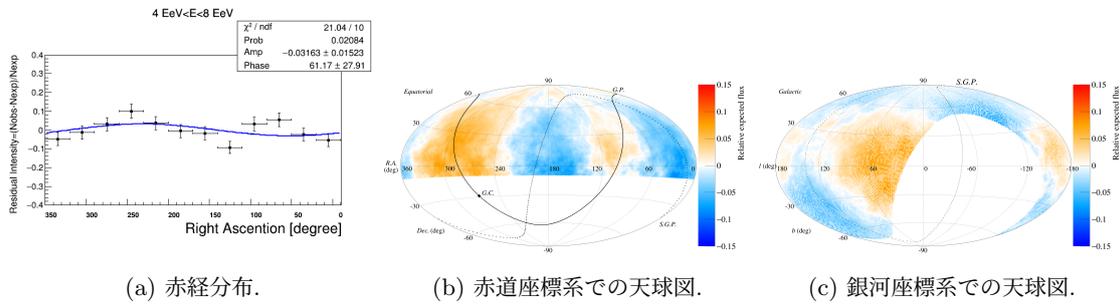
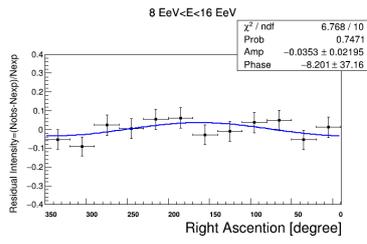
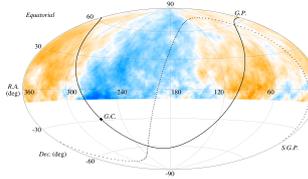


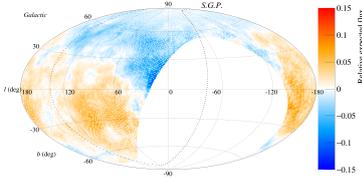
図 4.22: 4 EeV < E < 8 EeV での異方性



(a) 赤経分布.

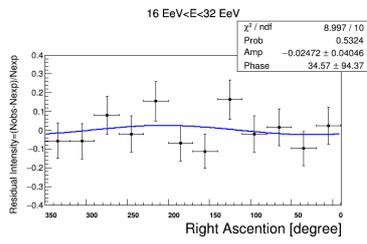


(b) 赤道座標系での天球図.

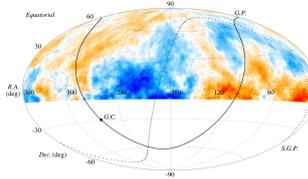


(c) 銀河座標系での天球図.

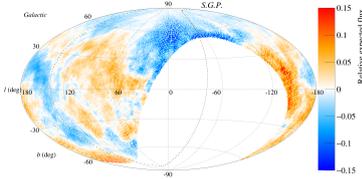
図 4.23: $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ での異方性



(a) 赤経分布.

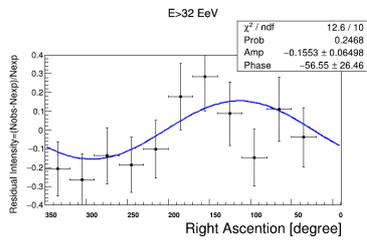


(b) 赤道座標系での天球図.

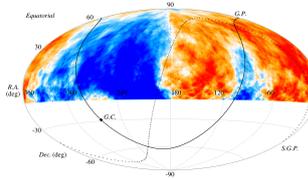


(c) 銀河座標系での天球図.

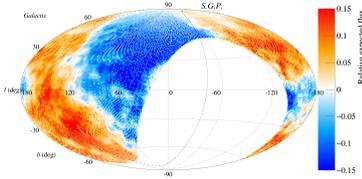
図 4.24: $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ での異方性



(a) 赤経分布.



(b) 赤道座標系での天球図.



(c) 銀河座標系での天球図.

図 4.25: $32 \text{ EeV} < E$ での異方性

大気密度によるエネルギー補正の系統誤差

大気密度に関連したエネルギー補正による双極子構造の変化を載せる。エネルギー帯ごとの結果を図 4.26 から図 4.33 に示す。左図が大気補正を行わなかった場合の赤経分布の結果で、右図が大気補正を行った場合の赤経分布の結果である。MC による DATA の再現度向上のために大気密度に関する補正をすることは合理的であるが、これによる双極子構造の系統誤差は現在の統計量では有意度が比較的高めである高エネルギー側では比較的小さく、有意度の小さい低エネルギー側では多く見えている。

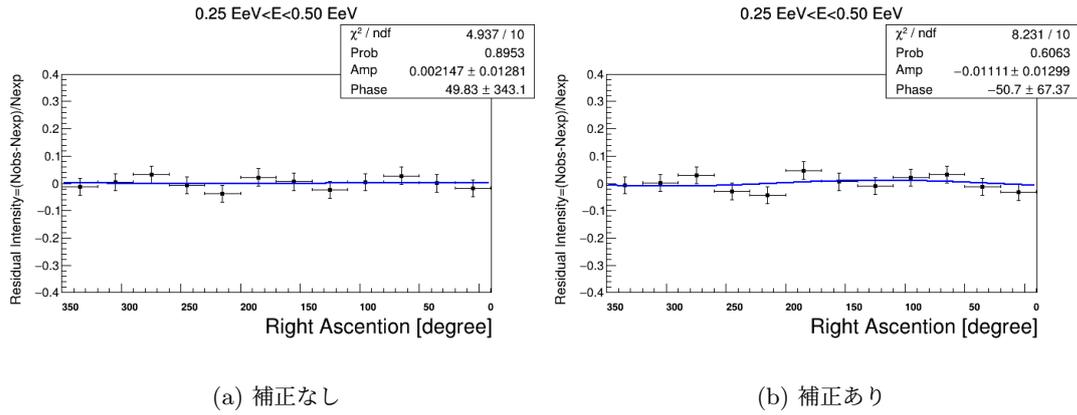


図 4.26: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.

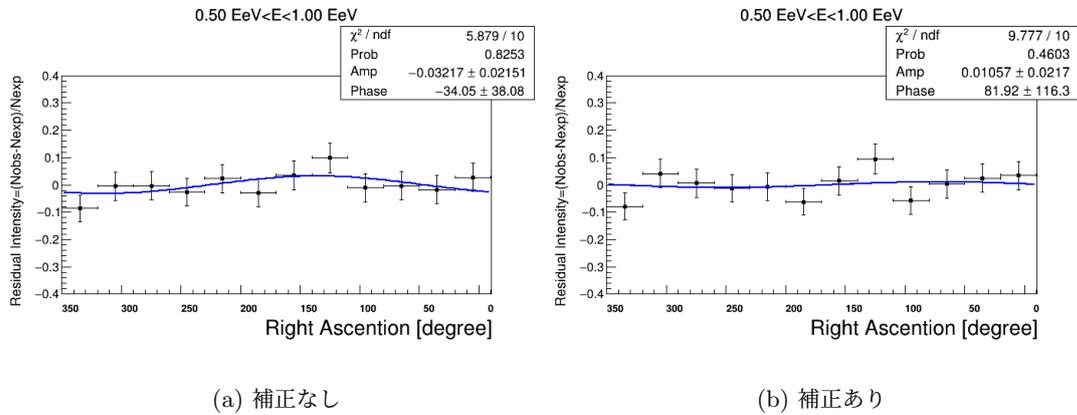
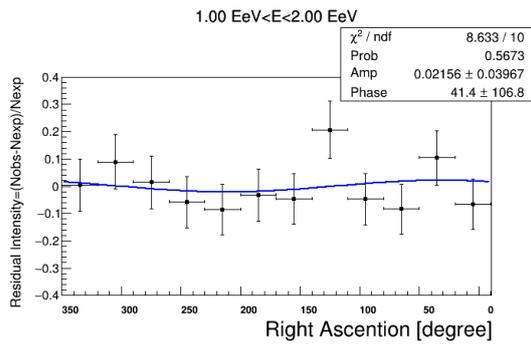
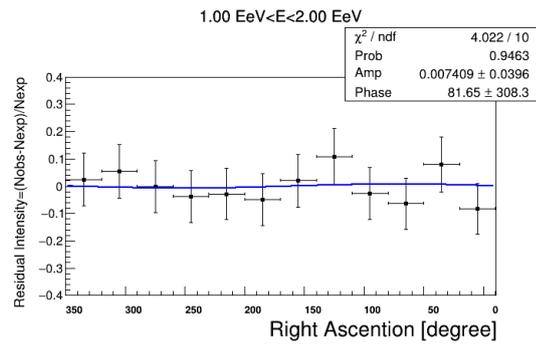


図 4.27: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.

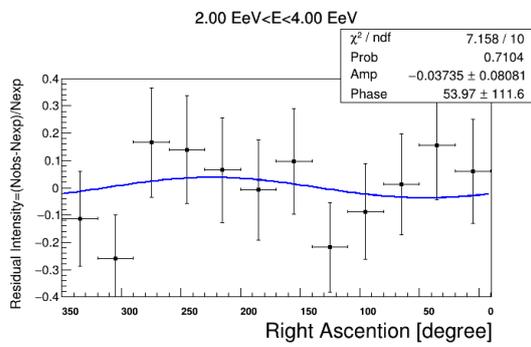


(a) 補正なし

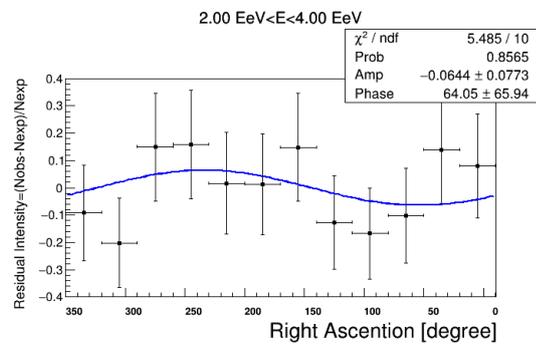


(b) 補正あり

図 4.28: $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での結果.

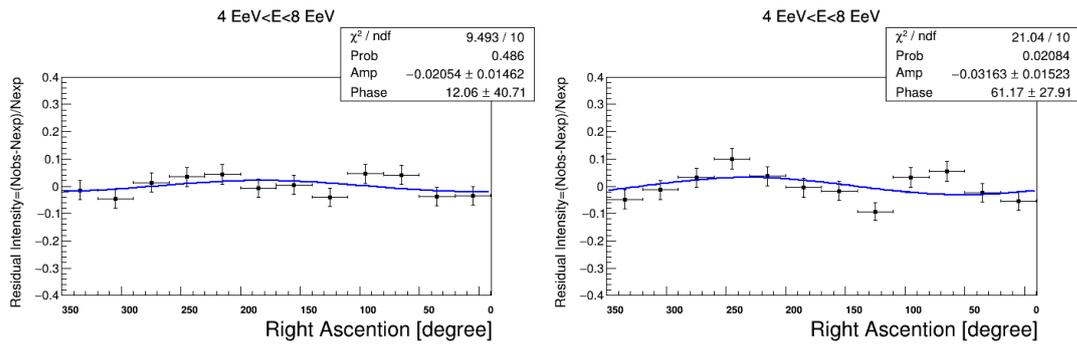


(a) 補正なし



(b) 補正あり

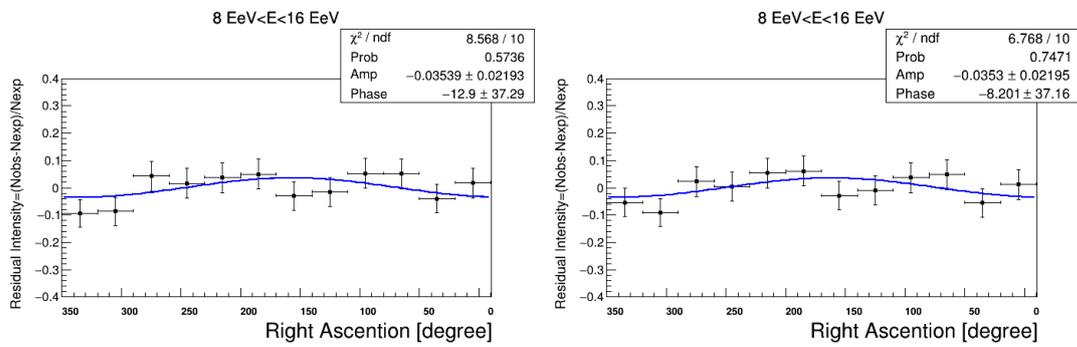
図 4.29: $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での結果.



(a) 補正なし

(b) 補正あり

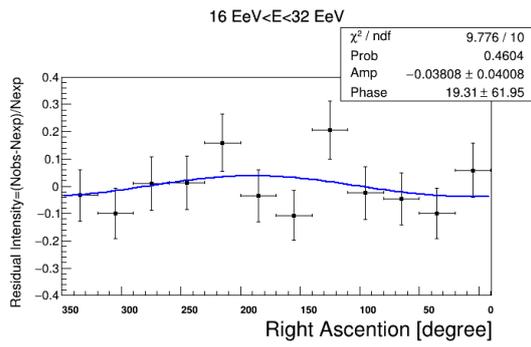
図 4.30: $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ での結果.



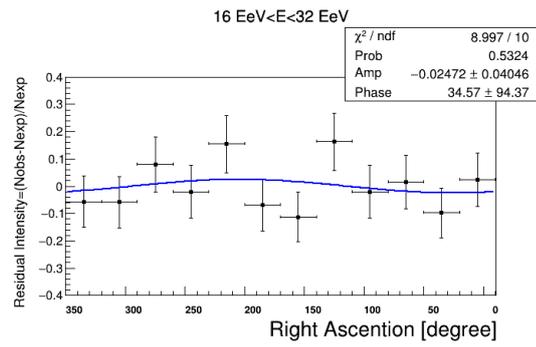
(a) 補正なし

(b) 補正あり

図 4.31: $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ での結果.

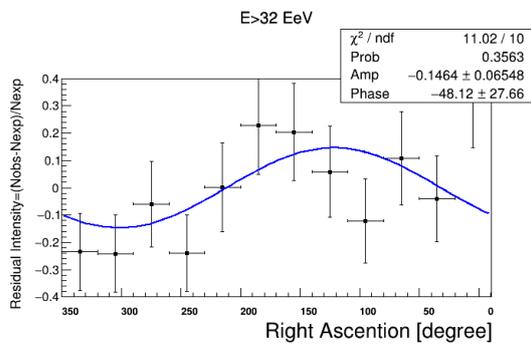


(a) 補正なし

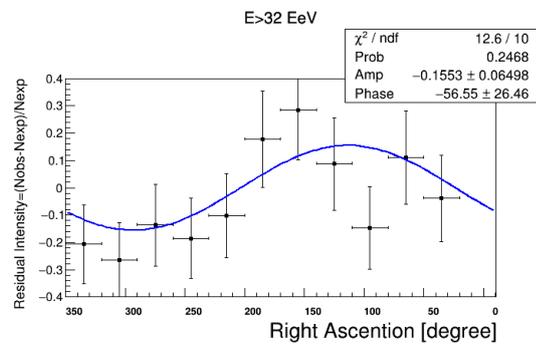


(b) 補正あり

図 4.32: 16 EeV < E < 32 EeV での結果.



(a) 補正なし



(b) 補正あり

図 4.33: 32 EeV < E での結果.

天頂角とエネルギーの補正による系統誤差

天頂角とエネルギーに対して DATA へ補正を行ったエネルギービンでの補正による系統誤差を見積もった. 図 4.34 から図 4.36 がその結果であり, それぞれ, 1% オーダーの振幅に対して 2.25%, 1.83%, -13.4% の振幅の変化率であり, この補正による誤差は小さいと判断した.

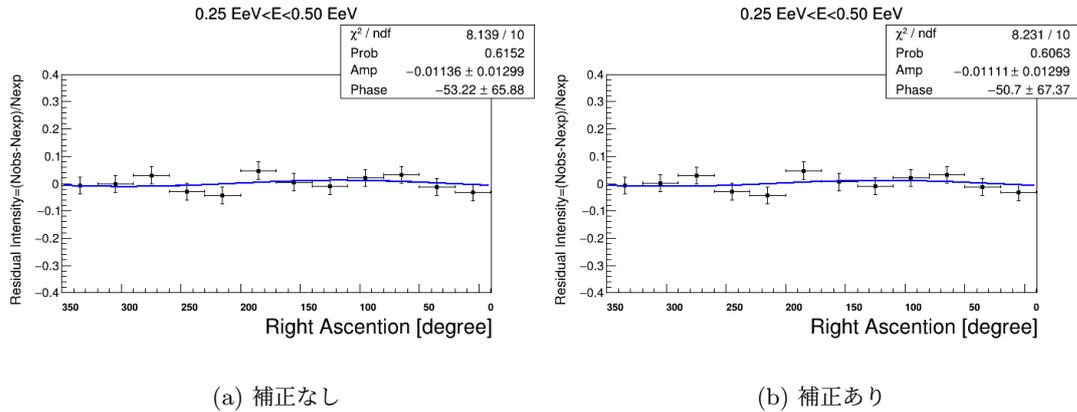


図 4.34: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.

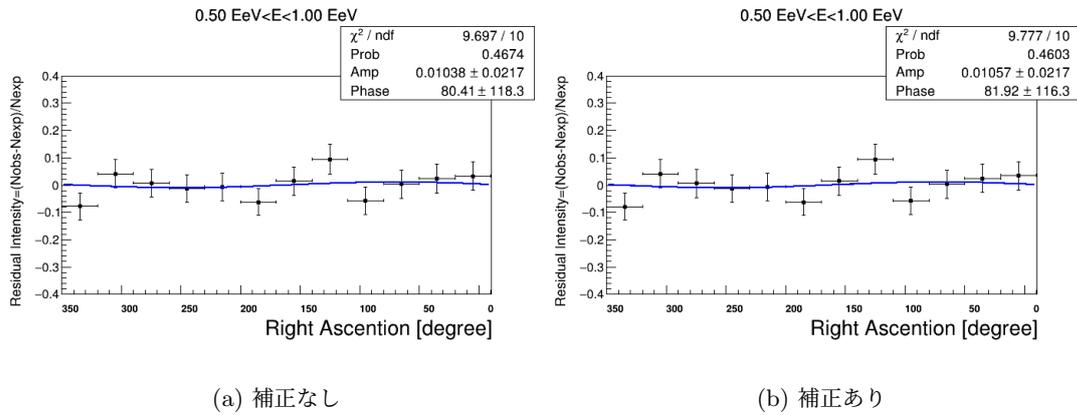
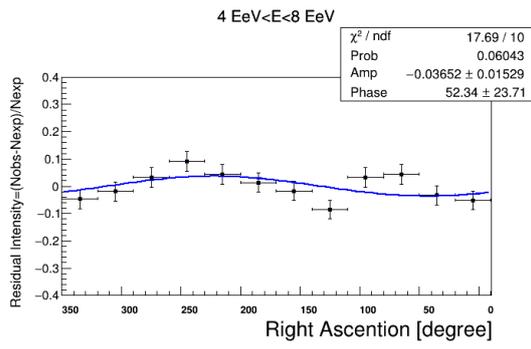
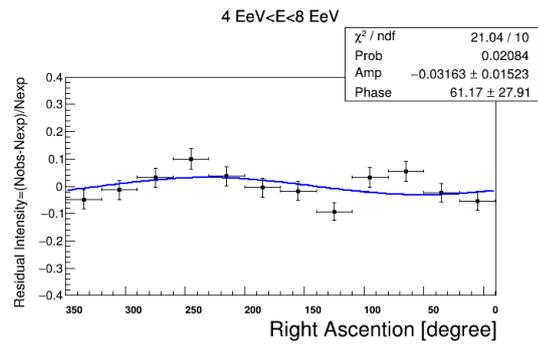


図 4.35: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.



(a) 補正なし



(b) 補正あり

図 4.36: 4 EeV < E < 8 EeV での結果.

2つの正弦波フィット

2つの正弦波でフィッティング (2-Fit) を行った. 2-Fit が 1-Fit (1つの正弦波でフィッティング) に対して有意かどうかを調べるため, 式 (4.4) で表される F 値検定を行った.

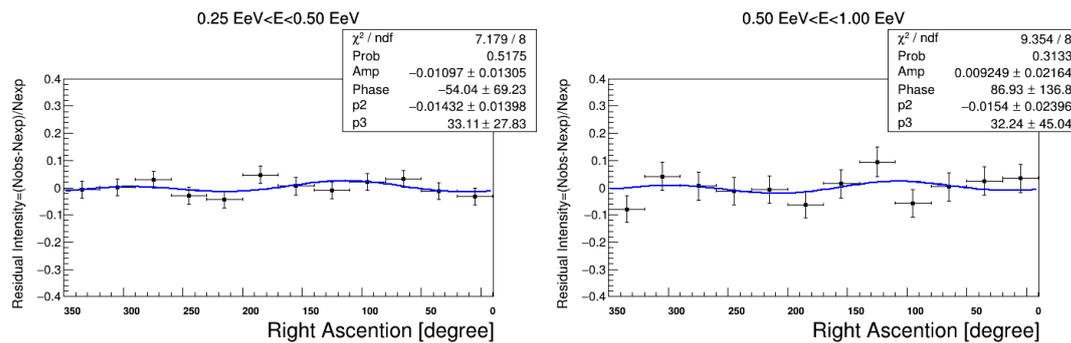
$$F = \frac{N - m - \Delta m}{\Delta m} \left(\frac{\chi_s^2}{\chi_c^2} - 1 \right) \quad (4.4)$$

$$P_F(F; \Delta m, N - m - \Delta m) = \int_F^\infty P_F(f; \Delta m, N - m - \Delta m) df$$

ここで $N = 12$ はデータビン数, $m = 2$ は 1-Fit でのパラメータ数, χ_s^2 は 1-fit での χ^2 値, $m + \Delta m = 4$ は 2-Fit でのパラメータ数, χ_c^2 は 2-fit での χ^2 値を表す. その結果を表 4.5 に示す. 表は左からエネルギー範囲, 1-Fit での χ^2 値, 2-Fit での χ^2 値, F 値, 有意水準を表す. 特に, $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ において, 2-Fit の方が 0.3% の大きさで有意であった. フィット結果は下の図に示す.

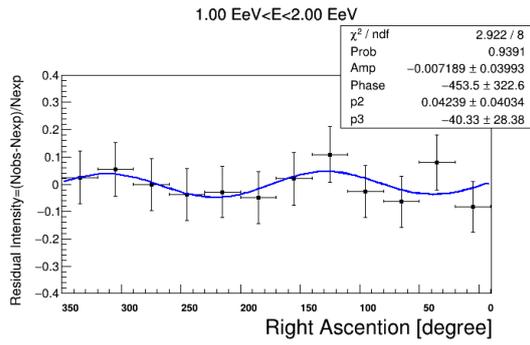
表 4.5: 2-Fit の有意性に関する結果

エネルギー [EeV]	1-Fit χ^2	2-Fit χ^2	F 値	有意度
$1/4 < E < 1/2$	8.231	7.179	0.586	0.579
$1/2 < E < 1$	9.777	9.354	0.181	0.838
$1 < E < 2$	4.022	2.922	1.51	0.278
$2 < E < 4$	5.485	3.494	2.28	0.165
$4 < E < 8$	21.04	4.853	13.3	0.003
$8 < E < 16$	6.768	3.952	2.85	0.116
$16 < E < 32$	8.997	7.675	1.38	0.306
$32 < E$	12.60	7.037	3.16	0.097

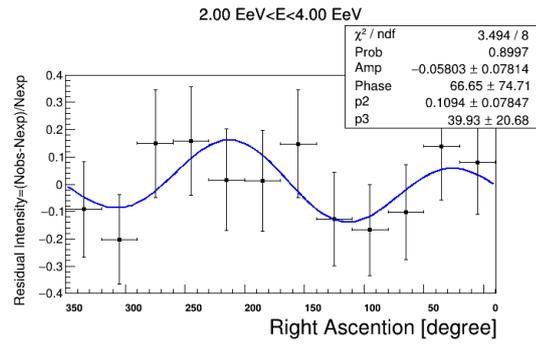


(a) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.

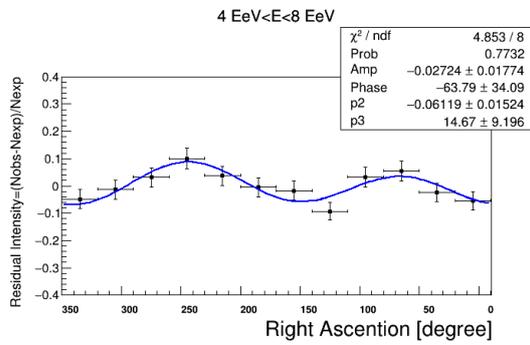
(b) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.



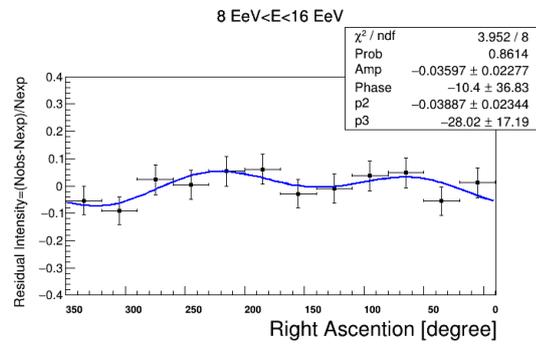
(a) 1 EeV < E < 2 EeV での結果.



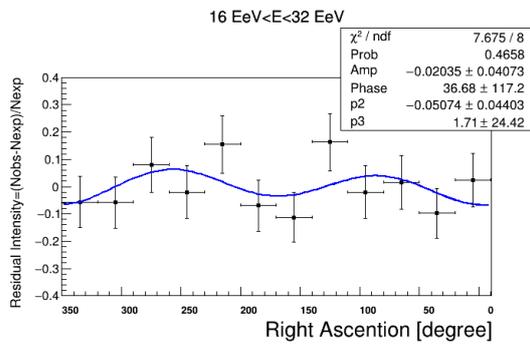
(b) 2 EeV < E < 4 EeV での結果.



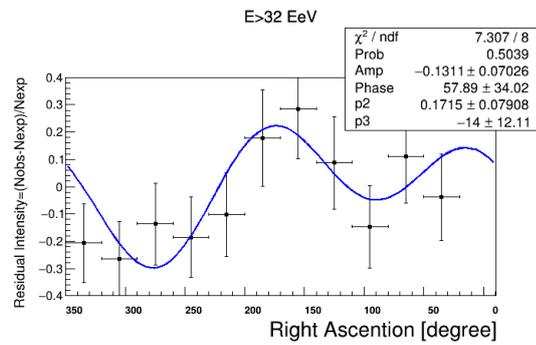
(a) 4 EeV < E < 8 EeV での結果.



(b) 8 EeV < E < 16 EeV での結果.



(a) 16 EeV < E < 32 EeV での結果.



(b) 32 EeV < E での結果.

赤緯分割

Auger 実験で有意が見られた $E > 8.8 \text{ EeV}$ での異方性に関して, Auger 実験との共通範囲 ($\delta < 24.8^\circ$) と TA のみの領域 ($\delta \geq 24.8^\circ$) に分割して解析した結果を図 4.41 と表 4.6 に載せる. Auger 実験の結果は, $(\alpha, \delta) = (100^\circ \pm 10^\circ, -24^\circ_{-13}^{+12})$ 方向に 6.5% (ただしこれは 3 次元振幅の大きさ) である [97]. 本結果においても, 特に Auger 実験と共通の視野である赤緯のみの解析では, 有意ではないが Auger 実験の報告と誤差の範囲で一致した結果になっている. 高エネルギーでは, 今後イベント数を貯めることで有意な異方性が見えてくる可能性がある. また, 表 4.6 の結果からこのエネルギー帯では南半球の方が大きな振幅が存在する可能性がある. なお, 2020 年の TA 実験でも同様の報告をしているが [141], 3 年の期間が延びた本研究の結果とは誤差の範囲で一致した結果であった.

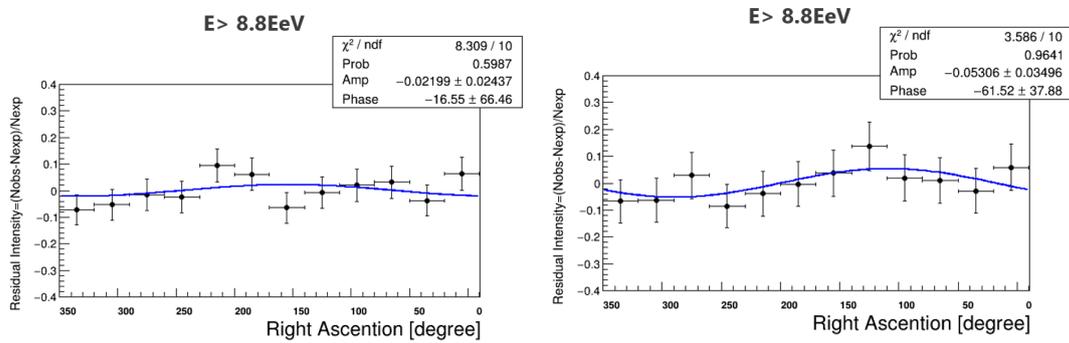


図 4.41: (左) $E > 8.8 \text{ EeV}$ での $\delta \geq 24.8^\circ$ での異方性結果. (右) $E > 8.8 \text{ EeV}$ での $\delta < 24.8^\circ$ での異方性結果.

表 4.6: TA 実験での 8.8 EeV 以上で Auger と共通視野角 ($\delta < 24.8^\circ$) と視野外 ($\delta \geq 24.8^\circ$) での結果.

δ	振幅 (r_α)[%]	位相 (ψ_α)[$^\circ$]	r_α^{UL} [%]
$\delta > 24.8^\circ$	$2.2^{+2.1}_{-1.7}$	163 ± 66	8.0
$\delta \leq 24.8^\circ$	$5.3^{+3.2}_{-3.0}$	118 ± 38	13.8

4.1.6 鉄の MC を用いた残差解析

現状, SD で観測された検出器応答情報から質量組成を決定するのは難しい. そのため, MC の一次宇宙線粒子への系統的な誤差の見積りを行うため, TALE 実験において一次宇宙線が鉄の MC である場合に対する同様の解析を行った. 主要な結果である赤経分布のフィットおよび天球図を載せ, 他の詳細は付録に記載した. ここで核種の違い以外の条件は同じである. 表 4.7 で陽子 MC と鉄 MC の結果をまとめて示すが, 誤差の範囲で一致しており, MC の核種に対する系統誤差は小さいことがわかった.

天球図

ここでも天球図作成にあたって, 半径 45 度の円で重ね合わせを行っており, 基本的な描画方法は陽子の MC で作成したものと同じである.

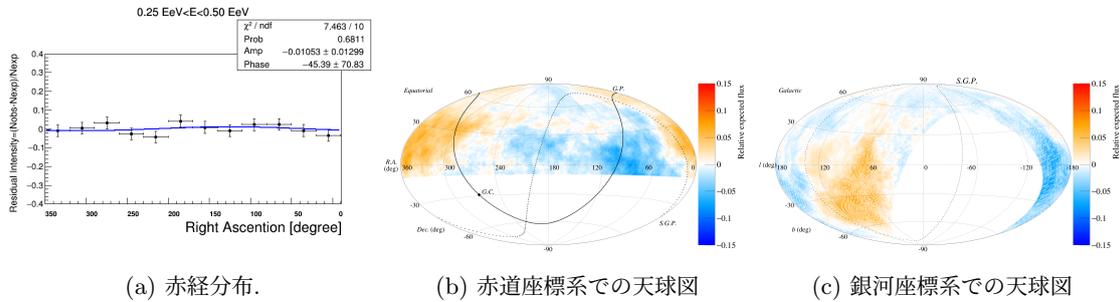


図 4.42: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での異方性

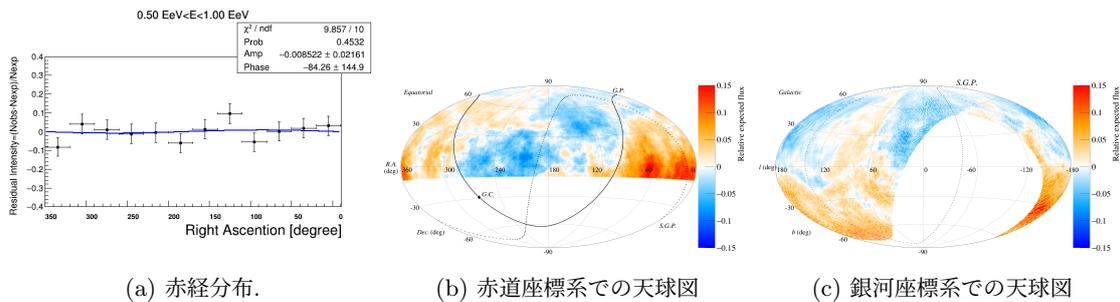
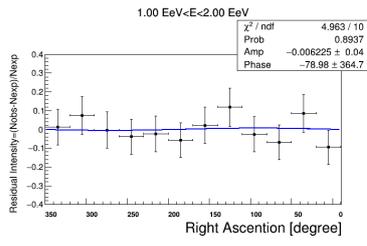
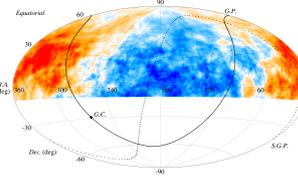


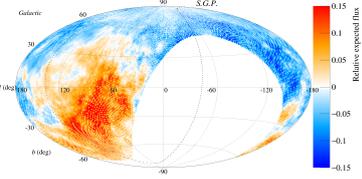
図 4.43: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ の異方性



(a) 赤経分布.

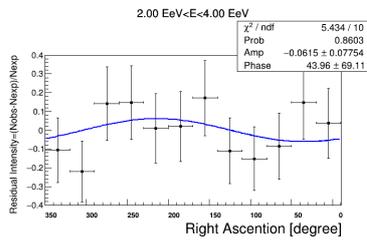


(b) 赤道座標系での天球図

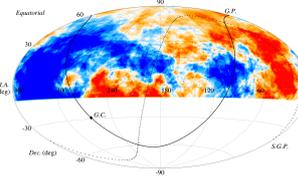


(c) 銀河座標系での天球図

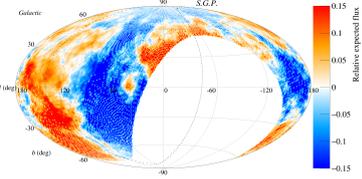
図 4.44: 1 EeV < E < 2 EeV の異方性



(a) 赤経分布.



(b) 赤道座標系での天球図



(c) 銀河座標系での天球図

図 4.45: 2 EeV < E < 4 EeV の異方性

4.1.7 結果

TA 実験 14 年と TALE 実験 3 年の DATA と MC を用いて解析した結果を示す。残差解析での結果を表 4.7 にまとめた。表は左から順に MC 核種, エネルギー領域, エネルギーの中央値, イベント数, 赤経振幅, 赤経位相, 99% 上限値, 双極子振幅, 99% d_{\perp} 上限値である。 d_{\perp} は赤道面へ射影した双極子成分であり, $d_{\perp} \simeq \frac{r_1^{\alpha}}{\langle \cos \delta \rangle}$ である。なお, 双極子位相は赤経位相と一致する。高エネルギー領域では双極子振幅が大きくなっていることがわかる。2 EeV $< E < 4$ EeV での結果は, 大きな振幅が出ているが, イベント数が少なく誤差が大きいため, 振幅の大きさが物理的な意味から来るのかを判断するために, よりイベント数を貯める必要がある。32 EeV $< E$ もイベント数の少なさから誤差は大きい, 振幅もそれ以上に大きく, ある程度の振幅が出ている可能性があり, これは高エネルギーでは磁場の偏向が小さくなるため双極子振幅が大きくなるという理解と矛盾しない。

表 4.7: 残差解析の結果

MC 核種	E [EeV]	E_{med}	N_{DATA}	r_{α} [%]	ϕ_{α} [°]	r_{α}^{UL} [%]	d_{\perp} [%]	d_{\perp}^{UL} [%]
陽子	$1/4 < E < 1/2$	0.32	12400	$1.1^{+1.0}_{-0.8}$	129 ± 67	3.9	$1.5^{+1.3}_{-1.1}$	5.2
	$1/2 < E < 1$	0.65	4553	$1.1^{+1.8}_{-1.1}$	82 ± 116	5.2	$1.5^{+2.4}_{-1.5}$	6.9
	$1 < E < 2$	1.3	1293	$0.7^{+3.0}_{-0.7}$	82 ± 308	6.7	$0.9^{+3.9}_{-0.9}$	8.8
	$2 < E < 4$	2.7	357	$6.4^{+6.1}_{-5.5}$	-116 ± 66	27.5	$8.7^{+8.3}_{-7.5}$	37.4
鉄	$1/4 < E < 1/2$	0.32	12392	$1.1^{+1.1}_{-0.9}$	135 ± 71	4.6	$1.4^{+1.4}_{-1.2}$	6.1
	$1/2 < E < 1$	0.65	4553	$0.9^{+1.6}_{-0.9}$	96 ± 145	7.8	$1.2^{+2.1}_{-1.2}$	10.3
	$1 < E < 2$	1.3	1294	$0.6^{+3.3}_{-0.6}$	101 ± 365	4.5	$0.8^{+4.3}_{-0.8}$	5.9
	$2 < E < 4$	2.6	355	$6.2^{+6.0}_{-5.4}$	-136 ± 69	27.0	$8.4^{+8.2}_{-7.3}$	36.7
陽子	$4 < E < 8$	5.3	9821	$3.1^{+1.3}_{-1.3}$	-119 ± 41	7.0	$4.1^{+1.7}_{-1.7}$	9.2
	$8 < E < 16$	10.3	4193	$3.5^{+2.0}_{-1.8}$	172 ± 37	9.0	$4.6^{+2.6}_{-2.4}$	11.8
	$16 < E < 32$	20.2	1285	$2.5^{+3.3}_{-2.5}$	-145 ± 94	12.6	$3.3^{+4.3}_{-3.3}$	16.5
	$32 < E$	44	456	$15.5^{+6.5}_{-5.9}$	123 ± 26	34.0	$20.4^{+8.5}_{-7.8}$	44.9

図 4.46 にはハーモニックダイアルと呼ばれる図である。それぞれの円に関して原点と円の中心の距離が異方性解析での振幅を表し, 東を 0° として反時計回りに円の中心方向が位相を表し, 円の半径は振幅の誤差を表す。ここでは, 陽子の MC に対する結果の図示している。イベント数が少ない領域では誤差の円が大きくなっているものの, EeV 近辺で銀河中心方向 ($\alpha \simeq 266^{\circ}$) 近くへ移動し, 最高エネルギーでは別の方向を指し示している傾向が見られた。

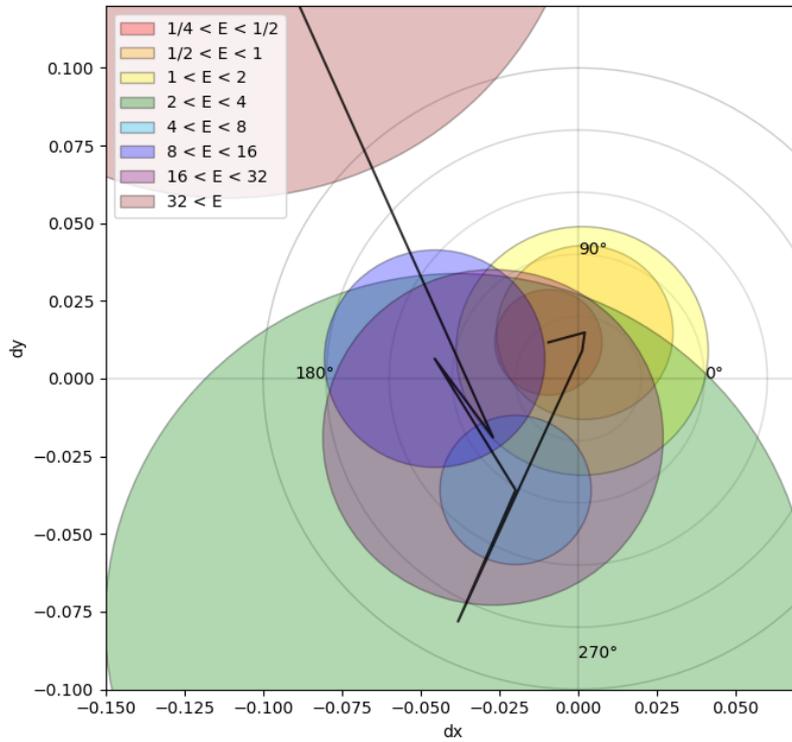


図 4.46: TA 実験と TALE 実験による残差解析でのハーモニックダイアル.

図 4.47, 図 4.48 は 14 年の TA 実験と 3 年の TALE 実験を用いた本研究での残差解析の結果である。図 4.47 は横軸のエネルギーに対する赤道面への双極子振幅, 図 4.48 は横軸エネルギーに対する赤道面への双極子位相を表している。位相の図では銀河中心方向を青色の横棒線で明記している。緑が TA 実験および TALE 実験での陽子 MC を用いた結果であり, 青が TALE 実験での鉄 MC を用いた結果である。MC の核種に対する大角度異方性解析の系統誤差は小さいと判断できる。また, 本解析では概ね 10% 前後の振幅の上限値が得られた。位相は有意ではないが, EeV 近辺で銀河中心方向に近づき, さらに高エネルギーではやや離れた方向を指し示す傾向も見られる。

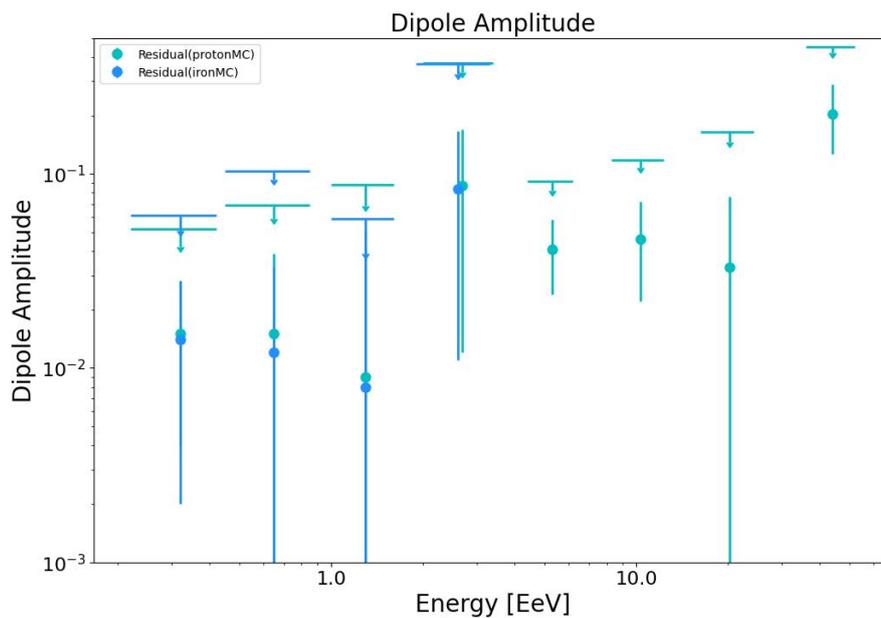


図 4.47: TA 実験および TALE 実験における赤道面に対する双極子振幅であり, 青が陽子 MC, 緑が鉄 MC を使用した場合の残差解析の結果.

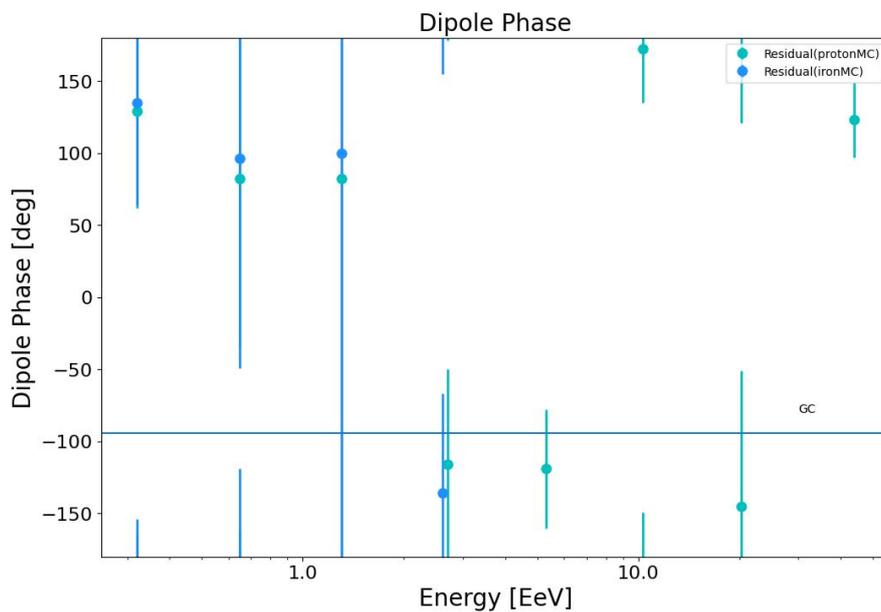


図 4.48: TA 実験および TALE 実験における赤道面に対する双極子位相であり, 青が陽子 MC, 緑が鉄 MC を使用した場合の残差解析の結果.

4.2 レイリー解析

信号を基本波およびその整数倍の周波数の成分の重ね合わせとして数学的に解析することを調和解析という。調和解析の概念を宇宙線での大角度異方性解析に適用した解析手法としてレイリー解析や東西解析がある。レイリー解析はトリガー効率が 100% の領域でのみ適用され、TA 実験ではトリガー効率が 100% に近づいていると考えられる $E > 8 \text{ EeV}$ 以上の領域に対して解析法による結果の違いを見るために行った。

4.2.1 調和解析

到来方向を決定する座標変数として、 (θ, ϕ) や (α, δ) がある。こうした方位角や赤経といった方位角的性質の座標に対する偏りを調査する手法に調和解析があり、Linsley が 1975 年に提唱したものは最も標準的なレイリー解析である [213]。宇宙線の異方性解析では、赤経や恒星時に対しての大角度異方性解析を行うことが多い。特に赤道面への双極子構造の探査には、赤経に対する調和解析がなされるが、これは地球上の観測所では赤経に対するエクスポージャーがほぼ均一なためである。

以下にその手法を述べる。ある方位角的座標変数（赤経や方位角等）を Φ とし、 $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_n$ ($0 \leq \Phi_i \leq 2\pi$) を n 個の観測された赤経（恒星時等でも同じ計算になる）とする。はじめに赤経の分布をフーリエ球数展開で表現する。

$$I(\alpha) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos k\alpha + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin k\alpha \quad (4.5)$$

$$= \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} r_k \sin(k\alpha + \psi_k) \quad (4.6)$$

k は次数である。フーリエ成分は次の式でデータから計算できる。

$$a = \frac{2}{N} \sum_i \cos k\alpha_i \quad (4.7)$$

$$b = \frac{2}{N} \sum_i \sin k\alpha_i \quad (4.8)$$

a, b に対する不確かさは $\sqrt{\frac{2}{N}}$ で表され、これらのフーリエ成分を用いて、振幅及び位相は次の式で計算される。

$$\begin{aligned} r_k &= \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \\ \psi_k &= \tan^{-1} \frac{b_k}{a_k} \end{aligned} \quad (4.9)$$

r の分布はレイリー分布に従うことから、観測から得られた振幅が等方な仮定からどれくらい生じや

すいかを表す $P(> r)$ は、式 (4.10) で得られる。ただし、 $\sigma = \sqrt{\frac{2}{N}}$ である。

$$P(> r) = \int_r^\infty \frac{s}{\sigma^2} e^{-\frac{s^2}{2\sigma^2}} ds = e^{-\frac{Nr^2}{4}} \quad (4.10)$$

これらの $a_k, b_k, r_k, \psi_k, P(> r)$ を k 次調和解析の結果として表示する。ここまで k 周期で変動すると考える k 次の調和解析を述べたが、宇宙線の異方性解析においては $k = 1$ のみで解析されることが多く、 $k \geq 3$ の結果を使うことはほぼない。

この解析法は次のように理解できる。図 4.49 の左図のように、観測された赤経方向に対する単位ベクトルを合成して足していくことを考える。例えば、 $\alpha = 30^\circ$ であれば、 $\left(+\frac{\sqrt{3}}{2}, +\frac{1}{2}\right)$ だけ動くという調子である。このとき、終着点 x 座標は $x = \sum_{i=1}^N \cos \alpha$ で、終着点の y 座標は $y = \sum_{i=1}^N \sin \alpha$ で、これらは先ほどのフーリエ係数 a, b の規格化定数を除くものに一致する。この終着点の分布は α に対して非一様性が存在しなければ、図 4.49 の右図のような二次元分布になり、これを横軸に原点からの距離の関数をとって図示すると、図 4.50 のようにレイリー分布に従う。座標変数が非一様であれば原点から遠くへ行くため、これにより異方性の程度を解析することができる。最終的な原点からの距離（すなわち非一様性の大きさ）および方位角を式 (4.9) の r_k, ψ_k で表現し、これらを k 次の調和振動の振幅および位相としている。

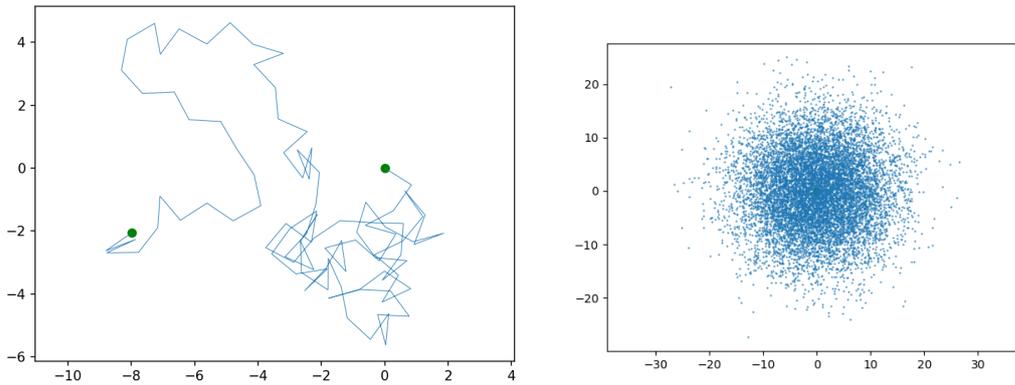


図 4.49: (左) $N = 100$ の時の単位ベクトルの結合。(右) $N = 100$ のランダムウォークの終着点の分布 (10000 回実行)。レイリー分布となる。

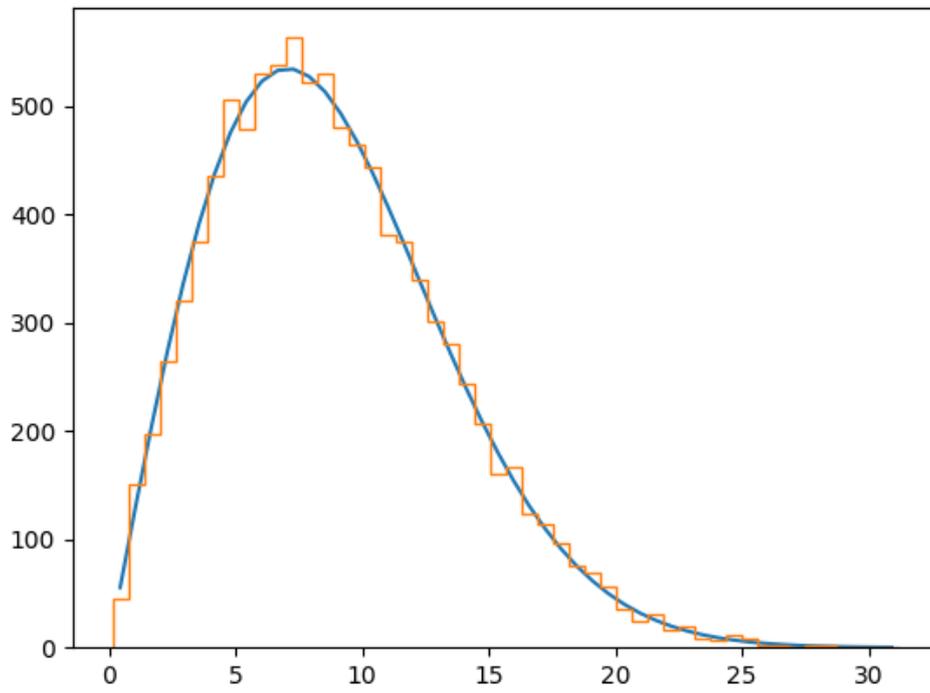


図 4.50: 等方シミュレーションでの終着点の分布. 横軸 r , 縦軸 イベント数とするとレイリー分布となる.

4.2.2 双極子再構成

前節では赤経等の方位角的変数へ射影することで双極子型異方性の探査を行ったが、ここでは球面上での三次元双極子の異方性方向を決定する [214, 215, 216, 217]. 三次元双極子の再構成は、赤経および方位角に対する調和解析の結果により実現できる.

以下、赤道座標系における双極子成分の大きさを d , 赤道座標面に対する双極子成分の振幅を d_{\perp} , 地球の回転軸に沿った双極子成分の振幅を d_z と表記し、双極子成分の赤経および赤緯を α_d, δ_d で表記する. この関係の概念図を図 4.51 に載せる.

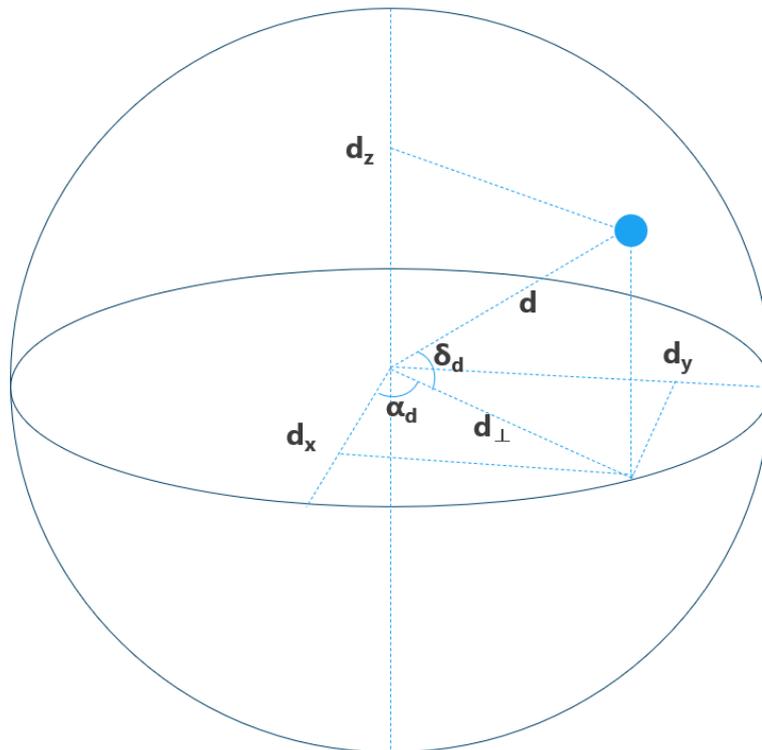


図 4.51: 概念図.

宇宙線フラックスは球面調和関数を用いて式 (4.11) のように書ける [218].

$$\Phi(\hat{u}) = \sum_{l \geq 0} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\mathbf{n}) \quad (4.11)$$

双極子寄与のみが寄与するという単純化された近似により再構成を行うが, その場合の宇宙線強度は到来方向 \mathbf{u} の関数として次のように書ける.

$$\Phi(\mathbf{u}) = \Phi_0(1 + \mathbf{d} \cdot \mathbf{u}) \quad (4.12)$$

ここで地球回転軸に沿った双極子振幅を $d_z (= d \sin \delta_d)$ と定義し, 赤道面に沿った双極子振幅を $d_{\perp} (= d \cos \delta_d)$ と定義する. 赤道座標系での三次元的な双極子の方向を考え, 赤経は $(= \alpha_d)$ で赤緯は $(= \delta_d)$ である.

はじめに d_{\perp} の再構成を行う [214, 217]. 調和解析のフーリエ成分を赤道座標系で連続的に表現すると,

$$\begin{aligned} a &= \frac{2}{N} \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \int_0^{2\pi} d\alpha \cos \delta \Phi(\alpha, \delta) \omega(\delta) \cos \alpha \\ b &= \frac{2}{N} \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \int_0^{2\pi} d\alpha \cos \delta \Phi(\alpha, \delta) \omega(\delta) \sin \alpha \\ N &= \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \int_0^{2\pi} d\alpha \cos \delta \Phi(\alpha, \delta) \omega(\delta) \end{aligned} \quad (4.13)$$

この計算を実行すると,

$$\begin{aligned} a &= \frac{2\pi\Phi_0}{N} d_{\perp} \cos \alpha_d \int d\delta \omega(\delta) \cos \delta^2 \\ b &= \frac{2\pi\Phi_0}{N} d_{\perp} \sin \alpha_d \int d\delta \omega(\delta) \cos \delta^2 \\ N &= 2\pi\Phi_0 \left[\int d\delta \omega(\delta) \cos \delta + d_z \int d\delta \omega(\delta) \cos \delta \sin \delta \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

これらの量を用いると, 赤経座標へのレイリー解析での r_{RA} は次のように書ける.

$$\begin{aligned} r_{\text{RA}} &= \sqrt{a^2 + b^2} = \frac{2\pi\Phi_0}{N} d_{\perp} \int d\delta \omega(\delta) \cos \delta^2 \\ &= \frac{d_{\perp} \int d\delta \omega(\delta) \cos \delta^2}{\int d\delta \omega(\delta) \cos \delta + d_z \int d\delta \omega(\delta) \cos \delta \sin \delta} \\ &\simeq \frac{d_{\perp} \langle \cos \delta \rangle}{1 + d_z \langle \sin \delta \rangle} \end{aligned} \quad (4.15)$$

ここから $d_z \langle \sin \delta \rangle$ は 1 に比べて微小項であるので式 (4.16) が導出できる.

$$d_{\perp} = \frac{r_1^{\alpha}}{\langle \cos \delta \rangle} \quad (4.16)$$

次に, d_z の再構成を行う. 調和解析のフーリエ成分を地平座標系で連続的に表現すると,

$$a_1^\phi = \frac{2}{N} \int_0^{2\pi} dt \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \cos \phi \Phi(\theta, \phi, t) = 0 \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} b_1^\phi &= \frac{2}{N} \int_0^{2\pi} dt \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \sin \phi \Phi(\theta, \phi, t) \\ &= \frac{\pi}{N} \Phi_0 d_z \cos \ell_{obs} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} N &= \int_0^{2\pi} dt \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \Phi(\theta, \phi, t) \\ &= \pi \Phi_0 \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta (\sin \theta + d_z \sin \ell_{obs} \sin \theta \cos \theta) \end{aligned} \quad (4.19)$$

ここから

$$b_1^\phi = \frac{d_z \cos \ell_{obs} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin^2 \theta}{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta (\sin \theta + d_z \sin \ell_{obs} \sin \theta \cos \theta)} \simeq \frac{d_z \cos \ell_{obs} \langle \sin \theta \rangle}{1 + d_z \sin \ell_{obs} \langle \cos \theta \rangle} \simeq d_z \cos \ell_{obs} \langle \sin \theta \rangle \quad (4.20)$$

$$d_z = \frac{b_1^\phi}{\cos \ell_{obs} \langle \sin \theta \rangle} \quad (4.21)$$

赤道座標での双極子成分の方向は次のように書ける.

$$\begin{aligned} \alpha_d &= \psi_1^\alpha \\ \delta_d &= \arctan\left(\frac{d_z}{d_\perp}\right) \end{aligned} \quad (4.22)$$

上限値に関しては次の式から r^{UL} を計算し, d_\perp^{UL} を $d_\perp^{\text{UL}} = \frac{r^{\text{UL}}}{\langle \cos \delta \rangle}$ で計算する.

$$CL = \int_0^{r^{\text{UL}}} dr \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2 + s^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{rs}{\sigma^2}\right) \quad (4.23)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (4.24)$$

4.2.3 結果

本研究では, TA 実験での 15 年 (2008 年 5 月 1 日~2023 年 5 月 1 日) のイベントにルーズカットをかけたイベントデータに対し, トリガー効率がほぼ 100% に到達すると考えられている 8 EeV 以上のレイリー解析を行った. $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$, $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$, $32 \text{ EeV} < E$ での解析結果を載せ, さらに Auger で $8 \text{ EeV} < E$ に相当する $8.8 \text{ EeV} < E$ での解析も行った. TA 実験での赤経に対する式 (4.49) で表される調和解析の結果を表 4.8 に示す. 赤経に対する調和解析は赤道面成分に対する双極子異方性探査に感度がある.

表 4.8 は左からエネルギー範囲, イベント数, 調和解析の次数, 赤経への調和解析のフーリエ成分 (a, b), 振幅, 位相, 等方分布から r_k^α 以上の振幅が観測される確率を表す. 振幅および位相は式 (4.9) で表され, 等方分布からの偶然確率は式 (4.10) で表される. a_1^α, b_1^α は双極子再構成探査に用いられ, a_2^α, b_2^α は四重極子探査に用いられる. a_k^α, b_k^α のそれぞれの誤差は $\sqrt{\frac{2}{N}}$ で表される.

Auger 実験で 2017 年に報告された $E > 8 \text{ EeV}$ での結果 [97] では, 32187 イベントに対して 2.6×10^{-8} の偶然確率が観測されたが, TA 実験では現在のイベント量でそのような特筆すべき有意は観測されなかった. また, 確定した有意ではないものの, 位相に関しては $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$, $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$, $32 \text{ EeV} < E$ でそれぞれ $129^\circ \pm 28^\circ$, $147^\circ \pm 49^\circ$, $167^\circ \pm 52^\circ$ と Auger 実験で報告された結果と類似して銀河中心から離れた方向を向いている. $P(\geq r_k^\alpha)$ に対して現在の統計で明確な有意が得られたエネルギー領域はなかった.

表 4.8: 赤経に対する調和解析の結果

E [EeV]	N	k	a_k^α	b_k^α	r_k^α	$\psi_k^\alpha(^{\circ})$	$P(\geq r_k^\alpha)$
$8 < E < 16$	8900	1	-0.0197 ± 0.0150	0.0241 ± 0.0150	0.0312	129 ± 28	0.1152
		2	-0.0237 ± 0.0150	0.0226 ± 0.0150	0.0327	136 ± 26	0.0921
$16 < E < 32$	2479	1	-0.0281 ± 0.0284	0.0181 ± 0.0284	0.0334	147 ± 49	0.5004
		2	-0.0043 ± 0.0284	0.0177 ± 0.0284	0.0182	103 ± 89	0.8135
$32 < E$	885	1	-0.0514 ± 0.0475	0.0119 ± 0.0475	0.0527	167 ± 52	0.5404
		2	0.0753 ± 0.0475	0.0016 ± 0.0475	0.0753	1 ± 36	0.2854
$8.8 < E$	10292	1	-0.0169 ± 0.0139	0.0200 ± 0.0139	0.0262	130 ± 31	0.1718
		2	-0.0040 ± 0.0139	0.0134 ± 0.0139	0.0140	106 ± 57	0.6035

TA 実験での方位角に対する調和解析の結果を表 4.9 に示す. 方位角に対する調和解析は地球回転軸に対する双極子異方性探査に感度がある. 表 4.9 は左からエネルギー範囲, イベント数, 調和解析の次数, 方位角への調和解析のフーリエ成分 (a, b) と, 観測されたフーリエ成分 (a, b) より大きな成分が観測される確率を表している.

表 4.9: 方位角に対する調和解析の結果

E [EeV]	N	k	a_k^ϕ	b_k^ϕ	$P(\geq a_k^\phi)$	$P(\geq b_k^\phi)$
$8 < E < 16$	8900	1	0.0039 ± 0.0150	-0.0099 ± 0.0150	0.7968	0.5097
		2	-0.0010 ± 0.0150	0.0108 ± 0.0150	0.9455	0.4732
$16 < E < 32$	2479	1	0.0311 ± 0.0284	0.0033 ± 0.0284	0.2734	0.9079
		2	-0.0432 ± 0.0284	0.0199 ± 0.0284	0.1285	0.4841
$32 < E$	885	1	-0.0797 ± 0.0475	-0.0009 ± 0.0475	0.0935	0.9843
		2	0.0646 ± 0.0475	0.0555 ± 0.0475	0.1745	0.2427
$8.8 < E$	10292	1	0.0041 ± 0.0139	-0.0015 ± 0.0139	0.7696	0.9118
		2	-0.0054 ± 0.0139	0.0111 ± 0.0139	0.7001	0.4266

系統的な影響を見るために反恒星時異方性を行った. 反恒星時とは周期が 364.25 日と通常の太陽時と比べて 1 日, 恒星時と比べて 2 日短い人工的な時間である. 反恒星時に対する異方性解析を行うと物理的に意味のない時間に対する解析なので異方性がないことが期待されるが, 太陽や季節に関連した影響が存在しているとその影響が反恒星時にも影響を及ぼす可能性がある [116]. 反恒星時の調和解析の結果を表 4.10 に載せる. 表において, E は解析エネルギー範囲, N はイベント数, $r[\%]$ は調和解析での振幅, $\psi[^\circ]$ は位相, $P(> r)$ が r 以上の振幅が起こる確率を表すが, 反恒星時に対する有意な変動はないことを確認した.

表 4.10: 反恒星時に対する調和解析の結果.

E [EeV]	N	$r[\%]$	$\psi[^\circ]$	$P(> r)[\%]$
$8 < E < 16$	8900	0.59 ± 1.50	83 ± 146	92.61
$16 < E < 32$	2479	1.92 ± 2.84	132 ± 85	79.53
$32 < E$	885	6.06 ± 4.75	134 ± 45	44.37
$8.8 < E$	10292	2.17 ± 1.39	112 ± 37	29.78

次に双極子再構成の結果を表 4.11 に載せる. 表は左からエネルギー範囲, エネルギーの中央値, 地球の自転軸方向に対する双極子成分の大きさ (d_z), 赤道面へ射影した双極子成分の大きさ (d_{\perp}), 3次元双極子成分の大きさ (d), 双極子成分の赤経 (α_d), 双極子成分の赤緯 (δ_d), 地球の自転軸方向に対する双極子成分の 99% 上限値 (d_{\perp}^{UL}) を意味する. 振幅やその上限値は $E > 32$ EeV の高エネルギーでやや大きな値が得られている.

表 4.11: 双極子再構成の結果.

E [EeV]	E_{med} [EeV]	d_z [%]	d_{\perp} [%]	d [%]	α_d [°]	δ_d [°]	d_{\perp}^{UL} [%]
$8 < E < 16$	10.2	-2.33 ± 3.54	$4.09^{+2.34}_{-1.34}$	$4.71^{+2.69}_{-2.10}$	129 ± 28	-30^{+40}_{-38}	9.00
$16 < E < 32$	20.3	0.78 ± 6.75	$4.42^{+4.89}_{-1.33}$	$4.49^{+4.96}_{-1.76}$	147 ± 49	10^{+86}_{-85}	14.05
$32 < E$	44.5	-0.23 ± 11.43	$6.90^{+8.17}_{-1.95}$	$6.90^{+8.17}_{-1.95}$	167 ± 52	-2^{+95}_{-95}	22.88
$8.8 < E$	17.4	-0.36 ± 3.29	$3.45^{+2.22}_{-1.15}$	$3.47^{+2.23}_{-1.20}$	130 ± 31	-6^{+54}_{-54}	8.04

この実験での大角度異方性の振幅および位相を図 4.52 と図 4.53 に載せる. 赤色が本研究での結果であり, 2020 年に Auger 実験から報告された結果を黄色で表示している [50]. 図 4.52 は横軸がエネルギーで縦軸が赤道面へ射影した双極子成分の振幅を表す. 図 4.53 は横軸がエネルギーで縦軸が赤道面へ射影した双極子成分の位相を表す. 南半球での Auger 実験で報告された結果と似た傾向 (概ね誤差の範囲内で一致する傾向) を今回の北半球での結果でも示しており, 位相は銀河中心から離れた方向を指し示している.

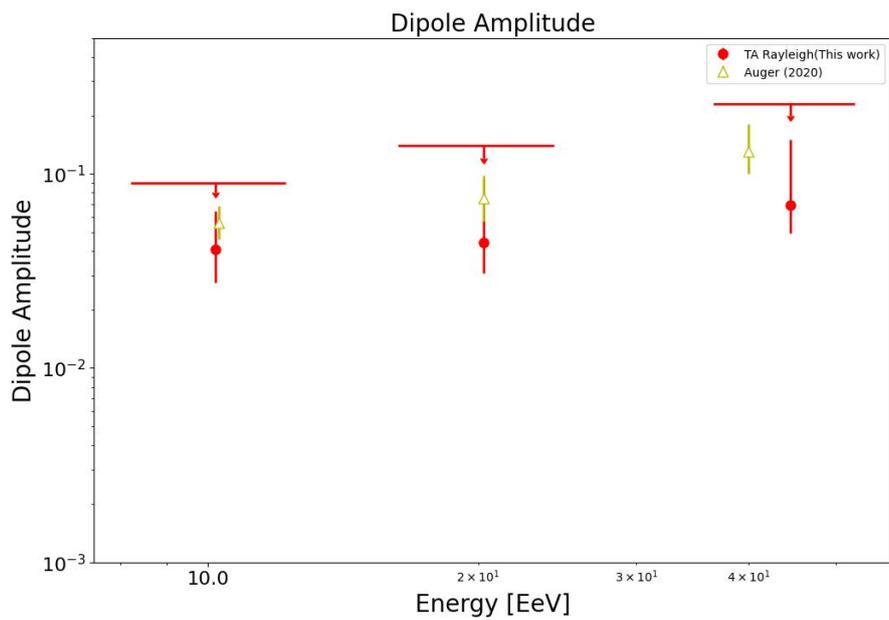


図 4.52: 大角度異方性のレイリー解析の赤道面に対する双極子振幅の結果.

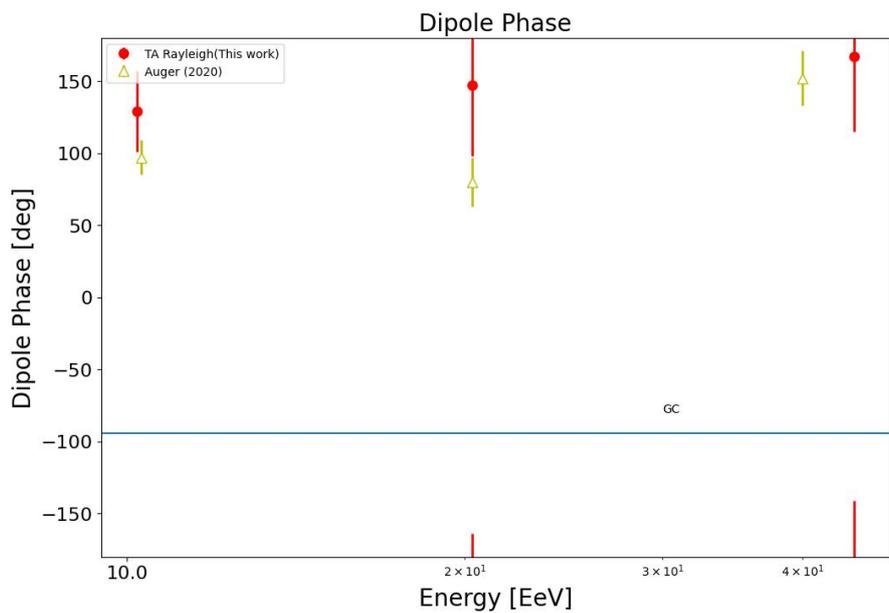


図 4.53: 大角度異方性のレイリー解析の赤道面に対する双極子位相の結果.

4.3 東西解析

低エネルギー領域では、東西法 [219] を用いた。この手法の根幹は 1940 年代前半に太陽宇宙線の研究で考案され [220], 1989 年に乗鞍での高エネルギー宇宙線空気シャワーの異方性解析に持ち込まれた [135]。東西法は EAS-TOP 実験 [117], チベット実験 [221], ARGO-YBJ 実験 [116], KASCADE 実験 [130], Auger 実験 [216, 222] など低エネルギーから高エネルギーにいたるまで様々な実験で使用されている。東西法は東西のセクターから検出された事象の計数率の差に基づいている。東西セクターからのエクスポージャーは長期間観測するとほぼ同じなので検出器や大気の効果といった系統的な影響を受けない。そのため、トリガー効率が 100% でないエネルギー領域でも適用できる長所がある一方で、レイリー解析と比較した際に統計量の面で損をするという短所もある。

4.3.1 東西法

この理論では、東と西から到来する宇宙線量の差で大角度異方性を計算する [219]。はじめに、東西セクターから到来する宇宙線の計数率は式 (4.25) で書ける。 $\Phi(\theta, \phi, t)$ は宇宙線フラックス、 $\varepsilon(\theta, t)$ は検出効率関数である。なお、方位角 ϕ の積分範囲は実験ごとの方位角基準の取り方で変わり、ここでは東を 0° として反時計回りを正としている。

$$\begin{aligned} I_E^{\text{obs}}(t) &= A \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\phi \int_0^{\theta_{\text{max}}} d\theta \sin\theta \cos\theta \varepsilon(\theta, t) \Phi(\theta, \phi, t) \\ I_W^{\text{obs}}(t) &= A \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} d\phi \int_0^{\theta_{\text{max}}} d\theta \sin\theta \cos\theta \varepsilon(\theta, t) \Phi(\theta, \phi, t) \end{aligned} \quad (4.25)$$

ここで、検出効率の変動が小さく天頂角依存する ($\varepsilon(\theta, t) = \varepsilon_1(\theta)(1 + \eta(t))$) という合理的な仮定をする。双極子まで考慮したフラックスは、 $\Phi(\alpha, \delta) = \Phi_0(1 + \mathbf{d} \cdot \mathbf{u}(\alpha, \delta))$ と書け、双極子成分は時角 $h_d(t) = t - \alpha_d$ を用いて、次のように書ける。

$$\mathbf{d}(t) = d \begin{pmatrix} \sin\theta_d(t) \cos\phi_d(t) \\ \sin\theta_d(t) \sin\phi_d(t) \\ \cos\theta_d(t) \end{pmatrix} = d \begin{pmatrix} -\cos\delta_d \sin h_d(t) \\ \cos\ell \sin\delta_d - \sin\ell \cos\delta_d \cos h_d(t) \\ \sin\ell \sin\delta_d + \cos\ell \cos\delta_d \cos h_d(t) \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

ここまでの情報から、式 (4.25) を積分すると

$$\begin{aligned} I_E^{\text{obs}}(t) &= A\Phi_0(\pi g_{11}(t) + 2d_x g_{12} + \pi d_z g_{21}) \\ I_W^{\text{obs}}(t) &= A\Phi_0(\pi g_{11}(t) - 2d_x g_{12} + \pi d_z g_{21}) \end{aligned} \quad (4.27)$$

ただし $g_{ij}(t)$ は次のようなものである。

$$\begin{aligned} g_{ij}(t) &= (1 + \eta(t)) \int_0^{\theta_{\text{max}}} d\theta \varepsilon_1(\theta) \cos^i\theta \sin^j\theta \\ &= (1 + \eta(t)) f_{ij} \end{aligned} \quad (4.28)$$

$I_E^{\text{obs}}(t) - I_W^{\text{obs}}(t)$ および $\frac{dI_{\text{tot}}^{\text{true}}}{dt}$ は, ηd に関する項を無視すると次のようになる.

$$I_E^{\text{obs}}(t) - I_W^{\text{obs}}(t) \simeq -4A\Phi_0 d \cos \delta \sin h_d(t) f_{12} \quad (4.29)$$

$$\frac{dI_{\text{tot}}^{\text{true}}}{dt} \simeq -2\pi A\Phi_0 d \cos \ell \cos \delta \sin h_d(t) f_{21} \quad (4.30)$$

ここから, 次の関係式が導かれる.

$$I_E^{\text{obs}}(t) - I_W^{\text{obs}}(t) \simeq \frac{2}{\pi \cos \ell} \frac{\langle \sin \theta \rangle}{\langle \cos \theta \rangle} \frac{dI_{\text{tot}}^{\text{true}}}{dt} \quad (4.31)$$

4.3.2 調和解析

式 (4.31) を用いて, はじめに $I_E^{\text{obs}}(t) - I_W^{\text{obs}}(t)$ に対する変動を通して, $\frac{dI_{\text{tot}}^{\text{true}}}{dt}$ に対する変調を解析する.

東西法におけるフーリエ係数は一般的な調和解析 [213] を修正した次の式 (4.32) で表現できる.

$$\begin{aligned} a_{\text{EW}} &= \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos(t_i + \xi_i) \\ b_{\text{EW}} &= \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin(t_i + \xi_i) \end{aligned} \quad (4.32)$$

式 (4.32) 中の t_i はラジアン単位での恒星時, ξ_i はイベントが東から到来した場合は $\xi_i = 0$, 西から到来した場合は $\xi_i = \pi$ とするパラメータである. 西から到来した場合に $\xi_i = \pi$ を代入することで, 東から来たイベントに対し引き算をする効果を持たせている.

式 (4.31) の関係から, $\frac{dI_{\text{tot}}^{\text{true}}}{dt} = r \cos(t - \psi)$ とした際の r, ψ は次のように得られる.

$$\begin{aligned} r_{\text{EW}} &= \frac{\pi \cos \ell \langle \cos \theta \rangle}{2 \langle \sin \theta \rangle} \sqrt{a_{\text{EW}}^2 + b_{\text{EW}}^2} \\ \psi_{\text{EW}} &= \arctan\left(\frac{b_{\text{EW}}}{a_{\text{EW}}}\right) \end{aligned} \quad (4.33)$$

この値を積分することで, I_{tot} 自身の変動が次の式で得られる.

$$\begin{aligned} r_I &= \frac{N}{2\pi} r_{\text{EW}} \\ \psi_I &= \psi_{\text{EW}} + \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (4.34)$$

4.3.3 双極子再構成

本研究での双極子再構成においては赤道面への射影成分のみを解析した。

はじめに、式 (4.30) に $2\pi A\Phi_0$ を消すように式 (4.35) を適用し、 $d_{\perp}\eta, d_{\parallel}\eta$ の項を無視して計算すると式 (4.36) が得られる。

$$N = \int_{2\pi} dt (I_E^{\text{obs}}(t) + I_W^{\text{obs}}(t)) = 2\pi A\Phi_0 \int_{2\pi} dt (g_{11}(t) + d_z(t)g_{21}(t))$$

$$\frac{f_{ij}}{f_{11}} = \langle \cos^{i-1} \theta \sin^{j-1} \theta \rangle \quad (4.35)$$

$$\frac{dI_{\text{tot}}^{\text{true}}}{dt} \simeq -\frac{N}{2\pi} \frac{d_{\perp} \langle \cos \theta \rangle \cos \ell \sin h_d(t)}{1 + \frac{1}{2\pi} \int dt \eta(t) + d_{\parallel} \langle \cos \theta \rangle \sin \ell} \quad (4.36)$$

赤道面に対する双極子構造を考えるにあたり、 d_{\parallel} が d_{\perp} と比較して小さいと考え、式 (4.31) を使用すると

$$I_E^{\text{obs}}(t) - I_W^{\text{obs}}(t) \simeq -\frac{N}{2\pi} \frac{2\langle \sin \theta \rangle}{\pi} d_{\perp} \sin(t - \alpha_d) \quad (4.37)$$

東西法での再構成された赤道面に対する双極子構造は式 (4.38) のようになる。

$$d_{\perp} = \frac{\pi}{2\langle \sin \theta \rangle} \sqrt{a^2 + b^2} = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{\langle \cos \delta \sin h \rangle} \quad (4.38)$$

$$\alpha_d = \psi + \frac{\pi}{2}$$

レイリー解析での再構成で、赤道面に対する双極子構造を考えると $d_{\perp} \simeq \frac{r^{\text{RA}}}{\langle \cos \delta \rangle}$ であり、東西法での式 (4.38) は $\frac{\langle \cos \delta \rangle}{\langle \cos \delta \sin h \rangle}$ 倍だけ統計量を損していることがわかる。上限値に関しては次の式から計算する [50]。 $I_0(x)$ は変形ベッセル関数で、 s が観測された振幅である。

$$CL = \int_0^{r_{\text{UL}}} dr \frac{r}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2 + s^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{rs}{\sigma^2}\right) \quad (4.39)$$

$$\sigma = \frac{\pi \langle \cos \delta \rangle}{2\langle \sin \theta \rangle} \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (4.40)$$

4.3.4 結果

TA 実験 15 年 (2008 年 5 月 11 日~2023 年 5 月 11 日), TALE 実験 4 年 (2019 年 10 月 2 日~2023 年 9 月 28 日) のデータを使用し, 条件の緩いルーズカットを適用したイベントセットを使用した. トリガー効率が 100% に到達していると考えられ, イベント数も少ない TA 実験での $E > 8 \text{ EeV}$ 領域では東西解析は行っていない. 1 EeV 以上では, TA 実験データを使用して解析し, 1 EeV 以下では TALE 実験での観測データをもとに解析した結果が表 4.12 の通りである. 表中の E はエネルギー範囲, E_{med} はエネルギー中央値, N はイベント数, d_{\perp} は赤道面に対する双極子成分の大きさ, $\sigma_{x,y} = \frac{\sigma}{\langle \cos \delta \rangle}$ で d_x と d_y の不確かさ, α_d は赤道面に対する双極子位相成分, $P(\geq d_{\perp})$ は d_{\perp} 以上が偶然観測される確率, d_{\perp}^{UL} は d_{\perp} に対する 99% 上限値である.

表 4.12: 15 年の TA 実験データと 4 年の TALE 実験データによる東西解析の結果

	E [EeV]	E_{med} [EeV]	N	d_{\perp} [%]	$\sigma_{x,y}$ [%]	α_d	$P(\geq d_{\perp})$	d_{\perp}^{UL} [%]
	$1/32 < E < 1/16$	0.0457	122084	$1.27^{+1.54}_{-0.20}$	1.39	43 ± 63	66.1	4.34
	$1/16 < E < 1/8$	0.0880	160474	$0.97^{+1.34}_{-0.13}$	1.19	88 ± 70	71.6	3.71
TALE	$1/8 < E < 1/4$	0.167	101839	$0.34^{+1.83}_{-0.34}$	1.40	164 ± 233	97.0	4.26
	$1/4 < E < 1/2$	0.327	48712	$1.58^{+2.15}_{-0.28}$	1.95	-173 ± 71	71.9	6.10
	$1/2 < E < 1$	0.644	19728	$2.01^{+3.34}_{-0.30}$	2.95	-47 ± 84	79.3	9.17
	$1 < E < 2$	1.39	246929	$0.34^{+0.99}_{-0.34}$	0.81	-160 ± 136	91.5	2.49
TA	$2 < E < 4$	2.55	96382	$2.75^{+1.05}_{-0.91}$	1.32	-25 ± 28	11.6	4.70
	$4 < E < 8$	5.16	28321	$4.95^{+1.88}_{-1.66}$	2.40	3 ± 28	12.0	8.52

この解析での大角度異方性の赤道面への双極子振幅および双極子位相を図 4.54 と図 4.55 に載せる. 紫色が本研究での結果であり, 2020 年に Auger 実験から報告された結果も黄色で表示している [50]. 図 4.54 は横軸がエネルギーで縦軸が赤道面へ射影した双極子の振幅を表し, 矢印は 99% 上限を意味する. 振幅の上限は数 %~10% のオーダーで推移していることがわかる. イベント数が少ない領域 (例えば, $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$) ではやや大きな振幅上限値が見えているが, 統計量による問題の可能性もある. 図 4.55 は横軸がエネルギーで縦軸が赤道面へ射影した双極子の位相を表す. 確定した有意ではないが, Auger 実験で報告された結果と同様に EeV 近傍で銀河中心方向へ向かい, さらにエネルギーが上がると離れていく様子がある.

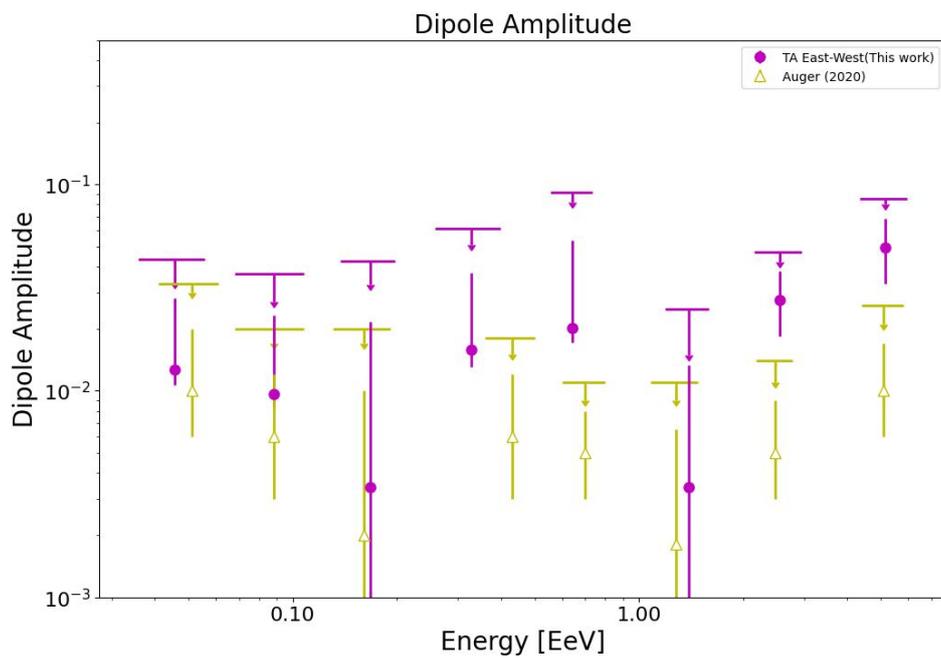


図 4.54: 大角度異方性の東西解析の双極子振幅の結果.

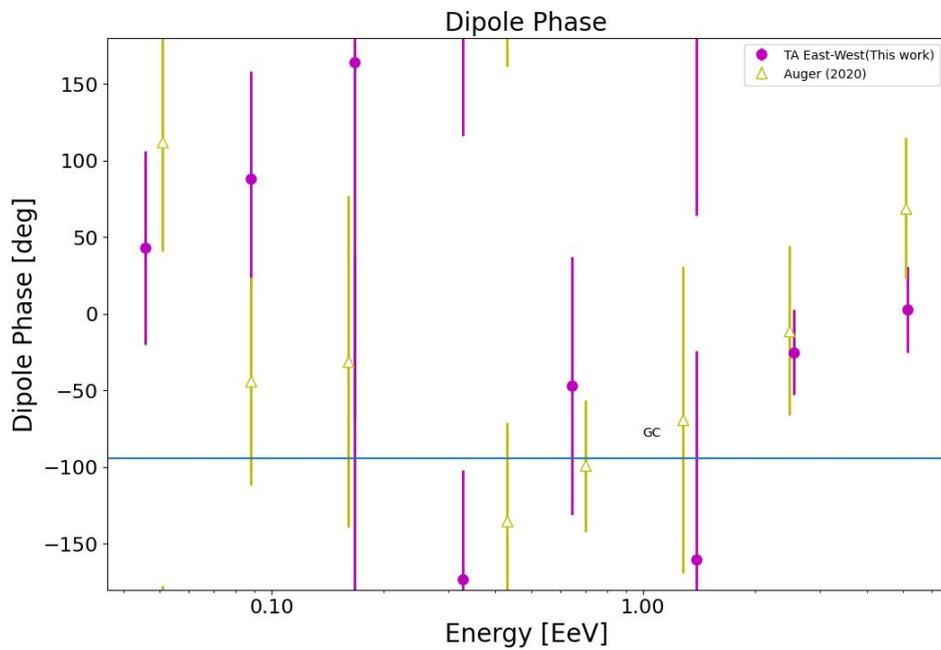


図 4.55: 大角度異方性の東西解析の双極子位相の結果.

図 4.56 にはレイリー解析および東西解析におけるハーモニックダイアルである。それぞれの円に関して原点と円の中心の距離が赤道面へ射影した双極子振幅を表し、x 軸を 0° として反時計回りに x 軸と円の中心方向の角度が双極子位相を表し、円の半径は d_x, d_y に対する 1σ 振幅の誤差 ($\sigma_{x,y}$) を表す。黒線は円の中心を低エネルギーから高エネルギーに向かって書いたものである。 266° 方向が銀河中心方向にあたるが、一度銀河中心方向を向いた後別の方向へ遷移している傾向がある。

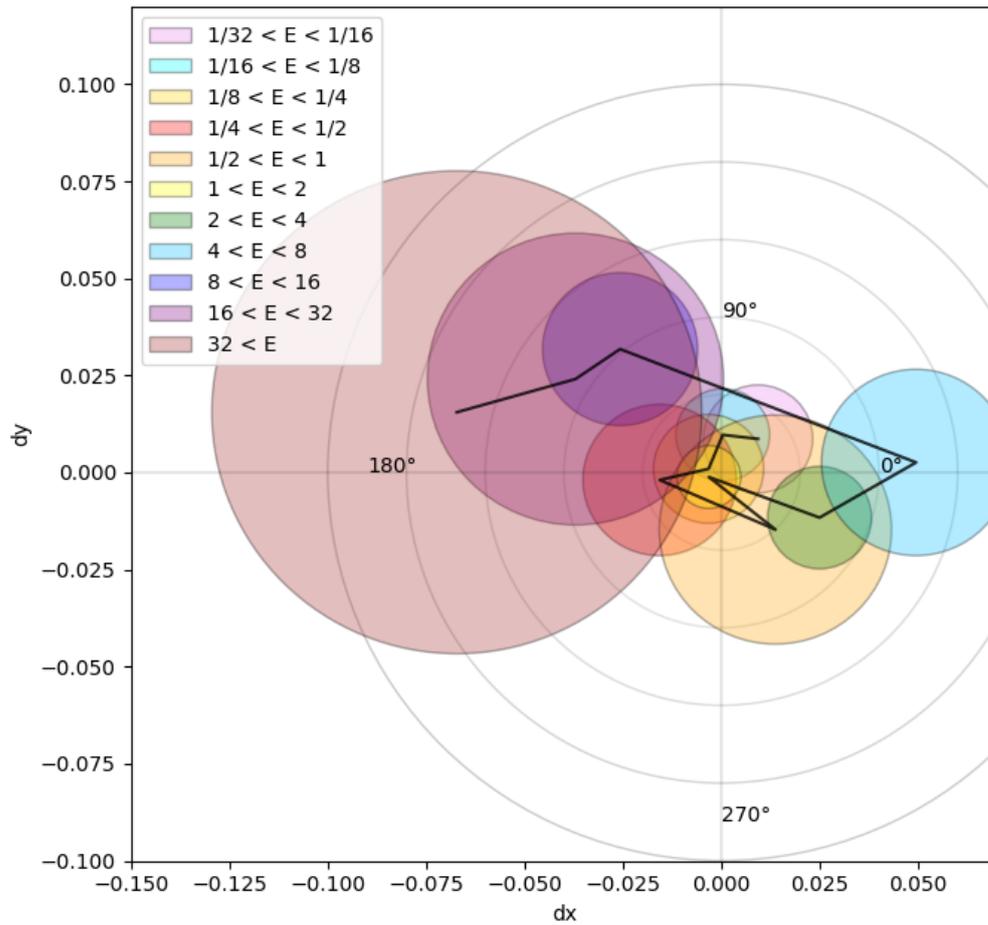


図 4.56: レイリー解析および東西解析におけるハーモニックダイアルの図.

4.4 結果

4.4.1 本研究の結果

本実験での大角度異方性解析の振幅の結果のまとめを図 4.57 に示す。図 4.57 はエネルギーに対する赤道面への双極子振幅を表している。赤色がレイリー解析の結果、緑色が陽子の MC を使用したときの残差解析の結果、青色が鉄の MC を使用したときの残差解析の結果、紫色が東西解析での結果を表している。

解析手法による違いは誤差の範囲内で一致している。およそ EeV 以下では、 10^{-2} 程度の振幅で、数パーセントの振幅上限値が得られた。数 EeV を超えるとおよそ振幅が 5% 程度で振幅上限値が 10% のオーダーで得られた。

宇宙線の CMB に対する太陽系の運動によるコンプトン・ゲッティング効果は 0.6% ほどの振幅が予測されている [157] が、この予測される振幅と本研究で得られた上限値に対して矛盾するところはないが、高エネルギーで得られている振幅に比べて小さいため、コンプトン・ゲッティング効果による異方性は主要成分ではない可能性が高い。

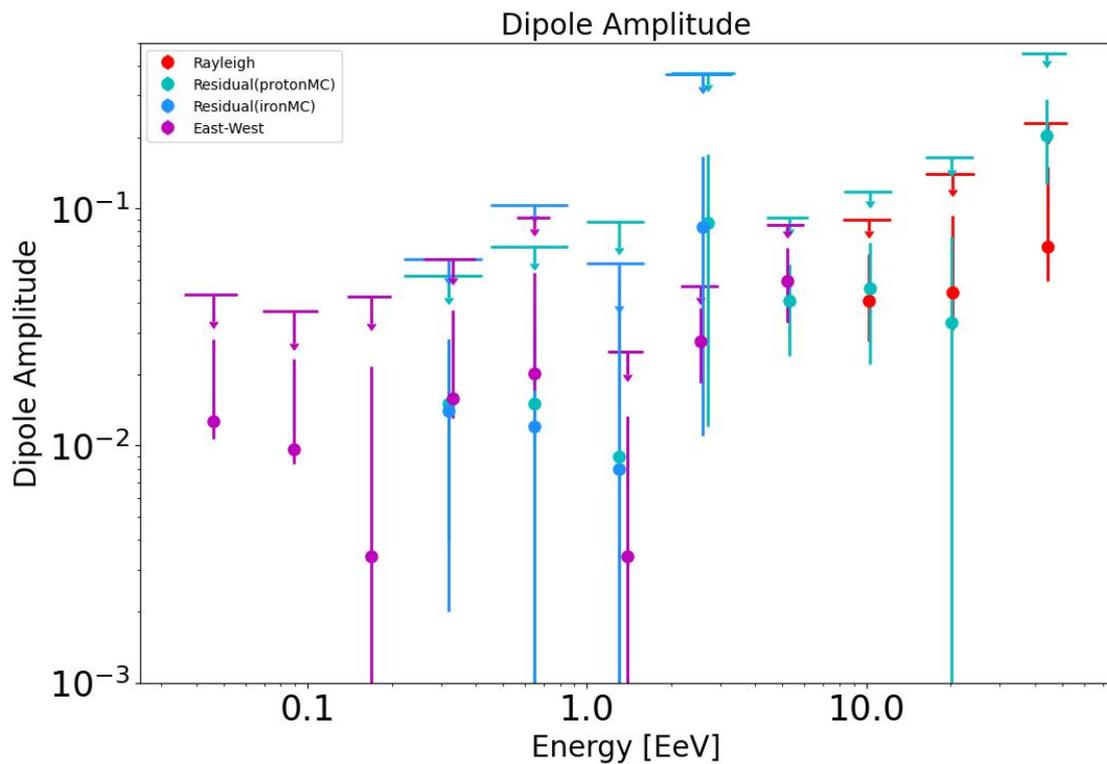


図 4.57: 本解析で得られた TA 実験および TALE 実験での大角度異方性の振幅の結果。

次に、本実験での大角度異方性解析の位相の結果のまとめを図 4.58 に示す。図 4.58 はエネルギーに対する赤道面への双極子位相を表している。色の区分は振幅の場合と同様に、赤色がレイリー解析の結果、緑色が陽子の MC を使用したときの残差解析の結果、青色が鉄の MC を使用したときの残差解析の結果、紫色が東西解析での結果を表している。約 300 PeV 以下では銀河中心方向とは違った方向を指し示している結果である。また、最高エネルギーでは銀河中心から離れた方向へ遷移している傾向もみられる。

EeV 以上の高エネルギーにおいて、銀河系の光度分布に従う宇宙線源分布を仮定したモデルからの大角度異方性は銀河中心から遠くない方向に向く [223]。本研究の結果では、10 EeV の結果は銀河中心方向からは離れており、最高エネルギーでは系内モデルとは一致しない可能性があると考えられる。

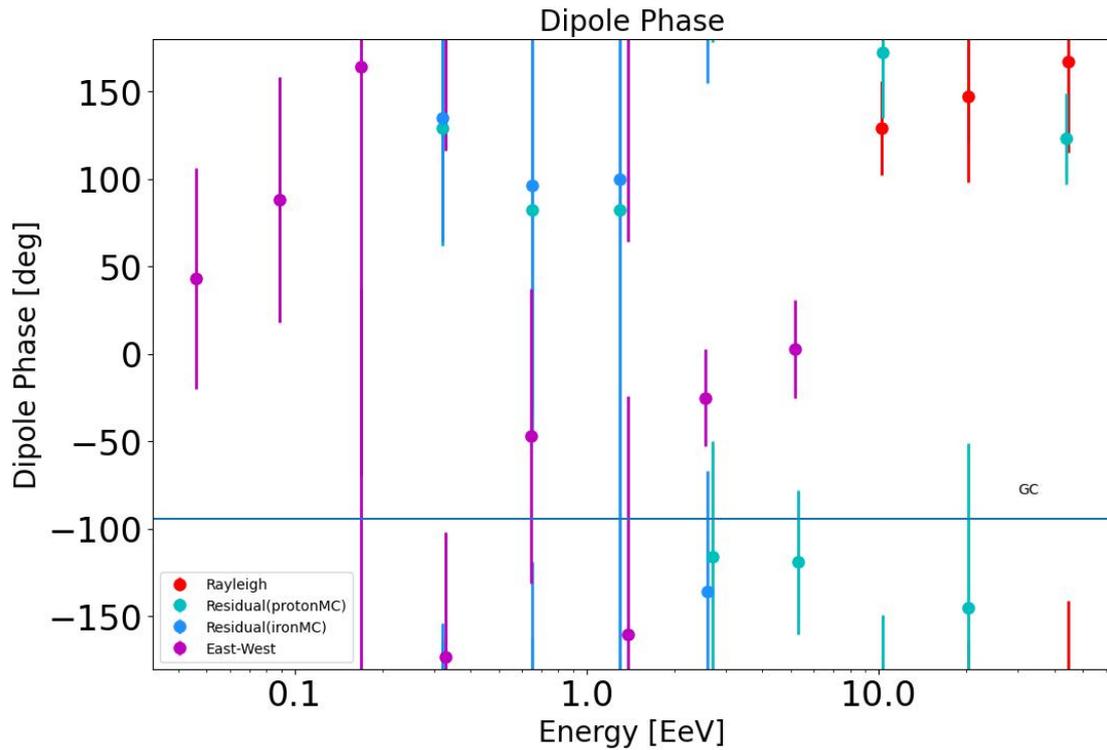


図 4.58: 本解析で得られた TA 実験および TALE 実験での大角度異方性の位相の結果。

4.4.2 他の実験との比較

次に北半球で得られた本研究の結果と南半球の Auger 実験 (2020) の結果の比較 [50] を図 4.59 および図 4.60 に示す. 図 4.59 はエネルギーに対する赤道面への双極子振幅の相互比較であり, 赤がレイリー解析の結果, 緑が陽子 MC を使用した残差解析の結果, 青が鉄 MC を使用した残差解析の結果, 紫が東西解析の結果, 黄色が Auger 実験 [50] の結果である. 本研究の北半球の結果は南半球の Auger 実験の結果とも概ね矛盾はしない結果となっている. EeV 近辺で振幅上限値が Auger 実験と比べるとやや大きく見えているが, イベント数が少ないことによる可能性も考えられるので, 今後さらにイベント数を増やす必要がある.

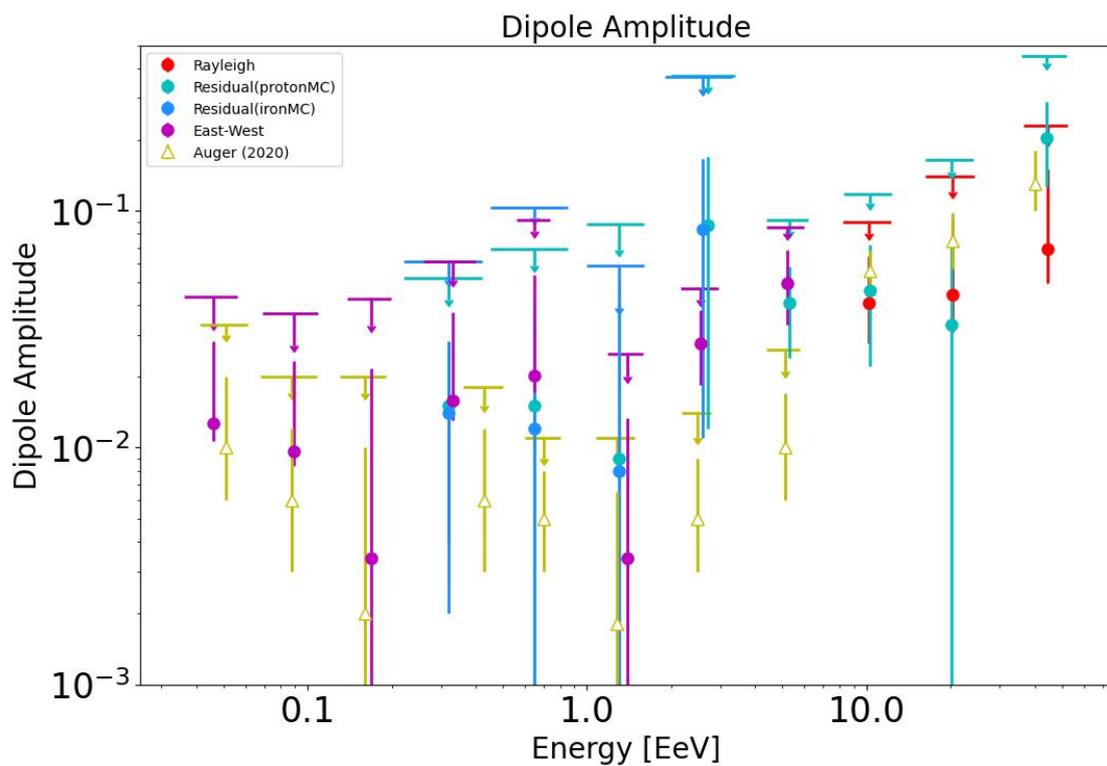


図 4.59: 本研究で得られた大角度異方性の振幅の結果と Auger 実験との比較.

図 4.60 はエネルギーに対する双極子位相の相互比較であり、赤がレイリー解析の結果、緑が陽子 MC を使用した残差解析の結果、青が鉄 MC を使用した残差解析の結果、紫が東西解析の結果、黄色が Auger 実験 (2020) での結果である。ただし、振幅が上限値で決定されているため、位相に対して確定された有意度があるわけではないことに注意する必要がある。銀河系内でも最高エネルギーまで加速できるという主張もあるが [158, 159], 本研究での北半球での結果は、南半球で行われた Auger 実験と同じく最高エネルギーでは銀河系内から離れた方向を指し示している。

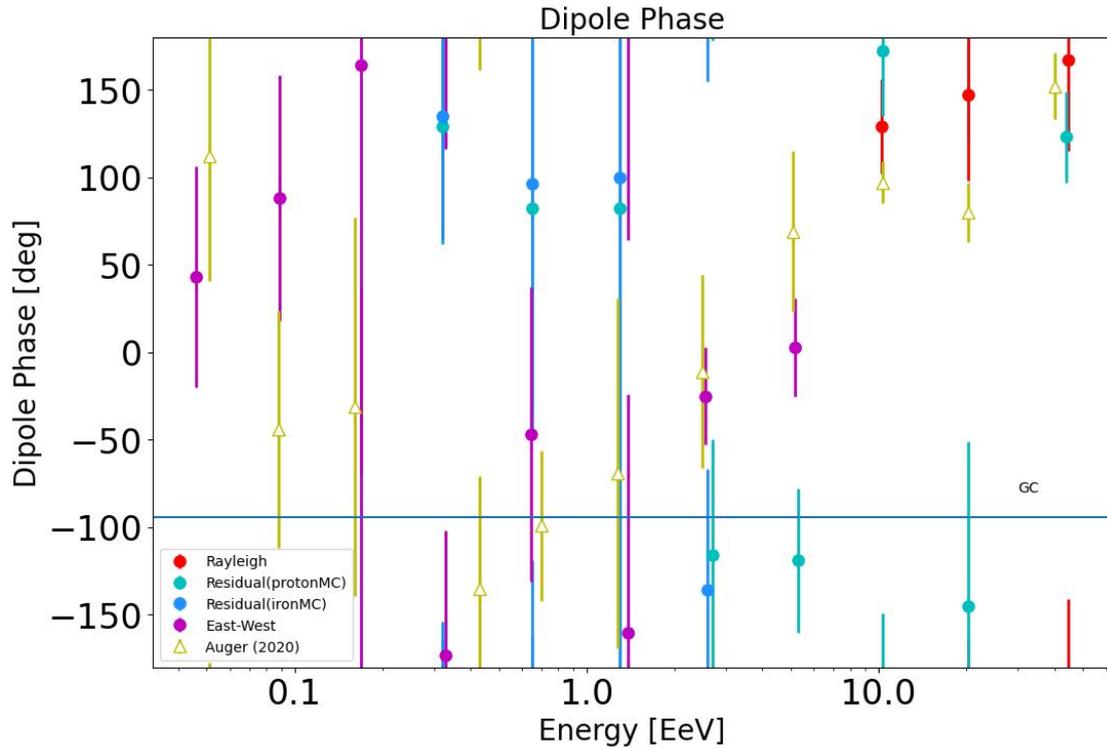


図 4.60: 本研究で得られた大角度異方性の位相の結果と Auger 実験との比較。

より広いエネルギー範囲に対して今回の結果を重ね書きしたものを図に載せる [129, 130, 131, 118, 117, 132, 133, 116, 115, 134, 114, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 50]. 図 4.61 は横軸にエネルギーを表示し、縦軸に双極子振幅をプロットした図であり、TeV 領域から最高エネルギー領域までの流れを書いている。図 4.62 は横軸にエネルギーを表示し、縦軸に双極子位相をプロットした図であり、同様に TeV 領域から最高エネルギー領域までの流れを書いている。それぞれ黄色が本研究でのレイリー解析および東西解析による結果、青色が本研究での陽子による残差解析による結果である。

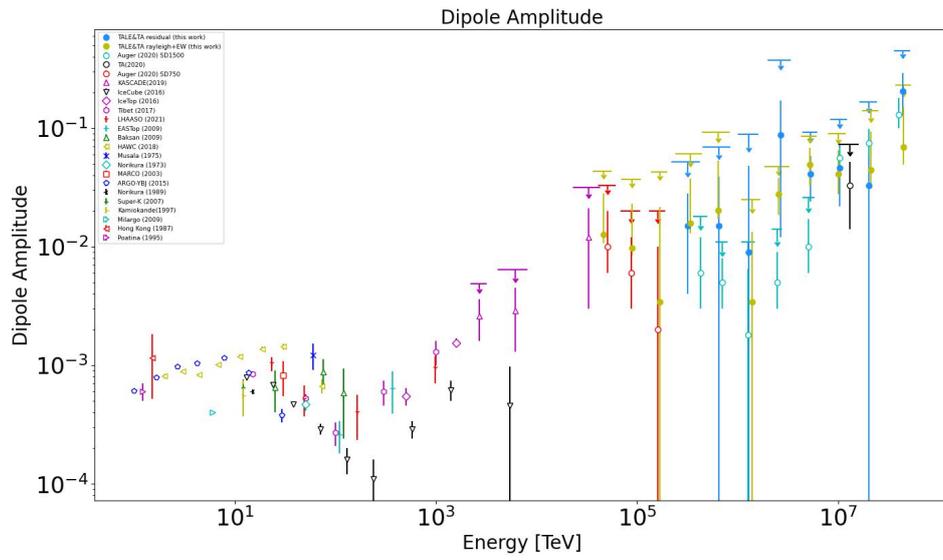


図 4.61: これまでの大角度異方性の振幅の結果と本研究の結果 [129, 130, 131, 118, 117, 132, 133, 116, 115, 134, 114, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 50].

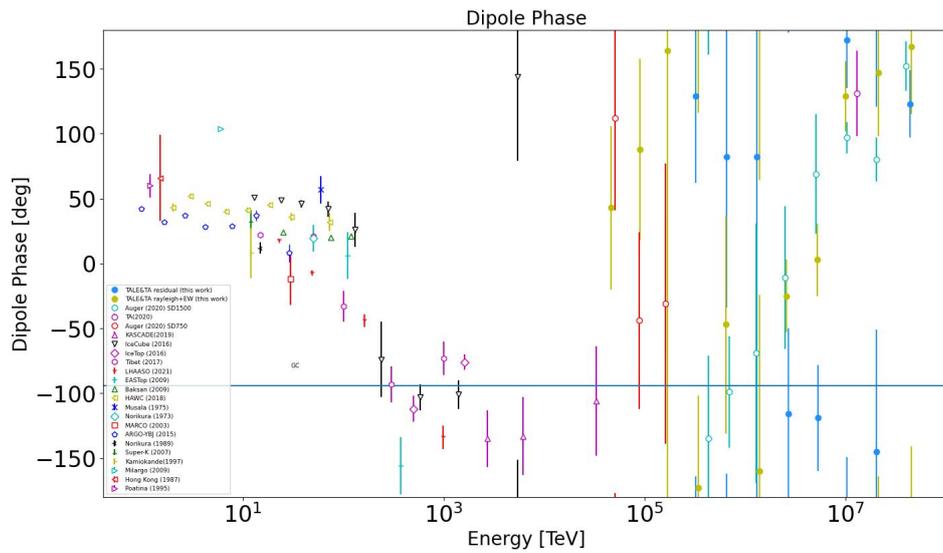


図 4.62: これまでの大角度異方性の位相の結果と本研究の結果 [129, 130, 131, 118, 117, 132, 133, 116, 115, 134, 114, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 50].

4.4.3 モデルとの比較

図 4.63 はニーから宇宙線が銀河系内から少しずつ拡散されていくモデルによる双極子振幅の予測である [224]. このモデルによると、ニー以下では $\delta \propto E^{\frac{1}{3}}$ で遷移し、それを超えるとセカンドニー近辺の $10^{17.2}$ eV まで $\delta \propto E^{0.7}$ で遷移する. EeV 領域まで近づくと、銀河の質量組成が重くなり、銀河系外の寄与が増大するという事実により振幅はやや減少する. 本研究の結果では、100 PeV 近辺では 1%~3% 程度の振幅に 5% 程度の上限值が得られており、このモデルの結果と近い値が得られている. 図 4.63 では、桃色で東西解析の結果を、緑で陽子の残差解析の結果を、青で鉄の残差解析の結果を重ね書きしている.

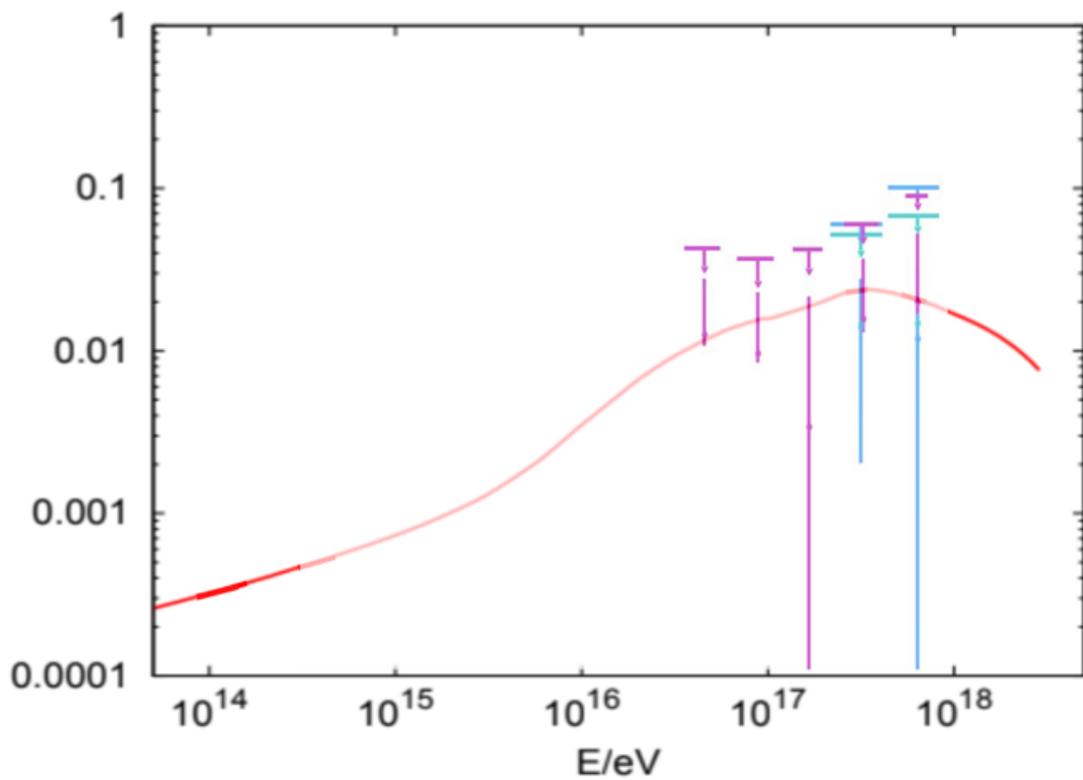


図 4.63: ニーから宇宙線が銀河系内から少しずつ漏れ出すモデルによる双極子振幅の予測 [224].

図 4.64 は、宇宙の大規模構造（LSS, Large Scale Structure）の物質分布に高エネルギー宇宙線源が従っていると仮定し、磁場偏向を受けると考慮した場合のモデルである [225]。橙は Auger 実験サイトのエクスポージャーでの d90 モデル [226]、水色は Auger 実験サイトのエクスポージャーでの SH* モデルを選択した際の双極子振幅の予測である。紫色の菱形は全天観測の場合の d90 モデルによる予測で、紫の四角は銀河磁場処理をしない場合の d90 モデルによる予測である。黒は Auger 実験の結果である [215]。

図 4.64 には、赤色でレイリー解析の結果を、緑色で陽子の残差解析の結果を重ね書きしている。このモデルは TA 実験サイトからの視野の結果ではないが、Auger 実験の視野や全天視野からのモデルの予測と本研究の結果の値は大きくずれていないことがわかり、LSS を仮定した自然なモデルと矛盾しない。

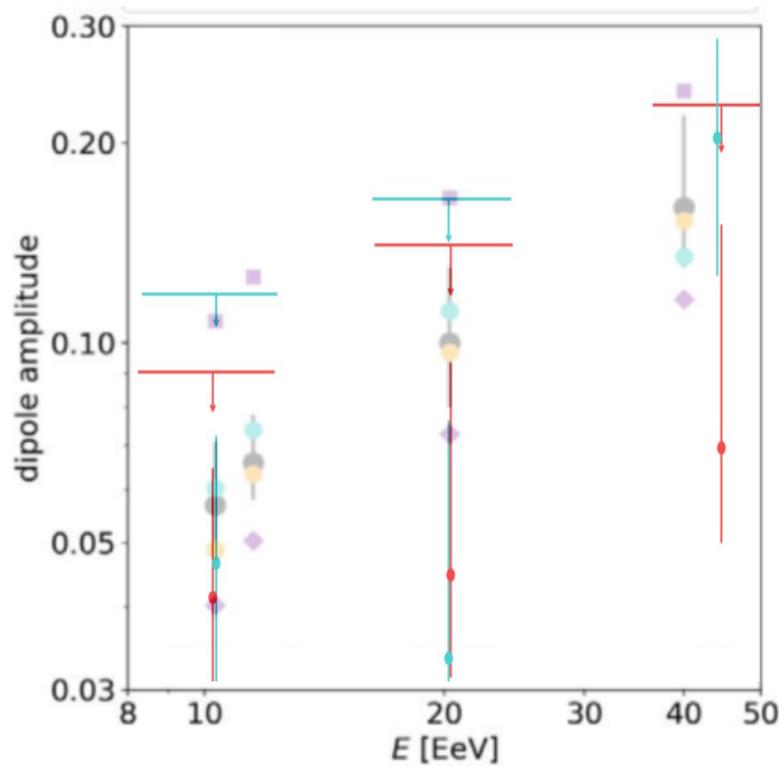


図 4.64: 宇宙線源の分布が局所宇宙の物質の分布に従うと仮定した場合の双極子振幅 [225].

図 4.65 は、密度を $\rho = 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$ と仮定したもとで銀河系外磁場中を拡散する宇宙線の混合組成シナリオ (H, He, C, Si, Fe) における双極子異方性の振幅である。灰色の帯は宇宙線源が一様に分布していると仮定した場合の結果で、青色の帯は局所的な物質分布 (2MRS カタログの銀河 [227] で 100 Mpc 以内の天体) を仮定した場合の双極子振幅を表す [153]。ここでのモデル結果は高エネルギーでは磁場の偏向を受けにくいいため銀河系内磁場は考慮しておらず、銀河系外磁場のみを考慮しているが、磁場による結果への影響は小さいと報告している。

図 4.65 には、赤色でレイリー解析の結果を、緑色で陽子による残差解析の結果を重ね書きしている。本研究の結果とモデルとを比較すると、概ね上限値が青の帯に重なる振幅値が得られており、銀河系外からの宇宙線到来を支持する結果である一方、現状の振幅の上限値では 2MRS モデルと等方分布のどちらを選択しても矛盾がない。なお、宇宙の物質の密度分布の仮定によりモデルの結果がある程度変わってくることに注意する必要がある。

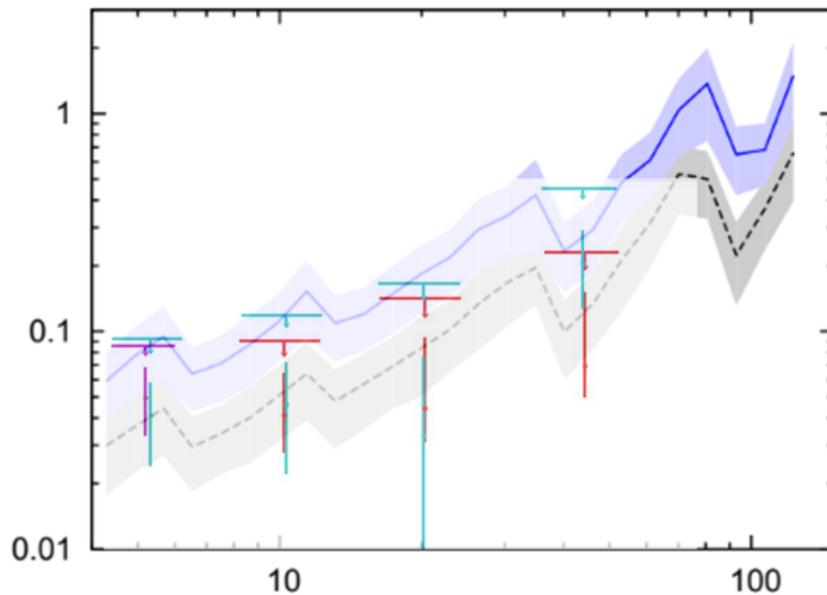


図 4.65: 宇宙線源が等方分布している場合 (灰), 局所的な物質分布に従う場合を仮定した場合 (青) の双極子振幅 [153].

第 5 章

結論と展望

本研究では TA 実験と TALE 実験の観測データを使用して宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へ遷移すると考えられているセカンドリーからアングルにかけての 100 PeV~ 100 EeV のエネルギー帯の大角度異方性探査を行った。赤道面に対する双極子振幅はおよそ EeV 以下では、 10^{-2} 程度の振幅で、5% 程度の振幅の上限値が得られた。数 EeV を超えるとおよそ振幅が 5% 程度で振幅の上限値が 10% のオーダーで得られた。いくつかの系統的な影響も考慮したが、特に解析手法による振幅の違いは誤差の範囲内で一致した。南半球で得られた Auger 実験の結果との比較においては大きな矛盾はない結果が得られ、北半球での本研究の結果は Auger 実験と同様に最高エネルギーにかけて振幅が上昇する傾向や位相が系内方向からずれる傾向が見られた。モデルとの比較において、EeV 近辺で系外への宇宙線の漏れ出しが起こると考えるモデルから得られる振幅は本研究の結果の上限値と矛盾しない結果であった。最高エネルギーで宇宙の大規模構造等の物質分布に宇宙線の起源が従うと考えた場合のモデルと本研究の結果との矛盾もなかった。

今後の展望として、特に高エネルギーにおいてイベント数を貯めることが本解析のみならず重要である。高エネルギーでは TA×4 実験も始まっており、今後より高精度での結果も可能になると考えられる。また、低エネルギーでは TALE infill 実験が 2023 年に始まっており、TALE 実験より低い PeV 程度のエネルギー帯まで大角度異方性を探査できると考えられる。

謝辞

宇宙線研究室では、学部4年も含めて3年間にわたり多くの方々に大変お世話になりました。研究室で、さらには本研究を進めるうえでお世話になりました全ての方々に感謝を申し上げます。大学での普段の研究生活では、先輩、同期、後輩問わず多くの方にお世話になりました。ありがとうございました。大阪公立大学の藤井俊博准教授には京都大学にいらっしゃった頃から3年間、学部での研究や修士での研究において数多くの相談に応じて頂き的確な助言をいただいたことを深く感謝申し上げます。研究室配属当初に最高エネルギー宇宙線について伺った際に、本論文中でも触れたアマテラス粒子をはじめとして熱く語っていただき、高エネルギー宇宙線の魅力に惹かれたことを覚えています。京都大学の高田淳史助教、池田智法博士、岡知彦博士をはじめ、通例の金曜会議で研究に関して助言や指導をしていただいた方々には深く感謝しております。寺内健太氏にも研究に関してたびたび助言をいただきました。ありがとうございました。東京大学の藤田慧太郎博士、樋口諒博士、大島仁博士、大阪公立大学の櫻井駿介博士、申興秀博士には月曜会議を中心に多くの助言や指導をいただきありがとうございました。大阪公立大学の有村龍平氏や古前壱朗氏にはTALE実験に関する相談や議論でお世話になりました。ありがとうございました。TA実験グループの研究会においてご指導いただいた、東京大学の荻尾彰一教授、大阪公立大学の常定芳基教授をはじめとしたTA実験グループの皆様に深く感謝申し上げます。大阪電気通信大学の多米田裕一郎准教授、神奈川大学の池田大輔助教、信州大学の小松晃一氏、ユタ大のAdrian Baum氏にはユタ出張での現地作業や生活でお世話になりましたことを感謝いたします。京都大学の秘書の方々、東京大学秘書の木次敦子氏、大阪公立大学秘書の横田晴香氏には事務作業において大変お世話になりましたことを感謝いたします。最後に、研究生活を支えていただいた家族、友人に深く感謝いたします。

付録

エネルギー分解能

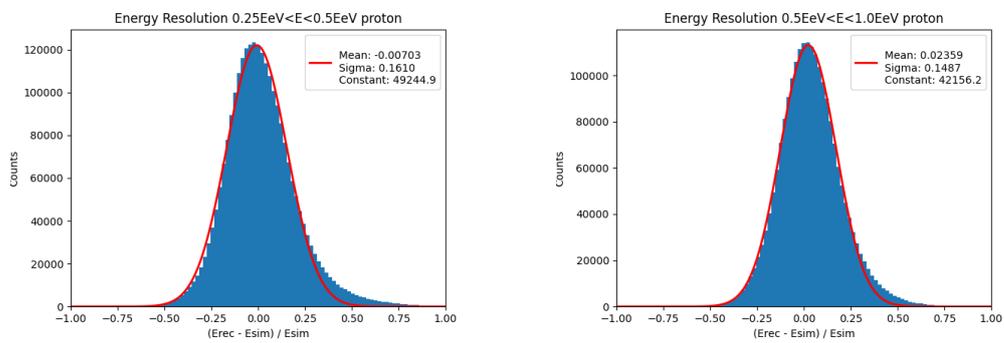


図 5.1: TALE 実験で陽子 MC の場合のエネルギー分解能の図.

(左) $1/4 \text{EeV} < E < 1/2 \text{EeV}$ のエネルギー分解能. (右) $1/2 \text{EeV} < E < 1 \text{EeV}$ のエネルギー分解能.

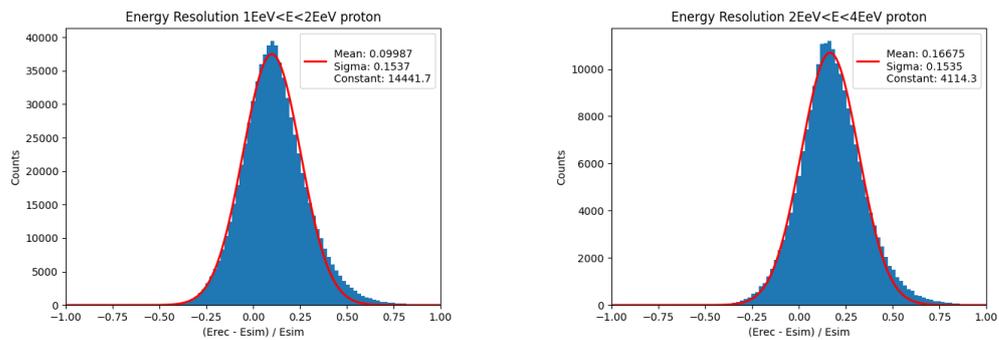


図 5.2: TALE 実験で陽子 MC の場合のエネルギー分解能の図.

(左) $1 \text{EeV} < E < 2 \text{EeV}$ のエネルギー分解能. (右) $2 \text{EeV} < E < 4 \text{EeV}$ のエネルギー分解能.

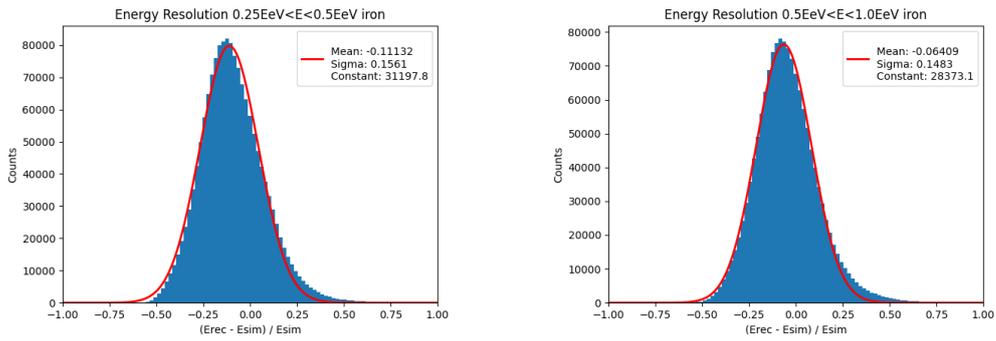


図 5.3: TALE 実験で鉄 MC の場合のエネルギー分解能の図.

(左) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ のエネルギー分解能. (右) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ のエネルギー分解能.

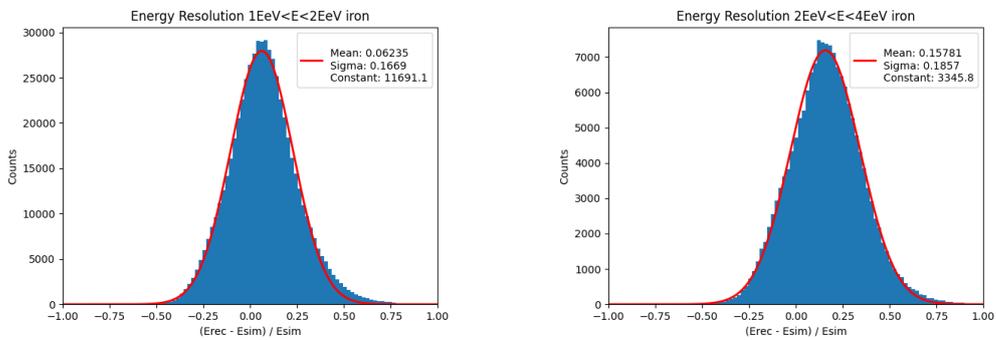


図 5.4: TALE 実験で鉄 MC の場合のエネルギー分解能の図.

(左) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ のエネルギー分解能. (右) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ のエネルギー分解能.

角度分解能

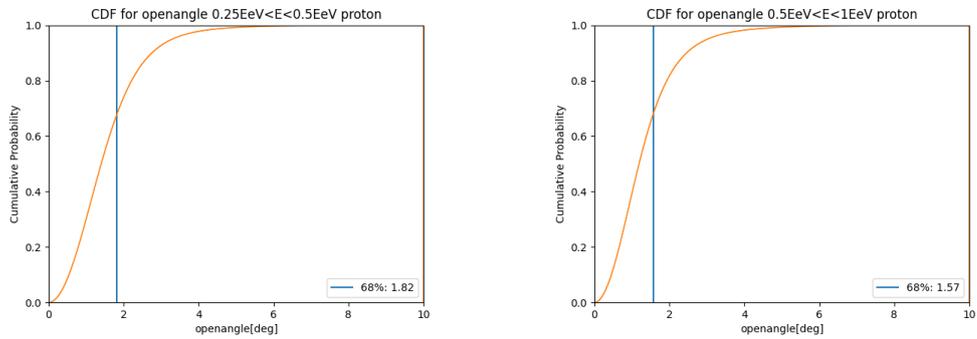


図 5.5: TALE 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図.

(左) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ の角度分解能.

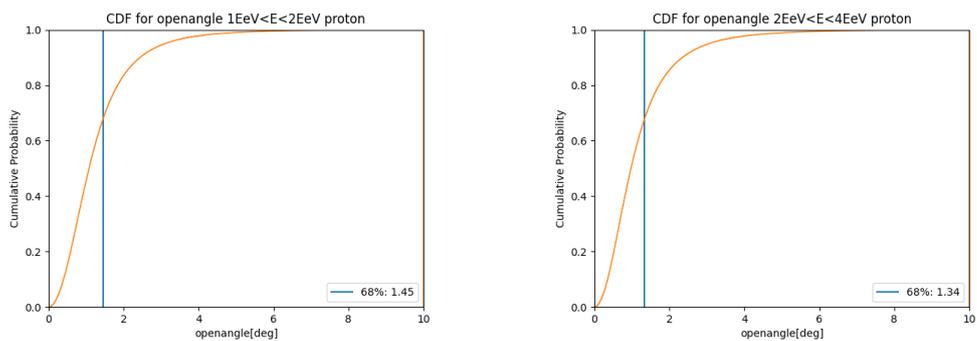


図 5.6: TALE 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図.

(左) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ の角度分解能.

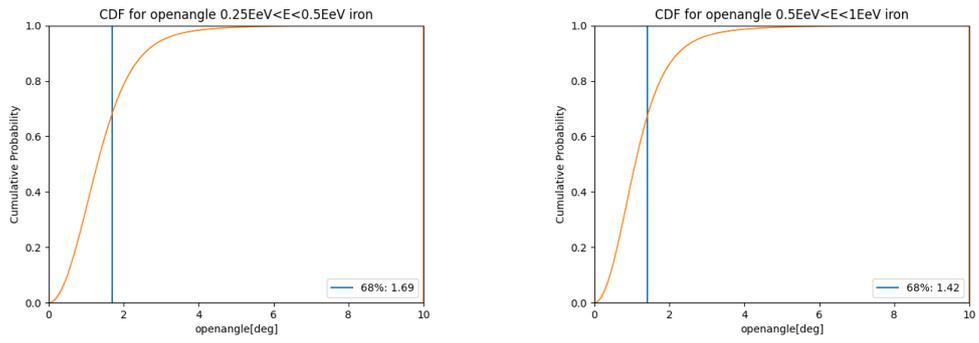


図 5.7: TALE 実験での鉄 MC の場合の角度分解能の図.

(左) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ の角度分解能.

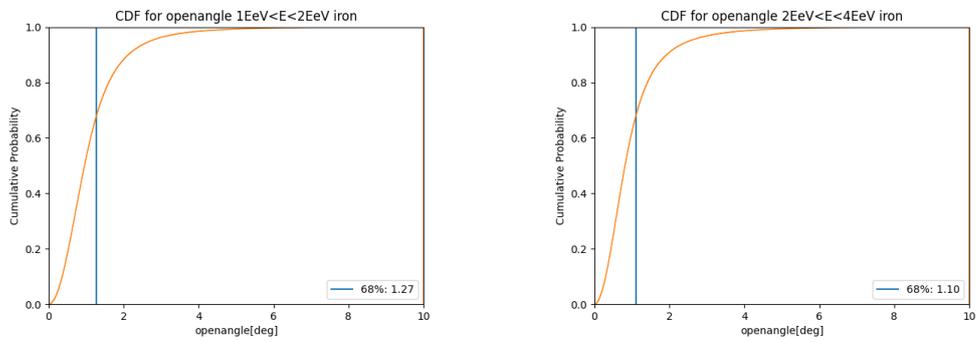


図 5.8: TALE 実験での鉄 MC の場合の角度分解能の図.

(左) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ の角度分解能.

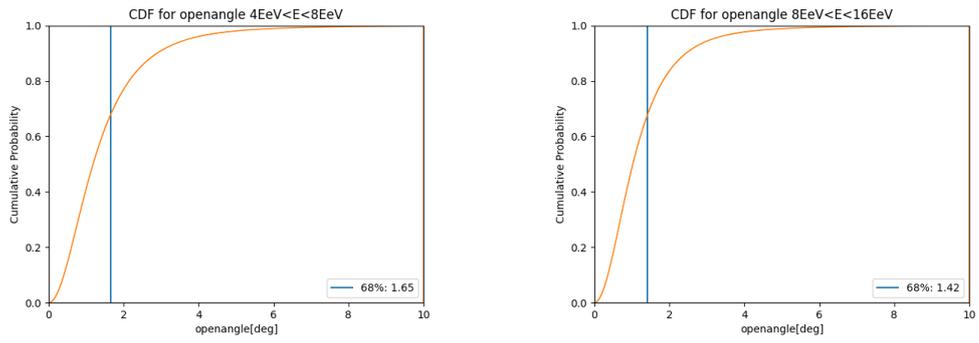


図 5.9: TA 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図.

(左) $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ の角度分解能.

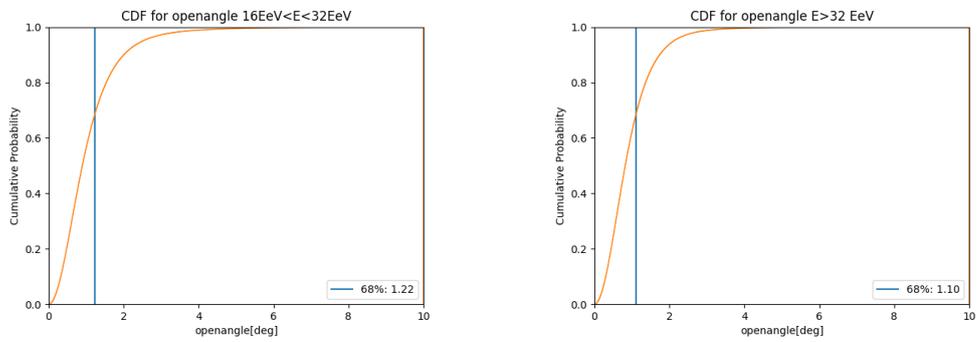


図 5.10: TA 実験での陽子 MC の場合の角度分解能の図.

(左) $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ の角度分解能. (右) $E > 32 \text{ EeV}$ の角度分解能.

大気密度によるエネルギー補正.

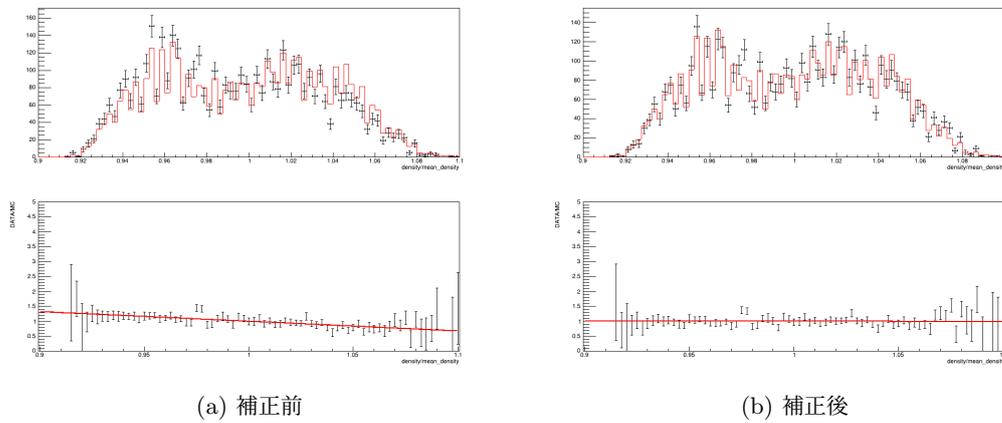


図 5.11: 陽子 MC の場合の $1/2 \text{EeV} < E < 1 \text{EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

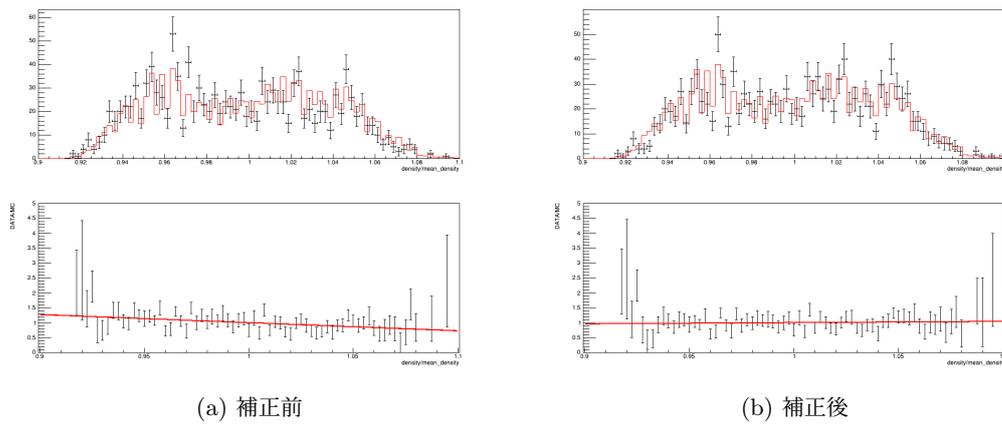


図 5.12: 陽子 MC の場合の $1 \text{EeV} < E < 2 \text{EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

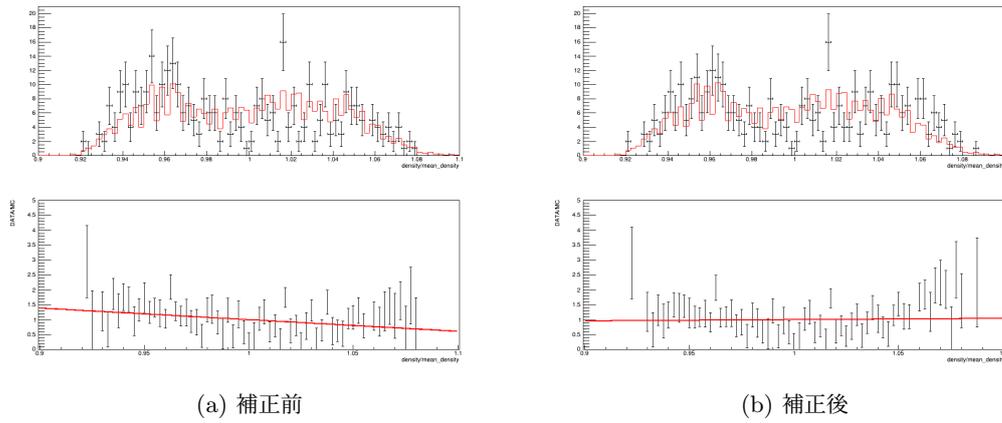


図 5.13: 陽子 MC の場合の $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

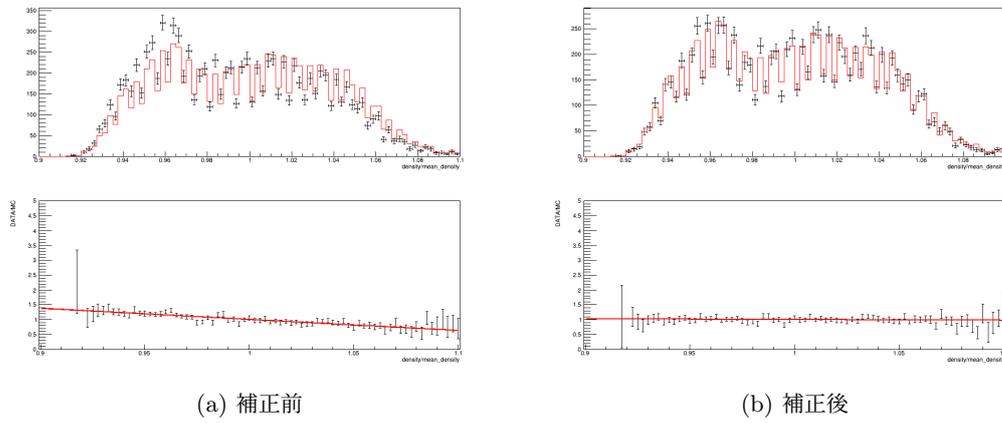


図 5.14: 陽子 MC の場合の $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

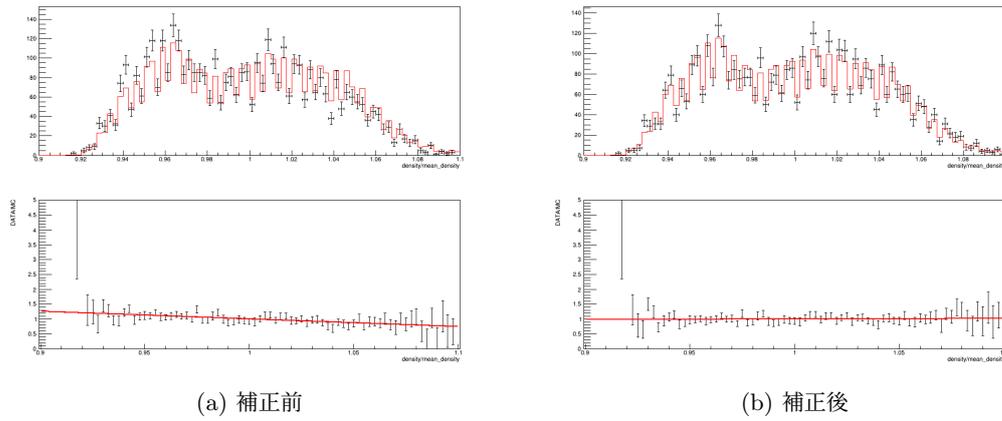


図 5.15: 陽子 MC の場合の $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

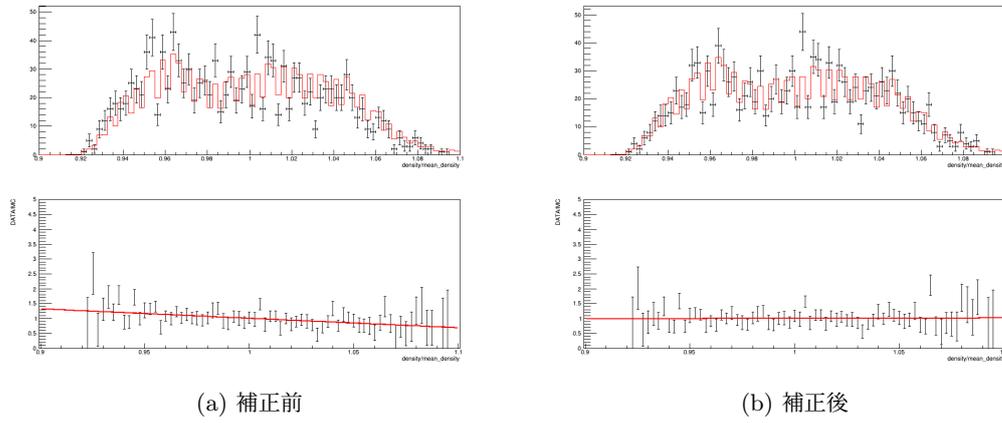


図 5.16: 陽子 MC の場合の $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

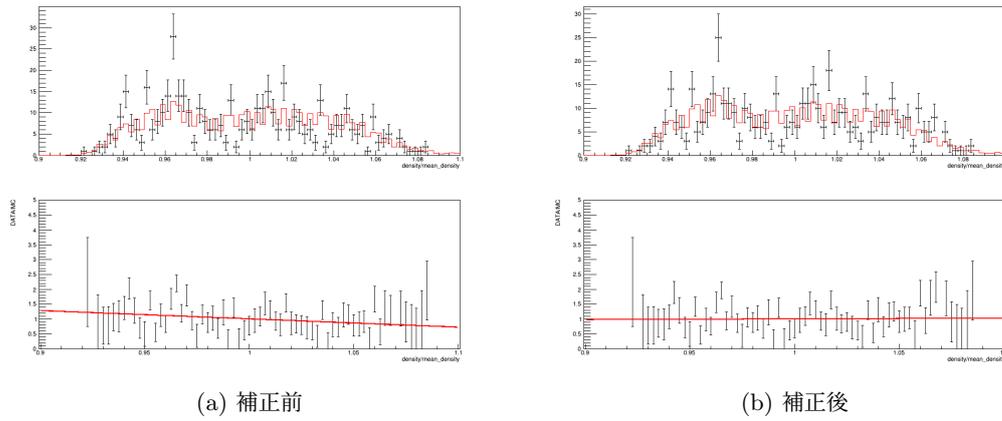


図 5.17: 陽子 MC の場合の $32 \text{ EeV} < E$ での大気密度によるエネルギー補正

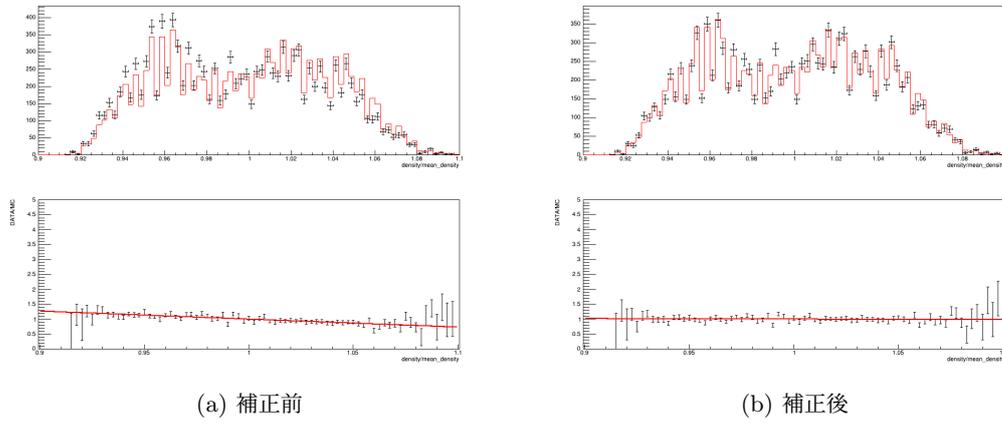


図 5.18: 鉄 MC の場合の $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

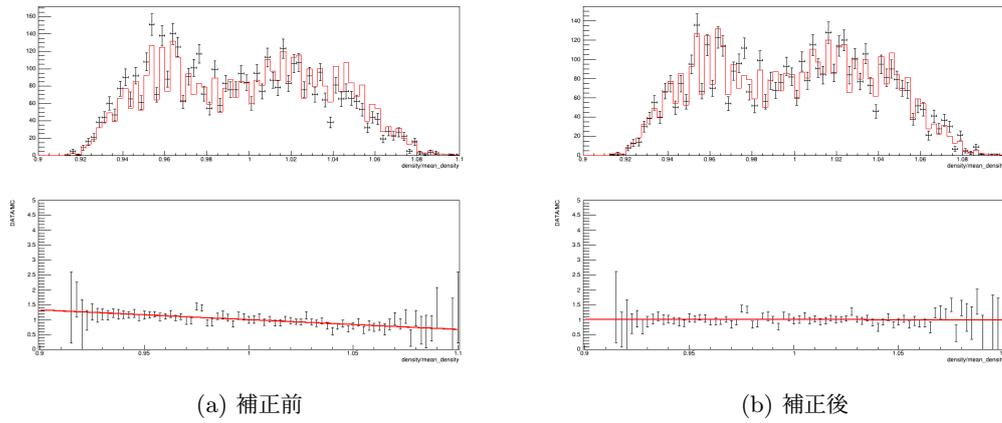


図 5.19: 鉄 MC の場合の $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

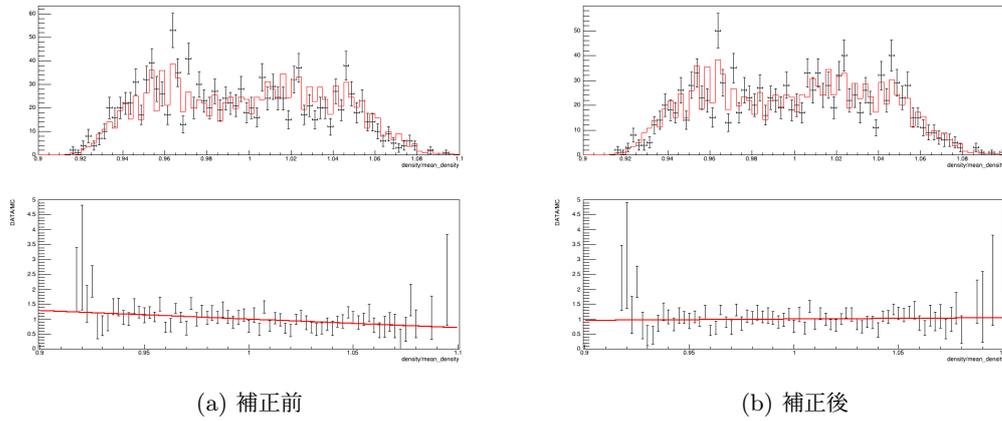


図 5.20: 鉄 MC の場合の $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

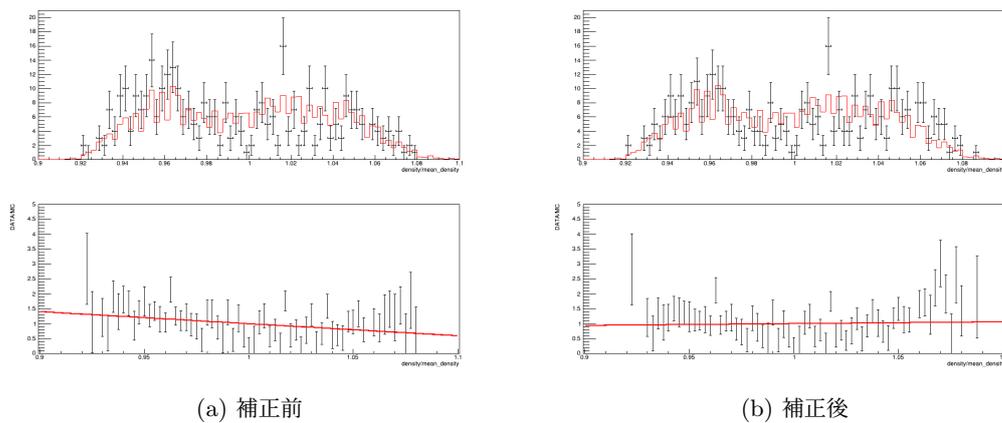


図 5.21: 鉄 MC の場合の $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正

大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

補正により MC による DATA の再現性が向上している.

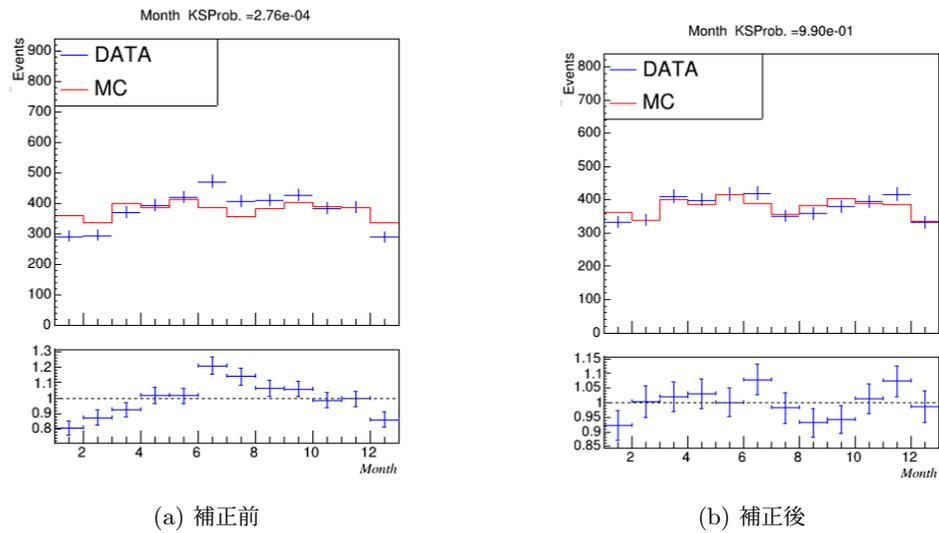
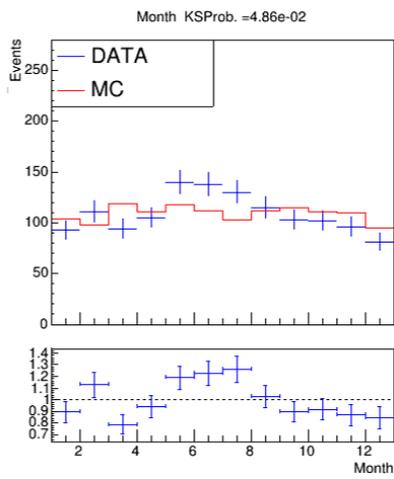
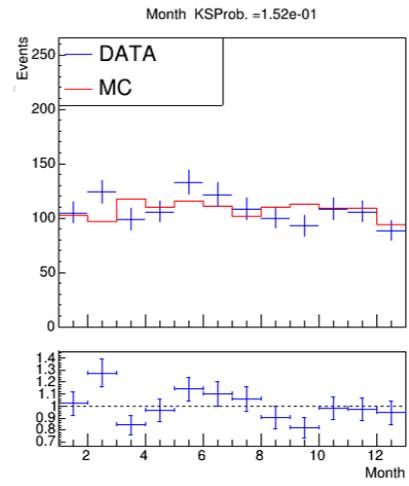


図 5.22: 陽子 MC の場合の $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

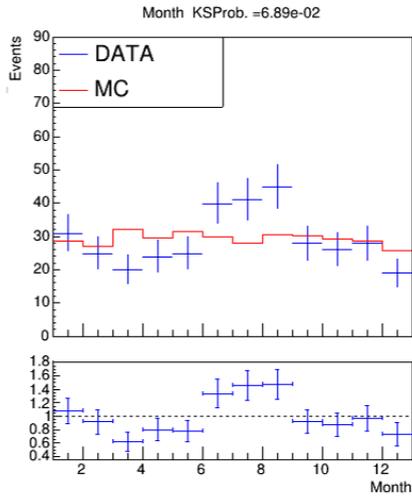


(a) 補正前

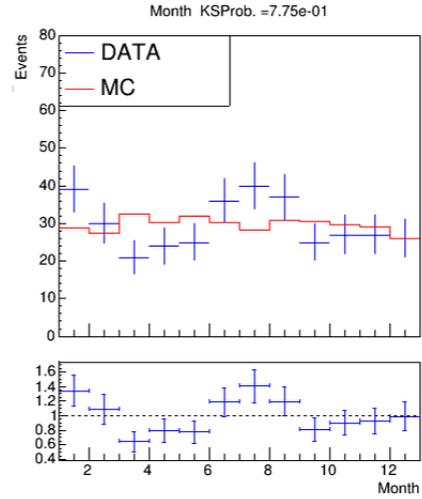


(b) 補正後

図 5.23: 陽子 MC の場合の $1\text{EeV} < E < 2\text{EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

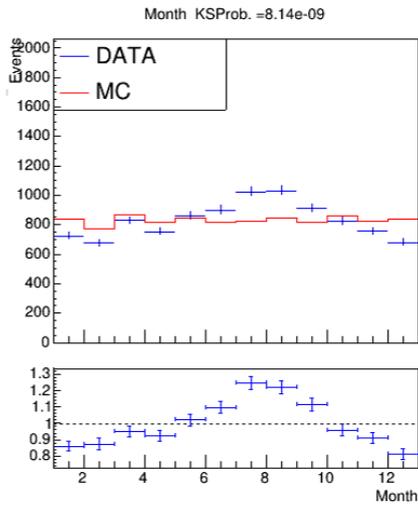


(a) 補正前

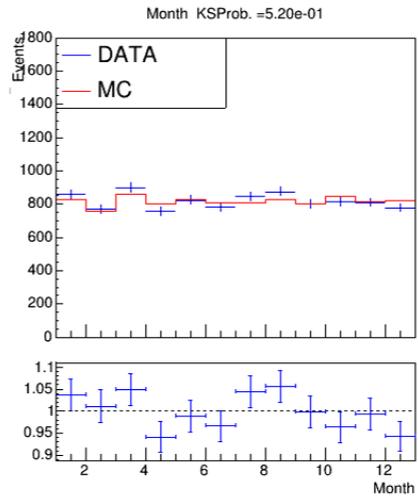


(b) 補正後

図 5.24: 陽子 MC の場合の $2\text{EeV} < E < 4\text{EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.



(a) 補正前



(b) 補正後

図 5.25: 陽子 MC の場合の $4\text{EeV} < E < 8\text{EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

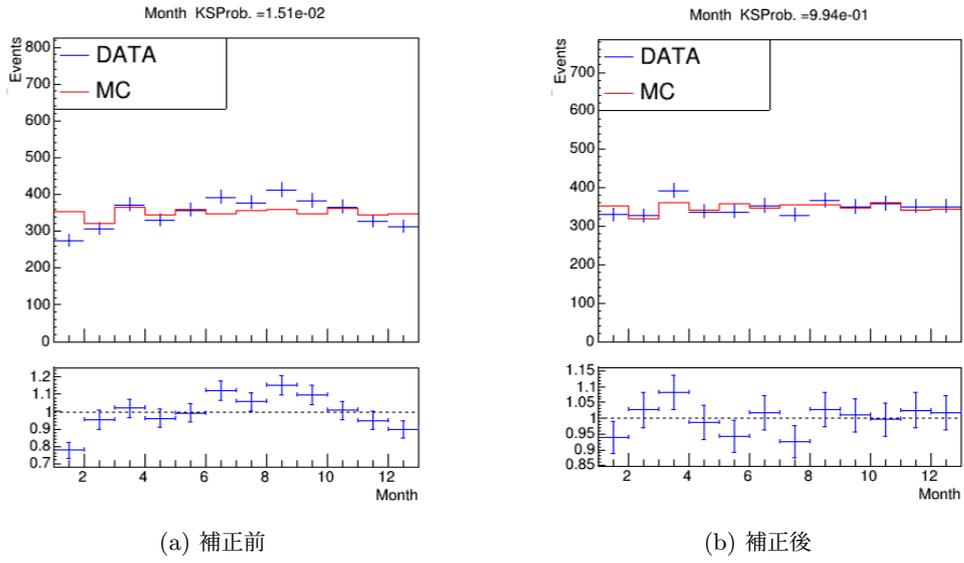


図 5.26: 陽子 MC の場合の $8 \text{ EeV} < E < 16 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

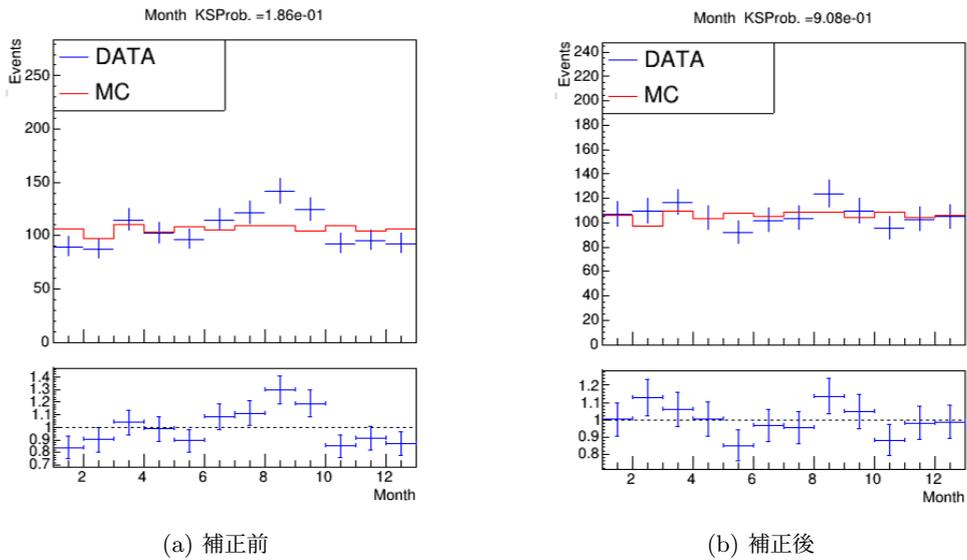
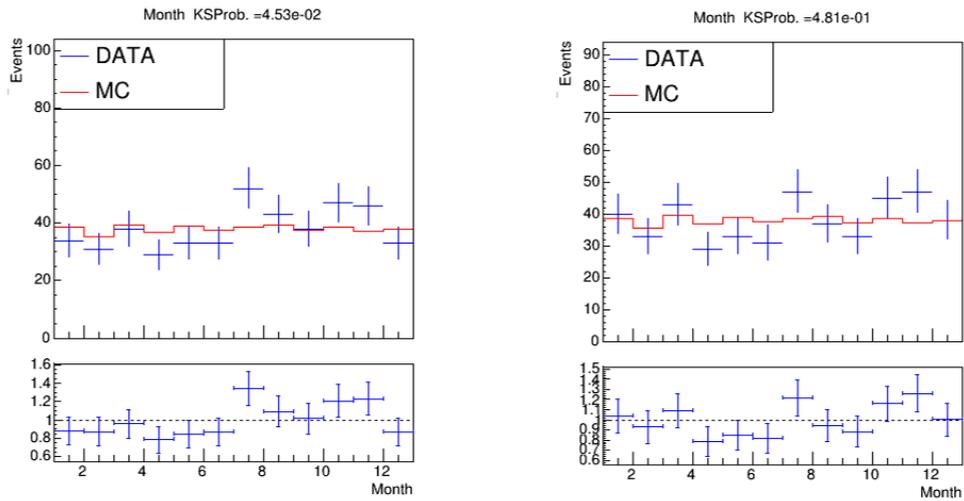


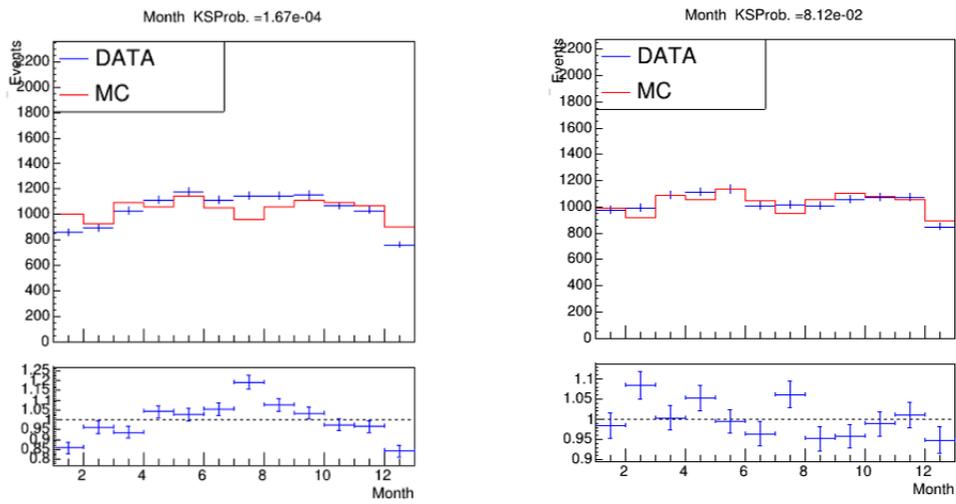
図 5.27: 陽子 MC の場合の $16 \text{ EeV} < E < 32 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.



(a) 補正前

(b) 補正後

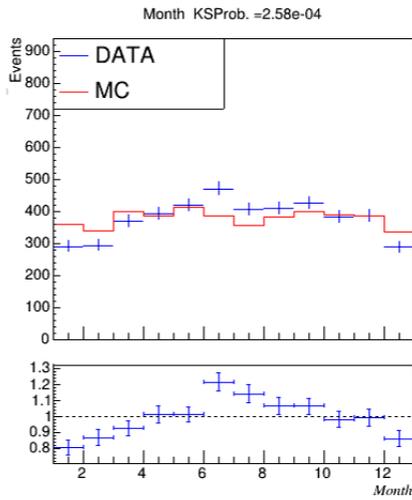
図 5.28: 陽子 MC の場合の $32 \text{ EeV} < E$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.



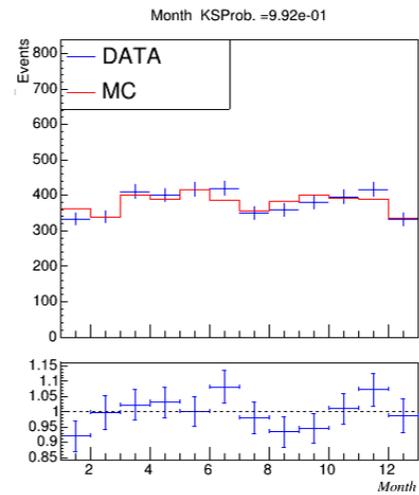
(a) 補正前

(b) 補正後

図 5.29: 鉄 MC の場合の $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

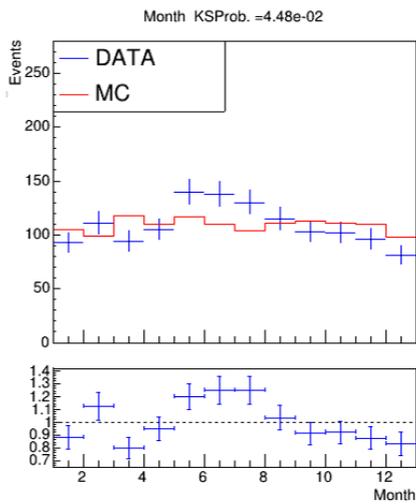


(a) 補正前

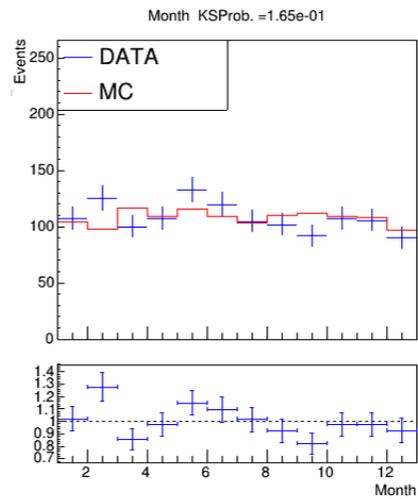


(b) 補正後

図 5.30: 鉄 MC の場合の $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.



(a) 補正前



(b) 補正後

図 5.31: 鉄 MC の場合の $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

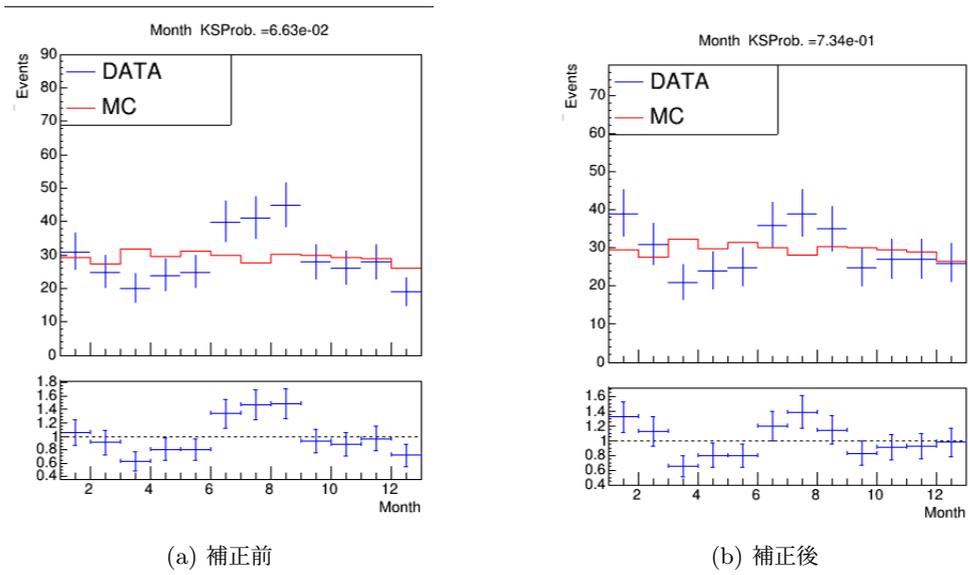


図 5.32: 鉄 MC の場合の $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での大気密度によるエネルギー補正での月分布の変化.

表 5.1: 鉄 MC での大気密度によるエネルギー補正

Energy [EeV]	slope (before)	slope (after)
$1/4 < E < 1/2$	-2.68 ± 0.23	-0.18 ± 0.23
$1/2 < E < 1$	-3.27 ± 0.38	-0.06 ± 0.38
$1 < E < 2$	-2.88 ± 0.71	0.44 ± 0.71
$2 < E < 4$	-4.05 ± 1.39	-0.61 ± 1.39

鉄 MC の場合の結果

鉄 MC の場合の比較

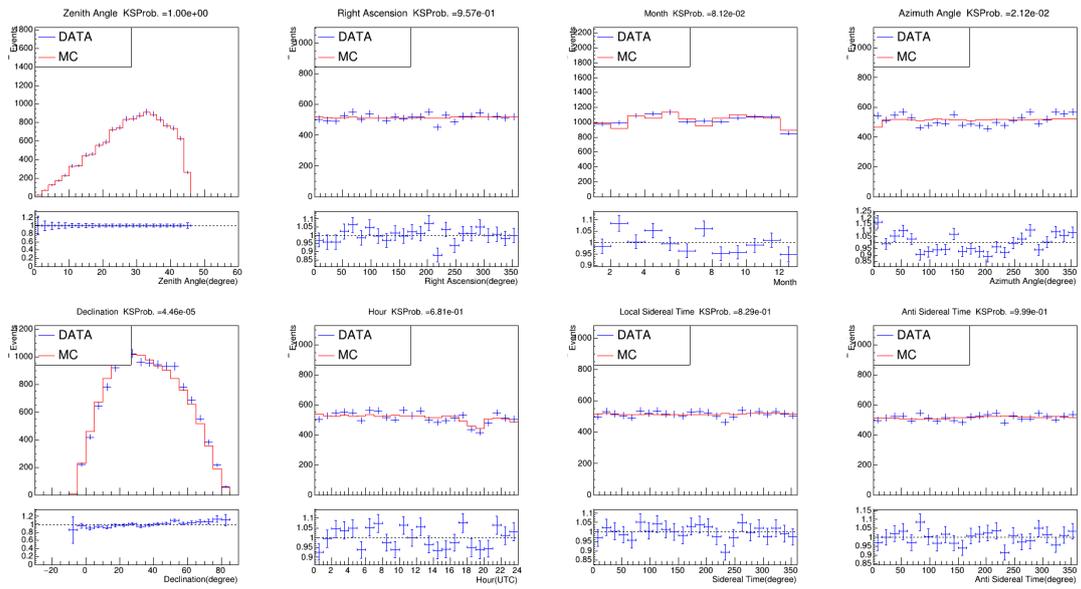


図 5.33: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.

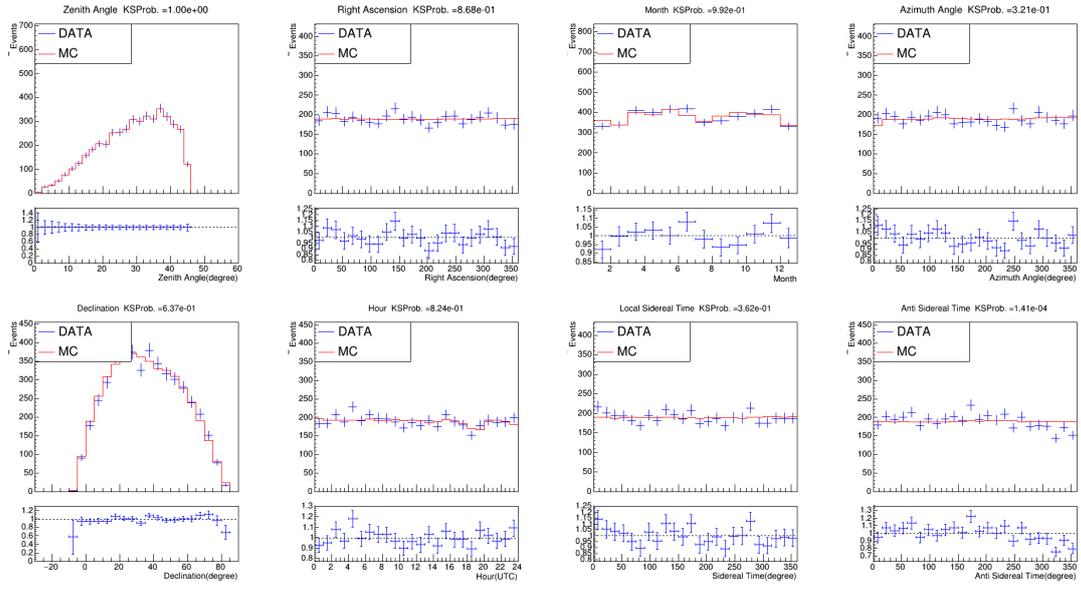


図 5.34: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ の結果.

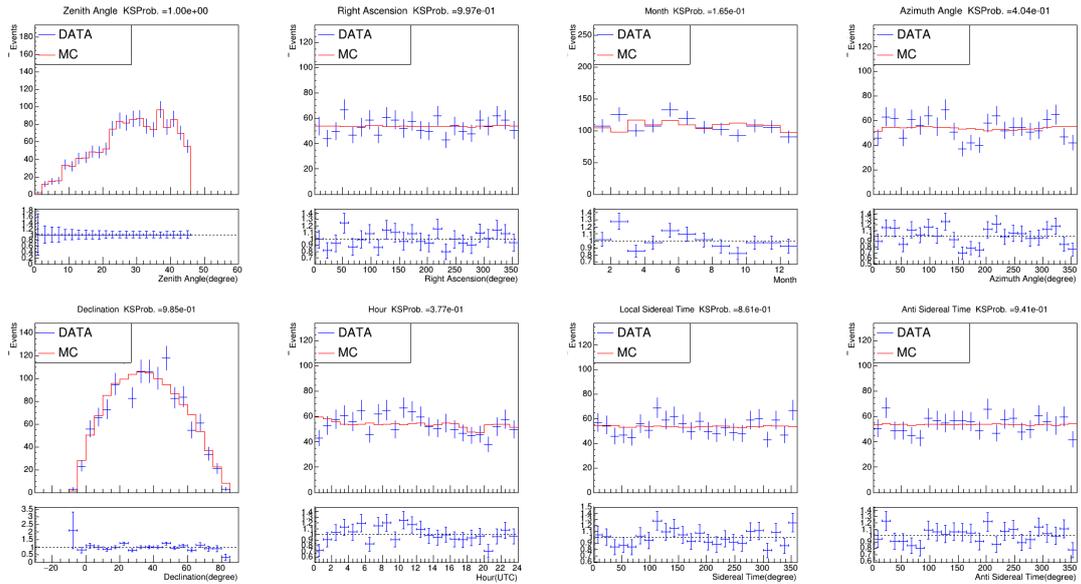


図 5.35: $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ の結果.

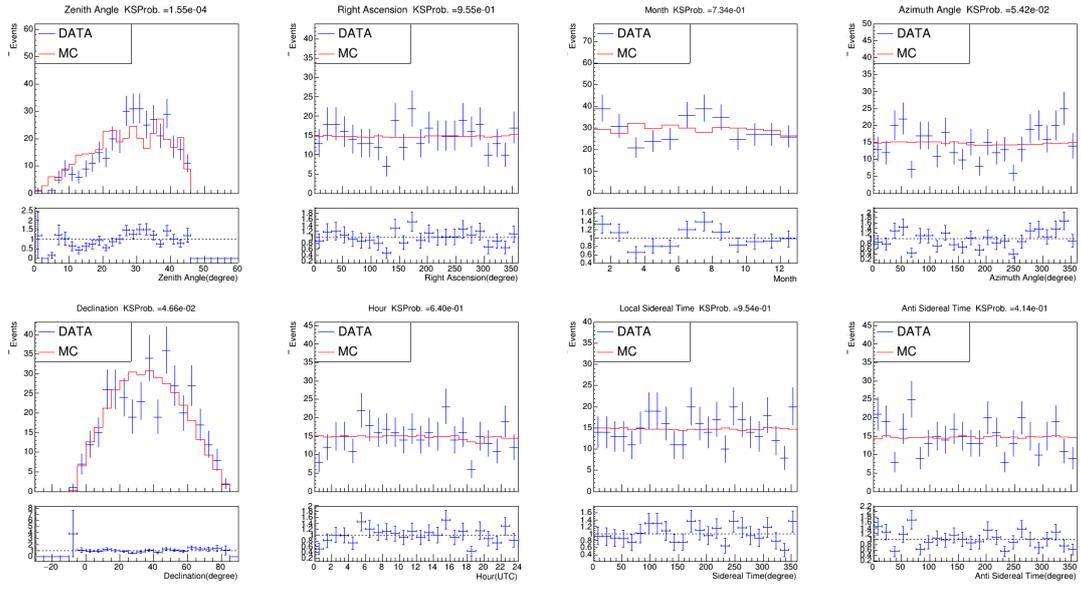
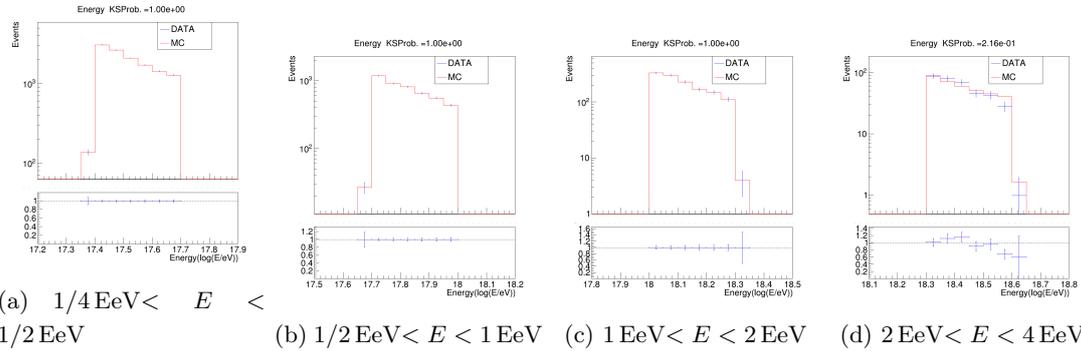


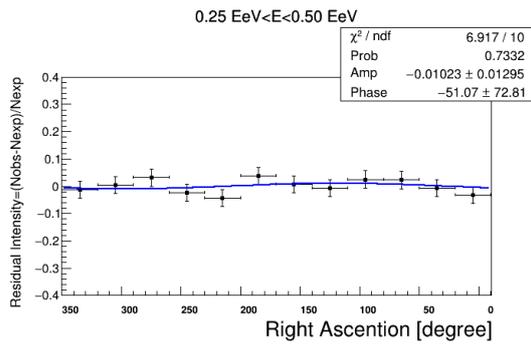
図 5.36: $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での結果.

鉄 MC の場合のエネルギー分布

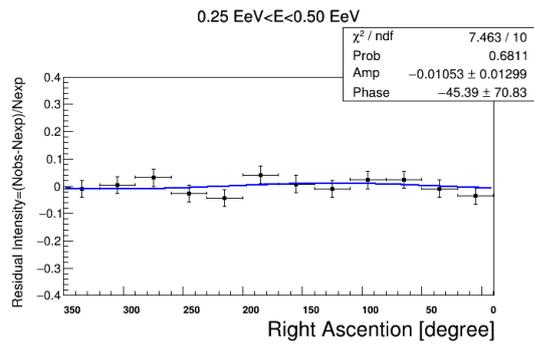


鉄 MC の場合の天頂角とエネルギー補正に対する系統誤差

1% オーダーの振幅値に対して, 2.9%, -0.4%, -10.5% の振幅の結果の違いがある.

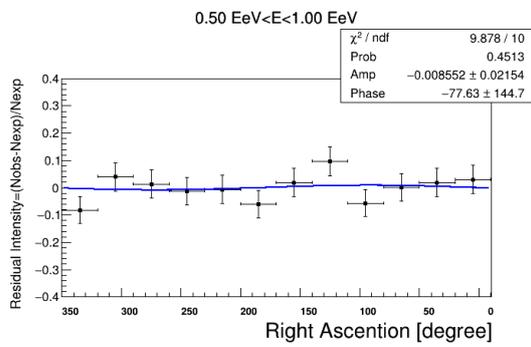


(a) 補正なし

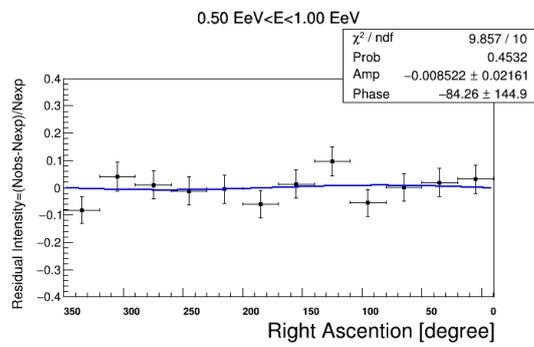


(b) 補正あり

図 5.38: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.

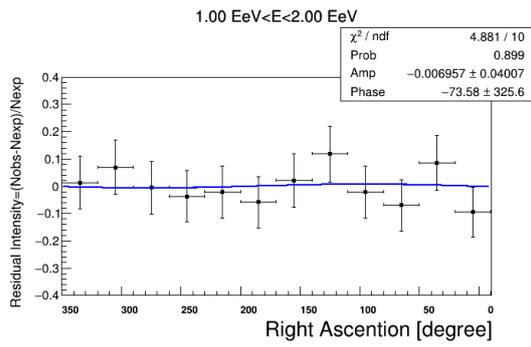


(a) 補正なし

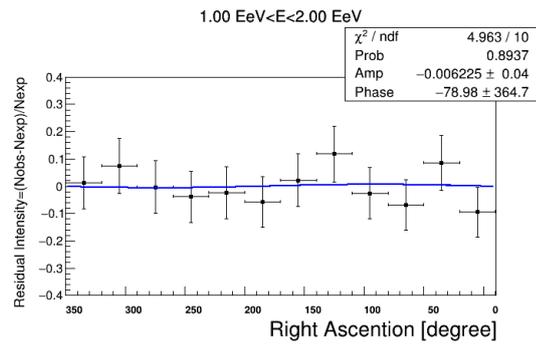


(b) 補正あり

図 5.39: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.



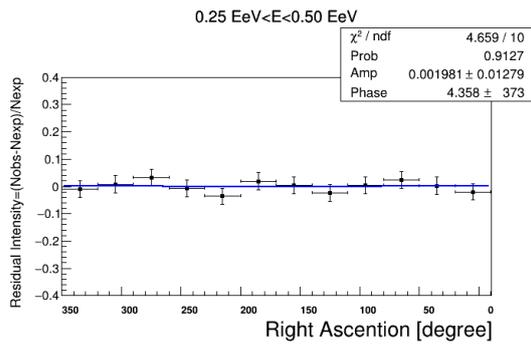
(a) 補正なし



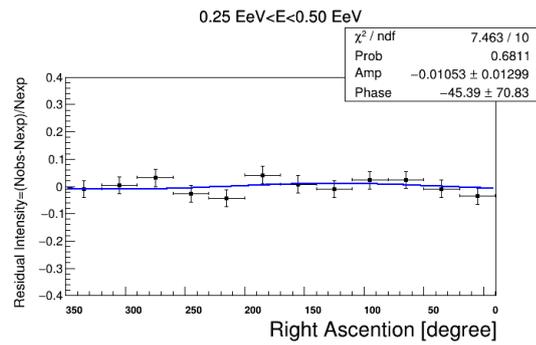
(b) 補正あり

図 5.40: $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での結果.

鉄 MC の場合の大気補正による系統誤差

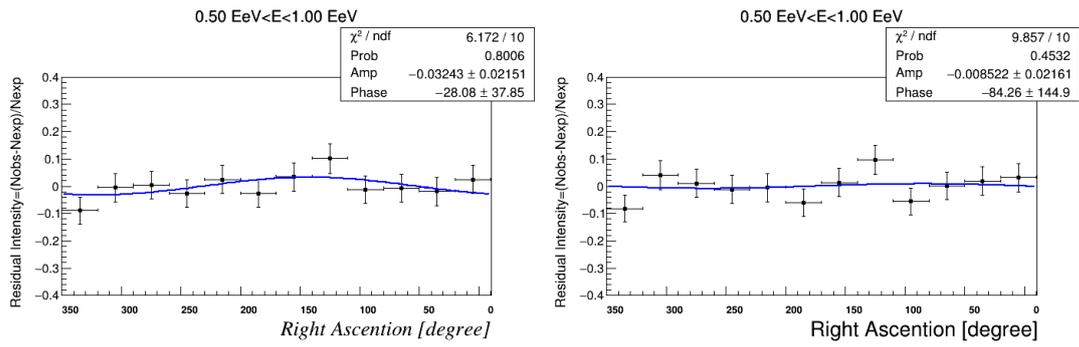


(a) 補正なし



(b) 補正あり

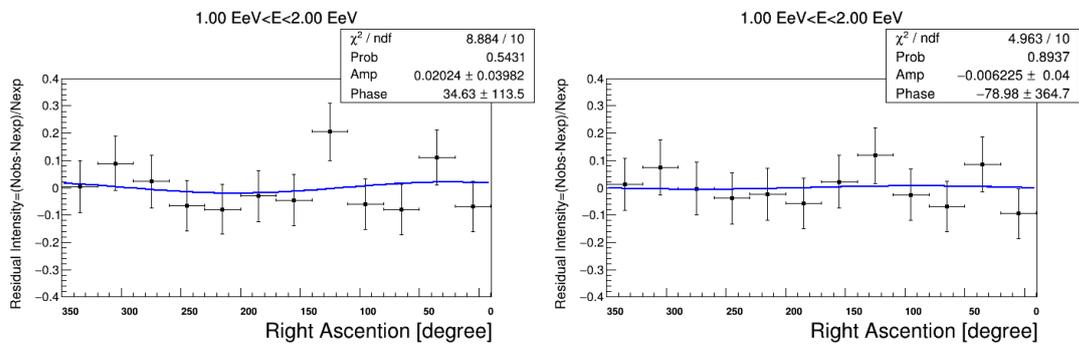
図 5.41: $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$ での結果.



(a) 補正なし

(b) 補正あり

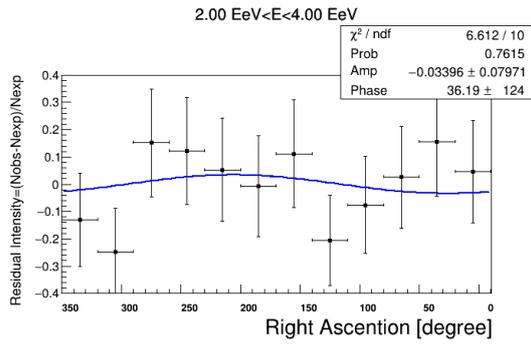
図 5.42: $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$ での結果.



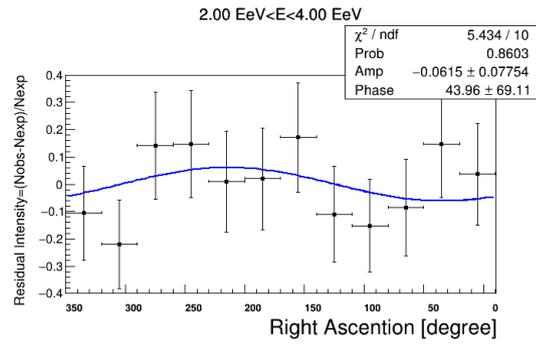
(a) 補正なし

(b) 補正あり

図 5.43: $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$ での結果.



(a) 補正なし



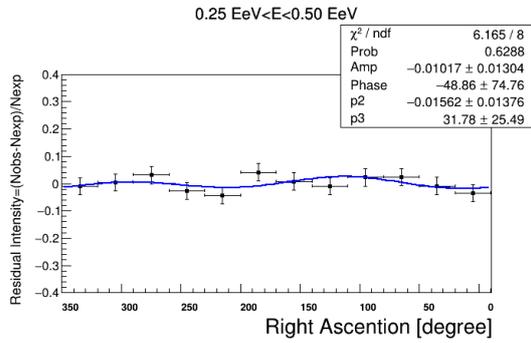
(b) 補正あり

図 5.44: $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$ での結果.

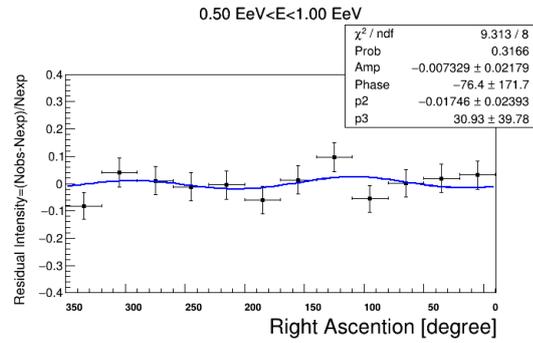
鉄 MC の場合の 2 つの正弦波フィット

表 5.2: 2-Fit iron

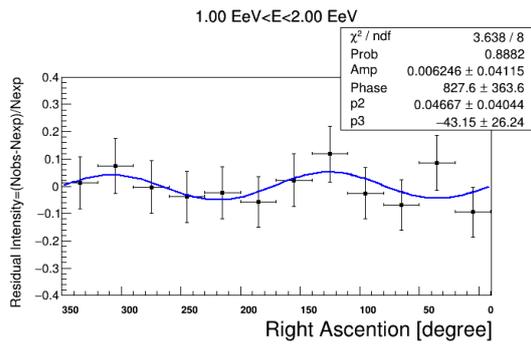
E [EeV]	1-Fit χ^2	2-Fit χ^2	F-value	sig
$1/4 < E < 1/2$	7.463	6.165	0.842	0.466
$1/2 < E < 1$	9.857	9.313	0.234	0.797
$1 < E < 2$	4.962	3.638	1.46	0.289
$2 < E < 4$	5.434	3.609	2.02	0.195



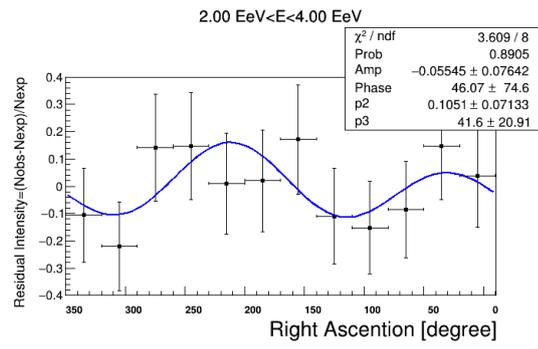
(a) $1/4 \text{ EeV} < E < 1/2 \text{ EeV}$



(b) $1/2 \text{ EeV} < E < 1 \text{ EeV}$



(a) $1 \text{ EeV} < E < 2 \text{ EeV}$



(b) $2 \text{ EeV} < E < 4 \text{ EeV}$

粒子

表 5.3 に標準的な素粒子一覧を載せる [228].

表 5.3: Elementary particles

		gen	particle	mass(MeV)	spin	charge
Bosons	Gauge		photon(γ)	0	1	0
			W boson (W^-)	80377 ± 12	1	± 1
			Z boson (Z^0)	91187.6 ± 2.1	1	0
			gluon (g)	0	1	0
	scalar		higgs boson(H^0)	125250 ± 170	0	0
Fermions	Quarks	1	up(u, \bar{u})	$2.16^{+0.49}_{-0.26}$	$\frac{1}{2}$	$\pm \frac{2}{3}$
		1	down (d, \bar{d})	$4.67^{+0.48}_{-0.17}$	$\frac{1}{2}$	$\mp \frac{1}{3}$
		2	charm (c, \bar{c})	1270 ± 20	$\frac{1}{2}$	$\pm \frac{2}{3}$
		2	strange (s, \bar{s})	$93.4^{+8.6}_{-3.4}$	$\frac{1}{2}$	$\mp \frac{1}{3}$
		3	top (t, \bar{t})	172690 ± 300	$\frac{1}{2}$	$\pm \frac{2}{3}$
		3	bottom(b, \bar{b})	4180^{+30}_{-20}	$\frac{1}{2}$	$\mp \frac{1}{3}$
	Leptons	1	electron(e^-, e^+)	$0.51099895000 \pm 0.00000000015$	$\frac{1}{2}$	∓ 1
		1	electron neutrino($\nu_e, \bar{\nu}_e$)		$\frac{1}{2}$	0
		2	muon(μ^-, μ^+)	$105.6583755 \pm 0.0000023$	$\frac{1}{2}$	∓ 1
		2	muon neutrino($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$)		$\frac{1}{2}$	0
		3	tau(τ^-, τ^+)	1776.86 ± 0.12	$\frac{1}{2}$	∓ 1
		3	tau neutrino($\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$)		$\frac{1}{2}$	0

崩壊過程

表 5.4 は主な崩壊過程である. 空気シャワーで主要となっている崩壊過程を記載しているが, 表への崩壊過程が全てではなく多様な崩壊や反応が起こっている. [228].

表 5.4: Decay mode

Particles	Lifetime(s)	Decay mode	Fraction
$\pi^+ \rightarrow$	$(2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$	$(99.98770 \pm 0.00004)\%$
		$\mu^+ + \nu_\mu + \gamma$	$(2.00 \pm 0.25) \times 10^{-4}$
		$e^+ + \nu_e$	$(1.230 \pm 0.004) \times 10^{-4}$
		$e^+ + \nu_e + \gamma$	$(7.39 \pm 0.05) \times 10^{-7}$
		$e^+ + \nu_e + \pi^0$	$(1.036 \pm 0.006) \times 10^{-8}$
		$e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$	$(3.2 \pm 0.5) \times 10^{-9}$
$\pi^0 \rightarrow$	$(8.43 \pm 0.13) \times 10^{-17}$	2γ	$(98.823 \pm 0.034)\%$
		$e^+ + e^- + \gamma$	$(1.174 \pm 0.035)\%$
		$2e^+ + 2e^-$	$(3.34 \pm 0.16) \times 10^{-5}$
		$e^+ + e^-$	$(6.46 \pm 0.33) \times 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow$	$(1.2380 \pm 0.0020) \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$	$(63.56 \pm 0.11)\%$
		$\pi^+ + \pi^0$	$(20.67 \pm 0.08)\%$
		$2\pi^+ + \pi^-$	$(5.583 \pm 0.024)\%$
		$\pi^0 + e^+ + \nu_e$	$(5.07 \pm 0.04)\%$
		$\pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$	$(3.352 \pm 0.033)\%$
		$\pi^+ + 2\pi^0$	$(1.760 \pm 0.023)\%$
$K_S^0 \rightarrow$	$(8.954 \pm 0.004) \times 10^{-11}$	$\pi^+ + \pi^-$	$(69.20 \pm 0.05)\%$
		$2\pi^0$	$(30.69 \pm 0.05)\%$
$K_L^0 \rightarrow$	$(5.116 \pm 0.021) \times 10^{-8}$	$\pi^\pm + e^\mp + \nu_e$	$(40.55 \pm 0.11)\%$
		$\pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu$	$(27.04 \pm 0.07)\%$
		$3\pi^0$	$(19.52 \pm 0.12)\%$
		$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$(12.54 \pm 0.05)\%$
$\mu^+ \rightarrow$	$(2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6}$	$e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$	$\sim 100\%$
		$2e^+ + e^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

デルタ

図 5.47 は TA 実験サイトの地図である。

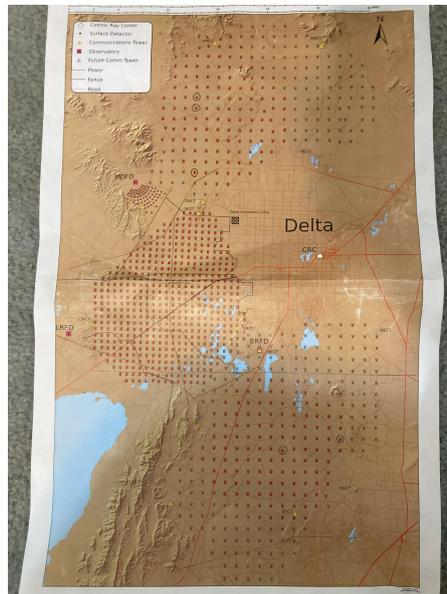


図 5.47: Delta, Utah, USA.



図 5.48: (左) CRAFFT, (右) TA × 4

参考文献

- [1] A. López-Oramas, *Multi-year campaign of the gamma-ray binary LS I +61° 303 and search for VHE emission from gamma-ray binary candidates with the MAGIC telescopes*, Ph.D. thesis, Barcelona, Autonomia U., 2014.
- [2] L. Evans and P. Bryant, eds., *LHC Machine*, *JINST* **3** (2008) S08001.
- [3] V.F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, *Phys. Z.* **13** (1912) 1084.
- [4] P.M. Schuster, *The scientific life of victor franz (francis) hess (june 24, 1883 – december 17, 1964)*, *Astroparticle Physics* **53** (2014) 33.
- [5] D. Fick and D. Hoffmann, *Werner kolhörster (1887– 1945): The german pioneer of cosmic ray physics*, *Astroparticle Physics* **53** (2014) 50.
- [6] R.A. Millikan, *High frequency rays of cosmic origin*, *Science* **62** (1925) 445.
- [7] P.A.M. Dirac, *The quantum theory of the electron*, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **117** (1928) 610.
- [8] C.D. Anderson, *The Positive Electron*, *Phys. Rev.* **43** (1933) 491.
- [9] S.H. Neddermeyer and C.D. Anderson, *Note on the Nature of Cosmic Ray Particles*, *Phys. Rev.* **51** (1937) 884.
- [10] H. Yukawa, *On the Interaction of Elementary Particles I*, *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.* **17** (1935) 48.
- [11] C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini and C.F. Powell, *PROCESSES INVOLVING CHARGED MESONS*, *Nature* **159** (1947) 694.
- [12] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, *Phys. Today* **31N9** (1978) 27.
- [13] C.L. Cowan, F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse and A.D. McGuire, *Detection of the free neutrino: A Confirmation*, *Science* **124** (1956) 103.
- [14] G.D. Rochester and C.C. Butler, *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles*, *Nature* **160** (1947) 855.
- [15] A. Einstein, *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*, *Annalen der Physik* **322** (1905) 891.
- [16] T.H. Johnson and E.C. Stevenson, *The asymmetry of the cosmic radiation at swarthmore*, *Phys. Rev.* **44** (1933) 125.
- [17] T.H. Johnson, *Evidence that protons are the primary particles of the hard component*,

- Rev. Mod. Phys.* **11** (1939) 208.
- [18] M. Schein, W.P. Jesse and E.O. Wollan, *The nature of the primary cosmic radiation and the origin of the mesotron*, *Phys. Rev.* **59** (1941) 615.
- [19] P. Auger, R. Maze and T. Grivet-Mayer, *Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants*, *Compt. Rend. Hebd. Seances Acad. Sci.* **206** (1938) 1721.
- [20] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin and A.F. Robley, *Extensive cosmic ray showers*, *Rev. Mod. Phys.* **11** (1939) 288.
- [21] E. Fermi, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1169.
- [22] J. Linsley, L. Scarsi and B. Rossi, *Extremely energetic cosmic-ray event*, *Phys. Rev. Lett.* **6** (1961) 485.
- [23] J. Linsley, *Primary cosmic rays of energy 10^{17} to 10^{20} eV: The energy spectrum and arrival directions*, in *8th International Cosmic Ray Conference*, 1, 1963.
- [24] J. Linsley, *Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV*, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 146.
- [25] A.A. Penzias and R.W. Wilson, *A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s*, *Astrophys. J.* **142** (1965) 419.
- [26] K. Greisen, *End to the cosmic ray spectrum?*, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748.
- [27] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*, *JETP Lett.* **4** (1966) 78.
- [28] J. Linsley, L. Scarsi, P.J. Eccles and B.B. Rossi, *Isotropy of cosmic radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 286.
- [29] R.M. Baltrusaitis et al., *THE UTAH FLY'S EYE DETECTOR*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **240** (1985) 410.
- [30] 村山喬, 乗鞍シンポジウム報告 (1958).
- [31] T. Hara, F. Ishikawa, S. Kawaguchi, Y. Miura, M. Nagano, K. Suga et al., *Detection of the atmospheric scintillation light from air showers*, in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 29 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 369, Jan., 1970.
- [32] D.J. Bird et al., *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation*, *Astrophys. J.* **441** (1995) 144 [[astro-ph/9410067](#)].
- [33] HiRES collaboration, *The Cosmic ray energy spectrum observed by the Fly's Eye*, *Astrophys. J.* **424** (1994) 491.
- [34] HiRES collaboration, *Cosmic rays above 0.1-EeV: Results from the Fly's Eye experiment*, in *29th Rencontres de Moriond: Particle Astrophysics: Perspectives in Particle Physics, Atomic Physics and Gravitation*, pp. 67–73, 1994.
- [35] E.C. Loh, *High resolution Fly's Eye detector*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **14** (1990) 256.

- [36] HiRES collaboration, *Monocular Measurement of the Spectrum of UHE Cosmic Rays by the FADC Detector of the HiRes Experiment*, *Astropart. Phys.* **23** (2005) 157 [[astro-ph/0208301](#)].
- [37] HiRES collaboration, *First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression*, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 101101 [[astro-ph/0703099](#)].
- [38] K. Kamata, *Akeno Air Shower Project*, *AIP Conf. Proc.* **49** (1979) 443.
- [39] M. Nagano, T. Hara, Y. Hatano, N. Hayashida, S. Kawaguchi, K. Kamata et al., *Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays Between $10^{14.5}$ eV and 10^{18} eV*, *J. Phys. G* **10** (1984) 1295.
- [40] M. Nagano, M. Teshima, Y. Matsubara, H.Y. Dai, T. Hara, N. Hayashida et al., *Energy spectrum of primary cosmic rays above 10^{17} eV determined from the extensive air shower experiment at Akeno*, *J. Phys. G* **18** (1992) 423.
- [41] N. Chiba et al., *Akeno giant air shower array (AGASA) covering 100 km² area*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **311** (1992) 338.
- [42] M. Takeda et al., *Extension of the cosmic ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min cutoff*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1163 [[astro-ph/9807193](#)].
- [43] H.O. Klages et al., *The KASCADE Experiment*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **52** (1997) 92.
- [44] KASCADE collaboration, *KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems*, *Astropart. Phys.* **24** (2005) 1 [[astro-ph/0505413](#)].
- [45] KASCADE collaboration, *Preparation of enriched cosmic ray mass groups with KASCADE*, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 715 [[astro-ph/0303070](#)].
- [46] W.D. Apel et al., *The KASCADE-Grande experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **620** (2010) 202.
- [47] ICECUBE collaboration, *The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems*, *JINST* **12** (2017) P03012 [[1612.05093](#)].
- [48] ICECUBE collaboration, *Cosmic ray spectrum and composition from PeV to EeV using 3 years of data from IceTop and IceCube*, *Phys. Rev. D* **100** (2019) 082002 [[1906.04317](#)].
- [49] PIERRE AUGER collaboration, *The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **798** (2015) 172 [[1502.01323](#)].
- [50] PIERRE AUGER collaboration, *Cosmic-ray anisotropies in right ascension measured by the Pierre Auger Observatory*, *Astrophys. J.* **891** (2020) 142 [[2002.06172](#)].
- [51] PIERRE AUGER collaboration, *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV*, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 061101 [[0806.4302](#)].
- [52] PIERRE AUGER collaboration, *The energy spectrum of cosmic rays beyond the turn-down around 10^{17} eV as measured with the surface detector of the Pierre Auger Observatory*, *Eur. Phys. J. C* **81** (2021) 966 [[2109.13400](#)].

- [53] PIERRE AUGER collaboration, *Performance of the 433 m surface array of the Pierre Auger Observatory*, *PoS ICRC2021* (2021) 224.
- [54] PIERRE AUGER collaboration, *HEAT - a low energy enhancement of the Pierre Auger Observatory*, *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7** (2011) 183 [[1106.1329](#)].
- [55] PIERRE AUGER collaboration, *The depth of the shower maximum of air showers measured with AERA*, *PoS ICRC2021* (2021) 387.
- [56] PIERRE AUGER collaboration, *The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report*, [1604.03637](#).
- [57] Abu-Zayyad et al., *The surface detector array of the Telescope Array experiment*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **689** (2012) 87.
- [58] TELESCOPE ARRAY collaboration, *An extremely energetic cosmic ray observed by a surface detector array*, *Science* **382** (2023) 903 [[2311.14231](#)].
- [59] PIERRE AUGER collaboration, *Arrival Directions of Cosmic Rays above 32 EeV from Phase One of the Pierre Auger Observatory*, *Astrophys. J.* **935** (2022) 170 [[2206.13492](#)].
- [60] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Status and prospects of the TAx4 experiment*, *PoS ICRC2019* (2020) 312.
- [61] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Updates of the surface detector array of the TAx4 experiment*, *PoS ICRC2023* (2023) 239.
- [62] G.B. Thomson, P. Sokolsky and C.C.H. Jui, *The Telescope Array Low Energy Extension (TALE)*, vol. 3 (2011), [10.7529/ICRC2011/V03/1307](#).
- [63] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The status of the TALE surface detector array and TALE infill project*, *PoS ICRC2021* (2021) 255.
- [64] FAST collaboration, *Observing ultra-high energy cosmic rays with prototypes of Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes (FAST) in both hemispheres*, *PoS ICRC2019* (2021) 259 [[1908.02904](#)].
- [65] Y. Tameda, T. Tomida, D. Ikeda, K. Yamazaki, M. Yamamoto, H. Iwakura et al., *The status and performance of Cosmic Ray Air Fluorescence Fresnel lens Telescope (CRAFFT) for the next generation UHECR observatory*, *PoS ICRC2019* (2020) 435.
- [66] GCOS collaboration, *Science with the Global Cosmic-ray Observatory (GCOS)*, *PoS ICRC2023* (2023) 281 [[2309.17324](#)].
- [67] H. Falcke and P. Gorham, *Detecting radio emission from cosmic ray air showers and neutrinos with a digital radio telescope*, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 477 [[astro-ph/0207226](#)].
- [68] P.W. Gorham et al., *Observations of Microwave Continuum Emission from Air Shower Plasmas*, *Phys. Rev. D* **78** (2008) 032007 [[0705.2589](#)].
- [69] P.W. Gorham, *On the possibility of radar echo detection of ultrahigh-energy cosmic ray induced and neutrino induced extensive air showers*, *Astropart. Phys.* **15** (2001) 177

- [hep-ex/0001041].
- [70] JEM-EUSO collaboration, *The JEM-EUSO mission*, *New J. Phys.* **11** (2009) 065009 [0910.4187].
- [71] G. Abdellaoui et al., *EUSO-TA – First results from a ground-based EUSO telescope*, *Astropart. Phys.* **102** (2018) 98.
- [72] G. Abdellaoui et al., *Ultra-violet imaging of the night-time earth by EUSO-Balloon towards space-based ultra-high energy cosmic ray observations*, *Astropart. Phys.* **111** (2019) 54.
- [73] JEM-EUSO collaboration, *The EUSO-SPB mission*, *PoS EPS-HEP2017* (2017) 024.
- [74] S. Bacholle et al., *Mini-EUSO Mission to Study Earth UV Emissions on board the ISS*, *Astrophys. J. Suppl.* **253** (2021) 36 [2010.01937].
- [75] JEM-EUSO collaboration, *Expected performance of the K-EUSO space-based observatory*, *PoS ICRC2021* (2021) 409 [2112.11302].
- [76] POEMMA collaboration, *The POEMMA (Probe of Extreme Multi-Messenger Astrophysics) observatory*, *JCAP* **06** (2021) 007 [2012.07945].
- [77] A. Coleman et al., *Ultra high energy cosmic rays The intersection of the Cosmic and Energy Frontiers*, *Astropart. Phys.* **149** (2023) 102819 [2205.05845].
- [78] PIERRE AUGER collaboration, *Measurement of the mass composition of ultra-high-energy cosmic rays at the Pierre Auger Observatory*, *PoS ICRC2023* (2023) 365.
- [79] G.K. Mezek, *Mass composition of cosmic rays with energies from $10^{17.2}$ eV to 10^{20} eV using surface and fluorescence detectors of the Pierre Auger Observatory*, *EPJ Web Conf.* **191** (2018) 08008.
- [80] PIERRE AUGER collaboration, *Estimating the Depth of Shower Maximum using the Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory*, *PoS ICRC2019* (2020) 440.
- [81] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Depth of Ultra High Energy Cosmic Ray Induced Air Shower Maxima Measured by the Telescope Array Black Rock and Long Ridge FADC Fluorescence Detectors and Surface Array in Hybrid Mode*, *Astrophys. J.* **858** (2018) 76 [1801.09784].
- [82] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The Cosmic-Ray Composition between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE Detector in Monocular Mode*, *Astrophys. J.* **909** (2021) 178 [2012.10372].
- [83] S. Knurenko and I. Petrov, *Mass composition of cosmic rays above 0.1 EeV by the Yakutsk array data*, *Adv. Space Res.* **64** (2019) 2570 [1908.01508].
- [84] I. Petrov and S. Knurenko, *Results of Ultra-high Energy Cosmic Ray Study by Radio Technique at Yakutsk Array*, *PoS ICRC2019* (2020) 385.
- [85] TAIGA collaboration, *TAIGA - an advanced hybrid detector complex for astroparticle physics, cosmic ray physics and gamma-ray astronomy*, *PoS ICRC2021* (2021) 731.

- [86] P.A. Bezyazeev et al., *Reconstruction of cosmic ray air showers with Tunka-Rex data using template fitting of radio pulses*, *Phys. Rev. D* **97** (2018) 122004 [[1803.06862](#)].
- [87] A. Corstanje et al., *Depth of shower maximum and mass composition of cosmic rays from 50 PeV to 2 EeV measured with the LOFAR radio telescope*, *Phys. Rev. D* **103** (2021) 102006 [[2103.12549](#)].
- [88] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Energy Spectrum Measured by the Telescope Array*, *PoS ICRC2019* (2020) 298.
- [89] S.P. Knurenko, Z.E. Petrov, R. Sidorov, I.Y. Sleptsov, S.K. Starostin and G.G. Struchkov, *Cosmic ray spectrum in the energy range 10^{15} - 10^{18} eV and the second knee according to the small Cherenkov setup at the Yakutsk EAS array*, [1310.1978](#).
- [90] KASCADE GRANDE collaboration, *Measurements of the muon content of EAS in KASCADE-Grande compared with SIBYLL 2.3 predictions*, *PoS ICRC2017* (2018) 316.
- [91] N.M. Budnev et al., *The primary cosmic-ray energy spectrum measured with the Tunka-133 array*, *Astropart. Phys.* **117** (2020) 102406 [[2104.03599](#)].
- [92] PIERRE AUGER collaboration, *Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above 2.5×10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory*, *Phys. Rev. D* **102** (2020) 062005 [[2008.06486](#)].
- [93] PIERRE AUGER collaboration, *Energy spectrum of cosmic rays measured using the Pierre Auger Observatory*, *PoS ICRC2021* (2021) 324.
- [94] J. Kim, D. Ivanov, C. Jui and G. Thomson, *Energy Spectrum Measured by the Telescope Array Surface Detectors*, *EPJ Web Conf.* **283** (2023) 02005.
- [95] P.O. Lagage and C.J. Cesarsky, *The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks*, *Astron. Astrophys.* **125** (1983) 249.
- [96] L.O. Drury, *An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas*, *Rept. Prog. Phys.* **46** (1983) 973.
- [97] PIERRE AUGER collaboration, *Observation of a Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 8×10^{18} eV*, *Science* **357** (2017) 1266 [[1709.07321](#)].
- [98] V. Berezhinsky, A.Z. Gazizov and S.I. Grigorieva, *Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB*, *Phys. Lett. B* **612** (2005) 147 [[astro-ph/0502550](#)].
- [99] A.-Z. et al., *The Cosmic-Ray Energy Spectrum Observed with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment*, [1205.5067](#).
- [100] PIERRE AUGER collaboration, *Features of the Energy Spectrum of Cosmic Rays above 2.5×10^{18} eV Using the Pierre Auger Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020) 121106 [[2008.06488](#)].
- [101] F.W. Stecker and S.T. Scully, *Searching for New Physics with Ultrahigh Energy Cosmic Rays*, *New J. Phys.* **11** (2009) 085003 [[0906.1735](#)].
- [102] P. Bhattacharjee and G. Sigl, *Origin and propagation of extremely high-energy cosmic*

- rays, *Phys. Rept.* **327** (2000) 109 [[astro-ph/9811011](#)].
- [103] V. Berezhinsky, M. Kachelriess and A. Vilenkin, *Ultra-high-energy cosmic rays without GZK cutoff*, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 4302 [[astro-ph/9708217](#)].
- [104] C. Grupen, *Astroparticle physics* (2005).
- [105] T.K. Gaisser, R. Engel and E. Resconi, *Cosmic Rays and Particle Physics*.
- [106] R.J. Protheroe, *Acceleration and interaction of ultra-high-energy cosmic rays*, [astro-ph/9812055](#).
- [107] M. Haverkorn, *Magnetic Fields in the Milky Way*, in *Magnetic Fields in Diffuse Media*, A. Lazarian, E.M. de Gouveia Dal Pino and C. Melioli, eds., vol. 407 of *Astrophysics and Space Science Library*, p. 483, Jan., 2015, DOI [[1406.0283](#)].
- [108] PIERRE AUGER collaboration, *An Indication of anisotropy in arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays through comparison to the flux pattern of extragalactic gamma-ray sources*, *Astrophys. J. Lett.* **853** (2018) L29 [[1801.06160](#)].
- [109] R.U.A. et al., *Testing a reported correlation between arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays and a flux pattern from nearby starburst galaxies using telescope array data*, *The Astrophysical Journal Letters* **867** (2018) L27.
- [110] S.A. et al., *Fermi large area telescope fourth source catalog*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **247** (2020) 33.
- [111] A.M. Hillas, *The Origin of Ultra-high-Energy Cosmic Rays*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) 425.
- [112] E.G. Berezhko, *Cosmic rays from active galactic nuclei*, *Astrophys. J. Lett.* **684** (2008) L69 [[0809.0734](#)].
- [113] E. Boldt and P. Ghosh, *Cosmic rays from remnants of quasars?*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **307** (1999) 491 [[astro-ph/9902342](#)].
- [114] SUPER-KAMIOKANDE collaboration, *Observation of the anisotropy of 10-TeV primary cosmic ray nuclei flux with the super-kamiokande-I detector*, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 062003 [[astro-ph/0508468](#)].
- [115] TIBET AS-GAMMA collaboration, *Northern sky Galactic Cosmic Ray anisotropy between 10-1000 TeV with the Tibet Air Shower Array*, *Astrophys. J.* **836** (2017) 153 [[1701.07144](#)].
- [116] ARGO-YBJ collaboration, *Argo-ybj Observation of the Large-scale Cosmic ray Anisotropy During the Solar Minimum Between Cycles 23 and 24*, *Astrophys. J.* **809** (2015) 90 [[2112.14891](#)].
- [117] EAS-TOP collaboration, *Evolution of the cosmic ray anisotropy above 10^{14} -eV*, *J. Phys. Conf. Ser.* **203** (2010) 012126.
- [118] A.A. Abdo et al., *The Large Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro*, *Astrophys. J.* **698** (2009) 2121 [[0806.2293](#)].

- [119] M. Ahlers and P. Mertsch, *Origin of Small-Scale Anisotropies in Galactic Cosmic Rays*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **94** (2017) 184 [[1612.01873](#)].
- [120] J. Becker Tjus and L. Merten, *Closing in on the origin of Galactic cosmic rays using multimessenger information*, *Phys. Rept.* **872** (2020) 1 [[2002.00964](#)].
- [121] A.H. Compton and I.A. Getting, *An Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays*, *Phys. Rev.* **47** (1935) 817.
- [122] TIBET AS-GAMMA collaboration, *Anisotropy and Corotation of Galactic Cosmic Rays*, *Science* **314** (2006) 439 [[astro-ph/0610671](#)].
- [123] TIBET AS GAMMA collaboration, *Observation by an air-shower array in Tibet of the multi-TeV cosmic-ray anisotropy due to terrestrial orbital motion around the Sun*, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 061101 [[astro-ph/0408187](#)].
- [124] J. Candia, S. Mollerach and E. Roulet, *Cosmic ray spectrum and anisotropies from the knee to the second knee*, *JCAP* **05** (2003) 003 [[astro-ph/0302082](#)].
- [125] S. Mollerach and E. Roulet, *Progress in high-energy cosmic ray physics*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **98** (2018) 85 [[1710.11155](#)].
- [126] R. Aloisio, V. Berezhinsky and A. Gazizov, *Transition from galactic to extragalactic cosmic rays*, *Astropart. Phys.* **39-40** (2012) 129 [[1211.0494](#)].
- [127] AMS COLLABORATION collaboration, *Precision measurement of the boron to carbon flux ratio in cosmic rays from 1.9 gv to 2.6 tv with the alpha magnetic spectrometer on the international space station*, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 231102.
- [128] S.P. Sarmah and U.D. Goswami, *Anisotropies of Diffusive Ultra-high Energy Cosmic Rays in $f(R)$ Gravity Theory*, [2309.14361](#).
- [129] MACRO collaboration, *The Search for the sidereal and solar diurnal modulations in the total MACRO muon data set*, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 042002 [[astro-ph/0211119](#)].
- [130] W.D. Apel et al., *Search for Large-scale Anisotropy in the Arrival Direction of Cosmic Rays with KASCADE-Grande*, *Astrophys. J.* **870** (2019) 91.
- [131] A.U. Abeysekara et al., *Observation of Anisotropy of TeV Cosmic Rays with Two Years of HAWC*, *Astrophys. J.* **865** (2018) 57 [[1805.01847](#)].
- [132] V.V. Alekseenko, A.B. Cherniaev, D.D. Djappuev, N.F. Klimenko, A.U. Kudjaev, O.I. Michailova et al., *10-100 TeV cosmic ray anisotropy measured at Baksan EAS 'Carpet' array*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **196** (2009) 179 [[0902.2967](#)].
- [133] ICECUBE collaboration, *Anisotropy in Cosmic-ray Arrival Directions in the Southern Hemisphere Based on six Years of Data From the Icecube Detector*, *Astrophys. J.* **826** (2016) 220 [[1603.01227](#)].
- [134] LHAASO collaboration, *Observation of large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays with LHAASO*, *PoS ICRC2021* (2021) 351.
- [135] K. Nagashima, K. Fujimoto, S. Sakakibara, Z. Fujii, H. Ueno, K. Murakami et al.,

- Galactic cosmic ray anisotropy and its modulation in the heliomagnetosphere, inferred from air shower observation at Mt. Norikura*, in *21st International Cosmic Ray Conference*, pp. 180–183, 1990.
- [136] KAMIOKANDE collaboration, *Large scale anisotropy of the cosmic ray muon flux in Kamiokande*, *Phys. Rev. D* **56** (1997) 23.
- [137] T. Gombosi, J. Kóta, A.J. Somogyi, A. Varga, B. Betev, L. Katsarski et al., *Galactic cosmic ray anisotropy at $\approx 6 \times 10^{13}$ eV.*, in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 2 of *International Cosmic Ray Conference*, pp. 586–591, Aug., 1975.
- [138] S. Sakakibara, H. Ueno, K. Fujimoto, I. Kondo and K. Nagashima, *Sidereal Time Variation of Small Air Showers Observed at Mt. Norikura.*, in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 2 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 1058, Jan., 1973.
- [139] Y.W. Lee and L.K. Ng, *Observation of Cosmic-Ray Intensity Variation Using AN Underground Telescope*, in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 2 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 18, Jan., 1987.
- [140] K.B. Fenton, A.G. Fenton and J.E. Humble, *Sidereal Variations at High Energies - Observations at Poatina*, in *International Cosmic Ray Conference*, vol. 4 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 635, Jan., 1995.
- [141] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Search for Large-scale Anisotropy on Arrival Directions of Ultra-high-energy Cosmic Rays Observed with the Telescope Array Experiment*, *Astrophys. J. Lett.* **898** (2020) L28 [2007.00023].
- [142] H.O.e.a. Funsten, *Circularity of the Interstellar Boundary Explorer Ribbon of Enhanced Energetic Neutral Atom (ENA) Flux*, *ApJ* **776** (2013) .
- [143] M. Ahlers, *Deciphering the Dipole Anisotropy of Galactic Cosmic Rays*, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 151103 [1605.06446].
- [144] M. Ahlers, *The Dipole Anisotropy of Galactic Cosmic Rays*, *J. Phys. Conf. Ser.* **1181** (2019) 012004 [1811.08136].
- [145] A.N. Cha, K.R. Sembach and A.C. Danks, *The distance to the vela supernova remnant*, *Astrophys. J. Lett.* **515** (1999) L25 [astro-ph/9902230].
- [146] D.A. Green, *A catalogue of 294 Galactic supernova remnants*, *Bull. Astron. Soc. India* **42** (2014) 47 [1409.0637].
- [147] A.W. Strong, I.V. Moskalenko and V.S. Ptuskin, *Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** (2007) 285 [astro-ph/0701517].
- [148] A.D. Erlykin and A.W. Wolfendale, *The anisotropy of galactic cosmic rays as a product of stochastic supernova explosions*, *Astropart. Phys.* **25** (2006) 183 [astro-ph/0601290].
- [149] P. Blasi and E. Amato, *Diffusive propagation of cosmic rays from supernova remnants in the Galaxy. II: anisotropy*, *jcap* **2012** (2012) 011.
- [150] P. Mertsch and M. Ahlers, *Small-scale anisotropies of cosmic rays from relative diffusion*,

- PoS ICRC2015* (2016) 476 [1511.09451].
- [151] L.G. Sveshnikova, O.N. Strelnikova and V.S. Ptuskin, *Spectrum and Anisotropy of Cosmic Rays at TeV-PeV-energies and Contribution of Nearby Sources*, *Astropart. Phys.* **50-52** (2013) 33 [1301.2028].
- [152] K. Nagashima, K. Fujimoto and R.M. Jacklyn, *Galactic and heliotail-in anisotropies of cosmic rays as the origin of sidereal daily variation in the energy region $< 10^4$ GeV*, *JGR* **103** (1998) .
- [153] D. Harari, S. Mollerach and E. Roulet, *Anisotropies of ultrahigh energy cosmic ray nuclei diffusing from extragalactic sources*, *Phys. Rev. D* **92** (2015) 063014 [1507.06585].
- [154] D. Harari, S. Mollerach and E. Roulet, *Anisotropies of ultrahigh energy cosmic rays diffusing from extragalactic sources*, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 123001 [1312.1366].
- [155] M. Giler, J. Wdowczyk and A.W. Wolfendale, *ULTRAHIGH-ENERGY COSMIC RAYS FROM CLUSTERS OF GALAXIES*, *J. Phys. G* **6** (1980) 1561.
- [156] V.S. Berezhinskii, S.I. Grigor'eva and V.A. Dogiel, *Predicted spectrum and anisotropy of the ultra-high energy cosmic rays in a single-source model*, *Astron. Astrophys.* **232** (1990) 582.
- [157] M. Kachelriess and P.D. Serpico, *The Compton-Getting effect on ultra-high energy cosmic rays of cosmological origin*, *Phys. Lett. B* **640** (2006) 225 [astro-ph/0605462].
- [158] A. Calvez, A. Kusenko and S. Nagataki, *The role of Galactic sources and magnetic fields in forming the observed energy-dependent composition of ultrahigh-energy cosmic rays*, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 091101 [1004.2535].
- [159] D. Eichler, N. Globus, R. Kumar and E. Gavish, *Ultrahigh Energy Cosmic Rays: a Galactic Origin?*, *Astrophys. J. Lett.* **821** (2016) L24 [1604.05721].
- [160] P.A. Collaboration, *Constraints on the Origin of Cosmic Rays above 10^{18} eV from Large-scale Anisotropy Searches in Data of the Pierre Auger Observatory*, *ApJL* **762** (2013) L13.
- [161] R. Kumar and D. Eichler, *The isotropy problem of Sub-ankle Ultra-high energy cosmic rays*, *Astrophys. J.* **781** (2014) 47 [1311.1208].
- [162] V.S. Ptuskin, S.I. Rogovaya, V.N. Zirakashvili, L.G. Chuvilgin, G.B. Khristiansen, E.G. Klepach et al., *Diffusion and drift of very high energy cosmic rays in galactic magnetic fields*, *AAP* **268** (1993) 726.
- [163] B. Eichmann and T. Winchen, *Galactic Magnetic Field Bias on Inferences from UHECR Data*, *JCAP* **04** (2020) 047 [2001.01530].
- [164] A. di Matteo and P. Tinyakov, *How isotropic can the UHECR flux be?*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **476** (2018) 715 [1706.02534].
- [165] PIERRE AUGER collaboration, *An update on the arrival direction studies made with data from the Pierre Auger Observatory*, *PoS ICRC2023* (2023) 252.

- [166] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Indications of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment*, *Astrophys. J. Lett.* **790** (2014) L21 [1404.5890].
- [167] T.P. Li and Y.Q. Ma, *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*, *Astrophys. J.* **272** (1983) 317.
- [168] FAST collaboration, *Latest results of ultra-high-energy cosmic ray measurements with prototypes of the Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes (FAST)*, *PoS ICRC2021* (2021) 402 [2107.02949].
- [169] J. Kim, D. Ivanov, K. Kawata, H. Sagawa and G. Thomson, *Updates on the Hotspot and the Perseus-Pisces supercluster Excess Observed by the Telescope Array Experiment*, *EPJ Web Conf.* **283** (2023) 03005.
- [170] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Telescope array experiment*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **175-176** (2008) 221.
- [171] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The surface detector array of the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **689** (2013) 87 [1201.4964].
- [172] C.C.H. Jui, *Cosmic ray in the northern hemisphere: Results from the telescope array experiment*, *Journal of Physics: Conference Series* **404** (2012) .
- [173] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The Cosmic-Ray Energy Spectrum between 2 PeV and 2 EeV Observed with the TALE detector in monocular mode*, *Astrophys. J.* **865** (2018) 74 [1803.01288].
- [174] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Cosmic ray mass composition measurement with the TALE hybrid detector*, *PoS ICRC2023* (2023) 401.
- [175] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Measurement of cosmic-ray energy spectrum with the TALE detector in hybrid mode*, *PoS ICRC2023* (2023) 271.
- [176] PIERRE AUGER collaboration, *Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid*, *PoS ICRC2019* (2020) 375.
- [177] Y.Takahashi, *Master Thesis, Osaka City University* (2016).
- [178] Y. Kimura, *Master Thesis, Osaka City University* (2021).
- [179] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz and T. Thouw, *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers, Forschungszentrum Karlsruhe Report (FZKA)* **6019** (1998) .
- [180] GEANT4 collaboration, *GEANT4—a simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250.
- [181] S. Ostapchenko, *QGSJET-II: Towards reliable description of very high energy hadronic interactions*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **151** (2006) 143 [hep-ph/0412332].
- [182] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso and J. Ranft, *FLUKA: A multi-particle transport code*

- (*Program version 2005*) (10, 2005), [10.2172/877507](#).
- [183] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, *The Egs4 Code System* (12, 1985).
 - [184] W. Heitler, *The quantum theory of radiation, third ed.*, Oxford University Press (1954) .
 - [185] J. Matthews, *A Heitler model of extensive air showers*, *Astropart. Phys.* **22** (2005) 387.
 - [186] R. Engel, D. Heck and T. Pierog, *Extensive air showers and hadronic interactions at high energy*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **61** (2011) 467.
 - [187] K.Greisen, *The extensive air showers, prog. cosmic ray physics 3* (1956) 1.
 - [188] T.K. Gaisser and A.M. Hillas, *Reliability of the Method of Constant Intensity Cuts for Reconstructing the Average Development of Vertical Showers*, .
 - [189] K. Kamata and J. Nishimura, *The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers*, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **6** (1958) 93.
 - [190] J. Linsley, L. Scarsi and B. Rossi, *Energy spectrum and structure of large air showers*, *J. Phys. Soc. Japan* (1962) .
 - [191] S. Yoshida et al., *Lateral distribution of charged particles in giant air showers above EeV observed by AGASA*, *J. Phys. G* **20** (1994) 651.
 - [192] P. Doll et al., *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*, KFK-4686(1990), .
 - [193] L. Cazon, *Probing High-Energy Hadronic Interactions with Extensive Air Showers*, *PoS ICRC2019* (2020) 005 [[1909.02962](#)].
 - [194] J. Ranft, *Dual parton model at cosmic ray energies*, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 64.
 - [195] F.W. Bopp, J. Ranft, R. Engel and S. Roesler, *Antiparticle to particle production ratios in hadron-hadron and d-au collisions in the dpmjet-iii monte carlo model*, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 014904.
 - [196] E.-J. Ahn, R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, *Cosmic ray interaction event generator sibyll 2.1*, *Physical Review D* **80** (2009) 094003.
 - [197] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, *sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades*, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5710.
 - [198] N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko, *The nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers*, *Physics of Atomic Nuclei* **56** (1993) 346.
 - [199] S. Ostapchenko, *Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: I. QGSJET-II model*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 014018 [[1010.1869](#)].
 - [200] K. Werner, F.-M. Liu and T. Pierog, *Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at RHIC*, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 044902 [[hep-ph/0506232](#)].
 - [201] T. Pierog and K. Werner, *EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **196** (2009) 102 [[0905.1198](#)].
 - [202] B.T. Stokes, R. Cady, D. Ivanov, J.N. Matthews and G.B. Thomson, *Dethinning*

- Extensive Air Shower Simulations*, *Astropart. Phys.* **35** (2012) 759 [1104.3182].
- [203] PIERRE AUGER collaboration, *A thinning method using weight limitation for air-shower simulations*, *Astropart. Phys.* **15** (2001) 259.
- [204] D. Ivanov, *Energy spectrum measured by the telescope array surface detector*, Ph.D. thesis, Rutgers U., Piscataway, 2012.
- [205] J. Linsley and L. Scarsi, *Arrival times of air shower particles at large distances from the axis*, *Phys. Rev.* **128** (1962) 2384.
- [206] M. Teshima et al., *Properties of 10^9 GeV - 10^{10} GeV Extensive Air Showers at Core Distances Between 100 m and 3000 m*, *J. Phys. G* **12** (1986) 1097.
- [207] T. Nonaka, R. Cady and E. Kido, *Performance of the Surface Detector of the Telescope Array experiment*, in *32nd International Cosmic Ray Conference*, vol. 2, p. 170, 2011, DOI.
- [208] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Measurement of the cosmic ray energy spectrum in the 2nd knee region with the TALE-SD array*, *PoS ICRC2023* (2023) 405.
- [209] Y. Tanoue, *Master Thesis*, Osaka City University (2019).
- [210] TELESCOPE ARRAY collaboration, *Update on the large-scale cosmic-ray anisotropy search at the highest energies by the Telescope Array Experiment*, *PoS ICRC2021* (2021) 291.
- [211] <https://www.ncei.noaa.gov/products/weather-climate-models/global-data-assimilation>, .
- [212] A. Kolmogorov-Smirnov, A.N. Kolmogorov and M. Kolmogorov, *Sulla determinazione empirica di una legge di distribuzione*, 1933, <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:222427298>.
- [213] J. Linsley, *Fluctuation effects on directional data*, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1530.
- [214] J. Aublin and E. Parizot, *Generalized 3D-reconstruction method of a dipole anisotropy in cosmic-ray distributions*, *Astron. Astrophys.* **441** (2005) 407 [astro-ph/0504575].
- [215] PIERRE AUGER collaboration, *Large-scale cosmic-ray anisotropies above 4 EeV measured by the Pierre Auger Observatory*, *Astrophys. J.* **868** (2018) 4 [1808.03579].
- [216] PIERRE AUGER collaboration, *Search for First Harmonic Modulation in the Right Ascension Distribution of Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory*, *Astropart. Phys.* **34** (2011) 627 [1103.2721].
- [217] PIERRE AUGER collaboration, *Large Scale Distribution of Ultra High Energy Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory With Zenith Angles up to 80°* , *Astrophys. J.* **802** (2015) 111 [1411.6953].
- [218] P. Sommers, *Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory*, *Astropart. Phys.* **14** (2001) 271 [astro-ph/0004016].
- [219] R. Bonino, V.V. Alekseenko, O. Deligny, P.L. Ghia, M. Grigat, A. Letessier-Selvon et al., *The East-West method: an exposure-independent method to search for large scale anisotropies of cosmic rays*, *Astrophys. J.* **738** (2011) 67 [1106.2651].

- [220] W. Kolhörster *Phys. Z.*, 42, 55 (1941) .
- [221] TIBET AS GAMMA collaboration, *Large-scale sidereal anisotropy of Galactic cosmic-ray intensity observed by the Tibet air shower array*, *Astrophys. J. Lett.* **626** (2005) L29 [[astro-ph/0505114](#)].
- [222] PIERRE AUGER collaboration, *Indications of anisotropy at large angular scales in the arrival directions of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory*, *PoS ICRC2015* (2016) 372.
- [223] M. Weber and W. de Boer, *Determination of the Local Dark Matter Density in our Galaxy*, *Astron. Astrophys.* **509** (2010) A25 [[0910.4272](#)].
- [224] G. Giacinti, M. Kachelrieß and D.V. Semikoz, *The escape model for Galactic cosmic rays*, *J. Phys. Conf. Ser.* **632** (2015) 012094.
- [225] C. Ding, N. Globus and G.R. Farrar, *The Imprint of Large Scale Structure on the Ultra-High-Energy Cosmic Ray Sky*, *Astrophys. J. Lett.* **913** (2021) L13 [[2101.04564](#)].
- [226] N. Globus, D. Allard and E. Parizot, *Propagation of high-energy cosmic rays in extragalactic turbulent magnetic fields: resulting energy spectrum and composition*, *Astron. Astrophys.* **479** (2008) 97 [[0709.1541](#)].
- [227] J.P.H. et al., *The 2mass redshift survey—description and data release*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **199** (2012) 26.
- [228] PARTICLE DATA GROUP collaboration, *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2020** (2020) 083C01.