

高エネルギー宇宙線観測装置 (CALET)
の軌道上観測性能に関する研究
Study on the on-orbit performance of a high
energy cosmic ray detector (CALET)

2015年6月

早稲田大学大学院 先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻 実験宇宙物理学研究

仁井田 多絵
Tae NIITA

概要

Calorimetric Electron Telescope (CALET) は、2015 年に国際宇宙ステーションに搭載を予定している高エネルギー宇宙線観測装置である。観測対象は 1 GeV–20 TeV の電子、10 GeV–10 TeV のガンマ線、数 10 GeV–1000 TeV の陽子・原子核であり、これまでに行なわれた宇宙空間における直接観測の中では最も高いエネルギー領域に相当する。宇宙線研究は現在、宇宙線の加速・伝播に関するモデルの確立という過去 100 年来の課題に加え、近傍加速源や暗黒物質からの寄与を示唆する観測結果を得て、新たな展開が大いに期待できる時期にある。そのような状況において、CALET は TeV 領域電子の直接観測による近傍加速源の同定、GeV–TeV 領域電子・ガンマ線の高精度スペクトル測定等を通して、宇宙線の加速・伝播機構の定量的な解明と暗黒物質の正体解明に寄与すると期待されている。

本論文ではまず、Monte Carlo シミュレーションを通して最適化された CALET 検出器の詳細設計と基礎性能の見積もりについて述べる。解像型のサンプリングカロリメータと全吸収型カロリメータを組み合わせた CALET の検出器構成は、宇宙線が引き起こす粒子シャワーの三次元的な可視化とエネルギー測定を目的として考案されたもので、観測対象である GeV–TeV 領域の宇宙線に対して高いエネルギー分解能、角度分解能、粒子識別性能を潜在的に有することが確認されている。本論文の主題は、シミュレーション計算によって見積もられたこれらの装置性能を、試作モデルを用いた気球実験・加速器実験を通して実証し、さらに宇宙空間において長期的に高い性能を発揮・維持するための具体的な軌道上装置較正手法を提示することである。

まず CALET の宇宙線観測性能を実証する上で重要な役割を果たしたのが、2009 年に 1/3 スケールのプロトタイプモデルを用いて行なった気球実験である。北海道の JAXA 大樹航空宇宙実験で行なわれたこの実験では、高度 35 km における 2.5 時間のレベルフライトを通して、計 1.2×10^4 例のイベントが検出された。本論文では、大気ミュオン

を用いた装置較正、Monte Carlo シミュレーションで最適化したデータ解析手法の適用によって、検出器のもつ優れたエネルギー測定性能、陽子除去性能が十分に発揮され、1–30 GeV の範囲で予想値と矛盾のない電子および大気ガンマ線のエネルギースペクトルが得られたことを示す。また 2012 年に搭載装置と同スケールの熱構造モデルを用いて行なった加速器実験では、電子 10–290 GeV、陽子 30–400 GeV 入射時の検出器応答を詳細に解析し、基礎性能評価に用いたシミュレーションの精度検証を行なった。その結果、各エネルギーにおける粒子数分布、エネルギー分解能、角度分解能、電子/陽子識別性能について、実験とシミュレーションの無矛盾が確認され、データ解析手法の妥当性とシミュレーションの再現精度が証明された。

本論文におけるさらに重要な成果は、実際の装置運用を見据えた定期的な軌道上装置較正手法を開発し、長期高精度観測を実現する上で十分な較正精度が得られることを示したことである。軌道上の装置較正においては、宇宙線陽子・ヘリウムを使用する必要があり、太陽磁場や地球磁場の影響を受けた到来頻度およびエネルギー分布が較正精度に影響を及ぼす。このため Monte Carlo シミュレーションによって軌道上の陽子・ヘリウムスペクトルを再現し、装置較正に使用可能なイベントの取得レート、データ解析によるイベント選別精度を詳細に評価した。その結果、軌道 1 周分の統計量で各チャンネルを 2% の精度で較正可能であることが示され、気球実験・加速器実験で実証された装置性能が、実際の運用時にも長期的に実現可能であるという結論を得た。

これらの研究結果は、CALET が所期の目的である宇宙線の生成・加速・伝播過程の包括的解明に十分な性能をもつことを示すものである。本論文では最終的に、CALET 実験によって得られる電子、ガンマ線、陽子・原子核の観測結果を予測し、期待されるサイエンス成果をまとめる。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	宇宙線研究の歴史	2
1.2	宇宙線観測の現状	7
1.3	宇宙線研究の果たす役割	18
1.4	CALET 計画の位置づけ	22
第 2 章	理論	25
2.1	宇宙線の起源	26
2.2	銀河内宇宙線の加速・伝播標準モデル	28
2.3	暗黒物質起源の宇宙線	41
第 3 章	CALET 計画	45
3.1	CALET 計画概要	46
3.2	検出器構成	47
3.3	各粒子に対する基礎性能評価	55
第 4 章	気球実験による観測性能実証	85
4.1	bCALET 実験	86
4.2	bCALET-2 検出器	88
4.3	シミュレーションによる観測性能予測	95
4.4	ミューオンによる装置較正	104
4.5	観測データ解析	110
第 5 章	加速器実験による装置性能検証	119

5.1	CERN-SPS 加速器実験	120
5.2	SPS-2012 実験概要	121
5.3	ミューオンを用いた装置較正	127
5.4	電子・陽子データ解析	136
5.5	装置性能の導出とシミュレーションとの比較	142
第 6 章	軌道上装置性能予測	153
6.1	軌道上装置較正	154
6.2	データ取得レートの見積もり	157
6.3	イベント選別手法の開発	173
6.4	装置較正精度の評価	184
第 7 章	CALET の観測予測	195
7.1	電子観測	196
7.2	ガンマ線観測	203
7.3	陽子・原子核観測	205
第 8 章	まとめ	209
付録 A	太陽活動と装置較正精度の関係	211
A.1	変調パラメータ $\Phi = 0.0$ GV の場合	212
A.2	変調パラメータ $\Phi = 0.2$ GV の場合	214
A.3	変調パラメータ $\Phi = 0.4$ GV の場合	216
A.4	変調パラメータ $\Phi = 0.6$ GV の場合	218
A.5	変調パラメータ $\Phi = 0.8$ GV の場合	220
A.6	変調パラメータ $\Phi = 1.0$ GV の場合	222
A.7	変調パラメータ $\Phi = 1.2$ GV の場合	224
謝辞		224
略語一覧		228
実験名称一覧		231
参考文献		235

目次

1.1	高度と電離度の関係	2
1.2	霧箱で発見された陽電子の飛跡	4
1.3	ASCA が観測した SN1006 の X 線放射	6
1.4	宇宙線の全粒子エネルギースペクトル	7
1.5	knee、ankle 領域の宇宙線全粒子エネルギースペクトル	8
1.6	原子核各成分のエネルギースペクトル	9
1.7	陽子とヘリウムのリジディティスペクトル	10
1.8	宇宙線の組成比と太陽系組成比の比較	11
1.9	B/C 比のエネルギー依存性に関する観測結果と理論値	11
1.10	超重核の組成比	12
1.11	電子のエネルギースペクトル	13
1.12	陽電子比の観測結果	14
1.13	反陽子の観測結果	15
1.14	ガンマ線発生天体の分布	16
1.15	銀河系外拡散ガンマ線バックグラウンドのエネルギースペクトル	17
1.16	Fermi bubble	17
1.17	宇宙の進化の標準的モデル	19
1.18	暗黒物質の観測手法	21
1.19	CALET 計画概念図	22
2.1	宇宙線源候補天体の大きさと磁場強度の関係	27
2.2	衝撃波加速の模式図	29
2.3	衝撃波面静止系における加速粒子の分布	31

2.4	銀河系の模式図	34
2.5	Leaky-Box モデルによる一次核のスペクトル予測	36
2.6	各超新星残骸の年齢と距離	39
2.7	TeV 領域の電子スペクトル予測	39
2.8	WMAP の観測した CMB の揺らぎ	41
2.9	直接観測から得られている暗黒物質の質量と散乱断面積に対する制限	44
3.1	JEM-EF における CALET 取り付け位置	46
3.2	CALET 装置構成	47
3.3	CALET 検出器概念図	48
3.4	CHD 構造図	49
3.5	CHD 用プラスチックシンチレータと PMT	49
3.6	IMC 構造図	50
3.7	SciFi の並びと PMT 感面の対応関係	50
3.8	TASC 構造図	52
3.9	PWO 結晶と受光センサ	52
3.10	TASC のダイナミックレンジ	53
3.11	EPICS によって再現した CALET 検出器	55
3.12	CALET による宇宙線のシャワー検出イメージ	56
3.13	ミューオン通過時のエネルギー損失量分布	57
3.14	データ解析における幾何条件	58
3.15	IMC 7, 8 層目および TASC 1 層目における粒子数分布	59
3.16	HES モードにおける電子検出効率	60
3.17	HES モードにおけるガンマ線検出効率	61
3.18	HES モードにおける原子核検出効率	61
3.19	LES モードにおける電子検出効率	62
3.20	シャワー軸再構成の模式図 (手法 1)	63
3.21	シャワー軸再構成における角度誤差分布と再構成に使用した層数の割合	64
3.22	シャワー軸再構成の模式図 (手法 2)	65
3.23	手法 1 と手法 2 による電子のシャワー軸再構成精度	66
3.24	電子に対する角度分解能	67

3.25	手法1と手法3によるガンマ線のシャワー軸再構成精度	68
3.26	ガンマ線に対する角度分解能	69
3.27	原子核に対する角度分解能とシャワー軸再構成効率	70
3.28	1 TeV の電子が入射した際の TASC におけるエネルギー損失量分布 . . .	72
3.29	シャワー軸の位置で場合分けしたエネルギー損失量分布と較正曲線 . . .	72
3.30	SciFi とタングステンにおけるエネルギー損失量の相関	73
3.31	20 GeV の電子が入射した際のエネルギー損失量分布	73
3.32	電子に対するエネルギー分解能	74
3.33	陽子と炭素のエネルギー損失量分布	75
3.34	原子核に対するエネルギー分解能	75
3.35	電子のバックグラウンドとなる陽子スペクトル	77
3.36	TASC におけるシャワーの横拡がり とエネルギー損失比の分布	78
3.37	TASC におけるシャワーの横拡がり とエネルギー損失比の相関	79
3.38	IMC を用いた陽子除去	80
3.39	電子/陽子識別性能	81
3.40	Monte Carlo シミュレーションにおけるイベント入射	83
3.41	幾何学的因子と観測性能の関係	83
4.1	bCALET-1 検出器概念図	87
4.2	bCALET-1 検出器写真	87
4.3	bCALET-2 構造概念図	88
4.4	bCALET-2 による宇宙線のシャワー検出イメージ	88
4.5	bCALET-2 装置写真	88
4.6	SciFi ベルト製作過程	89
4.7	IMC 読み出しシステム	90
4.8	TASC 制作過程	91
4.9	TASC 読み出しシステムとダイナミックレンジ	91
4.10	IMC 下部に配置したトリガー用プラスチックシンチレータ (S2)	92
4.11	アンチコインシデンス用に配置したプラスチックシンチレータ (Anti) . .	93
4.12	データ収集システム (DAQ)	94
4.13	シミュレーションによる検出効率の見積もり	95

4.14	幾何学的因子とエネルギー分解能の関係	97
4.15	解析に使用した幾何条件 (3')	97
4.16	シミュレーションによるエネルギー分解能の見積もり	97
4.17	シミュレーションによる角度分解能の見積もり	98
4.18	高度 35 km における宇宙線各成分のフラックス	99
4.19	トリガーにかかるイベントの内訳	100
4.20	S1 における電子と原子核のエネルギー損失量分布	100
4.21	TASC におけるシャワーの横拡がり と最大発達点の相関	101
4.22	IMC におけるシャワー集中度と TASC における横拡がりの二乗の相関	102
4.23	粒子識別における残存率と陽子混入率	103
4.24	ミュオン測定中の S1 の出力値分布	105
4.25	IMC のペDESTAL 温度依存性	105
4.26	ミュオン測定中の SciFi の出力値分布	106
4.27	IMC 各層における飛跡通過位置と発光点との残差分布	107
4.28	ミュオンの飛跡再構成例と位置補正前後の飛跡フィッティング精度	108
4.29	PD high-gain のペDESTAL 温度依存性	109
4.30	PD high-gain の 1 MIP 温度依存性	109
4.31	ミュオン測定中の BGO の出力値分布	109
4.32	bCALET-2 実験における気球の航跡図	110
4.33	実験中の気球の高度変化	110
4.34	カウントレートの時間変化	111
4.35	PD high-gain 出力と low-gain 出力の相関	112
4.36	シャワー軸再構成例とシャワー軸フィッティング精度	113
4.37	TASC におけるシャワー横拡がりの分布	115
4.38	ELE モードで取得されたイベントのカウントレート	115
4.39	ELE モードで取得される電子に対する残存率と混入率の見積もり	116
4.40	bCALET-2 観測で得られた電子スペクトル	117
4.41	bCALET-2 観測で得られた大気ガンマ線スペクトル	117
5.1	CERN の加速器施設	120
5.2	熱構造モデル概念図	123

5.3	実験セットアップ写真	123
5.4	DAQ システム	124
5.5	ビーム照射位置	125
5.6	ミュオン照射時の SciFi の出力値分布例	128
5.7	ミュオンの飛跡再構成例と使用した層数の割合	129
5.8	ミュオン 180 GeV 通過時の SciFi の出力値分布例	130
5.9	SciFi の発光効率と飛跡通過位置の関係	131
5.10	MAPMT 感面におけるクロストーク例	132
5.11	TASC 1 層目の各 PWO の発光効率と飛跡通過位置の関係	133
5.12	ミュオン 180 GeV 通過時の PWO の出力値分布例	134
5.13	PWO の APD high-gain 出力と温度の相関	135
5.14	APD high-gain 出力と APD low-gain 出力の相関	136
5.15	チェレンコフ検出器の出力	137
5.16	電子 100 GeV 照射時の TASC の粒子数分布	138
5.17	290 GeV 電子イベントのシャワー軸再構成例	139
5.18	実験データから導出した 290 GeV 電子のビームプロファイル	139
5.19	150 GeV 電子の入射角分布 (H8 ビームライン)	140
5.20	150 GeV 電子の入射角分布 (H4 ビームライン)	140
5.21	電子 100 GeV 入射時の IMC 2 層目における粒子数分布	141
5.22	電子 10 GeV のシャワー軸通過位置分布	142
5.23	電子 100 GeV 入射時の IMC 各層における粒子数分布	144
5.24	電子 100 GeV 入射時の TASC における粒子数分布	145
5.25	陽子 400 GeV 入射時の TASC における粒子数分布	145
5.26	照射エネルギーと推定入射エネルギーの相関	146
5.27	電子に対するエネルギー分解能	147
5.28	電子 100 GeV に対する三次元的な角度誤差分布	148
5.29	電子に対する角度分解能	148
5.30	粒子識別に使用した電子および陽子のビームプロファイル	149
5.31	電子 100 GeV と陽子 400 GeV による TASC 粒子数分布比較	150
5.32	TASC におけるシャワー形状を用いた電子/陽子識別	151
5.33	各解析段階における電子および陽子の残存率	152

6.1	宇宙線のエネルギー損失量が電気信号として検出されるまでの模式図 . . .	154
6.2	エネルギー分解能と装置較正誤差の関係	156
6.3	星間スペクトルの過程に用いた AMS-01 の観測結果	157
6.4	太陽変調を考慮した陽子およびヘリウムのスペクトル	159
6.5	地球磁場による遮蔽効果の計算の模式図	160
6.6	高度 400 km の各緯度における陽子およびヘリウムのスペクトル	161
6.7	高度 400 km における陽子の到来頻度分布	162
6.8	ATMNC3 計算と EPICS 計算における入射面の比較	163
6.9	各緯度における ISS 滞在時間	164
6.10	陽子およびヘリウムの変調スペクトルの比較	166
6.11	各緯度における陽子およびヘリウムのトリガーレート	167
6.12	トリガーイベントの入射角分布	168
6.13	緯度 46.44–51.60° における陽子のカウントレート	169
6.14	各緯度における陽子およびヘリウムのシングルイベント取得レート	171
6.15	各 PWO の出力較正に使用可能なイベント数	172
6.16	軌道上陽子による PWO の出力値分布例	173
6.17	陽子シングルイベントの飛跡再構成例	174
6.18	飛跡再構成によって粒子が通過した PWO を特定できる割合	175
6.19	Case-B, C, D の具体例	175
6.20	飛跡再構成後の最下層の PWO の出力値分布	176
6.21	陽子のシャワーイベント例	177
6.22	陽子入射時の TASC 信号和分布	177
6.23	TASC 信号和による選別後の最下層の PWO の出力値分布	178
6.24	Likelihood パラメータの分布	179
6.25	Likelihood パラメータによる選別後の最下層の PWO の出力値分布	180
6.26	TASC 各層における陽子シングルイベントの残存率と純度	181
6.27	選別された陽子イベントによる各層の PWO の出力値分布	182
6.28	TASC 各層におけるヘリウムシングルイベントの残存率と純度	183
6.29	最下層の PWO における出力値分布の比較	184
6.30	選別された陽子イベントによる最下層の PWO の出力値分布	185
6.31	フィッティング範囲の取り方と Landau 成分の MPV の関係	185

6.32	選別されたヘリウムイベントによる最下層の PWO の出力値分布	186
6.33	フィッティング範囲の取り方と Landau 成分の MPV の関係	186
6.34	較正に使用するイベント数と較正誤差の関係	187
6.35	幾何条件と TASC 2 層目の較正精度の関係	189
6.36	各幾何条件で陽子を選別した場合の TASC 2 層目の PWO の出力値分布	189
6.37	粒子の入射条件によるイベントの分類	190
6.38	粒子通過距離の補正前後の TASC 最下層の PWO の出力値分布	191
6.39	各地磁気緯度における陽子の平均入射エネルギーと最下層出力の MPV .	192
6.40	各地磁気緯度で検出される陽子イベントによる最下層の出力値分布 . . .	193
7.1	CALET による電子エネルギースペクトルの観測予測	197
7.2	各理論モデルから予想される電子エネルギースペクトル	198
7.3	観測予測と各理論モデルとのカイ二乗検定結果	199
7.4	拡散モデルから予想される電子の到来方向分布	200
7.5	CALET による電子の異方性の観測予測	200
7.6	近傍パルサーからの寄与を仮定した電子スペクトル予測	201
7.7	暗黒物質由来の成分を仮定した電子スペクトル予測	202
7.8	CALET による拡散ガンマ線スペクトルの観測予測	204
7.9	CALET による拡散ガンマ線スペクトルの観測予測	204
7.10	CALET による B/C 比の観測予測	205
7.11	232 GeV におけるべき指数の変化を仮定した陽子スペクトル	206
7.12	1.28 TeV にべき指数の変化を仮定した陽子スペクトル	207
7.13	CALET による陽子スペクトル硬化のモデル識別予測	208
A.1	陽子およびヘリウムの軌道上フラックス ($\Phi = 0.0$ GV)	212
A.2	陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布 ($\Phi = 0.0$ GV) . . .	213
A.3	陽子およびヘリウムの軌道上フラックス ($\Phi = 0.2$ GV)	214
A.4	陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布 ($\Phi = 0.2$ GV) . . .	215
A.5	陽子およびヘリウムの軌道上フラックス ($\Phi = 0.4$ GV)	216
A.6	陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布 ($\Phi = 0.4$ GV) . . .	217
A.7	陽子およびヘリウムの軌道上フラックス ($\Phi = 0.6$ GV)	218

A.8	陽子選別イベントによる各層のPWOの出力値分布 ($\Phi = 0.6$ GV) . . .	219
A.9	陽子およびヘリウムの軌道上フラックス ($\Phi = 0.8$ GV)	220
A.10	陽子選別イベントによる各層のPWOの出力値分布 ($\Phi = 0.8$ GV) . . .	221
A.11	陽子およびヘリウムの軌道上フラックス ($\Phi = 1.0$ GV)	222
A.12	陽子選別イベントによる各層のPWOの出力値分布 ($\Phi = 1.0$ GV) . . .	223
A.13	陽子およびヘリウムの軌道上フラックス ($\Phi = 1.2$ GV)	224
A.14	陽子選別イベントによる各層のPWOの出力値分布 ($\Phi = 1.2$ GV) . . .	225

表目次

2.1	MSSM における素粒子	43
3.1	主な無機シンチレータの特性の比較	51
3.2	TASC の 4 系統の信号のゲイン比	53
3.3	各トリガーモードにおけるトリガー条件	54
3.4	基礎性能評価に用いたシミュレーションデータ一覧	56
3.5	各シンチレータにおける 1 MIP 相当のエネルギー損失量	57
4.1	気球搭載型 CALET プロトタイプモデルの比較	86
4.2	トリガーロジックとディスクリレベルの標準設定値	93
4.3	装置較正に使用した宇宙線ミュオンデータ一覧	104
4.4	フライト中のトリガーパターンとディスクリレベル	111
5.1	各年の加速器実験における読み出しチャンネル数の比較	121
5.2	取得データ一覧	126
5.3	混入粒子除去後の電子イベント残存率	138
5.4	電子に対するエネルギー分解能のフィッティングパラメータ	146
6.1	陽子・ヘリウムの星間スペクトルとして仮定したべき関数	158
6.2	ATMNC3 を用いた軌道上陽子・ヘリウムスペクトルの計算条件	160
6.3	EPICS で生成したデータ量	165
6.4	Single モードにおけるトリガーレート	166
6.5	シングルイベント取得レート	170
6.6	粒子通過距離の補正	191

7.1	電子観測性能の比較 (100 GeV–1 TeV)	196
7.2	電子スペクトル予測において仮定した近傍超新星残骸	197
7.3	TeV 電子スペクトル予測に用いたモデル	198
A.1	TASC 各層の出力較正精度 ($\Phi = 0.0$ GV)	212
A.2	TASC 各層の出力較正精度 ($\Phi = 0.2$ GV)	214
A.3	TASC 各層の出力較正精度 ($\Phi = 0.4$ GV)	216
A.4	TASC 各層の出力較正精度 ($\Phi = 0.6$ GV)	218
A.5	TASC 各層の出力較正精度 ($\Phi = 0.8$ GV)	220
A.6	TASC 各層の出力較正精度 ($\Phi = 1.0$ GV)	222
A.7	TASC 各層の出力較正精度 ($\Phi = 1.2$ GV)	224

第1章

序論

宇宙空間を飛び交う電離放射線（宇宙線）の存在は、1912年に V. Hess が自ら気球に乗って放射線強度と高度の関係を測定したことで明らかにされた。それ以来宇宙線は、素粒子物理学をはじめとする多くの新分野の発展に寄与しつつ、100 年余にわたり研究されてきた。現在ではその主成分が陽子・原子核であり、 10^8 eV から 10^{20} eV という驚くべき広エネルギー範囲にわたって存在することが明らかになっている。しかし宇宙線が宇宙のどこで、どのように加速され、如何にして地球まで到達するのか、その詳細なメカニズムは未だに解明されていない。本章では、宇宙線研究の歴史を概観し、物理諸分野における宇宙線研究の役割と、今後の課題について述べる。

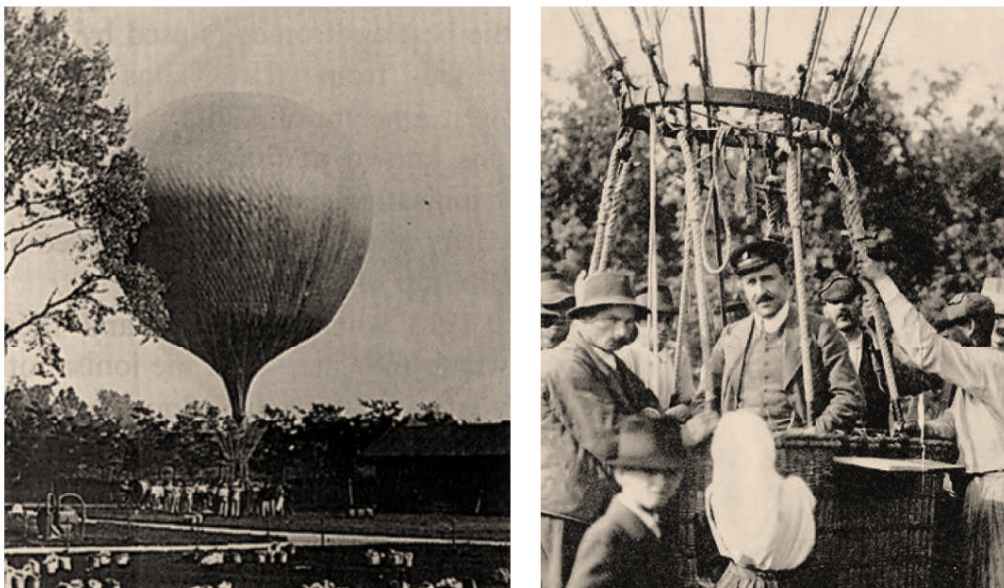


図 1.0: V. Hess による最初期の宇宙線観測実験

1.1 宇宙線研究の歴史

19世紀末から20世紀初頭にかけて、X線、アルファ線、ベータ線、ガンマ線等の放射線が次々発見され、その電離作用が明らかにされた。宇宙線の発見も、この時期急激に進展した放射線研究の一産物として捉えることができる。発端は、大気中の自然電離の発見であった。その原因は土から出る放射線であるという説が有力であったが、地表からの距離と電離度の関係は、それだけでは説明できない成分の存在を示唆していた。これに関して1911年から1913年にかけて、Hessが電離計を気球に搭載して一連の実験を行い、1 km以上の高度では電離度が高さとともに増加すること、すなわち放射線が上空から飛来していることを示した [1]。これが宇宙線研究の始まりである。

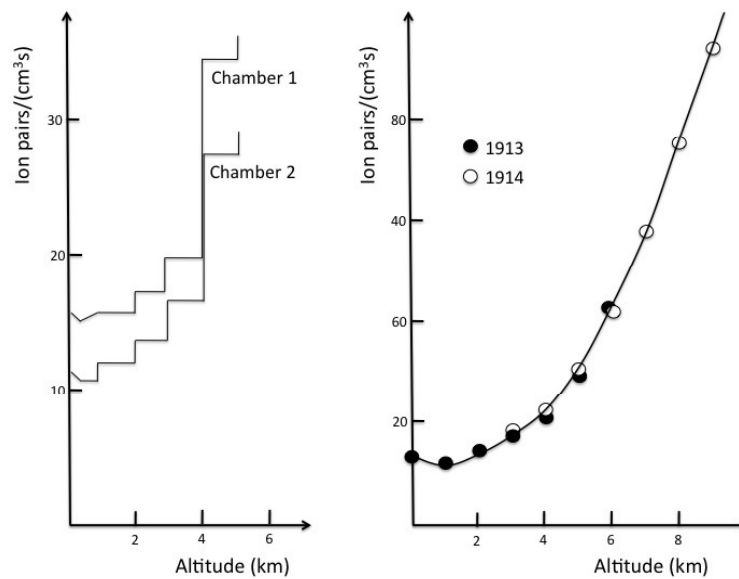


図 1.1: 宇宙線の存在を明らかにした高度と電離度の関係。左は Hess [1]、右は Kolhörster [2] による気球実験結果。

上空から飛来する放射線、すなわち宇宙線の正体は当初まったくの謎であったが、種々の観測を経て少しずつ明らかにされた。1927年に Clay は電離度が緯度と相関していることを発見した [3]。これは、宇宙線が地球外起源であること、そして大気に入射する時点で荷電粒子であることを示唆している。さらに Bothe と Kolhörster は、2 個の計数管を並べて荷電粒子を計るコインシデンス法を開発し、2 個を上下に並べるとコインシデンスが多いことを発見した [4]。これによって、地上に到達する時点でも宇宙線が電荷をも

つことが示されたことになる。次の疑問は、電荷が正か負かということであるが、これについては宇宙線の到来方向の観測が答えを与えた。地磁気の中での荷電粒子の運動を考えると負電荷なら東から、正電荷なら西から多くくることが予想される（東西効果）。Johnson [5]、Rossi [6] は独立に東西効果の実験を行ない、宇宙線の主成分は正電荷であることを示した。その正体が陽子であることが明らかにされたのは、1941年のことである [7]。陽子以外の成分を見つける試みも行なわれ、今日までに $Z \sim 100$ までの原子核成分や電子、陽電子、反陽子等が観測されている。

1.1.1 宇宙線観測と素粒子物理学の発展

強力な加速器の存在しなかった時代、宇宙線は物質の構造や相互作用を解明するのに必要なエネルギーをもつ唯一の貴重な情報源であった。そのような状況下で、宇宙線の存在によって大きく発展したのが、素粒子物理学である。電子の反粒子である陽電子の存在は、霧箱を用いた宇宙線観測によって発見された [8]。核力を媒介する中間子の存在が実験的に証明されたのも、宇宙線観測を通してである [9][10]。1937年の発見当初中間子と思われた新粒子は、正確には現在レプトンに分類されているミュオンであったが、1947年に Powell らが高山に設置した原子核乾板によって中間子の崩壊の様子をとらえ [11]、湯川が理論的に予言した中間子の存在と [12]、坂田らが提唱した二中間子説 [13]（上空で強い相互作用により発生した中間子が、自然崩壊してミュオンになる）の正しさが証明された。さらに Powell らの観測した π 中間子とは性質の異なる K 中間子の存在も観測的に明らかにされ [14]、その振る舞いを説明するべく素粒子理論が構築されていった。加速器のエネルギー上限が飛躍的に拡大した 1950 年代を境に、素粒子の研究手法は宇宙線を離れて加速器に移ったが、その基礎は宇宙線観測によって築かれたと言える。また今日においてもなお、人類が観測し得る最大エネルギーの粒子は宇宙線であり、超高エネルギー領域における素粒子相互作用の情報をもたらしている。

1.1.2 宇宙線観測と太陽系物理学の発展

宇宙線が地球外から飛来することは、地磁気による強度変化や東西効果の観測によって証明された。ではその源はどこで、宇宙空間でどのような分布をしているかということが疑問となるが、その研究はまず、地球外の磁場構造の解明に大きく貢献することとなった。1937年には地磁気嵐の際に宇宙線強度が減少する現象（Forbush 減少）が観測

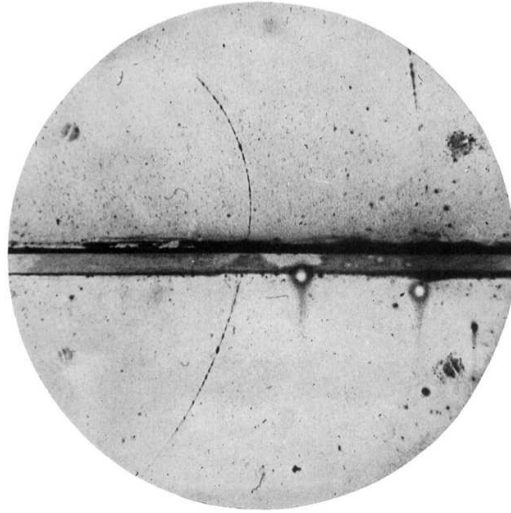


図 1.2: 宇宙線観測用の霧箱で発見された陽電子の飛跡 [8]。霧箱にかけられた磁場によって、電子と逆向きに曲がっている。

された [15]。この原因は当初、磁気赤道に生じる環状電流とされたが、このモデルではむしろ宇宙線強度が増加することが 1948 年に指摘された。Morrison は 1955 年、乱れた惑星間磁場による宇宙線の散乱でこの強度変動を説明するモデルを提示した [16]。これは、太陽系の空間が真空ではなく、磁気を帯びたプラズマが常に惑星間空間を満たしているという描像に基づいたものである。磁場の強さは太陽活動と相関し、磁気嵐の際には磁化されたプラズマが放出されるので、太陽系外から来る宇宙線の侵入が妨げられると考えれば、Forbush 減少を説明することができる。また太陽活動は 11 年周期で変動するため、宇宙線強度もそれに合わせて変動すると考えられるが、この現象も長年の電離箱観測によって実証された [17]。さらに太陽フレアに伴う宇宙線強度変化の観測等を通して、磁場構造の詳細な研究が進められ、惑星間プラズマ物理学として発展した。最近の成果としては、1977 年に打ち上げられた宇宙探査機 Voyager 1 号、2 号が 30 年以上の飛行により太陽磁気圏の端に到達し、宇宙線やプラズマの測定によって最遠部の磁場構造を明らかにしようとしている [18]。

1.1.3 宇宙線起源の探索と高エネルギー天体物理学

宇宙線がどこでどのようにエネルギーを得るのか、議論が本格化したのは 1940 年代後半以降である。Fermi は宇宙線の加速が星間空間における磁気雲とのランダムな衝突で

起こると考え、1949年に今日2次フェルミ加速と呼ばれている理論を提唱した [19]。これは宇宙線加速をはじめて科学的に記述した点において画期的なものであったが、磁気雲との衝突による運動量の獲得と損失がほぼ同確率であるため加速効率が極めて低いという問題点があり、加速機構の詳細にはその後 Fermi 自身によって修正が施された [20]。一方で、早川は宇宙線の元素組成に注目し、重核の存在比が超新星の爆発時に生成されるものと一致すること、軽核の存在比は宇宙線と星間物質との衝突によって説明できること、超新星の爆発頻度と放出エネルギーが観測されている宇宙線量を説明するのに十分であることから、宇宙線の起源を超新星とする説を提唱した [21]。同時期に Ginzburg も電波観測のデータと宇宙線電子加速を関連づけて、独自の観点から超新星起源説を唱えた [22]。さらに 1977-78 年には Axford ら [23]、Krymskii [24]、Bell [25]、および Blandford と Ostriker [26] が、超新星爆発に伴う衝撃波波面においてはフェルミ加速が極めて効率的に起こることを示し（1次フェルミ加速）、宇宙線のエネルギースペクトルを無理なく説明する理論を展開した。これらのモデルの成功により、現在では超新星残骸が銀河系内宇宙線の主たる加速源と考えられている。しかし超新星爆発で放出された熱的粒子はいかにしてフェルミ加速が効率的となるエネルギー帯まで引き上げられるのか（宇宙線の注入）、フェルミ加速を受けた粒子はどのタイミングで衝撃波面から脱出するのか（宇宙線の逃走）等、理論的に未解決な部分が多い。パルサー等の強磁場天体も粒子の加速源となることが理論的・観測的に示されているが、そのエネルギー放出のメカニズムを解明する上でも、さらなる宇宙線観測の進展が必要とされている。

1.1.4 新たな高エネルギー宇宙観測手法の発展

1960年代に入ると、荷電粒子以外にも様々な宇宙からのメッセンジャーが地球に飛来していることが明らかになり、観測の幅が飛躍的に拡大した。1962年には Giacconi らの観測ロケットによってはじめて太陽以外の天体を起源とする X 線が観測され [27]、それに続く数々の実験によって予想外の高エネルギー天体の姿が明らかになった。ガンマ線についてはより古くから、宇宙線と星間物質の衝突 [28]、あるいは宇宙線電子のシンクロトロン放射 [29] によって発生することが予想されてきたが、決定的な観測結果は 1967年にはじめて得られ [30]、本格的な観測は 1970年代以降に実現した。これらの高エネルギー電磁波（ガンマ線や非熱的 X 線）は、荷電宇宙線と密接な関係にあり、その加速・伝播機構を解明する上で有益な情報をもたらす。特に 1995年に日本の X 線衛星 ASCA が

撮像した超新星 SN1006 のシェルからの非熱的 X 線 [31] は、数 100 TeV まで加速された電子の存在を証明するものであり、銀河系内宇宙線の起源を超新星残骸とする仮説の強い裏付けとなった。

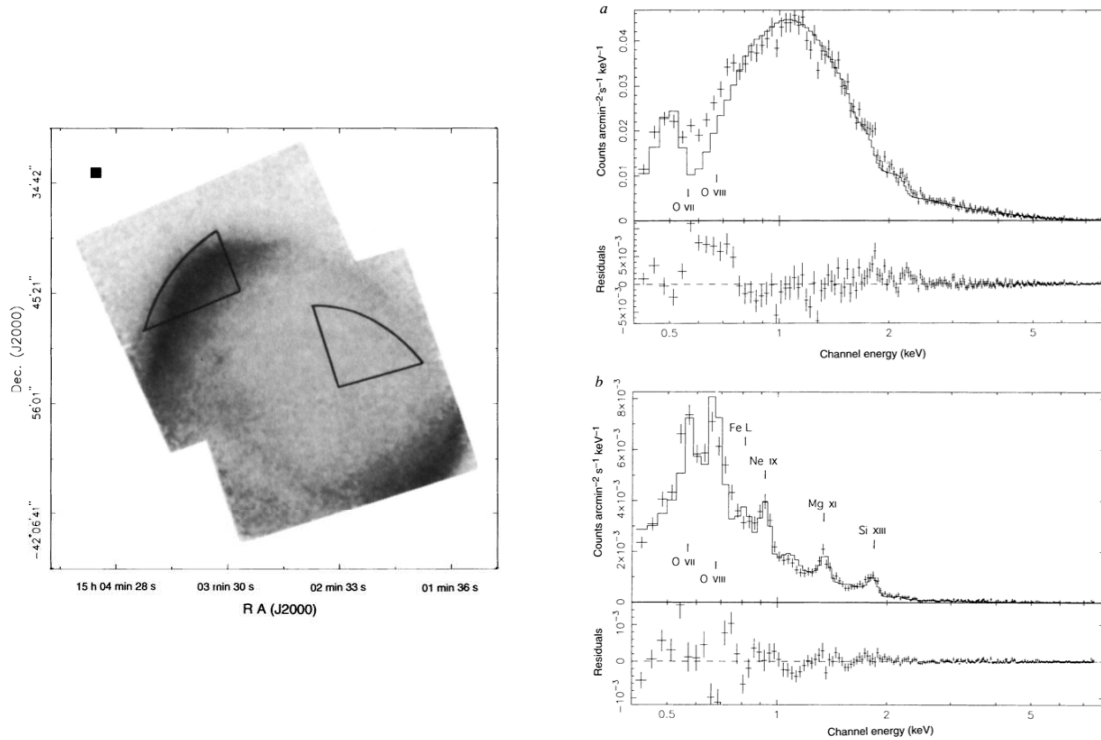


図 1.3: ASCA が観測した SN1006 の X 線放射 [31]。シェルからの放射のスペクトル (右上) には、中心部からの熱的放射 (右下) に見られるような顕著な輝線が見られず、高エネルギー電子のシンクロトロン放射であることを示唆する。

さらに 1987 年に小柴らによる超新星 SN1987A 由来のニュートリノ検出 [32] [33] で幕を開けたニュートリノ天文学は、太陽における核融合反応を起源とする太陽ニュートリノ、荷電宇宙線と大気との相互作用で生成される大気ニュートリノにとどまらず、超高エネルギー宇宙線の加速・伝播中の相互作用を起源とする宇宙ニュートリノの観測が期待できる PeV 領域まで観測の幅を広げ、宇宙線起源に重要な制限を与え始めている [34]。また近年は重力波観測の試みが世界規模で行なわれ [35][36][37]、中性子星やブラックホール連星の合体に伴う重力波の検出が現実的に期待できるレベルに達しつつある。このように、現在では荷電宇宙線に加えて様々な角度から高エネルギー宇宙観測が行なわれており、観測結果を相互に参照した総合的な理解が目指されている。次節ではこのような状況を踏まえた上で、これまでに行なわれてきた宇宙線観測の成果をまとめ、そこから得られる知見と今後の課題について述べる。

1.2 宇宙線観測の現状

図 1.4 に、これまでの観測から得られた宇宙線の全粒子エネルギースペクトルを示す。100 MeV から 1 TeV (10^8 – 10^{12} eV) のスペクトルは、マグネットスペクトロメータを搭載した気球実験や衛星実験で、10 GeV から 1000 TeV (10^{10} – 10^{15} eV) の領域は、エマルジョンチェンバーやカロリメータを用いた気球・衛星実験によって観測されている。それ以上のエネルギー領域では、宇宙線と大気との相互作用で発生するカスケードシャワーを望遠鏡やシャワーアレイで捉える地上実験によってスペクトルが求められている。

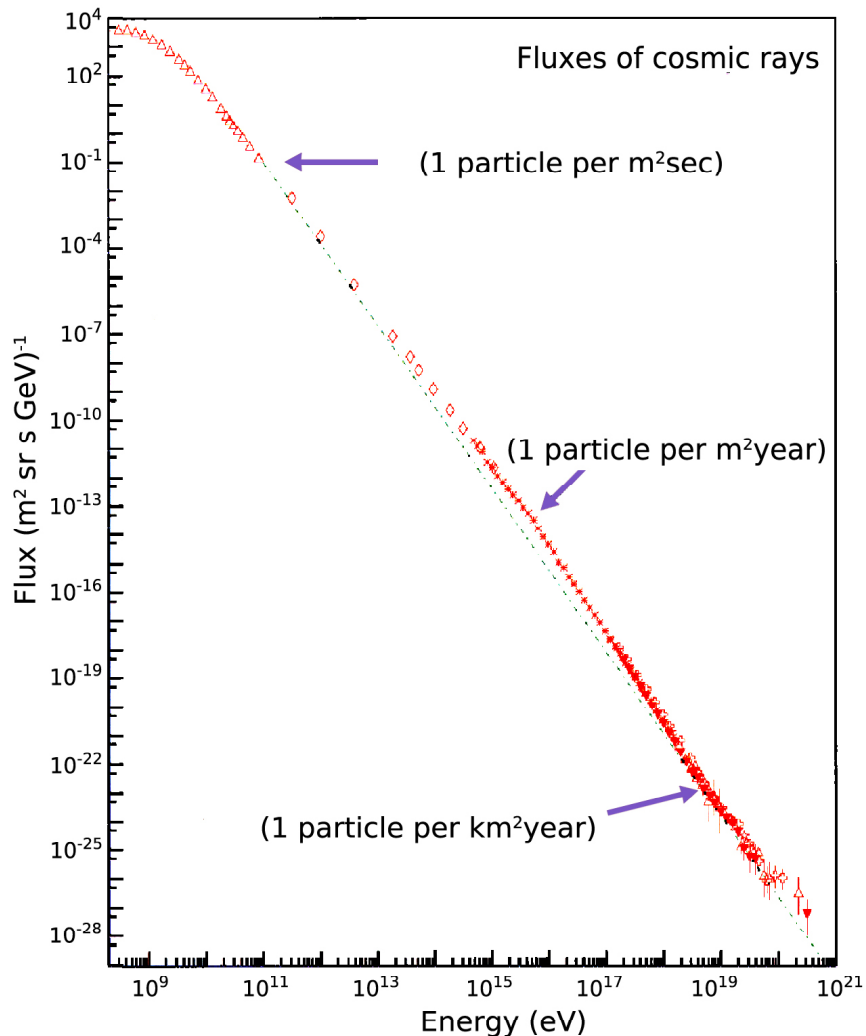


図 1.4: これまでの観測から得られた宇宙線の全粒子エネルギースペクトル [38][39][40][41][42][43]。約 10 桁にわたる広いエネルギー範囲でべき型を示す。

図のように、宇宙線のスペクトルは 10^{10} eV から 10^{20} eV という広いエネルギー領域にわたってべき型を示す。 10^{10} eV 以下の領域ではスペクトルがべき関数を離れて急激に減少するが、これは太陽磁場による遮蔽の影響である。また高エネルギー領域を詳細に見ると $10^{15.5}$ eV 付近と $10^{18.5}$ eV 付近に若干の傾きの変化が認められる（図 1.5 参照）。この折れ曲がりにはスペクトル形状を人の足になぞらえて、それぞれ knee、ankle と呼ばれており、衝撃波加速の加速限界、銀河系からの漏れ出し、銀河系外成分の寄与等が関係していると考えられている。さらに ankle の先には 10^{20} eV 付近にカットオフが存在することが複数の観測により確認されつつある。これは超高エネルギー宇宙線と背景放射との相互作用を考慮した理論予測（GZK カットオフ [44] [45]）と無矛盾であるが、加速源における加速限界など他の要因に起因する可能性もあるため、正確なカットオフエネルギーや到来方向分布等を明らかにするための観測が続けられている。

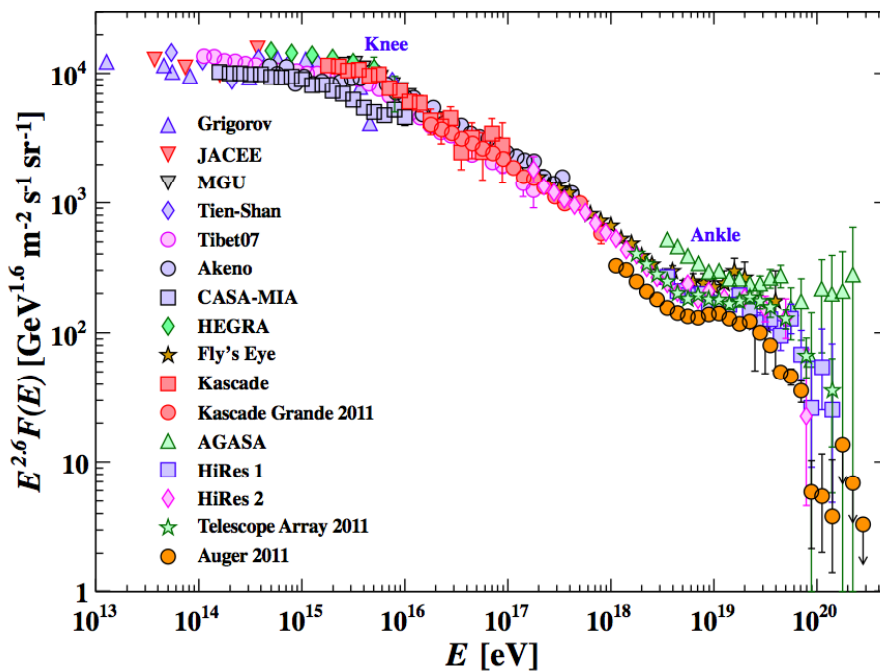


図 1.5: knee、ankle 領域の宇宙線全粒子エネルギースペクトル [46]。べきの変化を分かりやすくするため、縦軸にエネルギーの 2.6 乗をかけてある。

knee 以下のエネルギー領域では、気球や衛星による直接観測により、陽子、原子核各成分、さらに電子、陽電子、反陽子等の微量成分について、それぞれのエネルギースペクトルが得られている。以下では各成分に関する観測結果をまとめる。

1.2.1 陽子・原子核観測

図 1.6 に、陽子および原子核各成分のエネルギースペクトルを示す。CREAM [47]、ATIC [48] 等のカロリメータ型検出器や、遷移放射検出器 [49][50]、エマルジョンチェンバー [51][52]などを搭載した気球実験および衛星実験により、鉄までの主要な核子のスペクトルが、knee の手前まで測定されている。§2.2 で後述するように、超新星残骸における衝撃波加速の加速限界は電荷に比例すると理論的に予測されており、今後の高エネルギー領域の観測によって、核子毎のスペクトルのカットオフの位置が明らかにされることが望まれている。また標準的な加速理論からの予測と観測結果との間には、べき指数やエネルギー上限などの点において若干の差異が存在し、これを説明する種々のモデルを検証する上でも、より高精度のスペクトル観測が必要である。

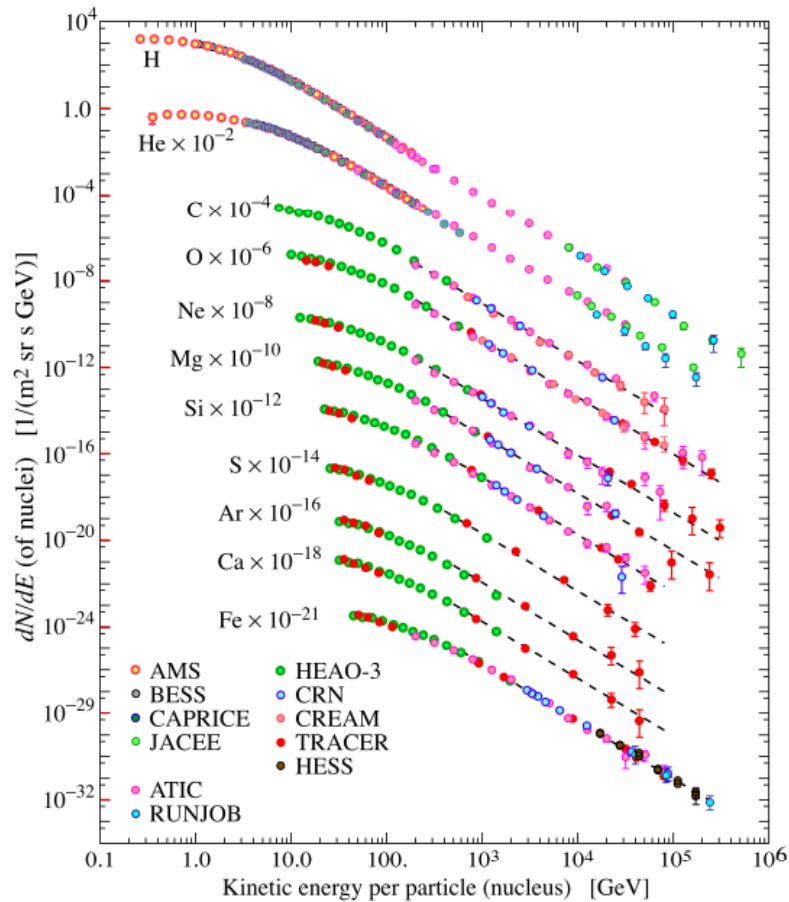


図 1.6: これまでに気球実験、衛星実験によって観測された原子核各成分のエネルギースペクトル [46]。横軸は核子あたりのエネルギー。

特に陽子とヘリウムでスペクトルのべき指数が異なるという観測結果 [53][54] は、標準的な超新星残骸における衝撃波加速や、銀河系からの平均的な漏れ出しのみを考慮した伝播モデルでは説明できない現象である。さらに各成分のスペクトルが、核子あたりのエネルギーにして数 100 GeV を境にハードになる（傾きが緩やかになる）という傾向も報告されており [53][55]、加速源からの宇宙線逃走過程のエネルギー依存性や、近傍加速源の影響が議論されている。ただし 2011 年から国際宇宙ステーション（International Space Station; ISS）上で観測を開始したマグネットスペクトロメータ型検出器 AMS-02 が最近発表した陽子・ヘリウムスペクトルは、同じマグネットスペクトロメータ型検出器である PAMELA 衛星の観測結果に反して数 TeV まで折れ曲がりを見せず滑らかに続いており [56][57]、まずは観測結果の食い違いに決着をつけることが最優先事項となっている。

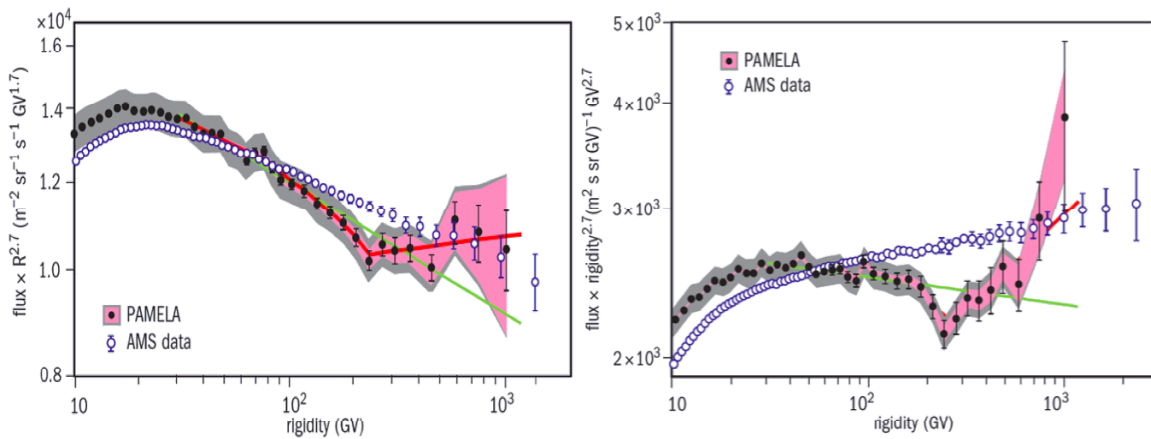


図 1.7: 陽子とヘリウムのリジディティスペクトル [58]。陽子（左）とヘリウム（右）で異なるべき指数が報告されている。また PAMELA の観測結果は、200 GV 付近におけるスペクトルの折れ曲がりを示唆している。

各元素の組成比に関する観測結果（図 1.8）は、基本的に宇宙線の銀河内伝播過程を反映している。すなわち宇宙線の源で発生した粒子（一次宇宙線）は、伝播中に星間物質との衝突によって核破碎を起こし、より軽い核を生成する（二次宇宙線）。このため、太陽光のスペクトル分析や隕石などから算出された太陽系の元素組成に比べて、星の元素合成で生成されにくい Li、Be、B 核、sub-Fe 核 ($Z = 21 \sim 25$) が多いという特徴がある。一次宇宙線と二次宇宙線の比を測定することは、宇宙線の伝播過程を解明する上で重要な手がかりとなる。特に大部分が二次宇宙線である B と、その親核である C の比は、伝播のパラメータ決定に用いられる。現在問題となっているのは、高エネルギー領域にお

ける B/C 比のエネルギー依存性（図 1.9）で、その不定性を取り除くことが、伝播モデルの定量化に向けた重要課題となっている。

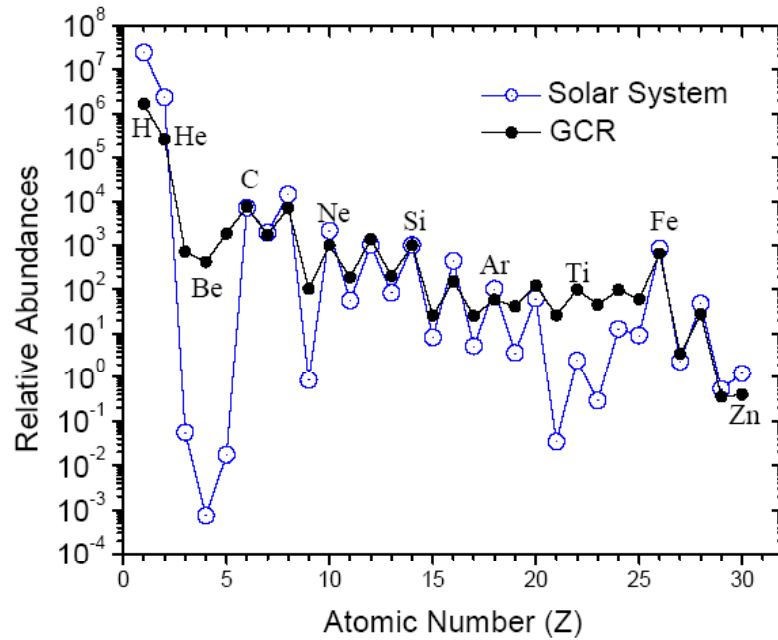


図 1.8: ACE/CRIS によって観測された宇宙線の組成比（黒）と太陽系組成比（青）の比較 [59]。Si = 10^3 で規格化してある。

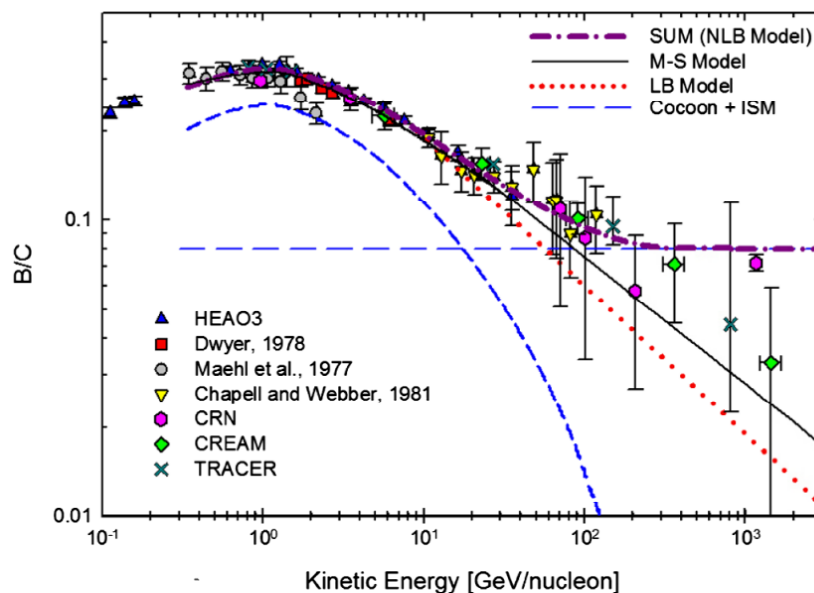


図 1.9: B/C 比のエネルギー依存性に関する観測結果と理論値 [60]。伝播モデルによって異なるエネルギー依存性が予測されている。

また $Z=26$ を超える原子核（超重核）は、恒星内の熱核融合反応とは異なる過程で生成されるため、その元素組成や同位体組成から宇宙線の源に関する情報を得ることができる。これまでに行なわれた HEAO-3 [61]、ACE/CRIS [59] 等の衛星実験や、TIGER [62] 等の気球実験からは、OB アソシエーション（O 型星や B 型星が集中した散開星団）に存在する Wolf-Rayet 星などの重質量星を起源とする成分が示唆されている。また、凝縮温度の高い難揮発性（refractory）元素と揮発性（volatile）元素の存在比から、宇宙線の初期加速機構（宇宙線の種となる粒子が衝撃波の加速エネルギー領域へ注入されるメカニズム）についての示唆が得られている。超重核は到来頻度が少なく、電荷識別も困難であるため、今後さらなる観測の高精度化が求められている。

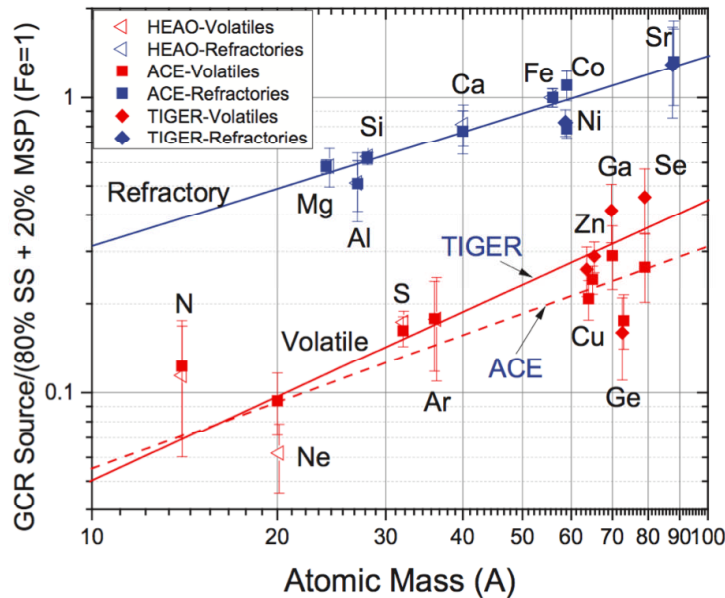


図 1.10: 超重核の組成比 [63]。縦軸は、太陽系組成（80%）に重質量星の寄与（20%）を足し合わせた場合との比をとったもの。Fe = 1 で規格化してある。

1.2.2 電子観測

原子核成分のエネルギースペクトルは伝播中の核相互作用の影響を受けるのに対し、電子のスペクトルを決めるのは、銀河磁場におけるシンクロトロン放射や星間光子との逆コンプトン散乱による伝播中のエネルギー損失である。これらの電磁過程におけるエネルギー損失率は、粒子のもつエネルギーの二乗に比例するため、高エネルギーであるほど急速にエネルギーが失われ、遠方からは飛来できないという特徴がある。

図 1.11 に、これまでに観測された電子スペクトル（正確には陽電子を含めた電子+陽電子スペクトル）を示す。直接観測のエネルギー上限は現状 3 TeV 程度であり、H.E.S.S. 等のチェレンコフ望遠鏡による間接観測 [64][65] を含めても、1 TeV 以上はまだ系統誤差が大きく未開拓な領域である。TeV 領域の電子は、先に述べたエネルギー損失の効果によって、近傍加速源由来の成分だけが寄与した特徴的なスペクトル構造を有することが理論的に予測されており（詳細は §2.2.2 参照）、今後の観測でそのスペクトル形状が明らかになることが期待されている。

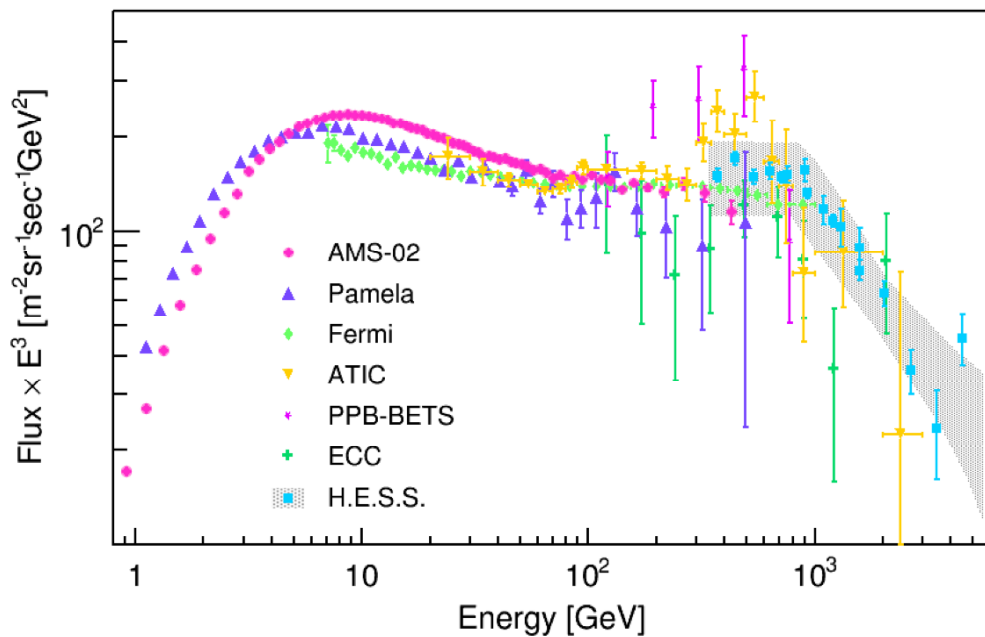


図 1.11: これまでに観測された電子のエネルギースペクトル [66][64][67][68] [69][70][71]。縦軸は、エネルギーの 3 乗をかけてある。

TeV 以下の領域については基本的に、標準的な加速・伝播モデルで説明できる滑らかなべき型スペクトルが得られているが、500 GeV–1 TeV の領域においては各実験のばらつきが大きく、過剰成分の可能性が議論されている。特に ATIC は 600 GeV 付近に鋭いピークとカットオフを観測し [69]、ATIC と同じく南極周回気球実験である PPB-BETS の結果 [70] もその可能性を否定していないことから、大きな話題となった。しかしガンマ線観測衛星 Fermi の導出したスペクトルはピークというよりは緩やかな盛り上がりを見せ [71]、AMS-02 はより滑らかなスペクトルを報告するなど [68]、統一的な見解は得られていない。一方で PAMELA、AMS-02 等のマグネットスペクトロメータ型の検出器

は、次節で述べるように電子に対する陽電子の比率が 10 GeV 付近からエネルギーとともに上昇していることを確認した。これは電子+陽電子スペクトルにおける過剰成分が、電子のみの過剰ではなく電子・陽電子対の過剰に起因することを示している。この過剰な電子・陽電子対の源としては、暗黒物質の崩壊・対消滅や近傍パルサーが候補とされており、モデル特定のためにはより精密なスペクトル測定が必要とされている。

1.2.3 反粒子観測

地上で検出される反粒子は、原子核の β^+ 崩壊や宇宙線の反応で一時的に生じる陽電子か、加速器で人工的に生成される反陽子や反水素であり、それらはすぐに手近の物質と相互作用して消滅する。しかし宇宙空間には、陽電子、反陽子が微量ではあるが一定量存在し、それらのスペクトルが気球実験や衛星実験で測定されている。

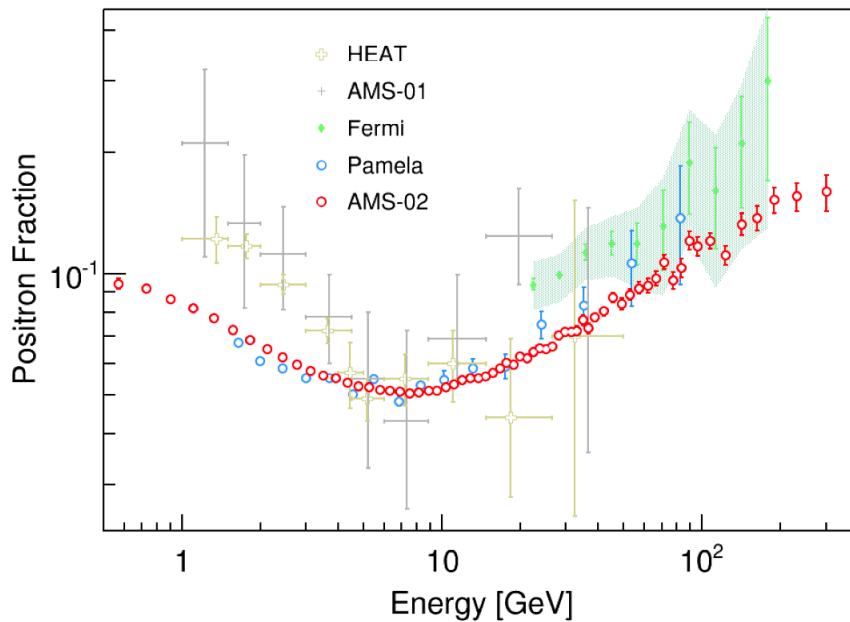


図 1.12: 陽電子比 $e^+/(e^-+e^+)$ の観測結果 [72][73][74][75][76]。

陽電子比の観測結果を図 1.12 に示す。絶対量は、主成分陽子の 100 分の 1 以下である電子のさらに 10 分の 1 程度であり、電荷識別のためには強力なマグネットスペクトロメータが必要とされるため、高エネルギー領域の観測は困難であったが、最近 PAMELA、AMS-02 等の衛星実験によって 300 GeV 程度までの観測が実現された。その結果大きな話題となったのが、高エネルギー領域における予想値との食い違いである。陽電子の起源

を宇宙線伝播中の相互作用 ($p + p \rightarrow \pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ または $p + p \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^\pm$) と考える場合、そのエネルギースペクトルは必ず一次成分より急勾配になる。しかし PAMELA が 2009 年に発表した陽電子と電子の比 (正確には $e^+/(e^-+e^+)$)。以下陽電子比と記載) は、10 GeV 以上の領域で明らかに上昇していた [75]。すなわち、陽電子をすべて二次生成物とする従来のモデルが覆され、一次成分として電子・陽電子対を放出する何らかの機構が示唆されたことになる。2011 年に観測を開始した AMS-02 もより高エネルギーまで陽電子比の増大が続くことを確認し [76]、過剰な電子・陽電子対の存在はほぼ疑いのないものとされている。しかし電子+陽電子スペクトルにおける過剰成分の寄与が実験によって食い違うなど、詳細な議論を可能にするだけの見解がまだ得られておらず、新たな実験による検証と TeV 領域までの観測の拡張が必要とされている。

一方反陽子に話を移すと、その起源としてまず考えられるものは、宇宙線陽子と星間物質との衝突 ($p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$) である。この場合スペクトルは 2 GeV 付近にピークをもつことが予想される。これまでの PAMELA [77]、BESS [78] 等による反陽子観測結果 (図 1.13) はその予想とよい精度で一致しており、一次起源反陽子を示唆する結果は得られていない。また反ヘリウムは星間空間で二次的に生成される確率が極めて低く、観測されたとすれば一次起源であると推定されるが、これまでのところ 1 例も検出されておらず、存在量に上限を課すにとどまっている [79]。

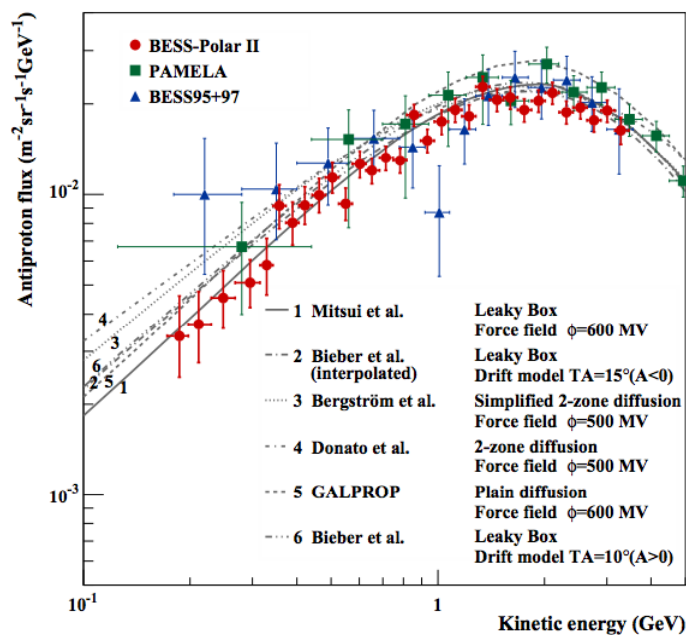


図 1.13: 反陽子の観測結果 (太陽活動極小期) [78]。

1.2.4 ガンマ線観測

宇宙から到来する電磁波は電波からガンマ線まで幅広い波長領域で存在するが、ここでは特に荷電宇宙線と同じエネルギー領域であるガンマ線について記述する。

宇宙におけるガンマ線は、個々の天体起源のものと、発生天体を特定できない拡散成分とに分けられる。ガンマ線は荷電粒子と違って星間磁場によって曲げられずに源から直進するため、天体起源の成分については図 1.14 のように発生源を特定し、空間分布を導出することが可能である。さらにそのエネルギースペクトルや時間分布から、ガンマ線バーストや活動銀河核等の未知の高エネルギー天体現象について多数の有益な情報が得られている。

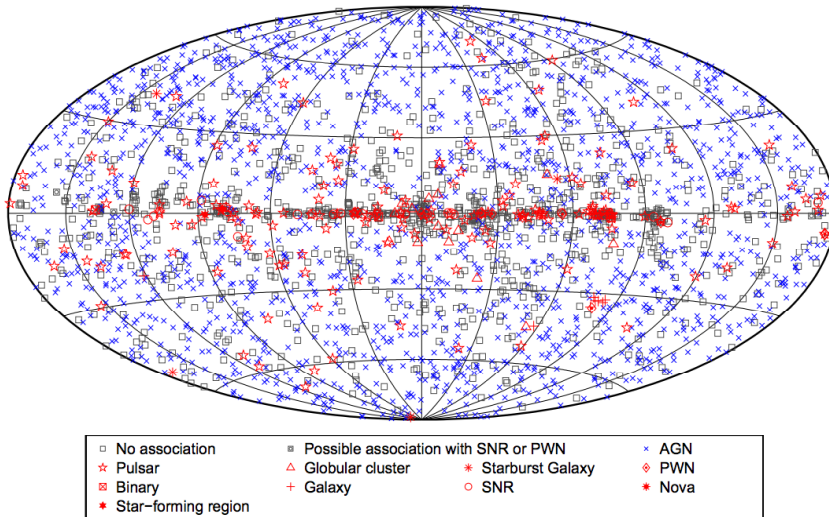


図 1.14: Fermi 衛星によって観測されたガンマ線発生天体の分布 [80]。

荷電粒子の銀河内伝播過程で生成される拡散成分については、電波観測（中性水素原子からの 21 cm 線スペクトル）等から推測される星間物質密度と荷電宇宙線の観測結果などから理論的に見積もることができる。全観測量から点源由来の成分を差し引いたガンマ線量は、大体上記の理論予測と一致しており、拡散ガンマ線が親の宇宙線の情報をよく反映することが確認されている [81]。しかし正確には理論値を上回る過剰な等方成分が微量存在し、系外ガンマ線バックグラウンド（Extragalactic Gamma-ray Background; EGB）と呼ばれている。これは遠方の多数のブレーザー起源の重ね合わせと考えられてきたが、最近 Fermi 衛星によって高エネルギーまでそのスペクトルが観測されるにつれ、

それだけでは説明できない可能性が浮上した。モデル確定のためには、さらなる高エネルギーまで高精度で観測することが求められている。またその他の未解明の成分として現在議論の的となっているのが、Fermi bubble と呼ばれるものである。これは観測された全ガンマ線から点源起源、拡散成分等考えられる成分をすべて差し引いた後に、銀河中心にぼんやりと放射状に現れる構造体で、電波、X線など他波長でも同様の構造が確認されており [82][83]、銀河中核の大規模なエネルギー現象を解き明かす鍵として注目を集めている。

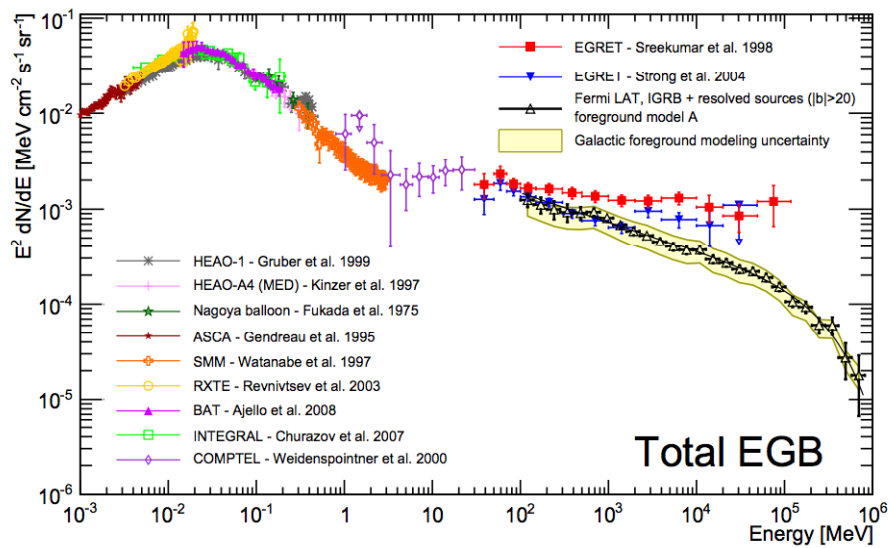


図 1.15: 銀河系外拡散ガンマ線バックグラウンドのエネルギースペクトル [84]。

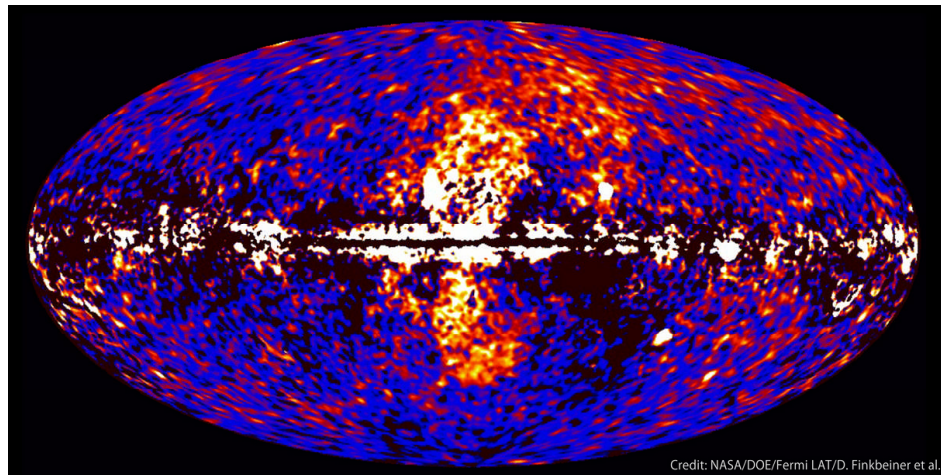


図 1.16: 銀河中心に泡上に広がるガンマ線成分 (Fermi bubble) [85]。

1.3 宇宙線研究の果たす役割

前節では宇宙線観測の現状と、各成分の観測における課題について述べた。観測される宇宙線には、源における加速機構や元素組成、星間空間の物質分布や磁場構造など、加速・伝播時の宇宙の情報が総合的に内包されているため、関連する研究分野は多岐にわたる。本節では宇宙物理、宇宙論、素粒子という3つの大きな枠組みからもう一度今後の観測における課題を整理し、諸分野の中で宇宙線研究が果たす役割についてまとめる。

1.3.1 宇宙物理学における宇宙線

宇宙物理は宇宙の構造やそこで起きている現象を研究対象とする。より遠方の宇宙を見ることは宇宙の進化を見ることに等しく、§1.3.2で述べる宇宙論とも切り分けがたく関係しているが、宇宙物理の研究内容をごく大まかに分けると以下のようなになる。

1. 個々の天体（恒星、銀河等）の位置、運動、種類
2. 高エネルギー天体における爆発、加速、放射機構
3. 星間空間の物質分布、放射場、磁場構造

1. は可視光による古典的な天文学（astronomy）の延長線上にある。1930年代には天体起源の電波が発見され、1960年代にはX線、ガンマ線の検出がはじまり、可視光では見えなかった多くの高エネルギー天体が観測対象に加わった。

荷電宇宙線が直接的に重要な役割を果たすのは、2. すなわち高エネルギーの天体物理学（astrophysics）である。高エネルギー天体現象の最も直接的な生成物は荷電粒子であり、1. で述べた非熱的電磁波の観測は、加速された粒子の相互作用を間接的に観測していることに相当する。原子核の核子別エネルギースペクトルや重原子核組成比の測定は、加速源における物理現象を解明する上で重要な課題である。ただし原子核には、銀河磁場による拡散や星間物質との相互作用のため、加速源の特定に必要な直進性・透過性に欠けるという難点がある。特定の加速源からの荷電宇宙線のエネルギースペクトルが得られれば、理論的に未解決である高エネルギー天体の多くの側面について、他の観測では得られない有意義な情報が得られるはずであり、この意味においては今後のTeV領域電子観測の実現に大きな期待が寄せられている。電子は伝播中のエネルギー損失の寄与が大きいため、高エネルギーであるほど飛程が短い。すなわち他成分と違って高エネルギーに

においては加速源が近傍に限定され、個々の天体からの寄与がスペクトル上で識別可能になると予想されている。数 10 TeV までの電子観測が実現すれば、Vela 等の近傍超新星残骸由来のスペクトル形状を捉え、粒子の加速・放出の詳細について議論が可能になる。

宇宙線スペクトルの正確な理解のためにも必要となるのが 3. の星間空間の構造である。星間物質は気体の星間ガス（主に水素）と固体の星間微粒子（C、O、Si、Fe など）からなり、輝線や吸収線の観測によって分布や密度が測定されている。磁場構造は星間微粒子による星間偏光、宇宙線電子からのシンクロトロン放射、輝線のゼーマン効果や偏光面のファラデー回転などによって見積もられている。宇宙線そのものも星間空間を構成する一要素であり、電離や放射によってエネルギーのやりとりを行なう。宇宙線観測と電波・赤外線観測の相互参照によって矛盾のない描像を得るのが今後の課題である。

1.3.2 宇宙論における宇宙線

宇宙は超高温・超高密度の熱平衡状態からはじまったとするビッグバン宇宙論は、複数の観測的事実によって広く受け入れられている。宇宙の誕生と進化の様子を観測的に解明する第一の方法は、過去すなわち遠方からの情報を直接捉えることである。図 1.17 に、宇宙の進化の標準的な描像と、各進化の段階で放出が予想される成分を示す。

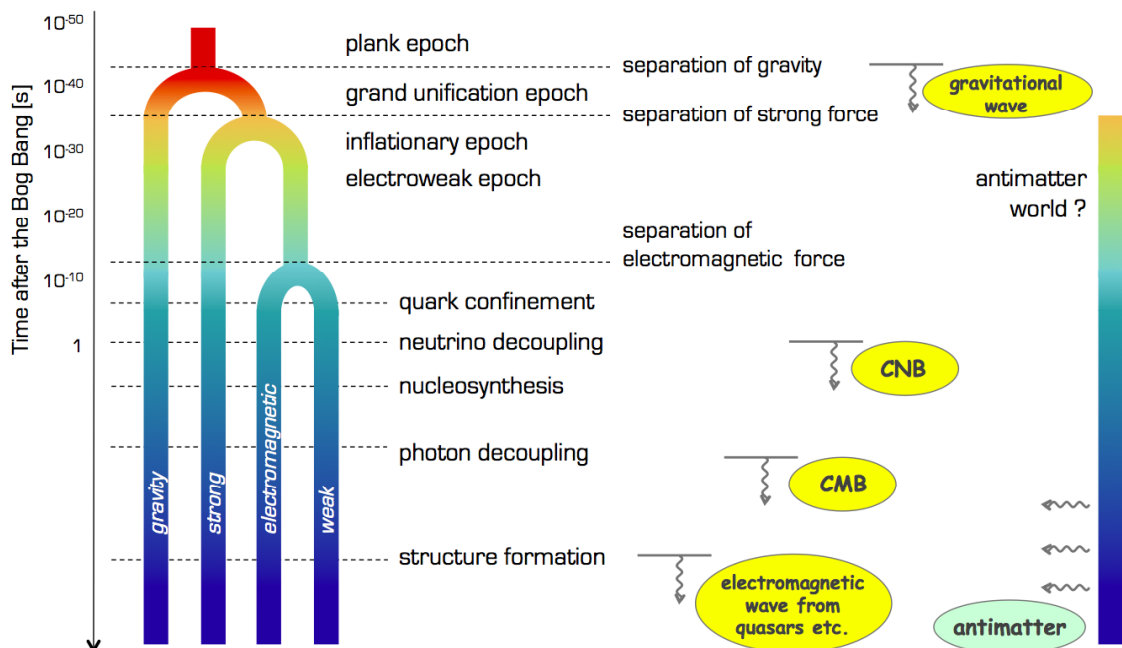


図 1.17: 宇宙の進化の標準的モデル。温度の低下に伴って 4 つの力が分離し、ハドロン、原子核、原子の誕生、銀河や銀河団形成の順で進化したとされている。

宇宙初期の熱平衡状態を伝える宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation; CMB) の存在は、ビッグバン宇宙論を最も直接的に証明した [86]。今後のさらなる可能性としては、光子の放射に先立って熱平衡状態を離脱した宇宙ニュートリノ背景放射 (Cosmic Neutrino Background; CNB) の検出、さらに宇宙最初期に存在した原始重力波の検出が挙げられる。原始重力波は波長が長すぎるため、現存する地上の測定装置では検出が不可能であるが、重力波の影響による CMB の偏光を測定する間接検出の試みが複数のグループによって行なわれている [87][88]。またガンマ線等の電磁波観測は、遠方のクエーサー、ガンマ線バースト等に対する検出感度を近年着々と延ばし、宇宙の大規模構造形成期までさかのぼって宇宙の進化を捉えつつある。

このように過去の宇宙の姿を直接捉えるという意味においては、荷電宇宙線はほとんど役に立たない。高エネルギー荷電粒子の到達限界は 100 Mpc 程度であり、宇宙のスケールを考えるとごく最近の情報しか得られないことが分かる。しかし反ヘリウムのように起源が理論上極めて限定される場合は、ごく数例の検出が重要な意味をもつ。宇宙の物質-反物質非対称性は、X ボソンの崩壊率の非対称性に起因してわずかに粒子・反粒子対消滅をまぬがれた粒子から形成されたと考えられているが、ビッグバンに先立って対称性の破れが微小領域毎に無作為に生じ、インフレーション膨張によって隔離された物質世界と反物質世界を形成しているというモデルも存在する。反ヘリウムは星間空間で二次的に生成される確率が極めて低いため、1 例でも検出されれば反物質領域からの漏れ出し、すなわち反物質世界の存在証拠と考えることができる。宇宙線反粒子の観測は、宇宙の物質-反物質非対称性という、宇宙論最大の未解決問題のひとつを解明する手段として重要な役割を担っている。

1.3.3 素粒子理論と宇宙線

近年、宇宙線観測の新たな可能性として注目されているのが、暗黒物質の間接検出である。暗黒物質の存在は、先に述べた CMB の密度ゆらぎの測定結果も強く示唆しており、大規模構造形成を説明する上で欠かせない宇宙の構成要素となっている。しかし該当する粒子は現在の素粒子標準模型には存在せず、標準模型を拡張した多数の理論モデルが提唱されているものの、モデル決定に至る観測結果が得られていない状況にある。

暗黒物質の正体解明の試みは、主に暗黒物質と検出装置との弾性散乱を捉える直接観測 ($DM + q \rightarrow DM + q$)、及び暗黒物質の生成を試みる加速器実験 ($q + \bar{q} \rightarrow DM + DM$)

を通して行なわれてきたが、未だその質量と衝突断面積に制限を課すにとどまっている。しかし近年 PAMELA 等が宇宙線陽電子の過剰、すなわち未知の陽電子源を示唆する観測結果を発表すると、暗黒物質の崩壊あるいは対消滅 ($DM + DM \rightarrow q + \bar{q}$) によってこれを説明しようとする理論が数多く提唱された。現在の観測精度では、他の陽電子起源、例えば近傍パルサーにおける電子・陽電子対生成等の可能性を排除できない状況だが、いずれにせよ宇宙線という自然の一要素そのものから暗黒物質のモデル特定をなし得ることは、興味深い可能性である。暗黒物質の間接検出が期待される観測内容としては、(1) 電子および陽電子の観測、(2) ガンマ線の観測、(3) 反陽子の観測、が挙げられる。反陽子については、すでに有意な過剰成分が存在しないことが確認されており、ハドロンに対消滅する暗黒物質モデルの棄却につながった [77]。電子、陽電子の観測結果には上述のように原因不明の過剰成分が観測されており、暗黒物質起源と近傍天体起源のモデル識別が急務となっている。ガンマ線については、暗黒物質由来のラインスペクトルやカットオフを期待することができ、エネルギー分解能の高い装置による観測が望まれている。

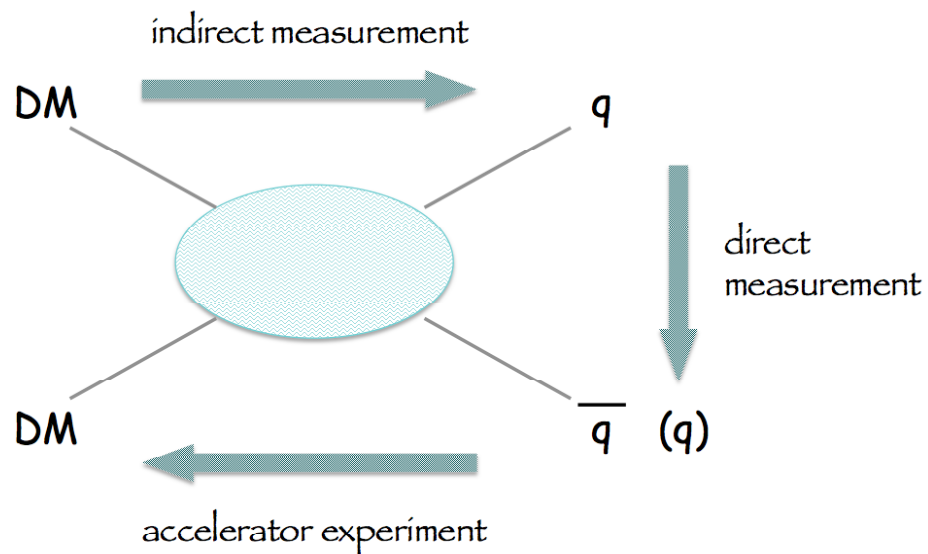


図 1.18: 暗黒物質の観測手法。直接観測、間接手法、加速器実験は暗黒物質の反応を異なる時系列で見ることに対応する。

加速器実験、直接観測、および宇宙線による間接観測は図 1.18 に示すように、ひとつの反応を別の観点から見ることに等しい。これらの実験が互いに長所短所を補い合うことで、暗黒物質の性質により強い制限を課し、その正体解明に迫ることができる。

1.4 CALET 計画の位置づけ

このように宇宙線研究は、発見から 100 年の歴史を経た現在においても多くの重要な課題を抱えており、今後の進展が期待される分野である。特に数 100 GeV を超える領域については、原子核、電子、反粒子、ガンマ線、いずれをとってもより高精度の観測が強く求められている。本論文の主題である CALET (CALorimetric Electron Telescope) は、厚い解像型カロリメータを備えた ISS 搭載型検出器によって、高エネルギー電子、ガンマ線、原子核の高精度観測を実現するプロジェクトである。

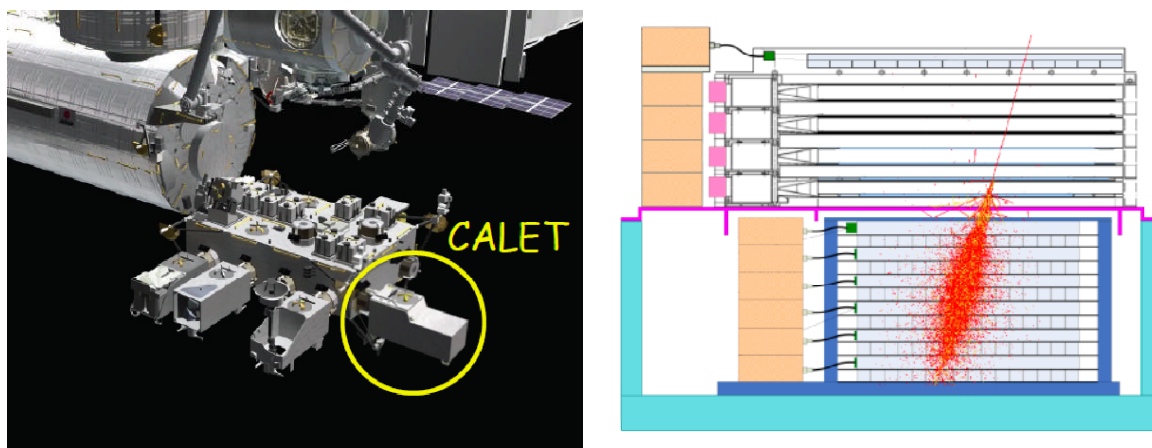


図 1.19: CALET 計画概念図。(左) ISS における CALET の取り付け位置。
(右) CALET による宇宙線のシャワー検出イメージ。

1.4.1 CALET の科学目的

CALET は 1 GeV–20 TeV の電子、10 GeV–10 TeV のガンマ線、数 10 GeV–1000 TeV の原子核を対象に 5 年間の長期観測を実施する。その主な科学目的を以下に述べる。

近傍加速源の直接観測

CALET の最大の目的は、TeV 領域電子の高精度観測の実現である。宇宙空間における TeV 電子測定の大難関は、エネルギー測定と陽子との識別であるが、CALET はこれを 30 放射長 (X_0) の厚さをもつカロリメータホドスコープによって解決する。カロリメータを用いた電子観測としては、過去に ATIC (18–22 X_0) や PPB-BETS (9 X_0) 等の

気球実験が行なわれており、現在宇宙空間で稼働中の Fermi 衛星も $10 X_0$ のカロリメータをもつが、TeV 電子のシャワーエネルギーを十分に吸収可能な厚さをもった実験は CALET が初めてである。これにより、今まで数 TeV であった電子の観測エネルギー上限を 20 TeV まで引き上げることが可能であり、荷電粒子による初の宇宙線加速源直接観測が実現できる。

暗黒物質の探索

CALET のもうひとつの大きな観測意義は、GeV–TeV 領域電子・ガンマ線の高精度観測による暗黒物質探索である。現在、暗黒物質由来のシグナルが期待できる宇宙線成分として最も有力なのは、数 100 GeV–TeV 領域の電子、陽電子、および拡散ガンマ線であり、特に PAMELA、AMS-02 が観測した 10–300 GeV における陽電子比の過剰が注目されている。CALET はこの領域の電子+陽電子に対して他実験を上回るエネルギー分解能 ($< 3\%$) をもち、さらに TeV 領域まで高い性能を保ったまま観測可能なため、スペクトルの微細構造の有無やカットオフ形状を明らかにすることができる。ここから、過剰成分の起源について最終的な結論を得ることができれば、暗黒物質のモデルに強い制限を与えることができる。

宇宙線加速機構・伝播機構の解明

さらに CALET は、TeV 領域原子核の核子別高精度観測を実現し、knee 前後の宇宙線加速機構の解明、および伝播過程の定量的理解を目指す。高エネルギー原子核はこれまで主に気球実験によって観測されてきたが、特に一次核/二次核比の導出においては、大気の影響を受けない宇宙空間における長期観測が望ましい。これまでの宇宙実験では、 $Z \sim 6$ 程度の軽元素について数 100 GeV まで計測されてきたが、CALET は $Z \sim 26$ までの原子核各成分について 1000 TeV までのエネルギースペクトルを導出し、さらに超重核 ($Z < 40$) の組成比の観測を実施する。

CALET の観測意義としては他にも、系外拡散ガンマ線観測によるガンマ線起源の解明、数 GeV 電子の長期観測による太陽変調の研究、ガンマ線の同時検出による重力波検出の検証、などが挙げられる。宇宙における直接観測としては、電子、ガンマ線、原子核いずれについてもこれまでのエネルギー上限を超える最高エネルギー領域への挑戦であ

り、また5年間の長期観測を予定していることから、大気の影響や統計の不足による不定性を排除した新しい結果が期待できる。

1.4.2 他実験との関係

現在宇宙空間で稼働中の宇宙線観測装置としては、PAMELA、AMS-02、Fermi が挙げられる。PAMELA、AMS-02 は反物質検出を主目的としたマグネットスペクトロメータ型の検出器であり、粒子と反粒子の識別が可能である。ただし観測エネルギーの上限は、検出器がもつ磁場の強さと検出器の大きさとで制限され、分解能が100%になるリジディティ (Maximum Detectable Rigidity; MDR) は、それぞれ PAMELA が 600 GV、AMS-02 が 2 TV で、TeV 領域の観測は望めない。CALET は TeV 領域まで吸収可能な厚いカロリメータをもつため、高エネルギー領域において中心的な役割を果たし、互いに相互補完することでより総合的な情報が得られる。Fermi は大面積望遠鏡 (Large Area Telescope; LAT) とガンマ線バーストモニター (Gamma-ray Burst Monitor; GBM) を搭載したガンマ線観測衛星である。CALET は視野角と有効面積の上では、ガンマ線の全天観測に最適化された Fermi 衛星に及ばないが、高いエネルギー分解能によるスペクトル構造の検証と、観測エネルギー上限の拡大において貢献する。

CALET と同時期に観測を開始する新たな宇宙実験としては、ISS-CREAM [89] が挙げられる。これは気球搭載型の原子核観測装置 CREAM を宇宙用に再開発したもので、2015 年の ISS 搭載が予定されている。また次世代の大型カロリメータ検出器として、DAMPE [90]、HEPCaT [91]、Gamma-400 [92] 等も計画されており、CALET はそれらの実験に対する先駆的役割も果たしている。

第2章

理論

宇宙線は遠方の天体で加速され、星間磁場で拡散を受けつつ太陽系まで到達する。低エネルギーの粒子は、太陽活動や地球磁場の影響を受けてその強度が変化する。衛星やISSに搭載された宇宙線観測装置は、検出器に入射した粒子の反応から粒子種とエネルギーを判別し、そのエネルギースペクトルから宇宙線の加速機構や伝播過程を明らかにしようとしている。本章では、宇宙線の起源として現在標準的に受け入れられているモデルを紹介し、伝播中の素過程を踏まえて、観測スペクトルを理論的に説明する。さらに標準モデルから逸脱する成分として検出が期待されている暗黒物質について、代表的な理論モデルとこれまでの実験から得られている制限をまとめる。

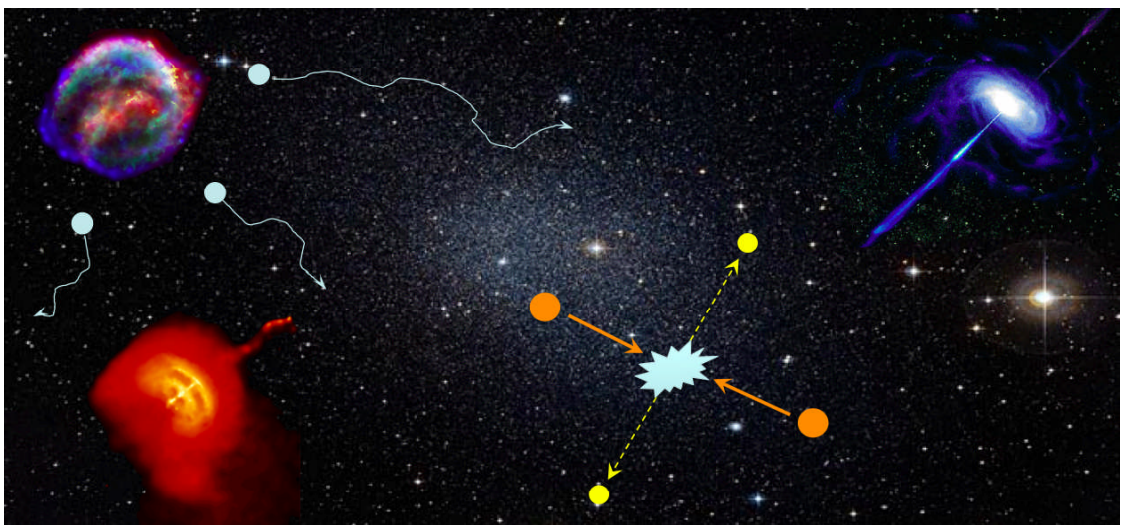


図 2.0: 宇宙線の発生と伝播の模式図

2.1 宇宙線の起源

宇宙線のエネルギースペクトルは、熱平衡状態のスペクトル（マクスウェル分布）とは大きく異なり、 10^{20} eV という超高エネルギーまでべき関数で続いている。このように通常の熱的過程として記述できない機構は「非熱的」過程と呼ばれ、宇宙のエネルギー収支において重要な役割を担う。これまでに電磁波観測を通して発見された、非熱的放射を伴う主な高エネルギー天体现象としては、以下のものが挙げられる。

- 超新星残骸 (SuperNova Remnant; SNR)
- パルサー (Pulsar)
- ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst; GRB)
- 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN)

超新星は重い星の重力崩壊、あるいは核燃焼の暴走に伴う爆発現象で、古くから可視光によって観測されてきた。光度曲線や偏光から、1回の爆発で光として放出されるエネルギーは 10^{49} erg、放出物質 (ejecta) の運動エネルギーは 10^{51} erg 程度と見積もられている。さらにカミオカンデは超新星 SN1987A の爆発に伴って放出されたニュートリノから、重力崩壊で解放されるエネルギーは 10^{53} erg 程度であり、そのほとんどがニュートリノによって爆発前に持ち去られるという理論モデルを証明した [32]。星の外層は、星間空間の音速を超える速度で吹き飛ばされるため、周囲の星間ガスをもろとも押し流して衝撃波を形成する。ここで星間ガスや ejecta が加熱されて熱的放射を起こし、超新星残骸 (SNR) として輝くと同時に、一部の粒子が非熱的機構によって高エネルギーまで加速され、非熱的 X 線やガンマ線を放射する。

パルサーはパルス状の電磁波を放射する天体で、その正体は超新星爆発の後に残った高速回転する中性子星であると考えられている。強磁場と回転に誘起された電場によって、星内部に含まれる荷電粒子が星から引き離されて星周囲にプラズマで満ちた磁気圏をつくり、さらに磁力線に沿った電場の発生によって磁気圏内の電子加速と電子・陽電子対の増殖、およびそれに伴うビーム状の放射が起こる。回転軸と磁気軸がずれているため、ビームが地球を向いたタイミングでパルス状に放射が観測される。また外部に吹き出した電子・陽電子が形成した衝撃波からも、非熱的放射が観測されている。パルサーのスピンドアウンから見積もられる放出エネルギーは 10^{30} – 10^{36} erg/s 程度である。

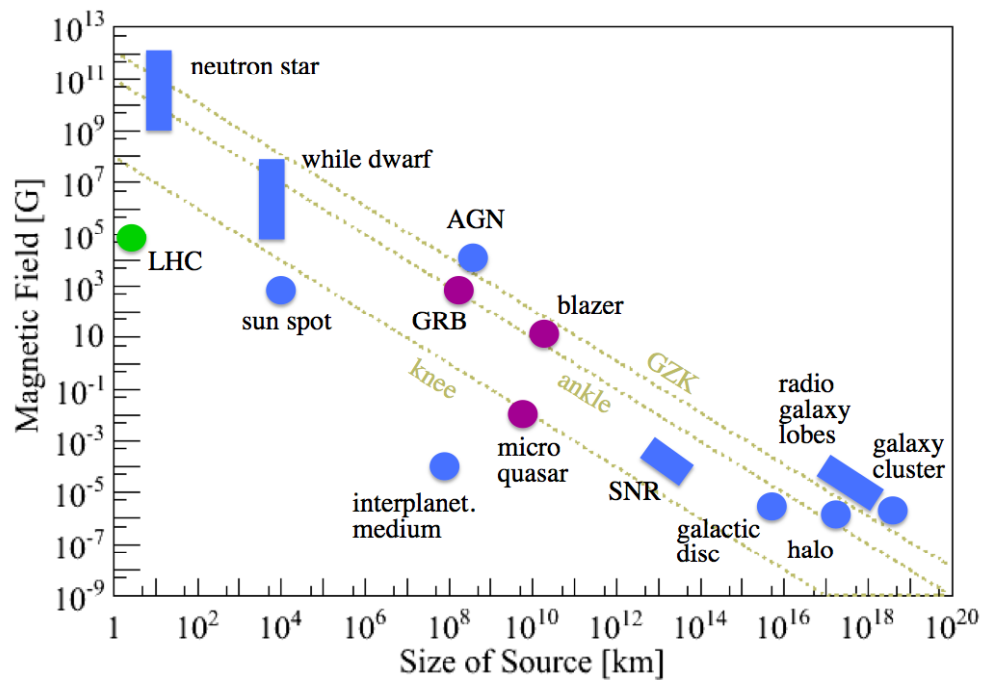


図 2.1: 宇宙線源候補天体の大きさと磁場強度の関係 (文献 [93] を元に改編)。図中の knee、ankle、GZK はそれぞれ $E_{max} = 10^{15.5}$, $10^{18.5}$, $10^{19.5}$ eV を表す。点線より上に位置する天体のみが、 E_{max} 以上の宇宙線の加速源となり得る。

GRB は、数秒から数分にわたって特定の方角から突発的にガンマ線が検出される現象である。残光（電波～X線）を伴うことが発見されたことによって、地球からの距離や放出時のエネルギーが明らかになり、一度に 10^{52} – 10^{54} erg 程度のエネルギーを放出する銀河系外の大爆発であることが分かった。爆発機構としては、通常の超新星より規模の大きい「極超新星」爆発や、中性子星やブラックホールの合体が有力視されている。

AGN は、 10^{44} – 10^{48} erg/s 程度の極めて強い電磁波を中心部から放射する銀河の総称である。そのスペクトルや強度変動から、セイファート銀河、クエーサー、ブレーザーなどに分類される。銀河中心に存在する巨大ブラックホールへの質量降着に伴う重力エネルギーの開放が、放射の起源と考えられている。

これらの天体が宇宙線の加速源と成り得るかどうかは、天体の磁場強度とスケールで制限される。電荷 Z の荷電粒子をエネルギー E まで加速するには、天体のサイズ R が粒子の Larmor 半径 $E/(Z \cdot B)$ より大きくなくてはならない (B は磁場強度)。この関係を図示したものは Hillas ダイアグラムと呼ばれており [94]、図 2.1 より ankle 以上の宇宙線の

加速源は銀河系外に限定されることが分かる。一方 knee 以下の宇宙線については、より身近な天体が加速源となり得る。宇宙線のエネルギー密度 $\rho_{CR} \sim 1 \text{ eV/cm}^3$ と銀河からの漏れ出しを考えると、宇宙線加速に必要とされる単位時間あたりのエネルギーは 10^{40} erg/s であり、これを供給し得る銀河系内の候補天体としては SNR が最も有望である。超新星は前述の通り 1 回の爆発で 10^{51} erg 程度のエネルギーを物質の運動エネルギーとして開放する。爆発の頻度は銀河系内で 50–100 年に 1 回程度であるので、単位時間あたりのエネルギー供給に直すと 10^{42} erg/s 、すなわち放出されるエネルギーの数 % が宇宙線の加速に使われるとすれば、宇宙線のエネルギー密度を説明することができる。次章では、SNR 由来の宇宙線が地球に到達するまでの加速・伝播の標準モデルについて述べ、knee 以下の宇宙線のスペクトル形状がこれらのモデルから導出可能なことを示す。

2.2 銀河内宇宙線の加速・伝播標準モデル

宇宙線の加速機構として現在最も広く認知されているものは、衝撃波における統計的フェルミ加速である。これは、乱流磁場下で衝撃波面を往復することによって、粒子がエネルギーを得る過程を統計的に扱ったもので、粒子分布の時間変化、相対論的衝撃波への応用など、まだ検討が必要な点は残っているものの、(1) 比較的単純な仮定から宇宙線のべき型スペクトルを説明できる、(2) 衝撃波の詳細なパラメータによらず、観測値と矛盾しないべき指数を与える、という点で優れた理論と言える。これに対してさらに、銀河内伝播中の拡散や相互作用（さらに電子の場合はエネルギー損失）を考慮することにより、観測スペクトルを大筋においてよく説明することが可能となる。以下の加速過程の記述は、文献 [95] に基づく。

2.2.1 衝撃波加速理論

大きな平面衝撃波が、速度 V_s でプラズマ雲の中を進んでいるとする（プラズマ内の音速を c_s とするとき $c_s < V_s$ ）。衝撃波の外側ではプラズマは静止しているが、内側では速度 V_i をもつ ($V_i < c_s < V_s$)。衝撃波静止系で考えると、外側の粒子は速度 V_s 、内側の粒子は速度 $V_s - V_i$ で外側から内側へ流れていることになるため、外側を上流、内側を下流と呼ぶ。粒子はプラズマ中の磁場の乱れに散乱されて、衝撃波面を何度も往復する。上流の方が下流より速度が速いため、散乱体は互いに近づいていることになり、粒子は近づき壁の間を往復するピンポン球と同様の原理でエネルギーを得る。

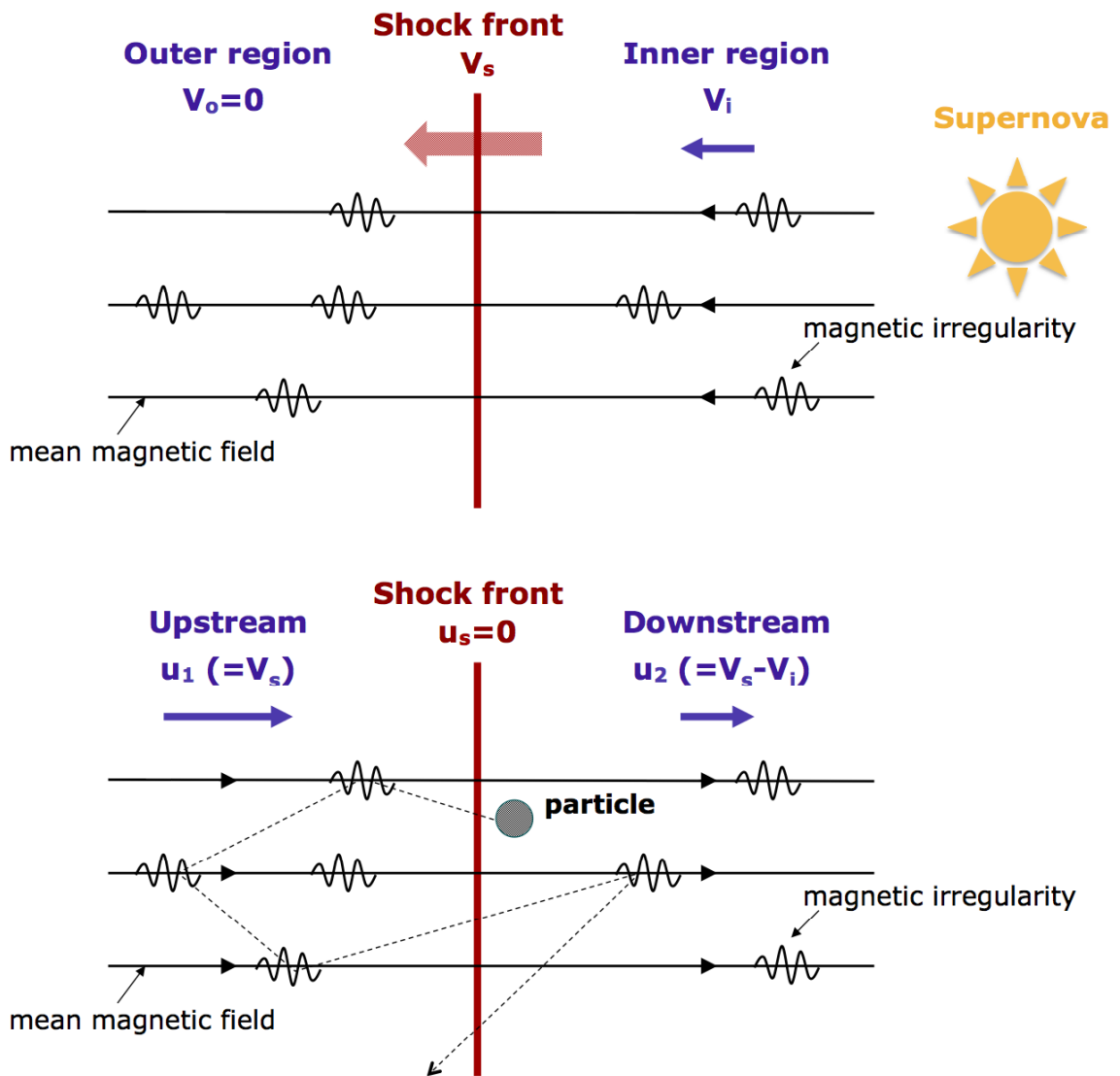


図 2.2: 衝撃波加速の模式図。上は実験室系、下は衝撃波静止系。

べき型スペクトルの導出

粒子の分布関数を $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{p})$ とし、加速後の粒子数密度 $N = \int f(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}) d\mathbf{p}$ を求める。まず $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{p})$ についてのボルツマン方程式を考えると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{d\mathbf{x}}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}) = \left[\frac{df}{dt} \right]_{coll} \quad (2.1)$$

となる。粒子の速度 $d\mathbf{x}/dt$ は、それらを平均化した背景流体の速度 $u(x)$ で表す。運動量

p は、粒子の分布が等方的なものとして p で置き換え、その変化 dp/dt は衝撃波前後の速度差による断熱圧縮と考えて、以下の式で表すとす。

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{3} \frac{du}{dx} \quad (2.2)$$

右辺は衝突項であるが、散乱による空間的な拡散のみを考えるものとする、

$$\left[\frac{df}{dt} \right]_{coll} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial f}{\partial x} \right) \quad (2.3)$$

と表される。 D は拡散係数とする。これらを式 (2.1) に代入し、以下の方程式を得る。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{du}{dx} \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial f}{\partial x} \right) \quad (2.4)$$

ここから u が定数（上流で u_1 、下流で u_2 ）のとき、以下の定常解が求まる。

$$f = \begin{cases} f_0(p) \exp\left(\frac{xu_1}{D}\right), & (x < 0) \\ f_0(p), & (x > 0) \end{cases} \quad (2.5)$$

$f_0(p)$ は、式 (2.4) の $x=0$ における境界条件を満たすことから、以下の形で表される。

$$f_0(p) \propto p^{-\frac{3u_1}{u_1-u_2}} \quad (2.6)$$

下流における粒子数密度 N は、

$$\begin{aligned} N &= \int f_0(p) d\mathbf{p} = \iiint f_0(p) \cdot p^2 \sin \theta dp d\theta d\phi \\ &= 4\pi \int p^2 f_0(p) dp \end{aligned} \quad (2.7)$$

となるので、下流における微分スペクトル dN/dp が以下の形で求まる。

$$\frac{dN}{dp} \propto 4\pi p^2 f_0(p) \propto p^{-\frac{u_1+2u_2}{u_1-u_2}} \quad (2.8)$$

すなわち、加速後のスペクトルがべき関数として与えられ、そのべき指数は u_1 と u_2 のみで決まることが分かる。 u_1 と u_2 の比を r とすると、 $r = u_1/u_2 = n_2/n_1$ (n は背景流体の密度) であるから、背景流体が理想気体、すなわち断熱圧縮の比熱比が $\gamma = 5/3$ のとき、 r は以下のように表される。

$$r = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2} = \frac{4M^2}{M^2 + 3} \quad (2.9)$$

ただし M はマッハ数、すなわち衝撃波の速度 V_s と星間空間の音速 c_s の比とする。非相対論的な強い衝撃波の場合、 $M \gg 1$ なので $r = 4$ となり、スペクトルのべき指数 s は、

$$s = -\frac{u_1 + 2u_2}{u_1 - u_2} = -\frac{r + 2}{r - 1} = -2 \quad (2.10)$$

となる。これは観測スペクトル $s = -2.7$ を説明する上で現実的な値である。

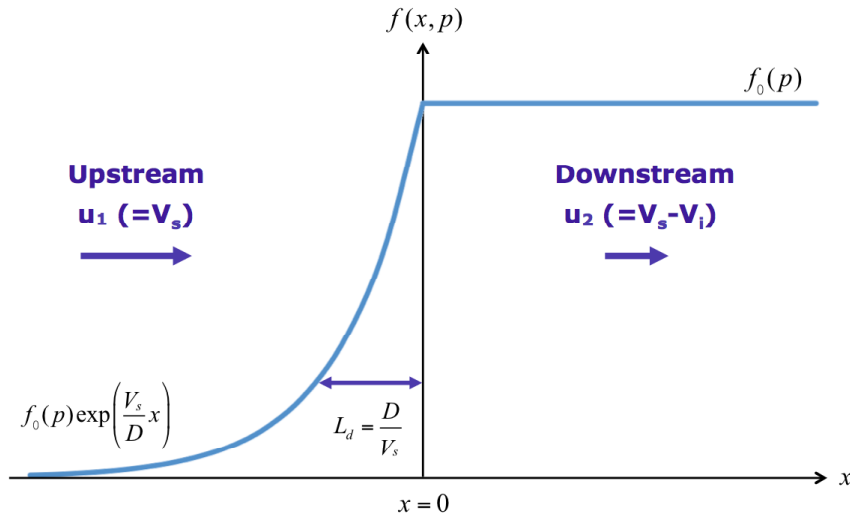


図 2.3: 衝撃波面静止系における加速粒子（運動量 p ）の分布。

加速の最大エネルギー

衝撃波加速は、永遠に続くわけではない。超新星爆発に付随する衝撃波は最初 $V_s \sim 10^4$ km s $^{-1}$ の速度で自由膨張するが、半径 $R \sim 2$ pc（Sedov 半径）に達したあたりから掃き集めた物質の質量が無視できなくなって断熱膨張に移行し、その後放射冷却によるエネルギーの散逸を経て、最終的に $R \sim 40$ pc 程度で消滅する。式 (2.5) は断熱近似の上に成り立っており、かつ上流における拡散長 $L_d = D/V_s$ が衝撃波の半径 R より小さい場合にのみ成立する。拡散係数 D は粒子のエネルギーに依存し、あるエネルギー以上では $L_d > R$ 、すなわち半径 R に達するまでの間に粒子が十分に加速されないことになるので、衝撃波加速には加速限界が生じる。

拡散長 L_d を拡散する時間 t は、拡散係数 D の定義より

$$t = \frac{L_d^2}{D} \quad (2.11)$$

と表される。これを、個々の粒子が散乱を受けつつ距離 L_d 進むのにかかる時間として書き下す。散乱の平均自由行程を δ 、散乱回数を n としたとき、ランダムウォークによる粒子の移動距離の期待値は $\delta\sqrt{n}$ である。散乱は磁場の乱れに起因することから、平均自由行程 δ が Lamor 半径 r_L ($=mv/qZB$) 程度であると考え、 L_d 進む間に散乱される回数は $n \sim (L_d/r_L)^2$ と表される。よって L_d 進むのにかかる時間は、

$$t \sim n \cdot \frac{r_L}{v} \sim \left(\frac{L_d}{r_L}\right)^2 \frac{r_L}{v} = L_d^2 \frac{qZB}{mv} \frac{1}{v} \sim L_d^2 \frac{qZB}{E} \quad (2.12)$$

となる。式 (2.11) と式 (2.12) から、拡散係数 D を粒子のエネルギー E 、電荷 Z 、磁場 B で表すことができ、最初に述べた $L_d = D/V_s < R$ という条件から、加速の最大エネルギーを以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} E_{max} &\sim qZBV_s R \\ &\sim 2 \times 10^{14} \text{eV} \left(\frac{B}{3 \mu\text{G}}\right) \left(\frac{V_s}{10^4 \text{ km s}^{-1}}\right) \left(\frac{R}{2 \text{ pc}}\right) \times Z \end{aligned} \quad (2.13)$$

上式のように、磁場の強さを $3 \mu\text{G}$ (星間磁場の標準的な見積もり) とした場合、断熱膨張開始時 (半径 $R_0 \sim 2 \text{ pc}$ 、速度 $V_0 \sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$) の加速の最大エネルギーは 10^{14} eV 程度となる。断熱膨張期における R と V_s の時間変化は、

$$R = R_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/5}, \quad V_s = V_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-3/5} \quad (2.14)$$

と表されるので、 E_{max} は $R = R_0$ のとき最大となる。式 (2.13) は電荷に比例するため、例えば鉄の場合は陽子の 26 倍高い位置に加速限界が予想される。

衝撃波加速の問題点

衝撃波加速は、単純な仮定に基づいて観測スペクトルの概観を説明するという点で、優れた理論である。ただし細かい部分においては観測との不一致が存在し、理論の改良または観測精度の向上が求められている。現在指摘されている主な問題としては、

- (1) 観測されている knee の位置は $10^{15.5}$ eV であるが、上記の計算では主成分である陽子の加速上限は 10^{14} eV 程度で、約 1 桁低い。
- (2) 観測された宇宙線スペクトル ($s = -2.7$) を説明するには、伝播過程の及ぼす影響 (次節参照) を考えても、加速源において $-2.3 \sim -2.4$ 程度のべき指数が必要とされる。上述のモデルで導出される値は $s = -2.0$ であり、若干傾きが足りない。
- (3) 衝撃波加速は電荷によらず同じスペクトルの傾きを予測するが、陽子・ヘリウムの観測結果は数 10 GeV 以上の領域で異なるべき指数を提示している。重粒子の場合は伝播中の核破砕がスペクトルに寄与するが、陽子とヘリウムのべき指数の不一致は伝播過程では説明しにくい。

これらの矛盾を解消するための様々な理論的試みが行なわれている。(1) については、局所的な磁場の増強をもたらす種々の要因に関する考察や、加速粒子が衝撃波に与えるフィードバックを考慮した非線形衝撃波理論が存在する。また (2) や (3) については、加速機構だけではなくそこからの宇宙線の逃走を考慮することもひとつの重要な可能性である。従来のモデルでは加速された粒子は下流に蓄えられ、衝撃波の消滅とともに一斉に外に放出されるが、放出のタイミングにエネルギー依存性があればスペクトル形状に変化が生じる。

今後の宇宙線観測に求められることは、まず加速のエネルギー上限が電荷に比例するという衝撃波加速理論の基本的な描像を検証することである。式 (2.13) が正しいければ、陽子のスペクトルは数 100 TeV の領域にカットオフをもち、ヘリウム以降の各成分のスペクトルにもその Z 倍の位置にカットオフが現れるはずである。それらの形状を核子毎に測定し、空気シャワー観測によって得られた全粒子スペクトルと比較することにより、knee の起源についてより焦点を絞った議論が可能となる。(2) や (3) の解決においても、より精密なエネルギースペクトルの導出が重要である。

2.2.2 宇宙線の銀河内伝播

地球で観測されるのは、宇宙空間を伝播中に磁場による散乱や星間物質との相互作用を経た宇宙線である。そのため伝播過程がスペクトルに及ぼす影響を考慮する必要がある。図 2.4 に、宇宙線が伝播する銀河系の構造を示す。中心には比較的古い恒星からなる密度の高い領域 (バルジ) があり、それを取り巻くように若い恒星や星間物質からなる銀河円盤が広がる。さらに外側には球状星団などからなるハローが広がっている。

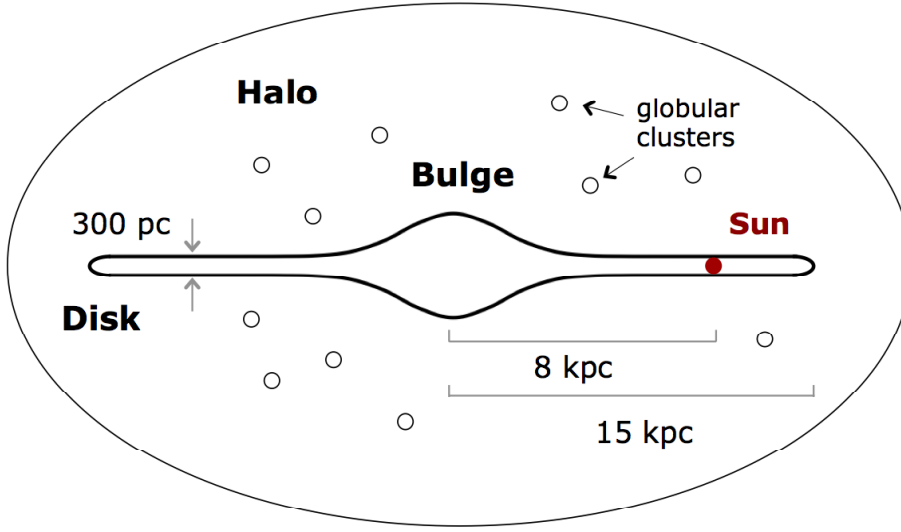


図 2.4: 銀河系の模式図。

銀河円盤を構成する星間物質の主成分は中性水素ガスで、その平均的な密度は 1 個 ($= 1.7 \times 10^{-24} \text{ g} / \text{cm}^3$) である。宇宙線が生成源から地球に到達するまでに通過する距離は、一次核と二次核の存在比から約 5 g/cm^2 と見積もられており、銀河円盤の厚みよりはるかに厚い。これは宇宙線が星間磁場によって銀河系内に閉じ込められ、散乱を受けつつ長時間さまようためである。宇宙線がその伝播過程において常に銀河円盤内に滞在しているとすると、通過距離 5 g/cm^2 から見積もられる年齢（源から地球に到達するまでの時間）は 3×10^6 年程度であるが、ベリリウムの同位体から算出される年齢は 2×10^7 年程度で、見積もりより若干長い。これは、宇宙線が平均的に銀河円盤より密度の低い空間を通過してきていることを示唆している。このため、閉じ込め領域は銀河円盤より広く、密度の低い周辺のアロー一部分にまで及ぶと考えられている。

伝播中の物理過程としては、拡散、対流、磁場や他粒子との相互作用によるエネルギー変化、衝突や崩壊による原子核の消滅、あるいは生成等が考えられる。よって、粒子 i に対する一般的な輸送方程式は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) - \nabla \cdot \mathbf{u} N_i(E) - \frac{\partial}{\partial E} \{b_i(E) N_i(E)\} \\ & + Q_i - \left(\frac{v\rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\tau_i} \right) N_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE'} N_k(E') dE' \quad (2.15) \end{aligned}$$

ただし、 D_i は拡散係数、 \mathbf{u} は対流の速度ベクトル、 b_i はエネルギーの時間変化率

($= dE/dt$)、 Q_i は源における生成スペクトル、 λ_i は核相互作用の平均自由行程、 τ_i は寿命、 $\sigma_{i,k}$ は粒子 i から粒子 k への核破碎断面積とする。また、 v は粒子速度、 ρ は粒子密度、 m は水素の質量とする。通常は、式 (2.15) にいくつかの単純化を施したモデルを用いて宇宙線の伝播を扱う。最も一般的なものは、以下に述べる Leaky-Box モデルである。

原子核の伝播過程 (Leaky-Box モデル)

Leaky-Box モデルは拡散を扱う最も簡便な手法で、宇宙線がある閉じ込められた空間内に均一に分布し、一定の確率 $1/\tau_{esc}$ でそこから逃げ出すと考える。このとき、式 (2.15) の第 1 項は、 $-N_i/\tau_{esc}$ に置き換えられる。対流、エネルギー増減、衝突、崩壊等がない単純な状態を仮定し、デルタ関数的な生成スペクトル $Q(E, t) = N_0(E) \delta t$ を考えると、 $N(E, t) = N_0(E) e^{-t/\tau_{esc}}$ という解が導かれる。すなわち τ_{esc} は、宇宙線が閉じ込められた空間内にいる平均的な時間と考えることができる。

Leaky-Box モデルにおける原子核輸送の一般的な形として、宇宙線密度は平衡状態にあるものとし、エネルギー増減と対流を無視すると、式 (2.15) は以下のようなになる。

$$\frac{N_i}{\tau_{esc}} = Q_i - \left(\frac{v\rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\tau_i} \right) N_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE'} N_k(E') dE' \quad (2.16)$$

この式を用いて、源で加速された一次粒子 p のスペクトルが、伝播によってどのように変化するか考える。安定 ($\tau_p \sim \infty$) で、より重い核からの破碎が無視できる場合、

$$\frac{N_p}{\tau_{esc}} = Q_p - \left(\frac{v\rho}{\lambda_p} \right) N_p \quad (2.17)$$

となるので、粒子が空間から逃げ出すまでの平均通過距離 $\lambda_{esc} (\equiv v\rho\tau_{esc})$ を用いると、

$$N_p(E) = \frac{Q_p(E) \cdot \tau_{esc}}{1 + \lambda_{esc}/\lambda_p} \quad (2.18)$$

と表すことができる。核相互作用の平均自由行程 λ_p はエネルギーに依存しないが、 λ_{esc} は閉じ込めが磁場に起因することから、粒子のリジディティ $R (= p/Z)$ に応じて変化する。 $\lambda_{esc} \gg \lambda_p$ のとき、式 (2.18) は、

$$N_p(E) \sim Q_p(E) \cdot \tau_{esc} \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_{esc}} = Q_p(E) \cdot \frac{\lambda_p}{v\rho} \quad (2.19)$$

となり、源におけるスペクトルがそのまま反映される。逆に $\lambda_p \gg \lambda_{esc}$ のときは、

$$N_p(E) \sim Q_p(E) \cdot \tau_{esc} = Q_p(E) \cdot \frac{\lambda_{esc}}{v\rho} \quad (2.20)$$

となり、 λ_{esc} のエネルギー依存性がスペクトルに反映される。 λ_{esc} とレジディティの関係は次式で表される。

$$\lambda_{esc} = 10.8 \text{ g/cm}^2 \beta \left(\frac{4}{R} \right)^\delta, \quad R > 4 \text{ GV} \quad (2.21)$$

δ の値は一次核/二次核比の観測結果から、0.3–0.6 程度と見積もられている。陽子は平均自由行程が 55 g/cm^2 で、 $\lambda_p \gg \lambda_{esc}$ であることから、スペクトルがエネルギーによらず式 (2.20) で表される。一方、鉄など核相互作用長が短い重粒子は、低エネルギーにおいては式 (2.19) から $N_p(E) \sim Q_p(E)$ となり、源におけるスペクトルをそのまま反映するが、エネルギーが高くなると $\lambda_{esc} < \lambda_p$ となるため、陽子と同じく式 (2.20) にしたがう。このように、一次核のスペクトルには伝播の影響が粒子毎に反映される。

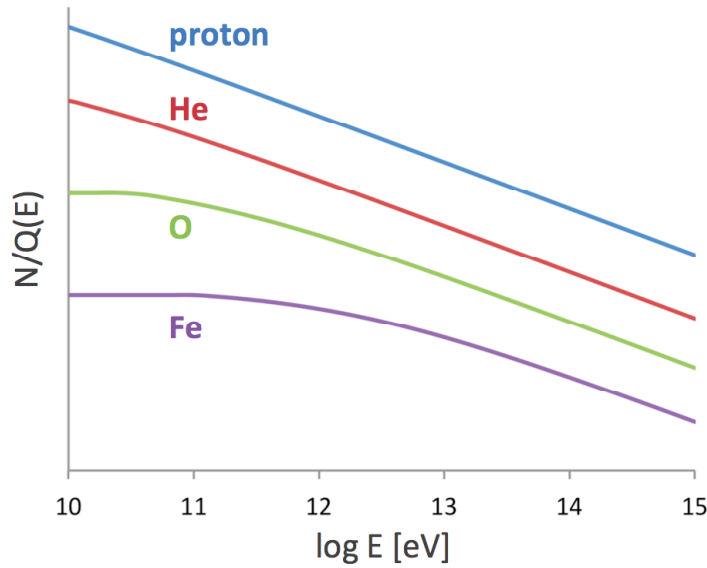


図 2.5: Leaky-Box モデルによる一次核のスペクトル予測（縦軸の比率は任意）。
銀河系からの漏れ出しが効くか、核破碎が効くかでスペクトルが変化する。

λ_{esc} のエネルギー依存性を明らかにする上で重要なのが、一次核/二次核比の観測である。一次核 p から生成される二次核 s について式 (2.16) を当てはめると、安定な核の場合、ソース項 Q_s と崩壊は無視できるので、

$$\frac{N_s}{\tau_{esc}} = - \left(\frac{v\rho}{\lambda_s} \right) N_s + \frac{v\rho}{m} \cdot \sigma_{s,p} N_p \quad (2.22)$$

となる。 $\lambda_p = m/\sigma_p$ を考慮すると、

$$\left(\frac{1}{\tau_{esc}} + \frac{v\rho}{\lambda_s} \right) N_s = \left(\frac{v\rho}{\lambda_p \sigma_p} \sigma_{s,p} \right) N_p \quad (2.23)$$

と変形され、ここから一次核のスペクトル N_p と二次核のスペクトル N_s の比が以下のよう表される。

$$\frac{N_s}{N_p} = \frac{\sigma_{s,p}}{\sigma_p} \cdot \frac{\lambda_{esc}}{(1 + \lambda_{esc}/\lambda_s)\lambda_p} \quad (2.24)$$

すなわち一次核/二次核比のエネルギー依存性には、 λ_{esc} のエネルギー依存性そのまま反映される。ここから式 (2.21) が導出されている。ただし B/C 比の観測は数 100 GeV 以上の領域で未だ不定性が大きく、 δ の正確な値が測定されていない。またここで扱った単純な Leaky-Box モデルでは、この比はエネルギーとともに単調減少するが、より厳密には磁場の不均一性、伝播中の再加速、核破碎断面積のエネルギー依存性等を考慮する必要がある、モデルによっては高エネルギーにおいて異なる変動を示す。

電子の伝播過程（拡散モデル）

Leaky-Box モデルでは、空間内の宇宙線密度を一定と仮定しているが、電子のようにエネルギー損失の寄与が大きい場合は、拡散過程による密度勾配を考慮する必要がある。式 (2.15) において対流、衝突、崩壊を無視すると、

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E} \{b_i(E) N_i(E)\} + Q(E) \quad (2.25)$$

電子の場合、主にシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によって、エネルギーに二乗に比例したエネルギー損失をする。すなわち、

$$b_e(E) = bE^2, \quad b = \frac{4}{3} \sigma_t c \frac{\epsilon}{(mc^2)^2} \quad (2.26)$$

ここで、 σ_t は断面積、 $\epsilon = \epsilon_{mag} + \epsilon_{ph}$ はそれぞれ磁場と光子のエネルギー密度とする。よって、源のスペクトルを $Q(E) \delta(r) \delta(t)$ とすると、電子のスペクトル N_e は、

$$N_e = \frac{1}{(4\pi d)^{3/2}} Q \left(\frac{E}{1 - bEt} \right) \frac{1}{(1 - bEt)^2} \exp \left(-\frac{r^2}{4d} \right) \quad (2.27)$$

と表される。ただしここで、

$$d = \frac{1}{b} \int_E^{\frac{E}{(1-bEt)}} DE^{-2} dE \quad (2.28)$$

とする。これは、拡散係数が $D = D_0 E^\delta$ という形をとるとき、以下のように表される。

$$d = D_0 \frac{1 - (1 - bEt)^{1-\delta}}{b(1-\delta)E^{1-\delta}} \quad (2.29)$$

以上より、源におけるスペクトルが $Q = Q_0 E^{-\gamma}$ と表せるとすると、太陽系からの距離 r 、時間 t に爆発した超新星を源とする電子フラックスは、以下のように表される。

$$N_e = \frac{Q_0}{(4\pi d)^{3/2}} \frac{E^{-\gamma}}{(1 - bEt)^{2-\gamma}} \exp \left(-\frac{r^2}{4d} \right) \quad (2.30)$$

電子のエネルギー損失がエネルギーの二乗に比例する ($dE/dt = bE^2$) ことを考えると、電子の寿命はエネルギーに反比例する ($T = 1/bE$)。すなわち、観測可能な TeV 領域の電子は、 10^5 yr 以内に加速されたものでなければならない。この時間に拡散する距離は、 $\sqrt{2DT} = 0.6$ kpc 程度であり、高エネルギーになるほど近傍の若い超新星残骸しか加速源になり得ないことが分かる。式 (2.30) から、例えば $E = 3$ TeV のとき $F_0 \equiv E^3 N_0 = 1, 10, 10^2, 10^3$ [$\text{GeV}^2 \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$] を与える超新星残骸の年齢と距離は、図 2.6 の実線で表される関係にある。線の内側に位置する超新星残骸のみが、3 TeV 以上の電子スペクトルに影響することができる。

図から、TeV 領域の電子加速源の候補は、Vela、Monogem、Cygnus Loop など数例に限られることが分かる。したがって、TeV 領域ではこれらの加速源を同定可能な、特徴をもつスペクトル構造が現れることが理論的に予測されている [96]。スペクトル形状は、拡散係数 D_0 、放出時間 τ 、加速源におけるカットオフエネルギー E_c 等に影響される (図 2.7)。いくつかのパラメータの組み合わせは、すでに過去の実験結果により制限されているが、より詳細なパラメータ決定は、TeV 領域の電子観測によって実現可能となる。このように、TeV 領域の電子観測には、宇宙線加速機構の直接的検証が可能であるという興味深い特徴があり、精度のよい観測が強く望まれている。

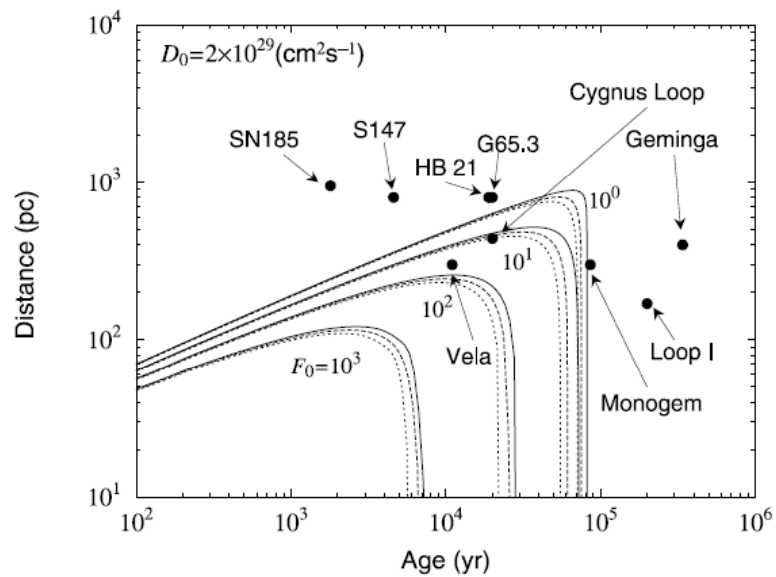


図 2.6: 各超新星残骸の年齢と距離 [96]。各線は 3 TeV の電子の加速源と成り得る超新星の満たす条件で、実線、点線、破線はそれぞれ加速源におけるカットオフエネルギー E_c を 10 TeV、20 TeV、 ∞ とした場合。

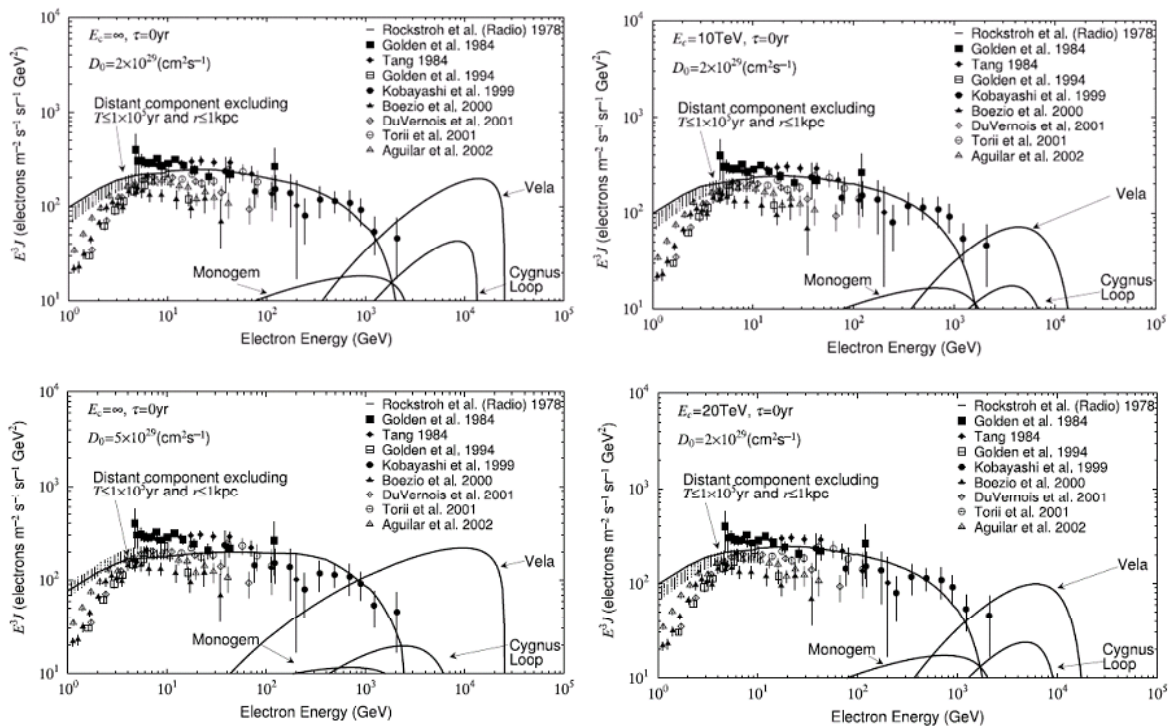


図 2.7: 解析計算による TeV 領域の電子スペクトル予測 [96]。拡散係数 D_0 、放出時間 τ 、カットオフエネルギー E_c 等の違いによりスペクトル形状が変化する。

2.2.3 太陽活動と宇宙線強度

宇宙線は太陽磁気圏に入射すると強度が減少する。原因は、太陽磁場による拡散、太陽風による対流、その膨張による断熱減速、磁気圏内のエネルギー損失などである。拡散の大きさはリジディティに比例するため、低エネルギーほど強度減少が大きくなり、10 GeV 以下で顕著となる。太陽変調の大きさは、宇宙線の電荷の正負によって多少異なることが知られている。それを説明するモデルの1つはドリフトモデルと呼ばれるもので、太陽磁場は11年毎に方向を変えるので、この反転によって宇宙線の流れが変化している。このモデルを使うと、陽子の強度変化におけるA⁺期のピーク型、A⁻期のフラット型を説明することができるので支持されている。

太陽活動の変調が宇宙線のフラックスに与える影響を見積もるモデルとして、Force-Field 近似がある [97]。これは、以下の式で表される。

$$\frac{dJ(E)}{dE} = \frac{E^2 - m^2}{(E + |z|\Phi)^2 - m^2} \frac{dJ_{IS}(E + |z|\Phi)}{dE} \quad (2.31)$$

ここで E は粒子のエネルギー、 m は質量、 z は電荷、 $J_{IS}(E)$ はエネルギー E の宇宙線の強度、 $J(E)$ は変調を受けた後の宇宙線の強度を表す。 Φ は太陽変調パラメータと呼ばれ、以下の式で表される。

$$\Phi(r, E, z, t) = \psi(\xi + \phi, z, t) - \psi(\xi, z, t) \quad (2.32)$$

ψ は ξ の逆関数で、 ξ 、 ϕ はそれぞれ以下で表される。

$$\xi(E, z, t) = \int_m^E \frac{D_2(R', t)}{E'^2 - m^2} dE', \quad \phi(r, t) = \int_r^{r_b} \frac{V(r', t)}{2D_1(r', t)} dr' \quad (2.33)$$

ここで r_b は太陽磁気圏の範囲、 V は太陽風速度、 D_1 、 D_2 は宇宙線の拡散係数を $D = \beta D_1(r, t)D_2(R, t)$ と表したときの各係数とする。一般に D_2 は $R^{-\alpha}$ の形で表される。 α は太陽磁場の乱れを反映しており、Jokipii [98]、Rastoin [99] 等によりエネルギー依存性が論じられているが、とりあえず $\alpha = 1$ と近似すると太陽変調が定数となり、簡単化できる。

太陽変調による減少率を見積もるには、まず太陽磁気圏に入射する前の宇宙線の星間スペクトルを仮定し、それと観測スペクトルの差から Φ を導出する。このようにして推

定した Φ の値は、およそ 0.4–1.2 GV 程度の範囲で周期的に変動している。さらに過去の観測における Φ の推定値と中性子モニターの観測値との相関が分かれば、中性子モニターは定常的に作動しているため、任意の時期における宇宙線の太陽変調による減少率を推定することができる [100]。

2.3 暗黒物質起源の宇宙線

高エネルギー天体现象以外で考えられる宇宙線の生成過程は、暗黒物質の崩壊または対消滅である。宇宙には目に見える物質の 5 倍以上の暗黒物質が存在すると見積もられており、それらが崩壊・対消滅の結果、宇宙線として観測される可能性は高い。本節では現在有望とされている暗黒物質モデルと、宇宙線観測による検出の可能性を述べる。

2.3.1 暗黒物質の理論モデル

暗黒物質 (Dark Matter) とは、我々の宇宙に満ちている目には見えない、すなわち光と相互作用しない未知の物質である。その存在は比較的古くから、銀河団の運動や渦巻銀河の回転曲線によって示唆されてきた [101]。当初は未知の物質を仮定する代わりに重力理論の修正を試みる意見もあったが、近年さらに様々な角度から観測的証拠が得られるにつれ、暗黒物質の存在は揺るぎのないものとされている。特に CMB の揺らぎを観測した WMAP のデータ [102] は、宇宙初期における暗黒物質の存在を裏付け、その質量密度を明らかにした。さらに重力レンズ効果を用いた弾丸銀河団の質量分布解析は、銀河団衝突時の暗黒物質の挙動を明示し、より直接的にその存在を証明した [103]。

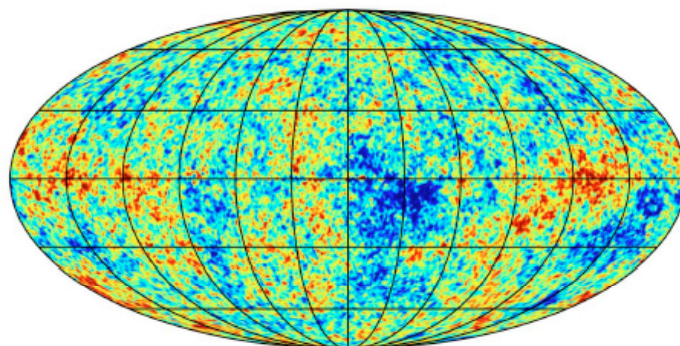


図 2.8: WMAP の観測した CMB の揺らぎ [102]。暗黒物質の密度差が発展し、星や銀河が形成されたと考えられている。

これまでの観測から、暗黒物質となり得る物質は、(1) 光による観測にかからないことから、電磁相互作用をしないこと、(2) 現在も暗黒物質が存在していることから、宇宙年齢スケールで安定であること、(3) 宇宙の構造形成を説明するために、宇宙初期の反応凍結時に非相対論的であること、等の条件を満たす必要がある。

このような条件を満たす粒子のモデルの一つは、WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) と呼ばれるものである。これは陽子の約 100 倍以上の質量をもつ中性かつ安定な粒子を指す。定義において条件 (1)(2) を満たすと同時に、大きな質量を仮定することにより条件 (3) も満たしている。すなわち、質量 m (~ 100 GeV) とゲージ結合定数 α (~ 0.01) から対消滅断面積のオーダーを推定し ($\sim \alpha^2/m^2 \sim 1$ pb)、宇宙初期からの WIMP の密度変化を計算すると、熱平衡状態を離脱するときの温度が質量より十分に小さい (粒子が非相対論的である) ことが分かる。さらにそのときの密度は、WMAP の観測した現在の暗黒物質密度 ($\Omega_{DM} \sim 0.1$) と一致する。このように WIMP モデルは、「重い、安定、中性」という 3 つのシンプルな仮定によって、これまでの観測から課される条件を余さず満たすため、暗黒物質の最有力モデルとされてきた。ただし上記の仮定に当てはまる粒子は、現在の素粒子標準模型の枠組みの中には存在せず、WIMP を暗黒物質の正体とする場合は素粒子模型の拡張が必要とされる。

最もよく議論されている拡張形は、すべての既知の素粒子に対して、スピンの $1/2$ 異なる未知のパートナー粒子の存在を仮定する「超対称性 (Supersymmetry; SUSY) 理論」である。超対称性が正確に成り立つ状態では、粒子 q とその超対称粒子 \tilde{q} の質量は等価となるが、ある質量スケール ($\gtrsim 1$ TeV [104]) でこの対称性が破れているために、 \tilde{q} は非常に大きな質量をもつ (故に未発見である) と考えられている。標準模型に超対称性を導入した超対称標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model; MSSM) では、陽子崩壊等を抑制するため R パリティ不変性が仮定されており、これは安定な超対称粒子の存在を保証する。すなわち、通常の粒子は $R = 1$ 、その超対称粒子は $R = -1$ のパリティをもつとし、始状態の粒子のパリティ積と終状態の粒子のパリティ積が同じになるよう相互作用が制限されているとすると、 $R = -1$ の粒子の崩壊には 1 つ以上の $R = -1$ の粒子が現れる必要があるため、最も軽い超対称粒子 (Lightest Supersymmetric Particle; LSP) は、運動学的に許される崩壊先がなくなり安定になる。よって LSP が荷電 0 の弱い相互作用をする粒子であれば、まさに WIMP として暗黒物質の有力な候補となる。ニュートリノの超対称粒子であるスニュートリノ、あるいはヒグシーノと中性ゲージノの混合状態であるニュートラリーノなどが、このような条件を満たす超対称粒子とし

で有力視されている。さらに MSSM を重力を含む形で拡張した場合、重力子グラヴィトンの超対称性粒子であるグラビティーノも WIMP 候補となる。

表 2.1: MSSM における素粒子

normal particles		supper symmetric particles	
quark	— u, c, t, d, s, b	squark	— $\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}, \tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}$
lepton	— $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e, \mu, \tau$	slepton	— $\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau, \tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$
gauge boson	— g (gluon)	gaugino	— \tilde{g} (gluino)
	— γ (photon)		— $\tilde{\gamma}$ (photino)
	— W^\pm, Z^0		— \tilde{W}^\pm (wino), \tilde{Z}^0 (zino)
higgs	— h, H^0, A^0, H^\pm	higgsino	— $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0, \tilde{H}^\pm$

もうひとつの代表的な拡張モデルである余剰次元模型においても、KK パリティと呼ばれるパリティ保存を課すことによって重い粒子の安定性を保証することができる。Kaluza-Klein モードにおける最も軽い粒子 (Lightest Kaluza-Klein Particle; LKP) も、暗黒物質の有力候補である。

2.3.2 地上実験による制限と宇宙線による間接検出

いくつかのグループは、暗黒物質と原子核との弾性散乱による暗黒物質の直接観測を試みている。DAMA は、イタリアのグラン・サッソで行なわれた実験で、地球が太陽の周りを公転する際に生じる暗黒物質シグナルの季節変化を 8.2σ の精度で測定したと発表した [105]。しかし同様の実験である CDMS [106] 等ではこの現象は確認されておらず、これまでの観測結果からはほぼ否定されている。現在高精度を誇る暗黒物質直接観測装置としては、XENON100 [107] 等があり、神岡でも液体キセノンを用いた XMASS 実験 [108] が行なわれているが、いずれも非常に高度なバックグラウンド除去が求められる実験であり、現在のところ暗黒物質の質量・反応断面積に制限を課すにとどまっている。

宇宙線観測においては、暗黒物質の対消滅によって生成される粒子・反粒子が、標準モデルで予想されるべき型スペクトルからの逸脱として検出される可能性がある。特に現在注目されているのは、数 100 GeV 領域における電子+陽電子スペクトルのべきスペクトルからの逸脱、さらに 10 GeV–300 GeV における陽電子比の過剰である。また、現在

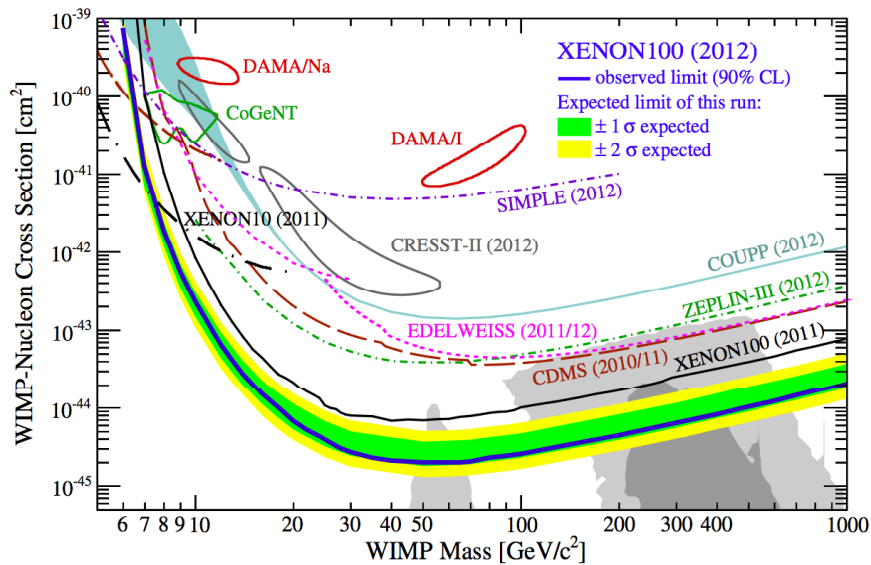


図 2.9: 直接観測から得られている暗黒物質の質量と散乱断面積に対する制限 [107]。図中の上限値より上の領域は否定されている。

のガンマ線観測においてはべき型スペクトルからの有意な逸脱は確認されていないが、よりエネルギー分解能の高い検出器によってバックグラウンド成分に隠れていた暗黒物質起源の成分が検出される可能性もある。宇宙線観測においては、標準モデルで考えられてこなかった別の起源、例えば近傍パルサー等の寄与の可能性を十分に考慮する必要がある。天体起源と暗黒物質起源を見分ける手段としては、異方性、微細構造の有無、カットオフ形状などが挙げられる。これらの特徴を総合した上で、天体起源との識別、さらに暗黒物質に対するモデル制限を行なうことができる。

第3章

CALET 計画

CALET は GeV–TeV 領域の電子、ガンマ線、原子核を観測対象とした高エネルギー宇宙線観測装置であり、国際宇宙ステーションの日本実験棟船外実験プラットフォームにおいて 2015 年から 2–5 年間の長期観測を実施する。30 放射長の厚いカロリメータを用いた解像型の検出器構造により、高いエネルギー分解能と粒子識別性能、到来方向決定を実現し、電子加速源の直接検出、暗黒物質の探索など、宇宙物理学における重要課題を包括的に研究・解明することを目指す。本章では、CALET 検出器の概要とシミュレーション計算で見積もられる性能について述べる。

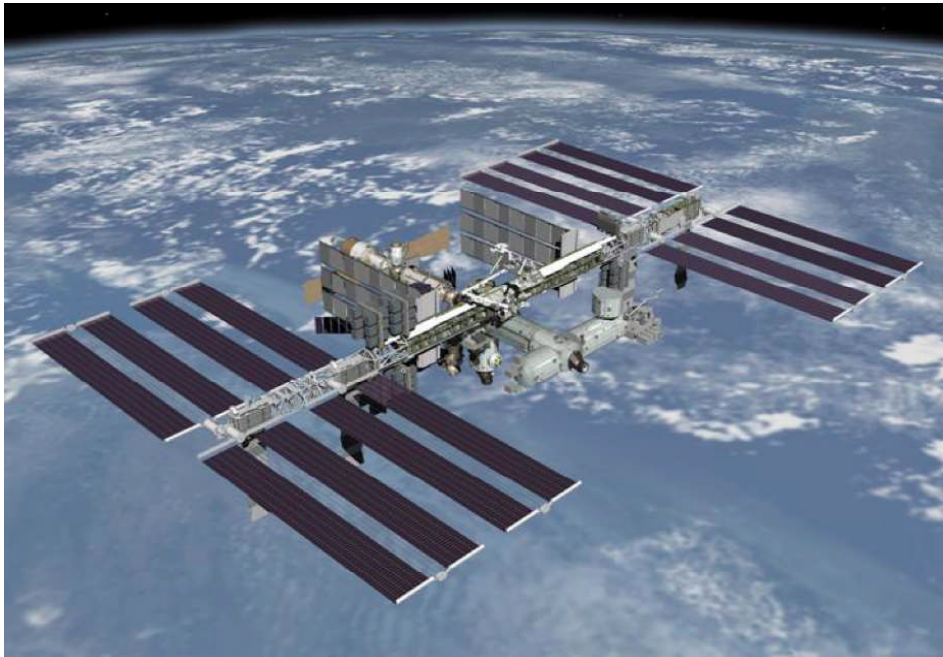


図 3.0: 国際宇宙ステーション

3.1 CALET 計画概要

CALET は 2015 年に、ISS の日本実験棟船外実験プラットフォーム (Japanese Experiment Module Exposed Facility; JEM-EF) に搭載される予定である。現在 9 番ポートで稼働中の宇宙環境計測ミッション装置 (SEDA-AP) を 11 番ポートに移し、装置を取り替える形で 9 番ポートに設置される。これにより、他のポートやモジュールに妨げられることのない、比較的広い視野角 (45°) を得ることができる。ここで ISS より電源供給を受け、5 年間の長期観測を実施する。

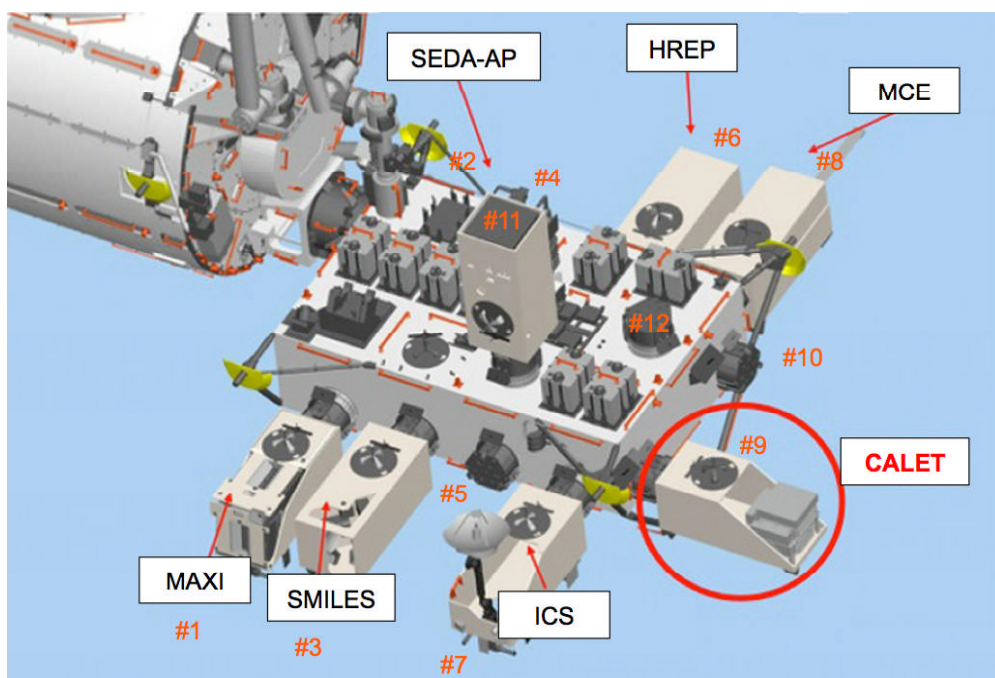


図 3.1: JEM-EF における CALET の取り付け位置。

装置の主要部分は、高エネルギー宇宙線のシャワー形状を捉えるカロリメータ検出器 (CALET Calorimeter; CAL) であるが、その他に突発的なガンマ線現象を検出するガンマ線バーストモニター (CALET Gamma-ray Burst Monitor; CGBM) も搭載されている。CAL では 1 GeV–20 TeV の電子、10 GeV–10 TeV のガンマ線、数 10 GeV–1000 TeV の原子核、CGBM では 7 keV–1 MeV の硬 X 線と、100 keV–20 MeV の軟ガンマ線を検出する。両者は通常独立に作動するが、CGBM で強いガンマ線放射が検出された場合は CAL のトリガー条件を変更してガンマ線放出源の同時観測を行い、CGBM で観

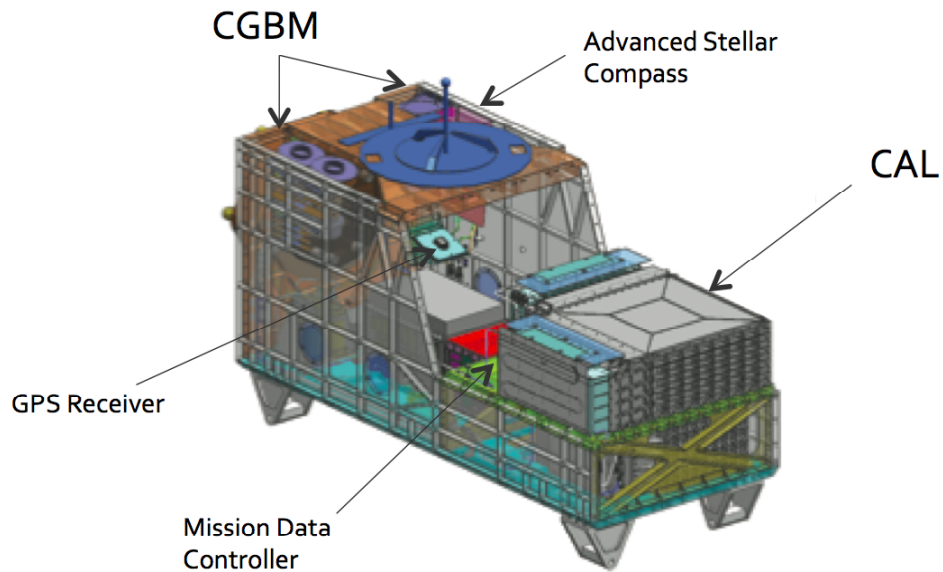


図 3.2: CALET 装置構成。主要部分であるカロリメータ (CAL) の他に、ガンマ線バーストモニター (CGBM) 等が搭載されている。装置全体の温度は、能動熱制御系機器によって一定に保たれる。

測しきれない高エネルギー領域をカバーする。また宇宙線のデータを取得するこれらの検出器の他に、姿勢決定のためのスターコンパス (Advanced Stellar Compass; ASC)、GPS レシーバー (GPS Receiver; GPSR) が搭載されている。取得された全データは、データコントローラ (Mission Data Controller; MDC) で処理され、中継衛星を介して地上に送られる。次節以降では特に、CALET の主要部分である CAL の構造と性能について述べる。

3.2 検出器構成

CALET のカロリメータ部分は、電荷測定器 (Charge Detector; CHD)、解像型カロリメータ (Imaging Calorimeter; IMC)、全吸収型カロリメータ (Total Absorption Calorimeter; TASC) という 3つの要素から構成されている。測定の基本理念は、厚い物質の積層によって入射粒子が生成するシャワーのエネルギーを十分に吸収すること、それをセグメント化したシンチレータによって検出し、シャワー形状を三次元的に可視化することである。これによって、TeV 領域まで高精度でエネルギー決定と粒子識別を行

なうことが可能になる。以下に、各構成要素の詳細な構造と性能を述べる。

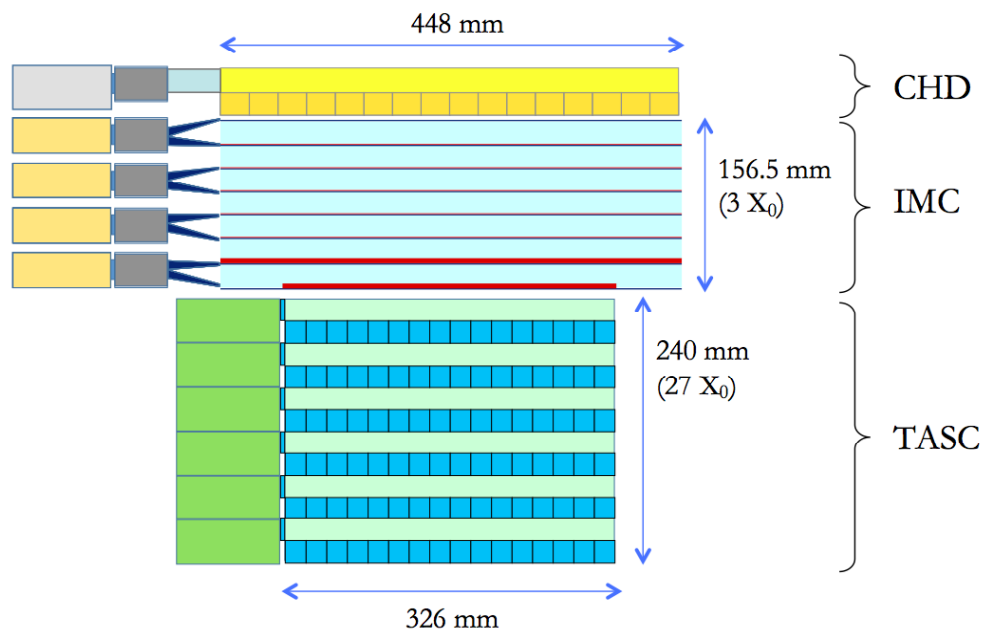


図 3.3: CALET 検出器概念図。CHD、IMC、TASC という 3 つの要素を積層した構造をしている。厚みは放射長にして $30 X_0$ 。

3.2.1 電荷検出器 (Charge Detector; CHD)

CHD は CALET の最上部に位置し、幅 3.2 cm、長さ 44.8 cm、厚み 1.0 cm のプラスチックシンチレータ (ELJEN technology, EJ204) 14 本を X、Y 各方向に 1 組ずつ重ねた構造をしている。シンチレータ内のエネルギー損失量は入射粒子の電荷 Z の二乗に比例するため、その発光量から電荷を測定することができる。一枚板のシンチレータではなく 14 本に分けてそれぞれを独立に読み出すことにより、後方散乱粒子の影響を防ぎ、高精度で電荷を特定することが可能となっている。各シンチレータからの発光は、アクリル製のライトガイドで光電子増倍管 (Photomultiplier Tube; PMT) まで導き、前置回路 (Front End Circuit; FEC) で電気信号に変換する。集光率を高めるため、1 本毎に反射材 (Enhanced Specular Reflector; ESR) でラッピングしている。シンチレータの発光量はクエンチングと呼ばれる消光効果のためエネルギー損失量と完全に線形ではないが、この影響は複数回にわたるビーム実験により定量的に評価し、出力とエネルギー損失量との関係を導出している。使用する PMT (浜松ホトニクス、R7400-06) の出力およ

び AD 変換の線形性は、クエンチングを考慮した場合 $Z = 40$ まで確保されている。

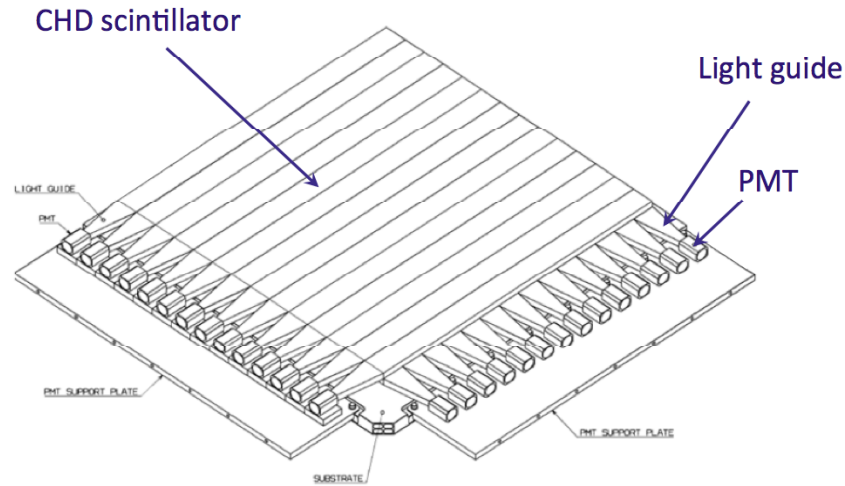


図 3.4: CHD 構造図。



図 3.5: CHD 用プラスチックシンチレータ+ライトガイド (左) と PMT (右)。

3.2.2 解像型カロリメータ (Imaging Calorimeter; IMC)

IMC は、検出層としてのシンチレーティングファイバー (Scintillating Fiber; SciFi) と、吸収層としてのタングステン板を交互に積層したサンプリング型カロリメータである。IMC に入射した粒子はタングステン板を通過する過程で徐々にシャワーを発達させ、その様子が間に挿入された SciFi によって高い位置分解能で検出される。吸収層は $44.8 \times 44.8 \text{ cm}^2$ のタングステン板 7 枚からなり、厚みは上層 5 枚が $0.2 X_0$ 、下層 2 枚が $1.0 X_0$ である。上層でシャワー生成前の粒子の飛跡が、下層でシャワーが適度に発達し

た後の正確なシャワーコアの位置が、検出できる設計となっている。使用する SciFi (クラレ社、SCSF-78 SJ SQB) の断面は $1 \times 1 \text{ mm}^2$ で、これを X、Y 各方向に 448 本並べて 1 層としている。

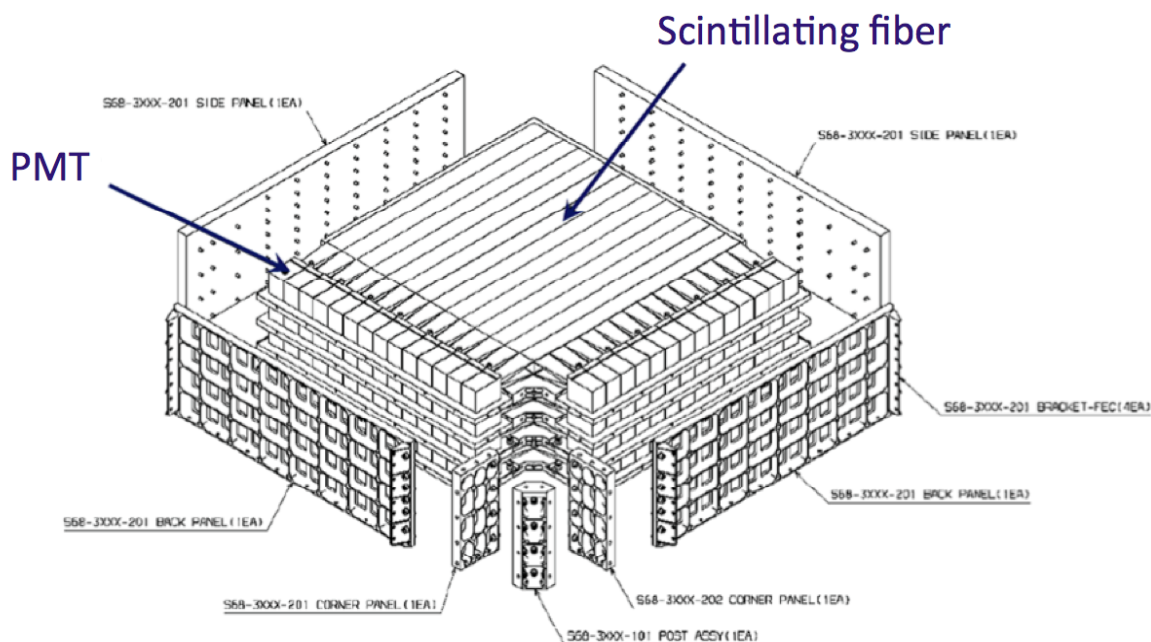


図 3.6: IMC 構造図。

各 SciFi からの信号は、計 224 個の 64 チャンネル MultiAnode PMT (MAPMT) によって読み出される。MAPMT との接合によって生じる SciFi の曲率を極力小さくするため、上層の SciFi 32 本と下層の SciFi 32 本を 1 つの MAPMT で読み出している。

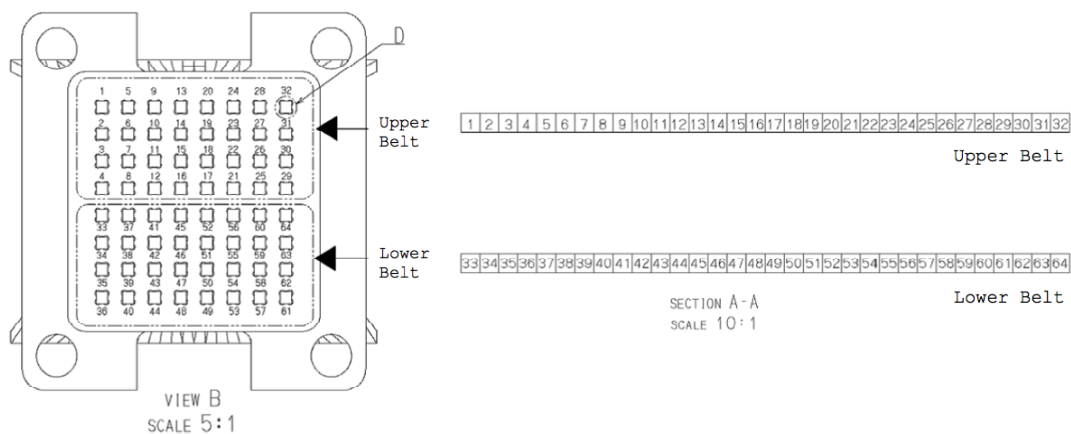


図 3.7: SciFi の並びと PMT 感面の対応関係。

3.2.3 全吸収型カロリメータ (Total Absorption Calorimeter; TASC)

TASC は、タングステン酸鉛 (PbWO_4 ; PWO) の結晶を 16 本ずつ X、Y 交互に全 12 層積層した全吸収型カロリメータである。吸収層としての役割と検出層としての役割を兼ねる無機シンチレータを積層することで、検出器中に落とされた全エネルギーを高精度で測定することができる。PWO は宇宙線実験によく用いられる他の無機シンチレータと比べても、質量密度が高く、放射長が短いという特徴をもつ (表 3.1 参照)。このため、装置の重量を抑え、天頂角視野を広く保ちつつ、十分なエネルギー吸収を行なうことが可能となっている。垂直方向の物質量は $27 X_0$ に相当する。また 16 本ずつ X、Y 交互に積層した構造は、TASC 内のシャワー形状の可視化とそれによる粒子識別を可能にしている。

表 3.1: 主な無機シンチレータの特性の比較 [109][110]

	ρ [g/cm ³]	X_0 [cm]	R_M [cm]	dE/dx [MeV/cm]	λ_{\max} [nm]	light yield [/MeV]
NaI(Tl)	3.67	2.59	4.13	4.8	415	38,000
CsI(Tl)	4.51	1.86	3.57	5.6	540	65,000
LSO(Ce)	7.40	1.14	2.07	9.6	420	25,000
GSO(Ce)	6.71	1.38	2.23	8.9	440	9,000
BGO	7.13	1.12	2.23	9.0	480	8,200
PWO	8.28	0.89	2.00	10.2	410	400

ρ : density, X_0 : radiation length, R_M : Moliere radius
 λ_{\max} : wave length of max. emission

各 PWO からのシンチレーション光は、1 層目についてはトリガーとしても使用するため PMT (浜松ホトニクス、R11822) で、それ以外の層についてはアバランシェ・フォトダイオード (Avalanche PhotoDiode; APD) とフォトダイオード (PhotoDiode; PD) をパッケージ化した受光センサによって検出する。APD (浜松ホトニクス、S8664-1010) と PD (浜松ホトニクス、S1227-33) の受光面積はそれぞれ $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 、 $2.4 \times 2.4 \text{ mm}^2$ で、APD は増幅率が PD の 50 倍になるように印可する高電圧を調整する。これにより APD と PD のゲイン比はおよそ 1000 倍になる。さらに、各素子からの信号を 2 系統に

分け、ゲインの異なる2種類の波形整形増幅器 (Shaping Amplifier; SA) を通すことにより、6桁に及ぶ広いダイナミックレンジを確保している。最もゲインの高い APD の high-gain では、1粒子通過時の電荷量がおよそ 2 fC であり、各回路系における総ノイズが 0.7 fC 以下であるため、 $S/N \sim 3$ 程度の精度で1粒子相当の信号が検出可能である。

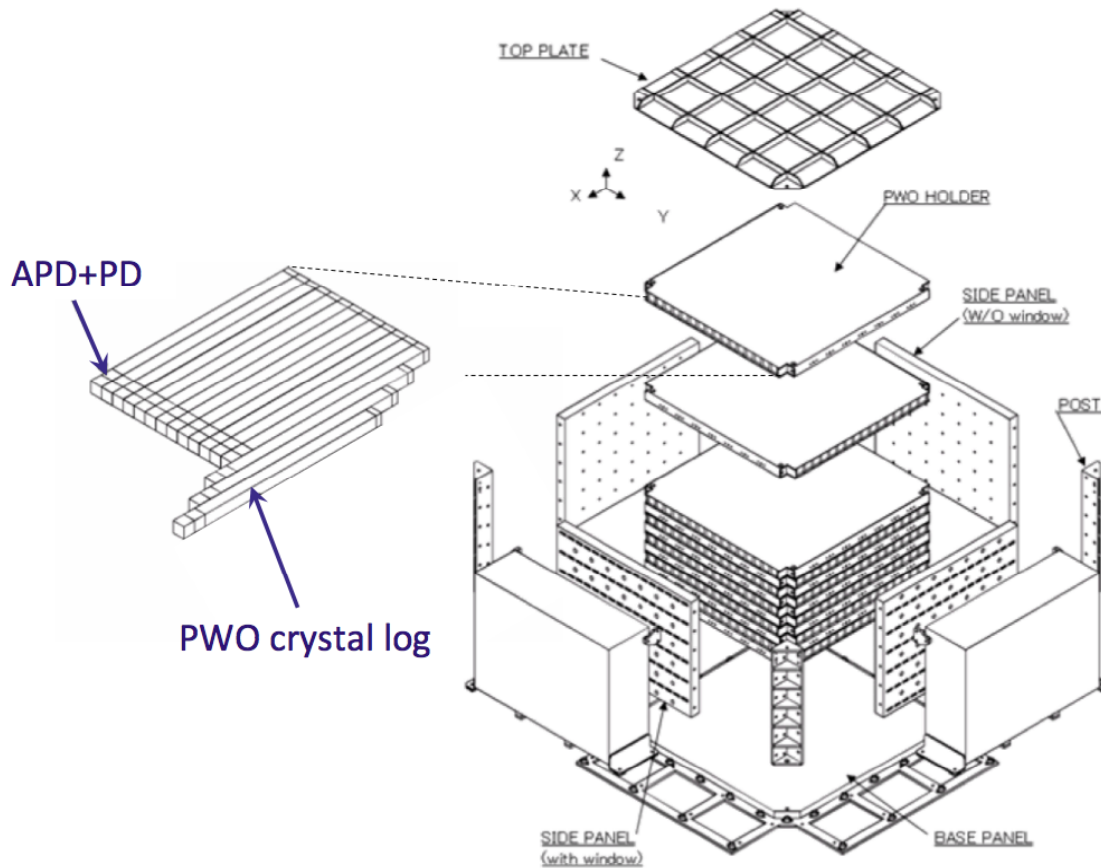


図 3.8: TASC 構造図。

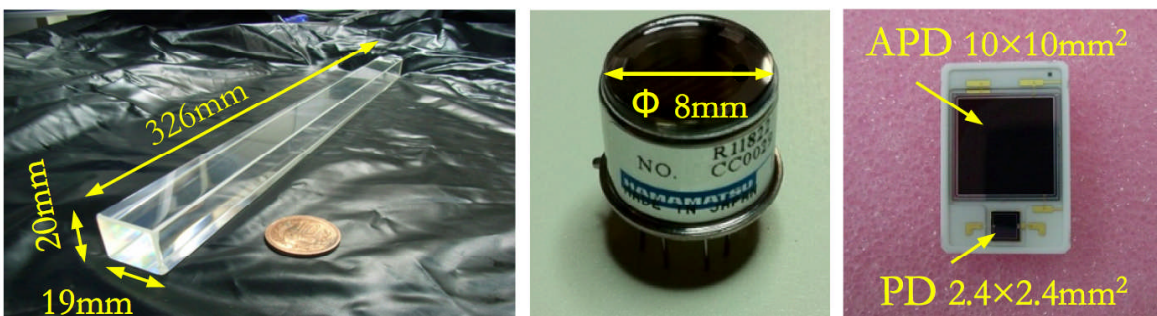


図 3.9: PWO 結晶と受光センサ。中央は1層目の検出に用いる PMT。右は2-12層目に用いる APD-PD パッケージ。

表 3.2: TASC の 4 系統の信号のゲイン比

	APD/PD gain	Detection area	SA gain	Total gain
APD high-gain	50	18	30	2.7×10^4
APD low-gain	50	18	1	9.0×10^4
PD high-gain	1	1	30	30
PD low-gain	1	1	1	1

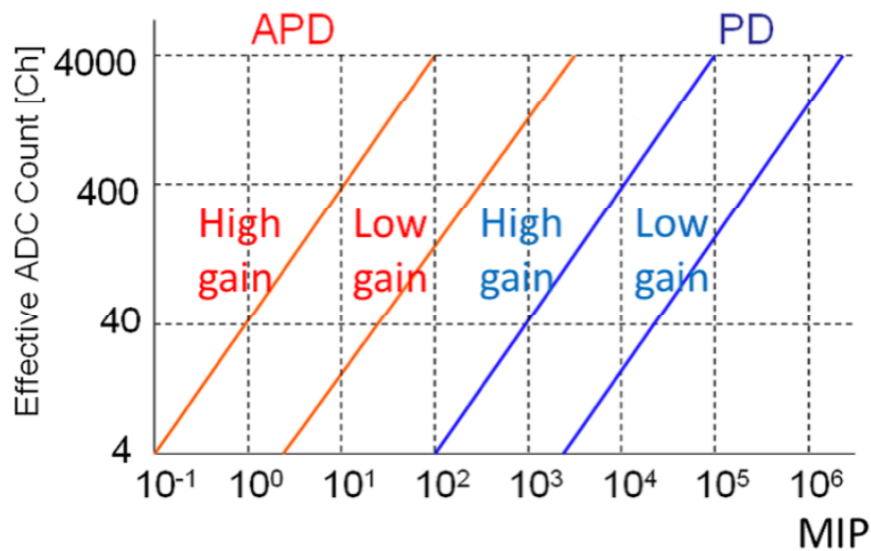


図 3.10: TASC のダイナミックレンジ。

3.2.4 トリガーシステム

CALET では検出器の主要部分からの信号をトリガー用に別系統で読み出し、それらの信号値の大小が規定のトリガーパターンと一致した場合にデータ収集システム (Data Acquisition; DAQ) からトリガー信号を発信し、データを取得する。トリガーに用いる信号は以下の 3 種類である。

- CHD 各層の 14 本のプラスチックシンチレータからの信号和 (CHD-sum)
- IMC X、Y 層それぞれ 2 層ずつの信号和 (IDYN-sum)
- TASC 1 層目の 16 本の PWO からの信号和 (TTOP-sum)

CHD 各層および TASC1 層目の信号は、各シンチレータの信号を独立に記録するのとは別系統でトリガー用に足し合わされ、波形整形の後に DAQ システムに送られる。IDYN-sum は、各 MAPMT のダイノード出力（すなわち 64 本の SciFi の信号和）をさらに各層ごとに（すなわち MAPMT 14 個分）足し合わせたものである。トリガーモード、すなわちデータ取得の判定条件は、以下の 3 種類設定されている。

- 10 GeV 以上の粒子を対象とした High Energy Shower Trigger (HES)
- 1 GeV 以上の荷電粒子を対象とした Low Energy Shower Trigger (LES)
- 装置較正用のため最小電離粒子を対象とした Single Trigger (Single)

CALET の主目的である高エネルギー宇宙線観測は、HES モードで行なう。太陽変調の研究のため 10 GeV 以下の電子イベントを取得する際には、LES モードに切り替える。また定期的に Single モードに切り替えて軌道上装置較正を行なう。それぞれのモードにおけるトリガー条件を、表 3.3 に示す。閾値は Monte Carlo シミュレーションによって導出した最適値であり、最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle; MIP) 相当の出力値を基準として粒子数で示してある。MIP の定義と導出方法については §3.3.2 で述べる。

表 3.3: 各トリガーモードにおけるトリガー条件

Trigger signal	HES mode	LES mode	Single mode
CHD-sum (X)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
CHD-sum (Y)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (X-1, 2)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (Y-1, 2)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (X-3, 4)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (Y-3, 4)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (X-5, 6)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (Y-5, 6)	-	> 0.7 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (X-7, 8)	> 7.5 MIP	> 2.5 MIP	> 0.7 MIP
IDYN-sum (Y-7, 8)	> 7.5 MIP	> 2.5 MIP	> 0.7 MIP
TTOP-sum	> 55 MIP	> 7.0 MIP	> 0.7 MIP

3.3 各粒子に対する基礎性能評価

高エネルギー粒子に対する検出器の性能は、シミュレーション計算によって見積もることができる。ここでは EPICS (Electron-Photon Induced Cascade Simulator in a detector) [111] を用いて導出した CALET の基礎性能について述べる。EPICS は検出器中での高エネルギー粒子の取り扱いに優れた Monte Carlo シミュレーションコードで、多くの宇宙線観測や加速器実験において実験結果の再現性が確認されている。多角形、ハニカム構造なども含めて検出器の微細構造を忠実に再現できる点でも優れている。

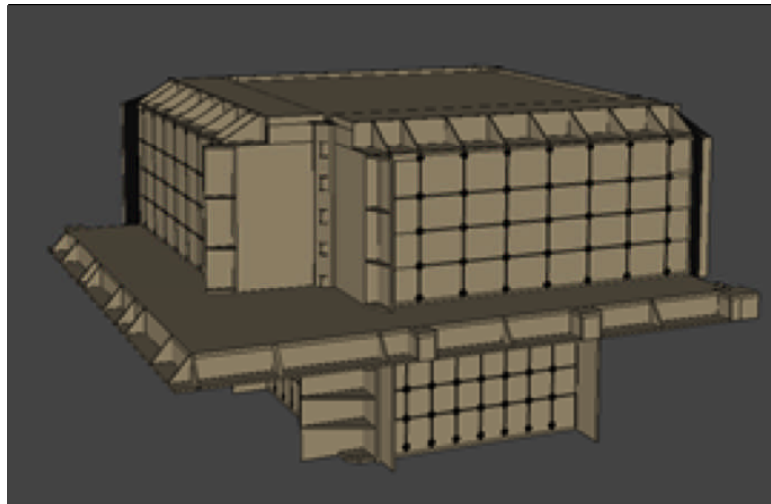


図 3.11: EPICS によって再現した CALET 検出器。シンチレータ周囲のサポート構造も考慮している。

3.3.1 シミュレーションデータ生成条件

検出器構造は、CALET 検出器フライトモデルの CAD データから起こし、シンチレータの正確な形状や位置、それを支える周囲のサポート構造等を再現した。粒子は上方から到来する宇宙線を想定し、検出器を囲む球面から天頂角 $0-90^\circ$ の範囲で入射させた。表 3.4 に、性能評価に使用したシミュレーションデータの一覧を示す。EPICS は入射粒子および検出器中で発生した二次粒子による電磁相互作用（光電効果、コンプトン散乱、電子対生成、電離損失、制動放射、シンクロトロン放射、ノックオン等）と核相互作用を逐次的に計算し、各シンチレータにおける最終的なエネルギー損失量を 1 イベント毎に

記録する。核相互作用については、DPMJET-III [112]、QGSJET-II [113]、JAM [114]、PHITS [115] など複数用意されたモデルの中からユーザーが選択する。DPMJET-III、QGSJET-II は、Gribov-Regge 理論 [116] に基づく核相互作用モデルで、空気シャワーのシミュレーションによく用いられている。JAM (Jet AA Microscopic transport model) は核内カスケード模型 [117] に基づいて原子核散乱を記述する微視的輸送モデルである。PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) は keV 以下から GeV にわたる粒子・重イオン輸送のため開発されたシミュレーションコードで、EPICS では PHITS 内部で使用している核相互作用計算過程を、ユーザーが指定できるモデルのひとつとして取り入れている。それぞれのモデルには適用エネルギー範囲があり、エネルギー毎に異なるモデルを指定することも可能であるが、ここでは適用範囲が広く、また過去の加速器実験 [118] においても実験結果との一致性が確認されている DPMJET-III を採用した。

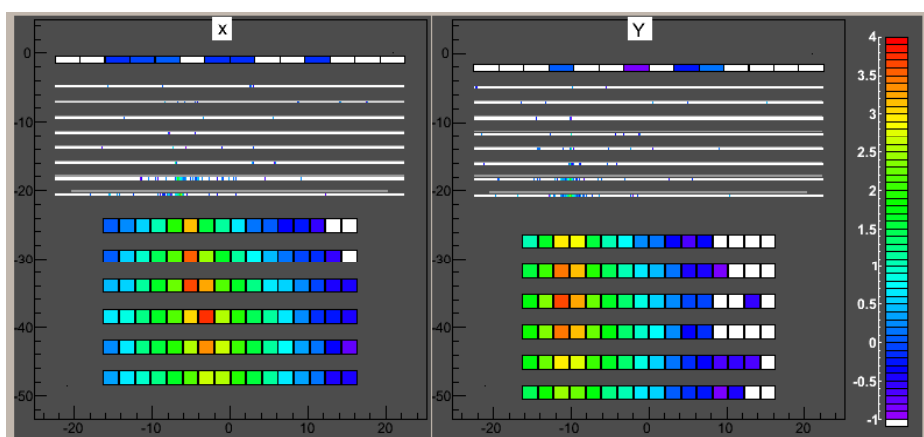


図 3.12: CALET による宇宙線のシャワー検出イメージ (電子 1 TeV のシミュレーションイベント)。左は X 方向、右は Y 方向から見た側面図。色の濃さは各シンチレータ内のエネルギー損失量に対応。

表 3.4: 基礎性能評価に用いたシミュレーションデータ一覧

Particle	Energy	Data amount
muon	2 GeV (mono energy)	2.0×10^5
electron	100 MeV–10 TeV (mono energy)	2.0×10^4
gamma-ray	1 GeV–10 TeV (mono energy)	2.0×10^4
proton, He, B, C, Si, Fe	10 GeV–100 TeV (mono energy)	3.0×10^4
proton	1 GeV–100 TeV (power index = -2.7)	6.5×10^7

3.3.2 1 MIP 相当のエネルギー損失量の導出

CALET では各チャンネルの信号を 1 粒子通過時の出力値で規格化し、粒子数に換算する。これをあらかじめシミュレーションによって導出した 1 粒子相当のエネルギー損失量と比較することで、検出器内のエネルギー損失量を測定することが可能となる。そのため、まずミュオンのシミュレーションデータを用いて最小電離粒子 (MIP) 相当のエネルギー損失量を導出した。MIP とは本来、入射エネルギーと電離損失量の関係式 [119] において極小値をとる粒子 (およびそのときの電離損失量) をさすが、ここでは実験と比較可能な値として、2 GeV のミュオン通過時のエネルギー損失量の最頻値 (Most Probable Value; MPV) を 1 MIP と定める。図 3.13 は、検出器上面から 2 GeV のミュオンを垂直に入射させた際の CHD、IMC、TASC の各シンチレータにおけるエネルギー損失量分布である。各分布は、以下で定義される Landau 関数に従う。

$$L(x) = A \int_0^{\infty} \exp\left(-t \log(t) - \frac{(x-p)}{w} t\right) \sin(\pi t) dt \quad (3.1)$$

式中 A , p , w はそれぞれ面積、最頻値、分布幅を調整するパラメータである。各分布を上記関数でフィッティングし、パラメータ p を 1 MIP と定義した。表 3.5 に導出値を示す。

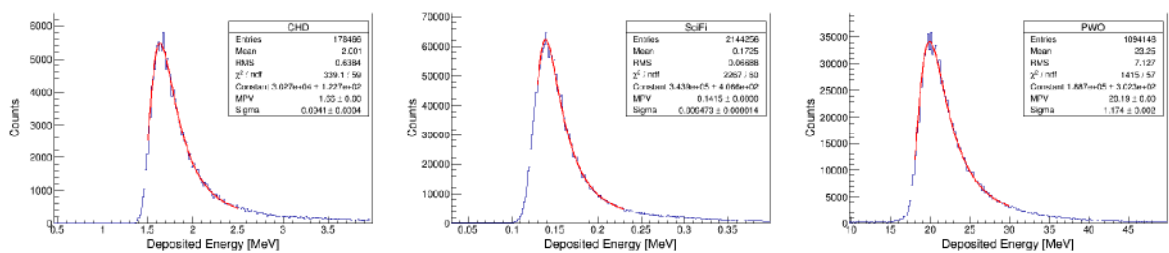


図 3.13: 垂直入射の 2 GeV ミュオン通過時のエネルギー損失量分布。(左) CHD のプラスチックシンチレータ、(右) IMC の SciFi、(右) TASC の PWO (各 1 本) におけるエネルギー損失。赤線は Landau 関数によるフィッティング。

表 3.5: 各シンチレータにおける 1 MIP 相当のエネルギー損失量

	Scintillator bar (CHD)	Scintillating fiber (IMC)	PWO log (TASC)
MIP	1.66 MeV	0.14 MeV	20.2 MeV

3.3.3 データ解析における幾何条件

データ解析においては、適当な幾何条件を設けて解析に適したイベントを選別する。CALET の場合、主に TASC を用いて入射エネルギーを決定するため、TASC を十分な距離通過するイベントを選別する必要がある。代表的な幾何条件として、以降の節では以下の4種類について扱う。

- 幾何条件 (A) : CHD 最上層、TASC 最上層、TASC 最下層を通過し、かつ通過位置が検出器の端より 2 cm 以上内側であることを要求する。PWO の Moliere 半径は約 2 cm であるため、特に電子・ガンマ線について側面へのシャワーエネルギーの漏れ出しがほとんどない良質のデータを得ることができる。
- 幾何条件 (B) : CHD 最上層、TASC 最上層、TASC 最下層を通過。検出器の端を通るイベントも含む。原子核は CHD を用いて電荷識別を行なうため、幾何条件 (A) か (B) のイベントを用いる必要がある。
- 幾何条件 (C) : IMC 4 層目、TASC 最上層、TASC 最下層を通過。IMC の側面から入射したイベントを許容する。ただし到来方向を決定するため、IMC の下 4 層は通過することを要求する。
- 幾何条件 (D) : IMC 4 層目、TASC 最下層を通過。TASC の最下層を通過しないイベントを許容する。ただし十分なエネルギー測定のため、TASC の垂直方向の厚み (26.4 cm) 以上の距離を通過することを要求する。

幾何条件が厳しいほどイベント数は少ないが、エネルギー決定や粒子識別の精度は高い。データ解析においては必要とされる統計量、分解能に応じて適切な幾何条件を選択する。

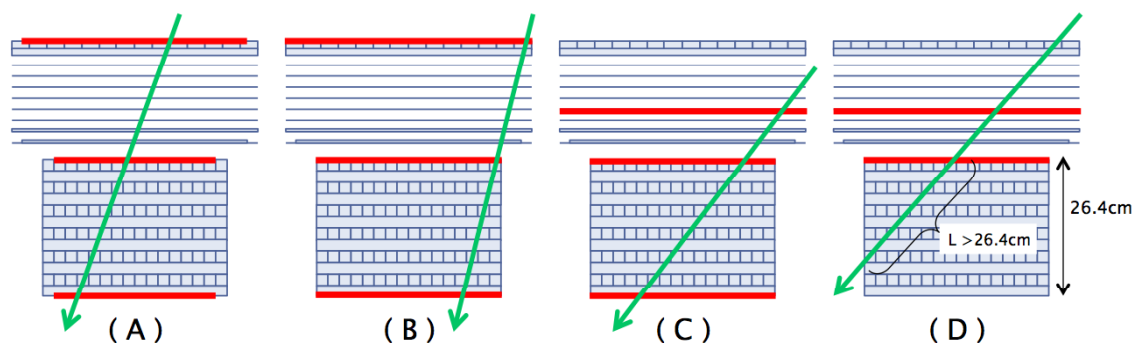


図 3.14: データ解析における幾何条件。詳細については本文参照。

3.3.4 検出効率

データ取得はトリガーの閾値に依存するため、各トリガーモードにおいて幾何条件を満たすイベントの何%が検出されるか把握する必要がある。以下では §3.2.4 に述べた HES モード、LES モードのそれぞれにおける検出効率を導出する。

HES モードにおける検出効率

CALET の主観測は HES トリガーモードによって行なわれる。CALET の最大の目的は高精度の電子観測であるため、閾値以上の電子が確実に検出されるようなトリガー条件となっている必要がある。逆に電子のバックグラウンドとして大量に存在する陽子のうち、特に検出器内で十分なシャワーを形成せずエネルギー決定が困難であるようなイベントは、トリガーの段階で極力除去されることが望ましい。

HES モードで用いられる IMC 7, 8 層目および TASC 1 層目のエネルギー損失量を図 3.15 に示す（幾何条件 (A)、入射エネルギーは 10 GeV）。図において IMC 7, 8 層目が 7.5 MIP、TASC 1 層目が 55 MIP 以上であることを要求すると、10 GeV の電子を 93%、IMC 7 層目より上でシャワーを開始したガンマ線を 88% 残し、陽子を 98% 除去することができる。

■ **電子に対する検出効率** 電子に対する検出効率のエネルギー依存性を、図 3.16 に示す。10 GeV における検出効率は 93% で、それより高いエネルギー領域では 100% とな

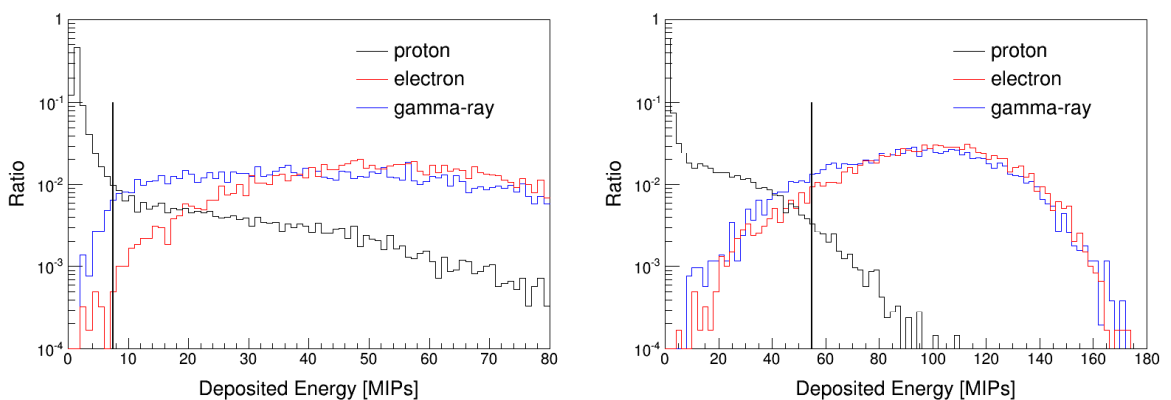


図 3.15: IMC 7, 8 層目（左）および TASC 1 層目（右）における粒子数分布。黒は陽子、赤は電子、青は IMC 7 層目より上で対生成を起こしたガンマ線。

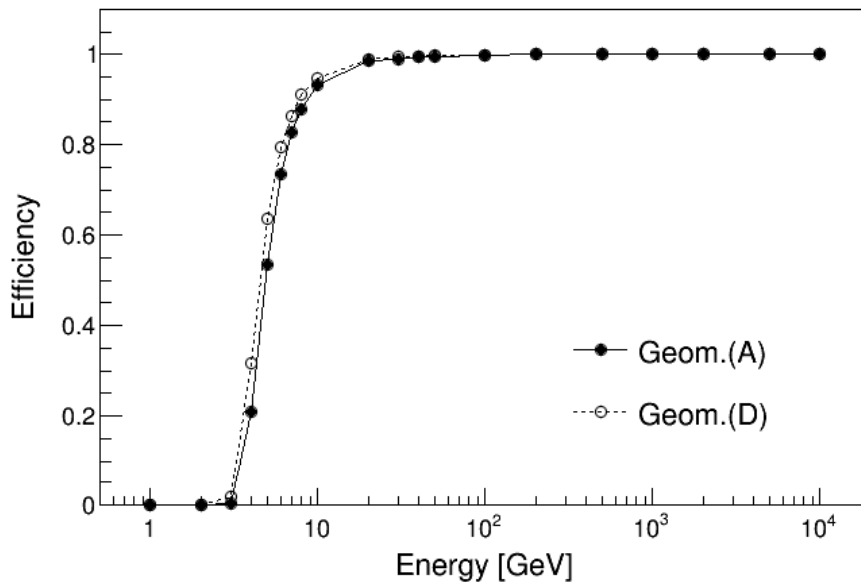


図 3.16: HES モードにおける電子検出効率。黒塗りは幾何条件 (A)、白抜きは幾何条件 (D) を満たすイベントを母数としている。

ることが確認できる。

■ **ガンマ線に対する検出効率** 図 3.17 に、ガンマ線に対する検出効率を示す。HES モードは IMC の 7, 8 層目に信号があることを要求するため、検出対象となるのは IMC 7 層目より上で対生成を起こしたガンマ線である。検出器最上面から IMC 7 層目までの物質量は $2 X_0$ であるため、このようなイベントは全体の 85% 程度となる。これらを母数とした場合の検出効率は、高エネルギーにおいて 100% となる (図 3.17 灰色)。一方、全ガンマ線を母数とした場合のトリガー効率は、高エネルギーにおいて徐々に増加する (図 3.17 黒塗り)。これは、IMC 7 層目より下で対生成を起こしたイベントが後方散乱の影響によってトリガーにかかるようになるためである。このようなイベントは、IMC によるシャワー軸推定ができないため、解析には適さない。それらを排除して考えると、IMC 7 層目より上でシャワーを開始し、かつトリガーにかかるガンマ線の割合は、全ガンマ線に対して約 85% でほぼ一定となる (図 3.17 白抜き)。

■ **原子核に対する検出効率** 陽子や原子核の場合も、エネルギー決定精度を考慮すると、解析に適したイベントは TASC 1 層目より上でシャワーを開始したイベントに限られる。図 3.18 に、全イベントを対象とした検出効率を中塗りで、TASC 1 層目より上でシャワー

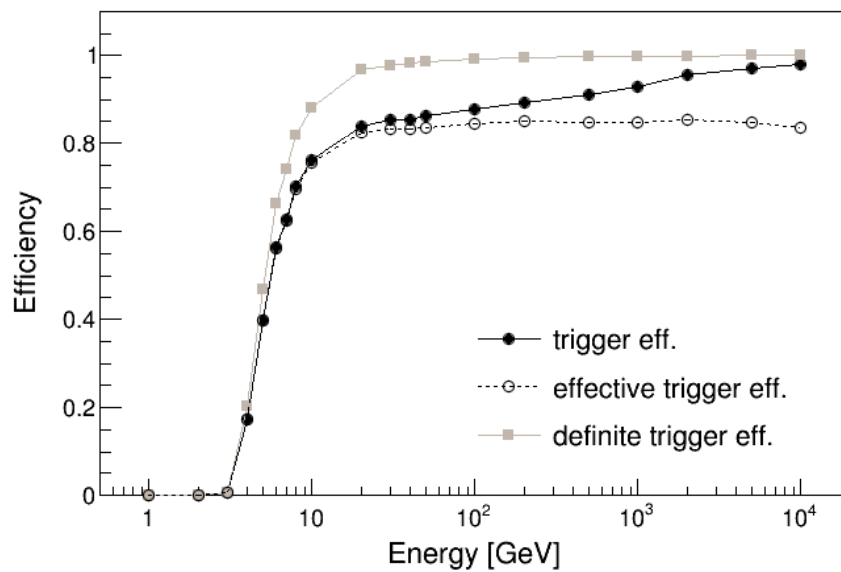


図 3.17: HES モードにおけるガンマ線検出効率。幾何条件は (A)。

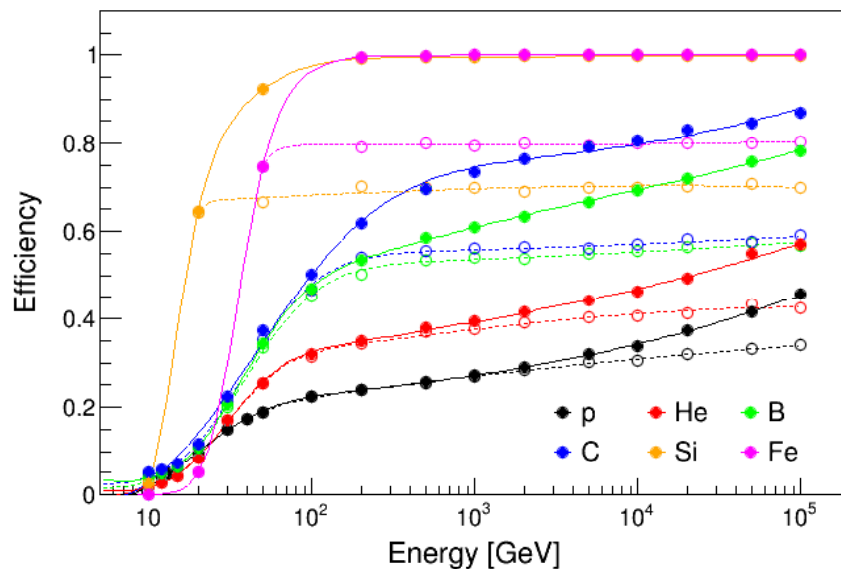


図 3.18: HES モードにおける原子核検出効率。幾何条件は (A)。

を開始したイベントに限定した検出効率を白抜きで示す。高エネルギーにおいて前者が上昇しているのは、ガンマ線と同じく後方散乱の影響である。IMC + TASC 1 層目の厚みは放射長では $5.24 X_0$ あるため、電子はほぼ確実にシャワーを開始するが、原子核に対しては平均自由行程にして 0.2λ であるため、陽子の検出効率は 30% 程度である。重い原子核ほど衝突断面積が大きく、シャワーを形成しやすいため、検出効率は高くなる。

LES モードにおける検出効率

LES モードにおける主な観測対象は低エネルギー電子であり、CHD 全層、IMC 全層、TASC 1 層目に信号が要求される。IMC 7, 8 層目と TASC 1 層目のトリガー閾値は、1 GeV の電子を 90% 残しつつ、シャワーを形成せずに TASC まで貫通した陽子・原子核成分を除去できるように設定されている。図 3.19 に、LES モードにおける電子の検出効率を示す。1 GeV 以上の領域で 100% の検出効率が確認できる。

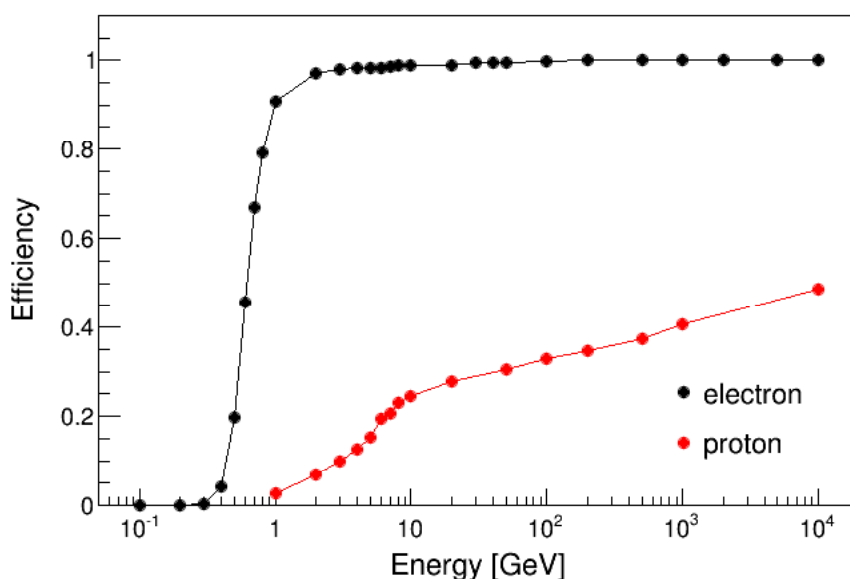


図 3.19: LES モードにおける電子検出効率 (黒)。バックグラウンドとなる陽子の検出効率 (赤) は 3 GeV 以下で 10% 未満。幾何条件は (A)。

3.3.5 角度分解能

次に各粒子に対するシャワー軸の推定精度について述べる。シャワー軸を正確に推定することは、粒子の到来方向決定のために必要であり、またエネルギー決定や粒子識別精度の向上につながる。実際は粒子種によって最適のシャワー軸再構成手法が異なるため、まず全イベントに対して同一の手法でシャワー軸を再構成し、その結果に基づいて粒子識別を行なった上で、再度それぞれの粒子に最適化した手法でシャワー軸再構成を行なう。粒子識別の手順と精度については §3.3.7 で述べるとし、ここでは最終的な入射角決定に用いるシャワー軸再構成手法と、それによる角度分解能について述べる。

電子に対する角度分解能

粒子の入射方向は、基本的に IMC の情報から推定することができる。特に電子については、IMC 下層において高い精度でシャワーコアを推定可能であり、さらに上層における粒子の飛跡を加味することで、高精度のシャワー軸再構成が可能である。具体的なシャワー軸再構成手順を以下に述べる。

《再構成手法 1》

1. IMC 7, 8 層目において、層内で最大の発光を示したファイバーとその両隣のファイバーの発光量の重み付き重心をとり、シャワーコアとする。
2. 7 層目と 8 層目のシャワーコアを結んで仮のシャワー軸とする。
3. 仮のシャワー軸を上層まで外挿し、IMC 6 層目におけるシャワー軸通過位置の周囲から最大発光点を検索する。最大発光点と両隣のファイバーとのエネルギー重心をとり、7, 8 層目におけるシャワーコアと 6 層目のエネルギー重心を直線でフィッティングする。フィッティング結果を新たな仮のシャワー軸とする。
4. 同様に 1 層ずつ上層の発光点の情報を追加してフィッティング結果を更新する。仮のシャワー軸付近に 0.5 MIP 以上の発光が検出されない場合、あるいは仮のシャワー軸が IMC 側面に抜けた場合は再構成を終了する。

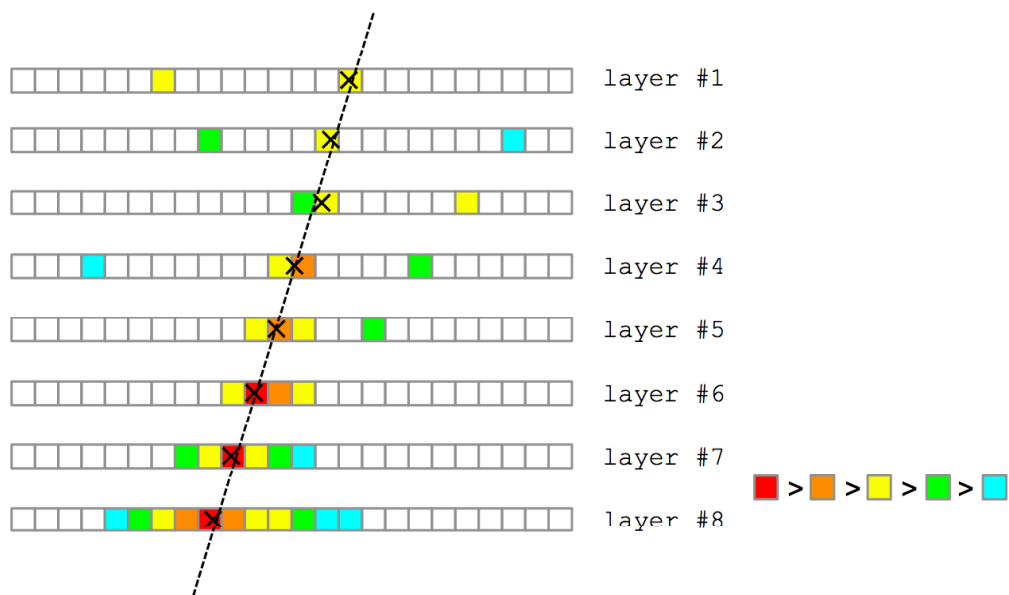


図 3.20: シャワー軸再構成の模式図 (手法 1)。下層のシャワーコアから上層へと遡ることで、後方散乱の影響を抑え、正しい入射方向を推定することが可能。

X層、Y層についてそれぞれ独立に上記の手法でシャワー軸の再構成を行ない、三次元的な入射角を推定する。図3.21(左)に、真のシャワー軸と再構成で得られたシャワー軸との角度誤差の分布を示す(幾何条件(A))。ここで三次元的な角度誤差 $\Delta\theta$ は、真の入射角ベクトルを $\mathbf{I}=(x_i, y_i, z_i)$ 、再構成したシャワー軸の角度ベクトルを $\mathbf{R}=(x_r, y_r, z_r)$ としたとき、以下の式で定義されるものとする。

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= \arccos(\mathbf{I} \cdot \mathbf{R}) \\ &= \arccos(x_i \cdot x_r + y_i \cdot y_r + z_i \cdot z_r)\end{aligned}\quad (3.2)$$

IMC 1層目から8層目まですべての層の情報がフィッティングに使われたイベントは、比較的高い再構成精度を示す。角度誤差が大きいイベントは主に、途中で再構成が終了し、上層の発光がフィッティングに用いられなかったイベントである。粒子が検出器トップから入射したにも関わらず、途中で再構成が終了する理由としては、(1)下層におけるシャワーコアの検出精度が悪く、上層で仮のシャワー軸付近を粒子が通過していないため発光が検出されない、(2)エネルギー損失量のゆらぎか、粒子がファイバー間の隙間を通過したことにより、上層に0.5 MIPを超える信号が検出されない、というケースが考えられる。図3.21(右)に示すように、10 GeV以上の高エネルギー領域においては、シャワーコアの検出精度が十分高いため、IMC 6層目の発光点検索の時点で失敗するイベントはほとんどないが、10 GeV以下の領域では50%以上のイベントが下層2点あるいは3点のみでフィッティングが終了している。このようなイベントについては、以下の手法で再度シャワー軸再構成を行なう。

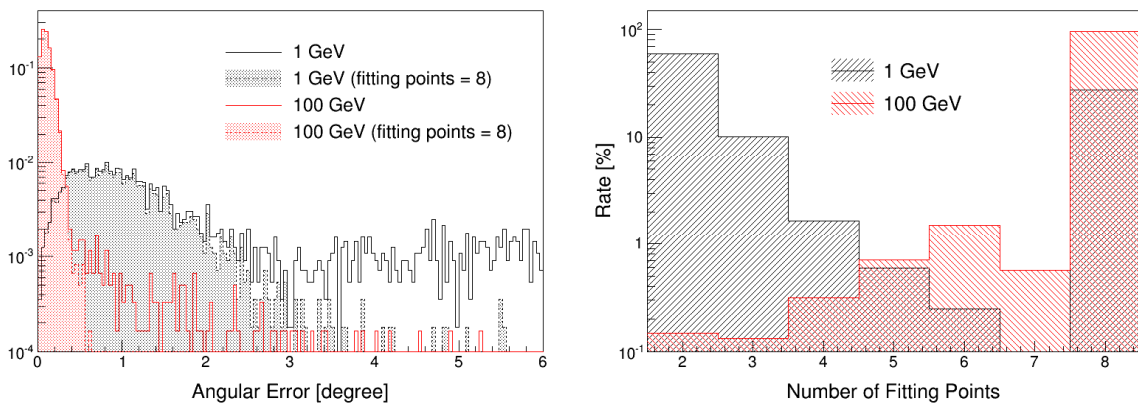


図3.21: シャワー軸再構成における角度誤差分布(左)と、再構成に使用した層数の割合(右)。黒は電子1 GeV、赤は電子100 GeV。

≪再構成手法 2≫

1. 各層から、発光量の多い順に最大 3 本のファイバーを選択する (> 0.5 MIP)。ただし隣り合うファイバーはのぞく。それぞれ左右のファイバーを用いて発光量の重み付き重心をとり、シャワー軸候補点とする。
2. 少なくとも 4 層以上の層から 1 点ずつ候補点を選択し、最小二乗法により直線でフィッティングする。これをすべての候補点の組み合わせについて行なう。ただし候補点の位置関係が直線から大きくずれている組み合わせ (2 点間の傾きの標準偏差 σ_d が 0.1 以上のもの) は破棄する。
3. すべてのフィッティング結果のうち、得られた直線とフィッティングに使用した点との残差の二乗平均、すなわち以下に示すパラメータ S が最小となったものを、最も適切なシャワー軸として採用する。

$$S = \frac{1}{N} \sum_i (a_i - x_i)^2 \quad (3.3)$$

ここで、 N は使用した候補点の総数、 a_i は i 層目におけるシャワー軸通過位置、 x_i は i 層目の候補点の位置とする。ただし、フィッティングで得られたシャワー軸を TASC まで外挿したとき、TASC 1 層目のエネルギー重心 ± 1 cm の範囲を通る結果と通らない結果があった場合は、通る方を S の大小によらず優先する。

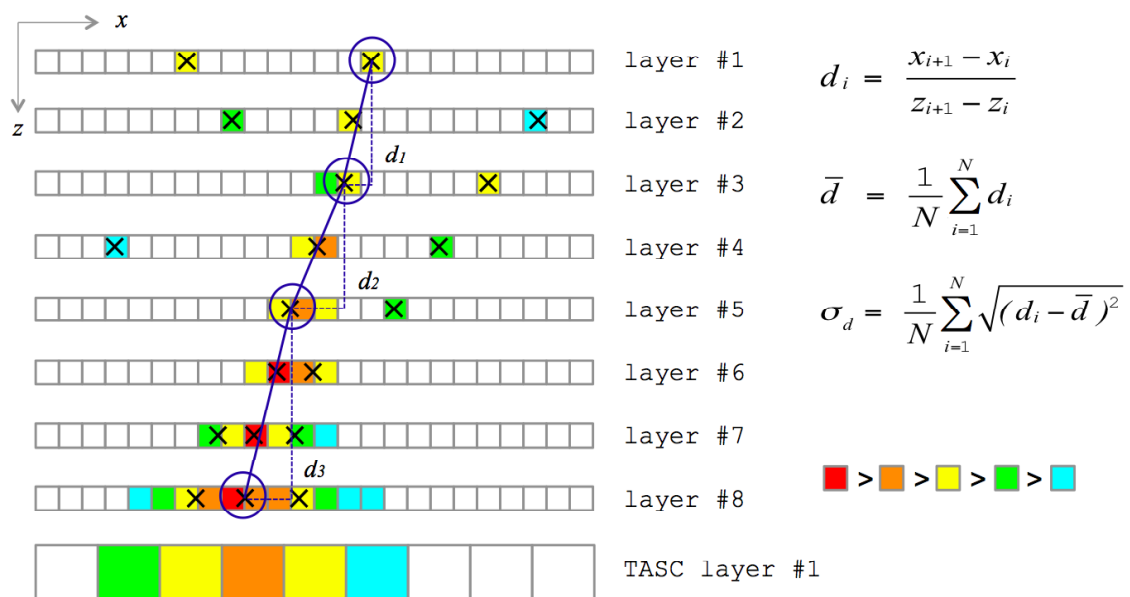


図 3.22: シャワー軸再構成の模式図 (手法 2)。

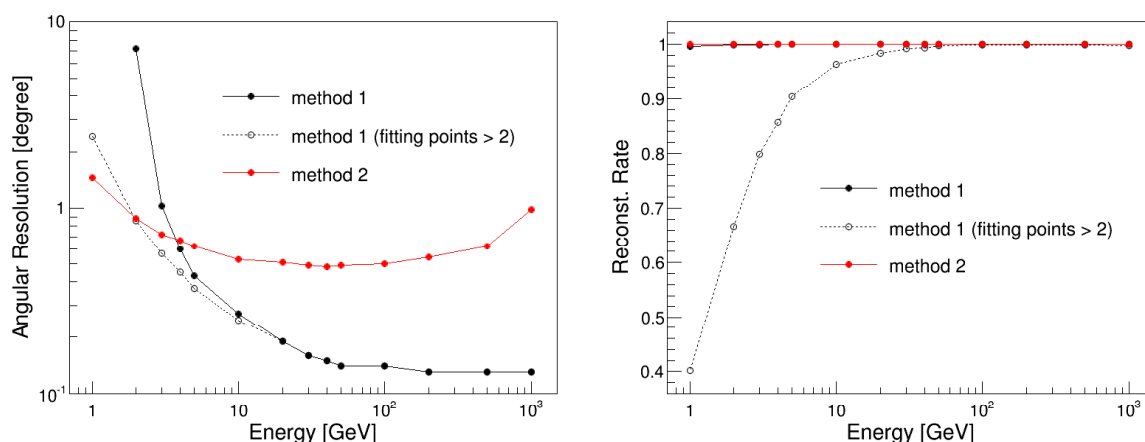


図 3.23: 手法 1 (黒) と手法 2 (赤) による電子のシャワー軸再構成精度。左は角度分解能、右は再構成効率。白抜きのプロットは、手法 1 において少なくとも 3 層以上フィッティングに使用することを条件とした場合。

図 3.23 に、手法 1 と手法 2 でシャワー軸を再構成した場合の角度分解能と再構成効率のエネルギー依存性を示す (幾何条件 (A))。ただし角度分解能は、角度誤差分布において 68% のイベントが含まれる角度とする。また再構成効率は、幾何条件を満たしトリガーにかかった全イベントのうち、再構成が可能であったイベント (手法 1 においては下から連続して 2 層以上に発光があること、手法 2 においては 8 層のうち任意の 4 層以上に発光があることが要求される) の割合を指す。1 GeV-数 GeV のエネルギー領域においては、手法 2 を用いることによって、手法 1 で 3 層以上フィッティングに用いることを要求した場合と同程度の角度分解能が達成可能であり、かつ再構成効率をほぼ 100% に保つことができる。ただし高エネルギーにおいては手法 1 の方が角度分解能がよく、また 3 層以上使用する条件を課しても再構成効率がほぼ 100% である。このため、基本的には手法 1 で 3 層以上用いてシャワー軸再構成を行ない、LES トリガーモードで検出される低エネルギーのイベント (TTOP-sum < 55 MIP) のうち、手法 1 で再構成不可、あるいはフィッティングポイントが 2 点か 3 点となったイベントについてのみ、手法 2 で再度再構成を行なうこととする。

図 3.24 に、このような手法によるシャワー軸再構成の角度分解能を示す。10 GeV から 10 TeV までの広範囲にわたって、幾何条件によらず 0.3° 以下の高い角度分解能が達成されており、また 10 GeV 以下の低エネルギー領域においても 1.5° 以下の角度分解能が達成されている。再構成効率は全エネルギー領域において 96% 以上である。

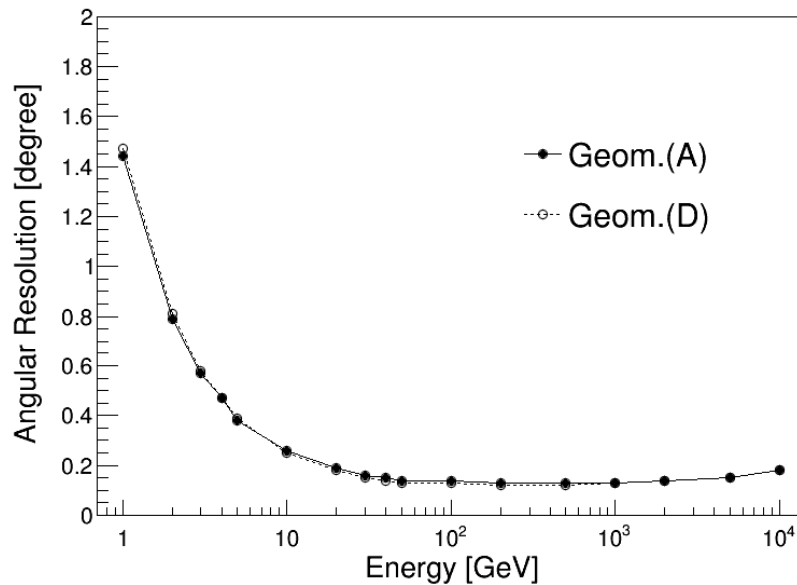


図 3.24: 電子に対する角度分解能。黒塗りは幾何条件 (A)、白抜きは幾何条件 (D)。

ガンマ線に対する角度分解能

ガンマ線も、基本的に電子と同じ手法でシャワー軸再構成を行なう。ただしガンマ線の場合は、最初の対生成が起きるまでは粒子の通過位置に発光が検出されないため、シャワー開始が遅いガンマ線は IMC のみを用いて正確なシャワー軸を再構成するのが困難である。このようなイベントに対しては、TASC の情報も併用した以下の手法を用いる。

《再構成手法 3》

1. TASC の各層において、最大発光の PWO とその両隣の PWO の発光量の重み付き重心をとり、それらを直線でフィッティングして仮のシャワー軸とする。
2. 仮のシャワー軸を IMC まで外挿し、IMC 8 層目におけるシャワー軸通過位置 ± 1 cm の範囲内の最大発光点とその両隣のファイバーとの発光量の重み付き重心を加えて再度フィッティングする。
3. 同様に 1 層ずつ上層の発光点の情報を追加してフィッティング結果を更新する。仮のシャワー軸付近に 0.5 MIP 以上の発光が検出されない場合、あるいは仮のシャワー軸が IMC 側面に抜けた場合は再構成を終了する。

図 3.25 に、手法 1 と手法 3 でシャワー軸を再構成した場合の角度分解能と再構成効率のエネルギー依存性を示す (幾何条件 (A))。ただし手法 1 においては 3 層以上、手法 3

においては TASC に加えて 2 層以上の IMC の情報を用いることを条件としている。多くのイベントについては手法 1 の方が角度分解能が圧倒的によいため、高い角度分解能が求められる解析においては手法 1 で再構成されたイベントのみ用いるのが有効である。ただしこの手法では、IMC 6 層目以降でシャワーを開始したイベントは再構成できない。よって統計量が重視される解析においては、手法 1 で再構成できなかったイベントを手法 3 で再構成することにより、IMC 下層まで対生成を起こさずに通過したガンマ線についてもある程度の精度で入射方向を推定することができる。

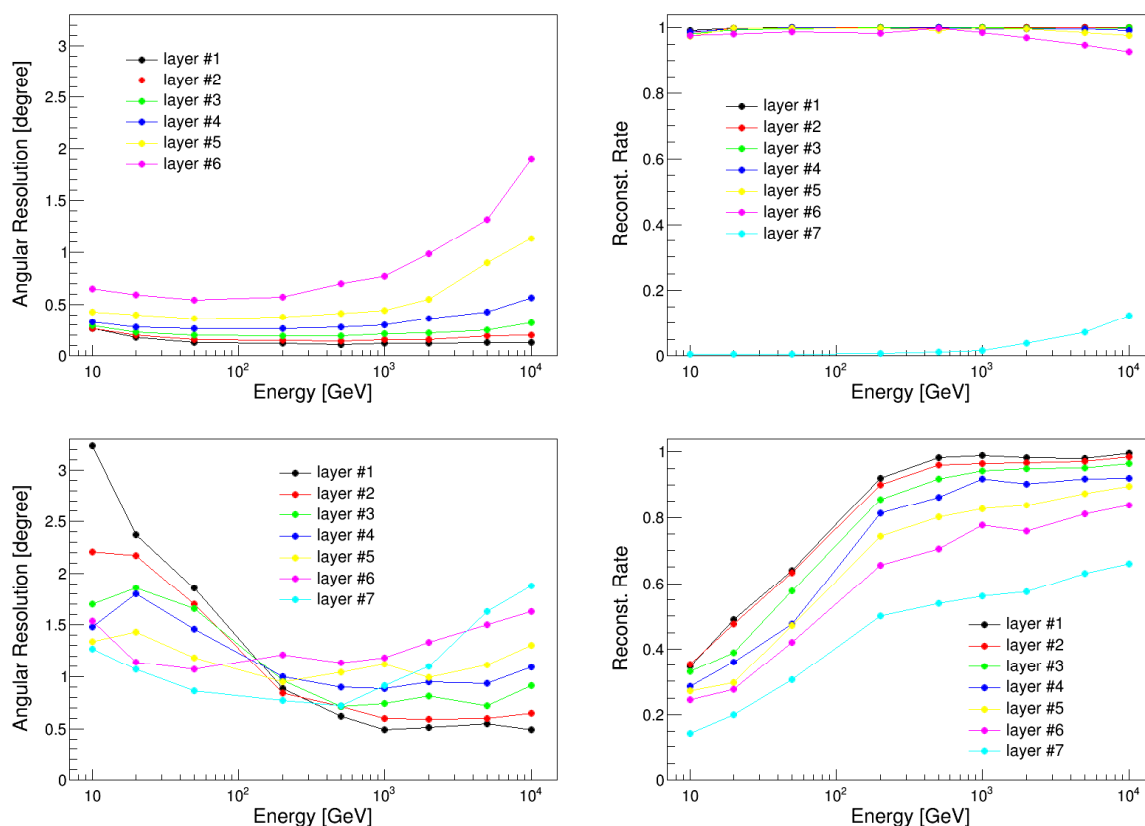


図 3.25: 手法 1 (上) と手法 3 (下) によるガンマ線のシャワー軸再構成精度。左は角度分解能、右は再構成効率。それぞれの色は、対生成を起こした位置に対応 (layer # i は、対生成が $(i-1)$ 層目と i 層目の間で起こったイベントを指す)。

図 3.26 に、IMC 7 層目より上でシャワーを開始した全ガンマ線を対象とした角度分解能を示す。手法 1 のみを用いた場合は、5 TeV まで 0.4° 以下の角度分解能が達成されている (再構成効率は 75% 程度)。手法 3 を併用した場合は角度分解能が 0.1° 程度悪化するが、再構成効率は 90% 程度まで向上する。

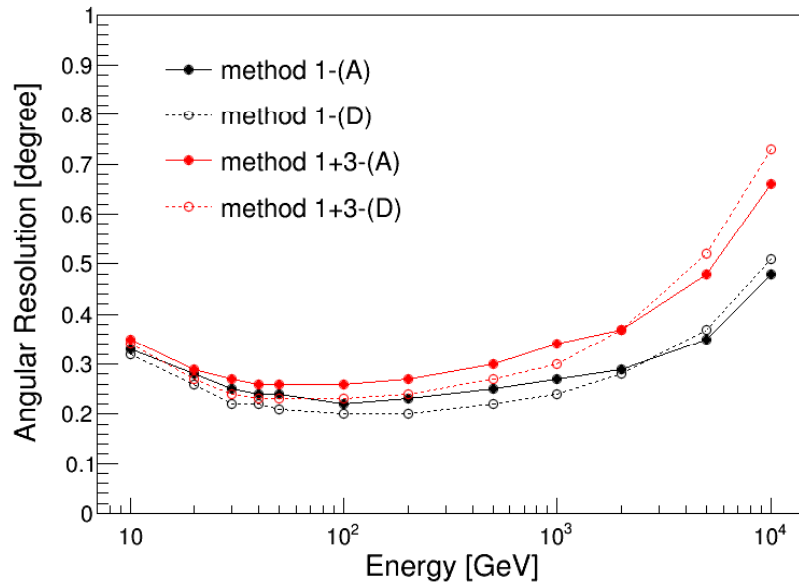


図 3.26: ガンマ線に対する角度分解能。中塗りは幾何条件 (A)、白抜きは幾何条件 (D)。黒は手法 1 のみを使用した場合、赤は手法 1 と手法 3 を併用した場合。

原子核に対する角度分解能

陽子・原子核は電子・ガンマ線のように規則的なシャワー発達をしないため、IMC の下層から上層へさかのぼる手法 1 や手法 3 でシャワー軸を再構成するのは困難である。低エネルギー電子に対して用いた手法 2 も、散乱粒子の影響が大きいため分解能が悪い。このため、原子核用に最適化した以下の手法 4 を採用する。

《再構成手法 4》

1. TASC の各層において、最大発光の PWO とその両隣の PWO の発光量の重み付き重心をとり、それらを直線でフィッティングして仮のシャワー軸とする。
2. 仮のシャワー軸を IMC まで外挿し、IMC 7, 8 層目におけるシャワー軸通過位置 ± 1 cm 内のすべての発光点 (> 0.1 MIP) および IMC 1, 2 層目におけるシャワー軸通過位置 ± 2 cm 内のすべての発光点 (> 0.1 MIP) を選択する。
3. 上 2 層と下 2 層の発光点から 1 点ずつ選んで直線を引く。その中で TASC で引いた仮のシャワー軸との角度誤差が 3° 以内、かつ直線の周囲 ± 2 mm 以内に発光 (> 0.1 MIP) が検出される層が 5 層以上となる組み合わせのみを選別する。
4. 選別した直線の周囲の発光のうち最も直線に近いものをフィッティングに加え、

シャワー軸を更新する。いくつかの組み合わせのうち、フィッティングのカイ二乗値が最小となるものを採用する。

- 最終的なシャワー軸は、TASC の候補点をフィッティングから外し、IMC の候補点のみでフィッティングして決定する。

図 3.27 に、陽子、ヘリウム、B、C、Si、Fe に対する角度分解能と再構成効率を示す。幾何条件 (A) を満たし、TASC 1 層目より上でシャワーを開始したイベントを対象としている。陽子は高エネルギーにおいて後方散乱の影響をやや顕著に受けるが、それ以外の成分についてはエネルギーとともに分解能が向上し、TeV 領域では 1° 以下の精度が達成されている。再構成効率も TeV 領域では 80% 以上に保たれている。

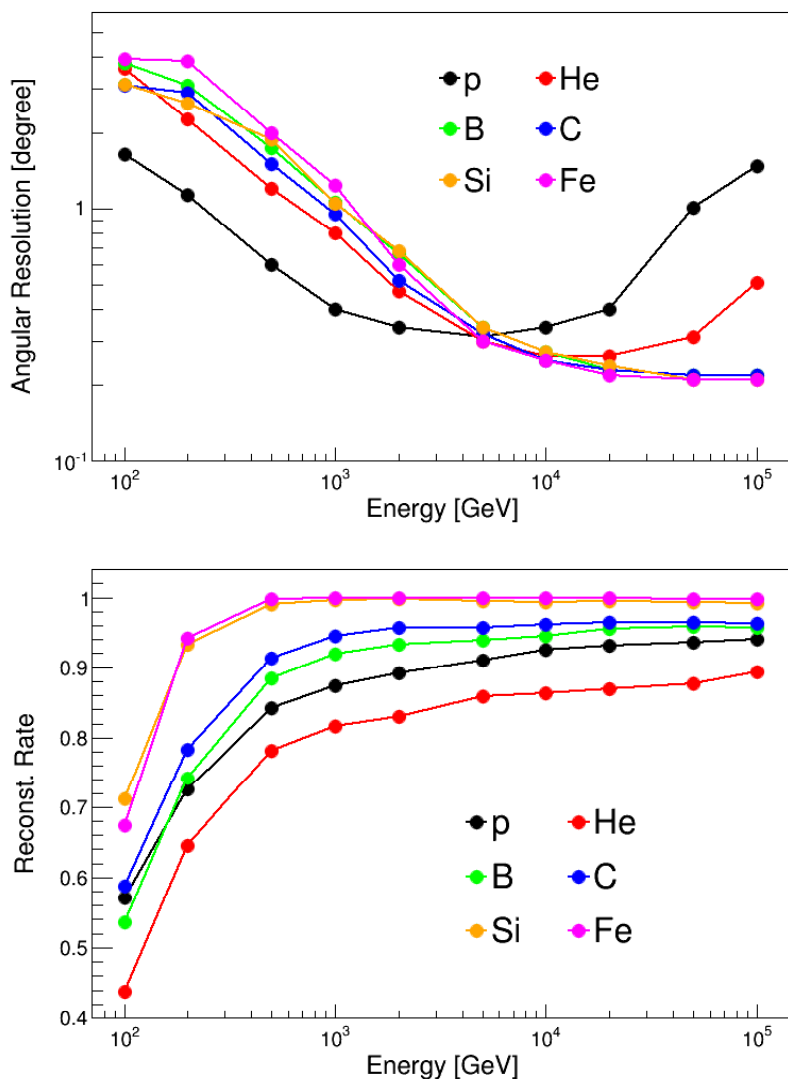


図 3.27: 原子核に対する角度分解能 (上) とシャワー軸再構成効率 (下)。

3.3.6 エネルギー分解能

次に各粒子に対するエネルギー測定精度を評価する。CALET におけるエネルギー測定は、主に TASC を用いて行なわれる。TASC は CALET の物質量のほぼ 9 割に相当し、シャワーエネルギーの大半は TASC に落とされるため、TASC におけるエネルギー損失量から入射エネルギーを推定することができる。さらに SciFi の発光量から IMC におけるエネルギー損失量を推定することも可能であり、この情報を用いることで特に低エネルギー領域においてさらにエネルギー測定精度を向上させることができる。

電子・ガンマ線に対するエネルギー分解能

図 3.28 に 1 TeV の電子が入射した際の TASC におけるエネルギー損失量の分布を示す。図中の分布 (I) は、幾何条件 (D) を満たすすべてのイベントについて単純に全 PWO のエネルギー損失量の和をとったものだが、入射エネルギーのほぼ 90% 以上が TASC に落とされていることが分かる。分布形状が完全な Gauss 分布にならず、低エネルギー側に偏るのは、TASC 側面へのシャワーの漏れ出しや、シャワー軸が PWO 間の隙間を通過することに起因する。シャワーの漏れ出しの大きさは基本的に、シャワー中心がどれだけ検出器の中心から離れているかで決まるため、シャワー軸の幾何学的コンディションに応じた補正を施すことで影響を低減することができる。図 3.29 に、シャワーの縦方向のエネルギー重心におけるシャワー軸の位置と、エネルギー損失量分布のピーク値の関係を示す。検出器の中心付近でシャワーが発達した場合は側面への漏れ出しは少ないが、検出器の端に近いほど漏れ出しが大きくエネルギー損失量が平均的に小さいことが確認できる。よってエネルギー損失量から入射エネルギーを推定する際に、シャワー軸の位置に応じたエネルギー較正曲線 (図 3.29 右下) を用いることで、漏れ出しの影響を補正する。図 3.28 の分布 (II) は、エネルギー較正後の分布である。分布 (I) に比べて 1 TeV 付近に集中していることが分かる。エネルギー分解能 R は、分布 (II) の広がりを用いて以下のように定義する。

$$R \equiv \frac{1}{2}(E_2 - E_1) \cdot \frac{1}{E_{peak}} \quad (3.4)$$

$(E_2 - E_1)$ は分布において 68% のイベントが含まれる幅、 E_{peak} は分布のピーク値である。 E_1 と E_2 はピークの左右で、高さが等しくなる点を選ぶ。

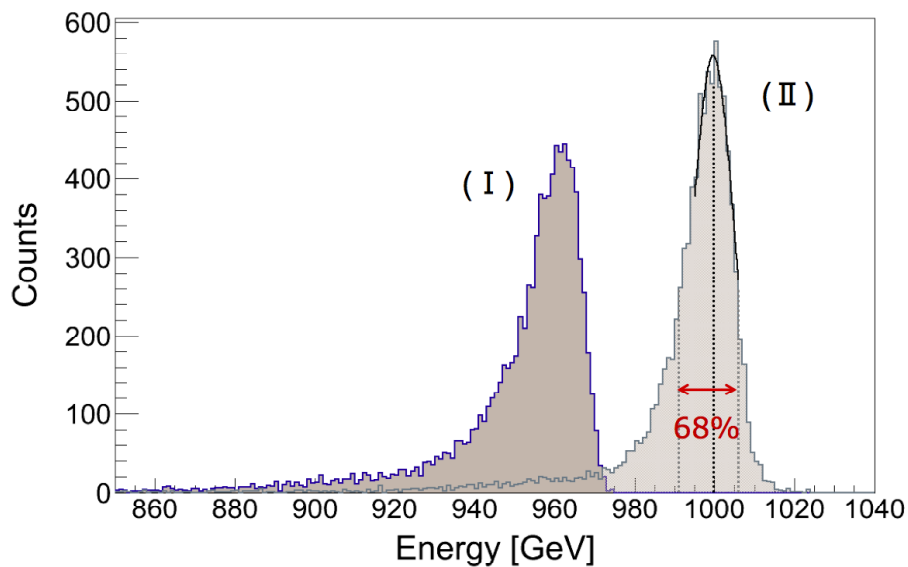


図 3.28: 1 TeV の電子が入射した際の TASC におけるエネルギー損失量分布。左は TASC 全体のエネルギー損失量をそのままヒストグラムにしたもので、右はシャワー軸の位置に応じて補正をかけた分布。

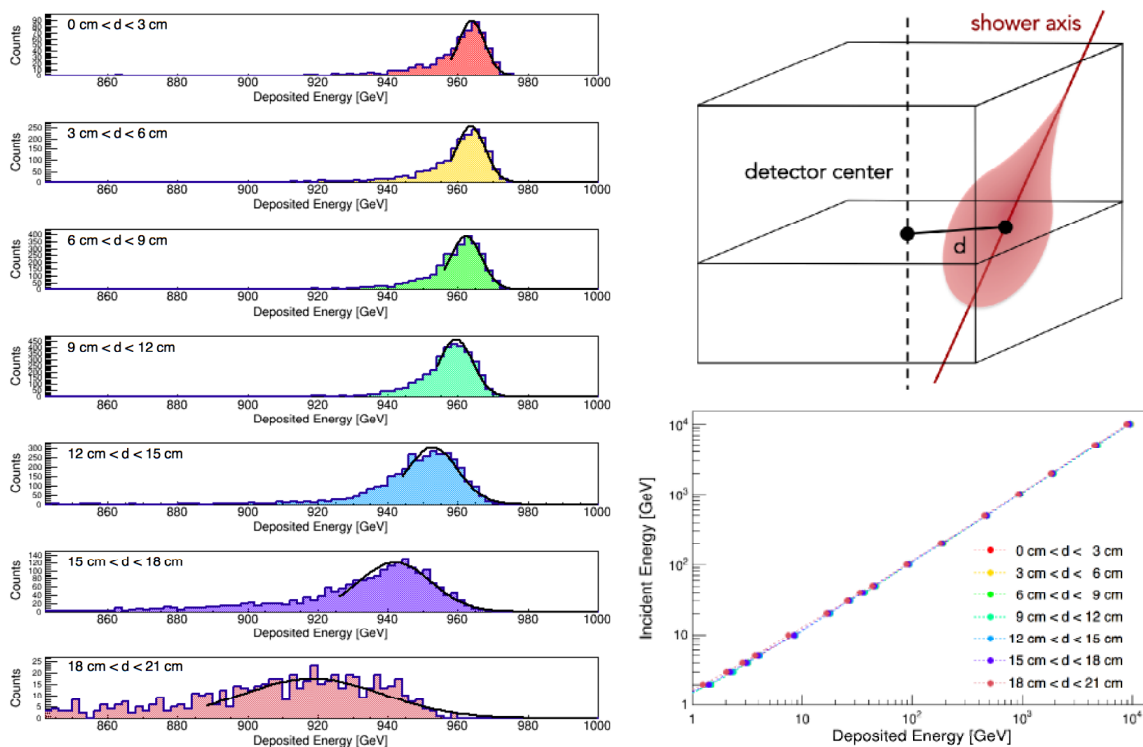


図 3.29: シャワー軸の位置（右上）で場合分けした 1 TeV の電子のエネルギー損失量分布（左）と 1 GeV-10 TeV の電子のエネルギー較正曲線（右下）。

低いエネルギーでは IMC におけるエネルギー損失量も無視できないため、これを足し込むことでより高いエネルギー分解能を得ることができる。IMC におけるエネルギー損失は主にタングステン中で起こるため、直接的には計測できないが、SciFi に落とされたエネルギー損失量から推定することが可能である。図 3.30 に、IMC 7 層目の SciFi におけるエネルギー損失量の総和と、その直前のタングステンにおけるエネルギー損失量の相関を示す。入射エネルギーに対する依存性は比較的少なく、基本的に比例関係が成り立っていることが分かる。よって各層についてあらかじめこの比例係数を導出し、SciFi におけるエネルギー損失量に係数をかけることで、IMC 全体におけるエネルギー損失量を見積もる。図 3.31 は、IMC の寄与を足し合わせる前後のエネルギー損失量分布を比較したものである。TASC におけるエネルギー損失量のみ分布（赤）に比べて、IMC におけるエネルギー損失量の推定値を足し合わせた場合（青）は分布が集中し、分解能がよくなっていることが分かる。これに対してさらに前述のシャワーの漏れ出しの補正を行なうことにより（灰色）、最もよい分解能を得る。

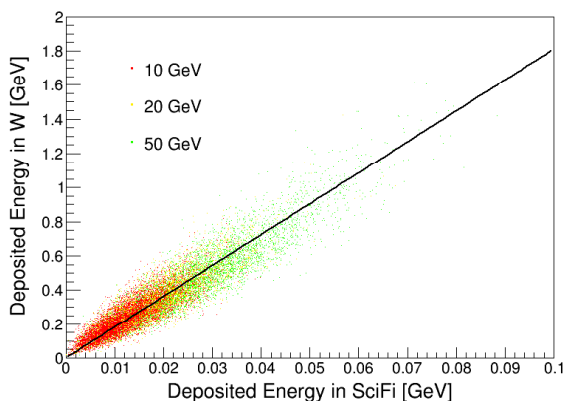


図 3.30: IMC 7 層目の SciFi におけるエネルギー損失量とその直前のタングステンにおけるエネルギー損失量の相関。

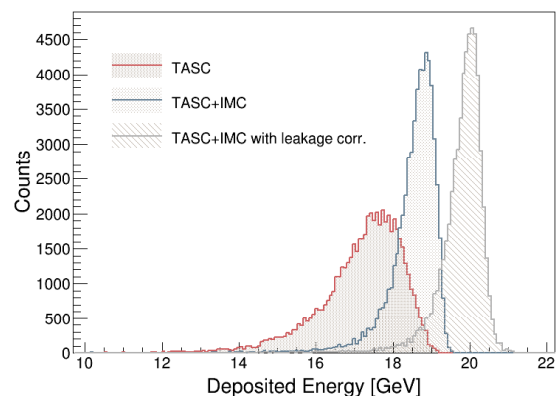


図 3.31: 20 GeV の電子が入射した際のエネルギー損失量分布。各分布の詳細については本文参照。

図 3.32 に、電子に対するエネルギー分解能のエネルギー依存性を示す。TeV 領域においては、最も単純に TASC におけるエネルギー損失量分布を用いただけでも、高いエネルギー分解能が達成されている。厚さの不十分なカロリメータの場合、高エネルギーにおいて底面からのシャワーの漏れ出しのためエネルギー分解能が悪化するが、CALET の場合 20 TeV まで 1% 程度に保たれている。低エネルギーにおいては、IMC の情報を併

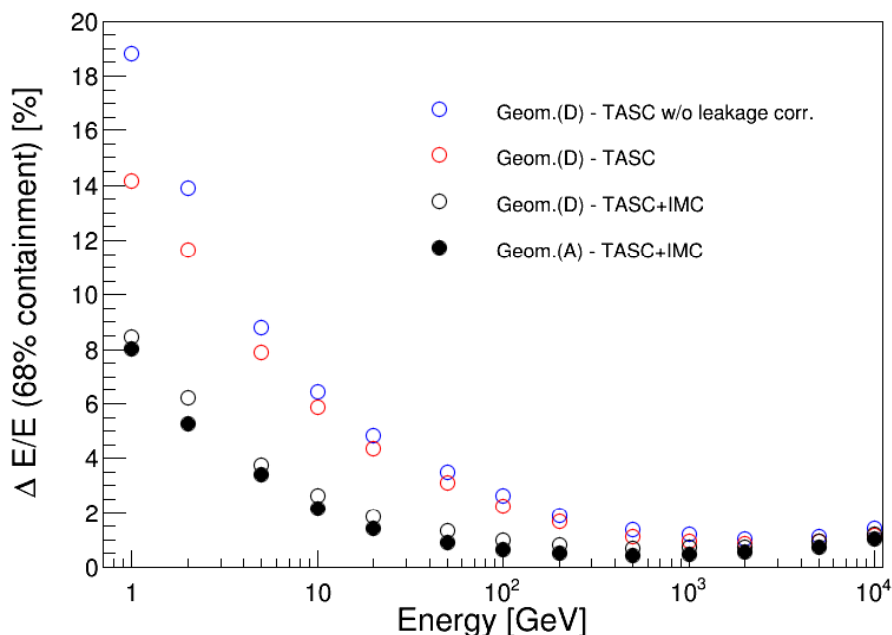


図 3.32: 電子に対するエネルギー分解能。青と赤は TASC におけるエネルギー損失量のみから導出したもの（赤はシャワーの漏れ出しを補正）。黒は赤に対してさらに IMC の情報を使用。

用することで分解能が大幅に向上し、10 GeV まで 2% 以下に抑えられている。

ガンマ線に対するエネルギー分解能も、電子と同じ手法で見積もることができる。ガンマ線のシャワー発達は電子と全く同等のため、ほぼ同様の分解能が得られる。

原子核に対するエネルギー分解能

原子核の場合はシャワー発達が不規則であるため、SciFi の情報からタングステンにおけるエネルギー損失量を推定することは難しい。よってここではシンプルに、TASC におけるエネルギー損失量から入射エネルギーを推定する。

図 3.33 に、陽子、炭素の入射エネルギーに対するエネルギー損失量の比を示す。ハドロンシャワーの主成分は π^0 の崩壊 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) に伴う電磁カスケードシャワーであるが、 π^+ 、 π^- 、 π^0 の発生はほぼ同確率で起こるため、原子核が検出器内に落とすエネルギー損失は、入射エネルギーに対して約 1/3 程度となる。高エネルギーにおいてはシャワーの漏れ出しが影響するため、入射エネルギーに対する比率はやや小さくなる。

電子・ガンマ線の場合と同様に、68% のイベントが含まれる幅によってエネルギー分

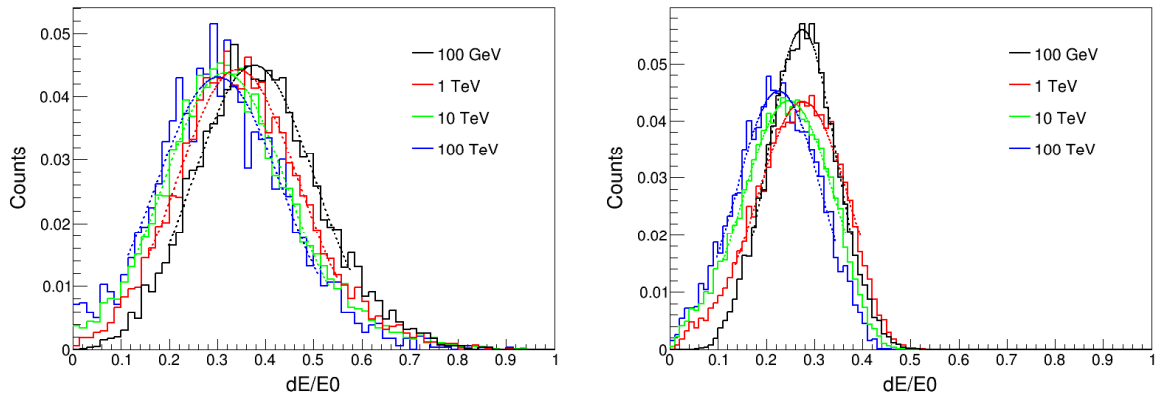


図 3.33: 陽子 (左) と炭素 (右) のエネルギー損失量分布。横軸は入射エネルギーとエネルギー損失量の比。

解能を定義すると、図 3.34 のようになる。横軸は原子核あたりのエネルギーで、TASC 1 層目より上で最初の相互作用を起こしたイベントのみ選別している。シャワー発達の特質上、電子のような高いエネルギー分解能は得られないが、陽子以上のすべての成分について TeV 領域で 45% 以下に抑えられている。

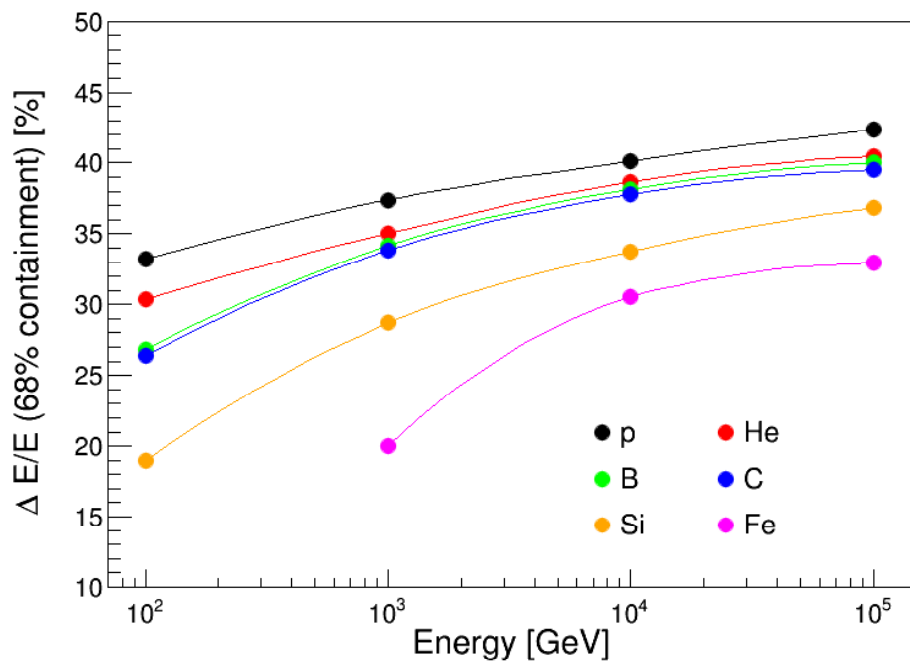


図 3.34: 原子核に対するエネルギー分解能。横軸は原子核あたりの入射エネルギー。質量数が大きいほど分解能はよい。

3.3.7 粒子識別性能

CALET は電子、ガンマ線、原子核を観測対象としており、それらを同一のトリガーで取得するため、データ解析による粒子識別が重要となる。CALET の利点は検出器内のシャワー形状を初期発達から収束に至るまで三次元的に可視化できることであり、このためシャワー形状を用いた高精度の粒子識別が可能である。電子・ガンマ線が引き起こす電磁シャワーと、陽子・原子核が引き起こすハドロンシャワーは、主に TASC におけるシャワー形状から識別する。電子とガンマ線は、IMC 上層における入射位置周辺の発光の有無で識別する。さらに原子核の電荷識別には、CHD における発光量を使用する。

電子/陽子識別

電子観測において最も深刻なバックグラウンドとなるのは陽子である。電子のエネルギースペクトルのべき指数がおよそ -3 であるのに対して、陽子は -2.7 であるため、陽子に対する電子の存在比は高エネルギーほど減少する（100 GeV で 1:100、1 TeV で 1:1000 程度）。しかし CALET は、以下の処理を施すことによって高エネルギーまで高精度の電子/陽子識別を実現することができる。

- 高エネルギーシャワートリガー（HES トリガー）
- シャワー軸再構成
- 入射エネルギー推定
- TASC におけるシャワー形状による識別
- IMC におけるシャワー形状による識別

CALET の主観測に用いる HES トリガーモードは、高エネルギー電子観測に最適化されており、TASC 1 層目に到達するまでにある程度シャワーが発達していることを要求する。このため、シャワーを起こさず TASC まで素通りした陽子はトリガーの時点で排除することができる。また電子用のシャワー軸再構成手法は、IMC 下層における規則的なシャワー発達を仮定しているため、シャワー発達の不規則な陽子に対しては再構成効率が悪い。このためシャワー軸再構成の時点でも陽子イベントが減少する。さらに陽子が TASC 中に落とすエネルギー損失量は、同じ入射エネルギーの電子に比べて平均的に 1/3 程度であるため、電子に最適化したエネルギー較正曲線で入射エネルギーを推定すると、あるエネルギー領域の電子に主に混入するのは、その 3 倍の入射エネルギーをもつ

陽子となる。エネルギーが高いほど到来頻度は少ないので、これによってさらに電子に誤認し得る陽子の割合は減少する。図 3.35 に、幾何条件 (D) を満たす全陽子のスペクトルと、トリガー条件を満たす陽子、シャワー軸再構成後に残る陽子のスペクトルを示す。シャワー軸再構成後の段階で、イベントとして残る陽子は最初の存在量の 1/10 程度に減少している。さらに図中の緑のヒストグラムは、エネルギー推定の際に 1 TeV 付近 (1 TeV の電子が 95% 含まれる領域) に混入する陽子を表している。これらのイベントが、1 TeV の電子に対するバックグラウンドとなる。以降は例として 1 TeV の電子に対する陽子除去性能について述べる。

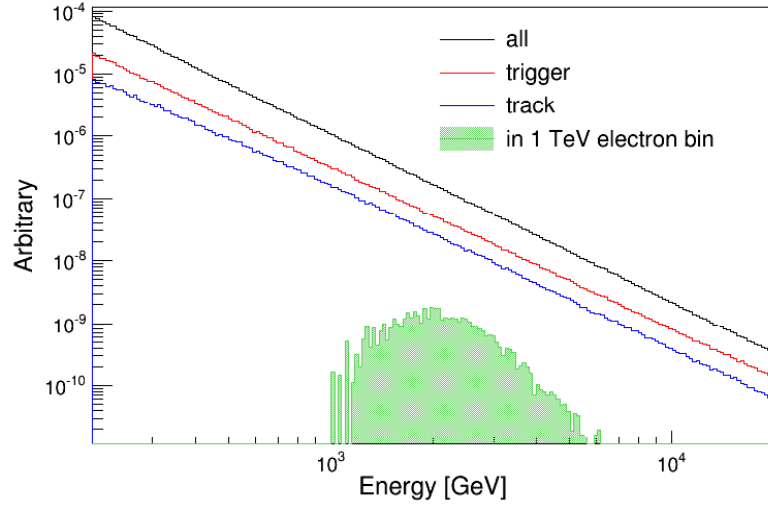


図 3.35: 電子のバックグラウンドとなる陽子スペクトル。幾何条件を満たす全イベント (黒) に対し、HES トリガー条件 (赤)、シャワー軸再構成 (青) が簡易的な除去となる。緑はエネルギー推定後に 1 TeV 領域に混入するイベント。

CALET における電子/陽子識別の主要なパラメータは、TASC におけるシャワーの横拡がりと縦方向のシャワー発達度である。これらの相関をとることによって、横拡がりが大きくシャワー発達が平均的に遅いハドロンシャワーを除去することができる。TASC の各層におけるシャワーの横拡がり、以下の式で定義される。

$$R_i = \sqrt{\frac{\sum_j (\Delta E_{PWO_j} \times (x_j - x_c)^2)}{\sum_j \Delta E_{PWO_j}}} \quad (3.5)$$

ここで、 ΔE_{PWO_j} は各層の j 番目の PWO におけるエネルギー損失、 x_j は j 番目の PWO の座標、 x_c はシャワー中心を表すとする。TASC 全体での横拡がり、各層の拡が

りのエネルギー重みつき二乗平均で以下のように表される。

$$R_E = \sqrt{\frac{\sum_i (\Delta E_{layer_i} \times R_i^2)}{\sum_i \Delta E_{layer_i}}} \quad (3.6)$$

ただし ΔE_{layer_i} は i 層目全体のエネルギー損失とする。陽子の生成するハドロンシャワーは、核相互作用によって発生した二次粒子とその連鎖反応によって発達するため、電磁シャワーに比べて横方向への拡がり大きい。そのため、この値を電子/陽子識別のパラメータとして用いることができる。

もうひとつの主要なパラメータとしては、TASC の最下層におけるエネルギー損失と、全体におけるエネルギー損失の比を用いる。これは以下の式で表される。

$$F_E = \frac{\Delta E_{layer_{12}}}{\sum_i \Delta E_{layer_i}} \quad (3.7)$$

電子は規則的にシャワーを発達させ、TeV 以下ではほぼ TASC 内でそのエネルギーが全吸収されるのに対し、陽子はシャワー発達にばらつきがあり、TASC 最下層の時点でエネルギーが十分に吸収されないイベントが多い。このため、上式で表されるエネルギー損失比を識別に用いることができる。

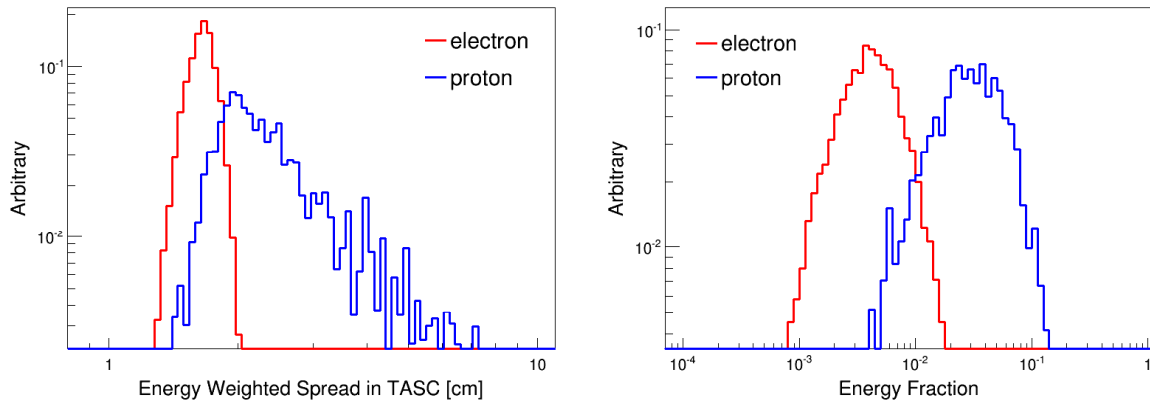


図 3.36: TASC におけるシャワーの横拡がり (左) とエネルギー損失比 (右) の分布。赤は電子、青は陽子。各分布の面積を 1 で規格化している。

図 3.36 に、1 TeV の電子と 1 TeV 以上の陽子 (スペクトル $E^{-2.7}$ を仮定) によるシャワーの横拡がりおよびエネルギー損失比の分布を示す。電子は横拡がりが小さく、TASC 最下層でシャワーが収束してエネルギー損失比が小さくなっているのに対し、陽子は横

方向・縦方向ともに、より大きい領域に広く分布しているのが分かる。識別においては精度向上のため、2つのパラメータの相関をとる（図 3.37）。入射条件によって相関が異なるため、それぞれの場合に最適化した識別のパラメータを使用する。この時点で 1 TeV の電子を 75% 残しつつ、 10^4 を超える陽子除去が達成される。

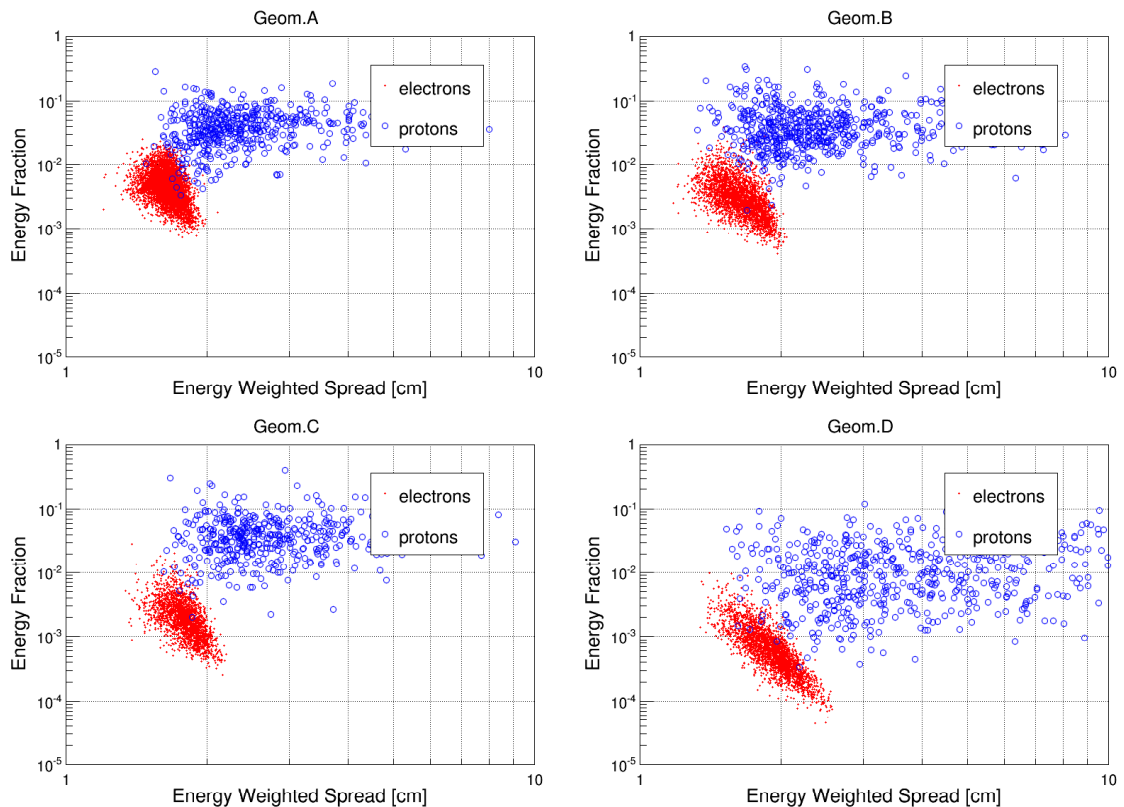


図 3.37: TASC におけるシャワーの横拡がりエネルギー損失比の相関。赤は電子、青は陽子。幾何条件 (D) を満たすイベントを 4 種類に分類（左上：幾何条件 (A) を満たす、右上：幾何条件 (A) は満たさないが (B) を満たす、左下：幾何条件 (A)(B) は満たさないが (C) を満たす、右下：それ以外）。

さらに IMC におけるシャワー形状を用いることで、より高精度の識別が可能となる。シャワー形状を表すパラメータとしては様々なものが存在し、その組み合わせにも複数のパターンが考えられるが、ここでは (1) IMC 各層における粒子数、(2) IMC 最下層におけるシャワー集中度、(3) シャワー開始層における粒子数、の 3 種類を併用する。

IMC 各層における粒子数分布を見ると、電子の場合は図 3.38 (左) のように下層に向かうにつれて顕著にシャワーが発達し、粒子数が増加していく様子が分かる。一方で陽

子の場合は上層からすでに粒子数分布が大きな広がりをもつため、陽子のみをカットする閾値を設けることができる。図 3.38 (右上) に示すシャワー集中度 C_E は、シャワー軸が通過したファイバー ± 5 本以内の領域におけるエネルギー損失量と、IMC 全体のエネルギー損失量の比として以下の式で定義している。

$$C_E = \frac{\sum_i \sum_{j(j_{axis} \pm 5)} \Delta E_{SF_j}}{\sum_i \Delta E_{layer_i}} \quad (3.8)$$

ここで、 ΔE_{SF_j} は最下層の j 番目の SciFi におけるエネルギー損失、 ΔE_{layer_i} は i 層目全体のエネルギー損失、 j_{axis} はシャワー軸が通過したファイバーを表すとす。電子はシャワー軸付近にエネルギー損失が集中するため、このパラメータによって電子イベントを効率よく抽出することができる。シャワー開始層は、X 層 Y 層ともにはじめて 2 MIP 以上の信号が検出された層として推定する。電子の場合シャワー開始時に発生する粒子は、制動放射によって発生したガンマ線が生み出す電子・陽電子対であるのに対して、陽子の場合は核相互作用によって多数の π 中間子、陽子、中性子等が発生するため、開始点における粒子数も有効なパラメータとなる (図 3.38 (右下))。

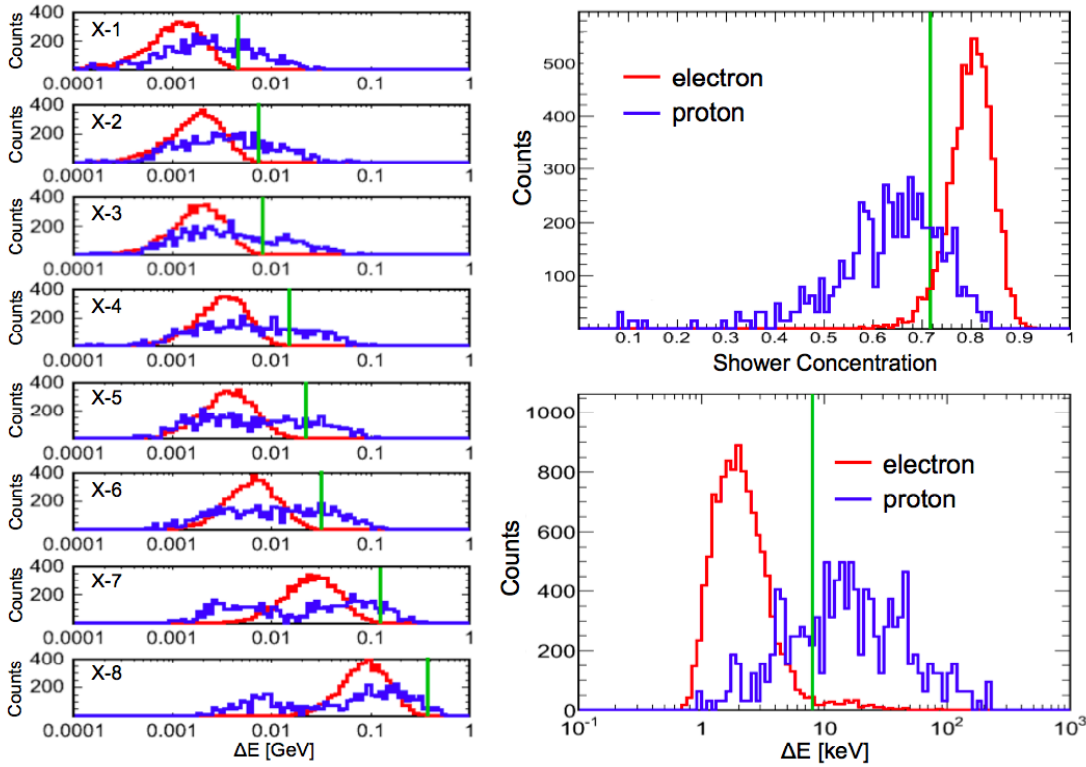


図 3.38: IMC を用いた陽子除去。(左) 各層における粒子数分布、(右上) 最下層におけるシャワー集中度、(右下) シャワー開始層における粒子数分布。

図 3.39 に、各解析段階における陽子除去能力を示す。IMC を用いた識別によって、最終的に電子を 70% 残しつつ 10^5 の陽子除去性能が達成されている。ここでは例として 1 TeV の電子に対する性能を示したが、10 GeV、100 GeV の電子についても同様の解析により、 10^5 の陽子除去性能が確認されている。

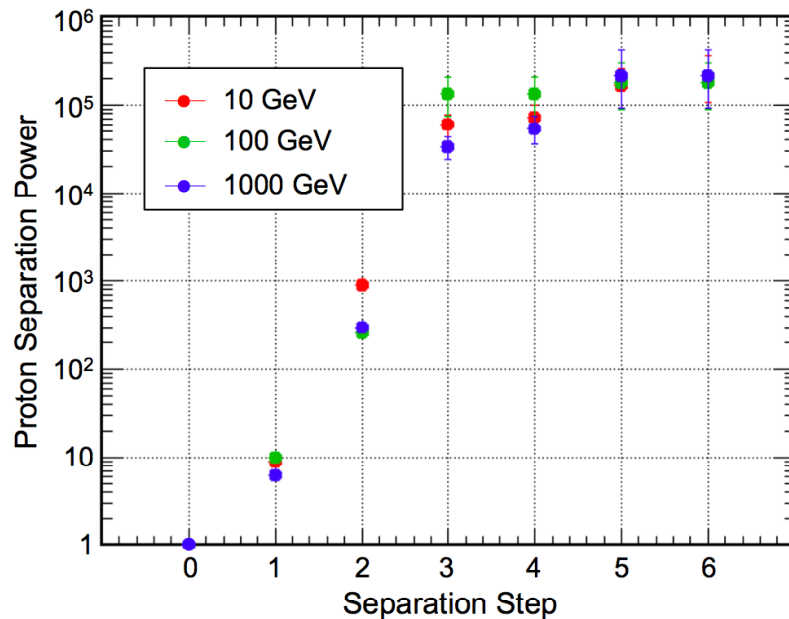


図 3.39: 電子/陽子識別性能。横軸は各解析段階を表し、1. HES トリガー条件、2. 入射エネルギー推定、3. TASC におけるシャワー形状による識別、4. IMC 各層の粒子数による識別、5. IMC 最下層におけるシャワー集中度による識別、6. IMC シャワー開始層における粒子数による識別。

電子/ガンマ線識別性能

ガンマ線は検出器入射時には電荷をもたないため、電離損失を起こさない。そのため、基本的に検出器上層において入射軸上に発光があるかないかで荷電粒子と識別することができる。ただしその際、シンチレータ間の隙間、後方散乱粒子による発光等が影響しないよう考慮した解析が必要である。CALET における電子/ガンマ線識別は、CHD の X 層、Y 層、および IMC の X-1 層目、Y-1 層目の計 4 層における発光を用いて行なう。飛跡再構成の角度誤差を考慮してシャワー軸周辺の発光量を足し合わせ、2 層以上の層で 1 粒子相当の発光が見られなかった場合のみガンマ線と推定する。これにより、10 GeV–1 TeV のガンマ線に対して残存率を 90% 以上に保ちつつ、電子の誤認率を

2.5×10^{-4} (90% C.L.) 以下に抑えられることが確認されている。

原子核の電荷識別性能

原子核の電荷は、検出器上層の発光量で識別することができる。相対論的粒子による電離損失量の平均値は電荷の二乗に比例するため、各原子核のエネルギー損失量の分布をとると、例えばヘリウム ($Z=2$)、炭素 ($Z=6$)、シリコン ($Z=14$) のピークは、陽子の4倍、36倍、196倍の位置に現れる。ただしシンチレータの発光はクエンチング効果によってエネルギー損失量に対して非線形となるので、シミュレーションで電荷識別性能を評価する際には、加速器実験で得られたパラメータを導入してエネルギー損失量を発光量相当に変換している。特に高い性能が求められるのは、陽子とヘリウム、BとCの識別であるが、CALETはCHDのX-Y層における発光量の相関、さらにIMC1層目、2層目を用いることにより、他粒子の混入を数%に抑えた観測を行なうことができる。

3.3.8 幾何学的因子と装置性能の関係

幾何条件を厳しくするとエネルギー決定や粒子識別の精度は高くなるが、使用可能なイベント数は減少する。データ解析においては必要とされる統計量、分解能に応じて適切な幾何条件を選択することが重要である。

宇宙線のフラックス、すなわち単位時間・単位面積・単位立体角あたりの到来頻度は、観測量を観測時間と装置の幾何学的因子で規格化することによって得られる。この幾何学的因子を $S\Omega$ と呼び、装置の大きさを表す指数として用いる。 $S\Omega$ の値は幾何条件に依存し、単純な装置構成の場合は入射面積と入射角への制限から計算可能であるが、解析条件が複雑な場合は Monte Carlo シミュレーションによる導出が有効である。シミュレーションにおいて、ある面から天頂角 Θ° 以内で N_0 個のイベントを検出器に向けて入射させたとし、そのうち N 個が幾何条件を満たしたとすると、求める幾何学的因子 $S\Omega$ は、

$$S\Omega = S_0\Omega_0 \frac{N}{N_0} \quad (3.9)$$

と表される。 S_0 は入射面の面積、 Ω_0 は単位面積あたりの有効立体角とする。 Ω_0 は単位面積を s とすると、以下のように表される。

$$\Omega_0 = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\cos\Theta}^1 s \cdot d(\cos\theta) \quad (3.10)$$

s は斜めに入射するとき $\cos\theta$ だけ小さく見えるので、 $s = |\cos\theta|$ として上式に代入すると $\theta < \pi/2$ のとき $\Omega_0 = \pi(1 - \cos^2\theta)$ となることが分かる。よって式 (3.9) より、シミュレーションで最初に入射したイベント数 N_0 と幾何条件を満たしたイベント数 N の比率を求めれば、検出器の幾何学的因子 $S\Omega$ を算出することができる。

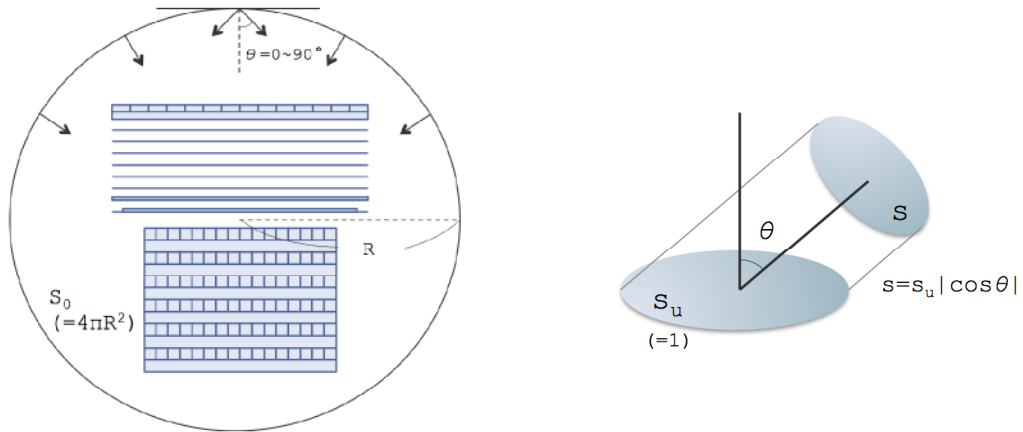


図 3.40: Monte Carlo シミュレーションにおけるイベント入射。

図 3.41 に、CALET の $S\Omega$ と電子 1 TeV に対する検出器性能の相関を示す。CALET の場合 $S\Omega < 1200 \text{ cm}^2\text{sr}$ の範囲ではエネルギー分解能、角度分解能ともに大きな変化はなく、幾何条件によらず高い性能が保たれている。

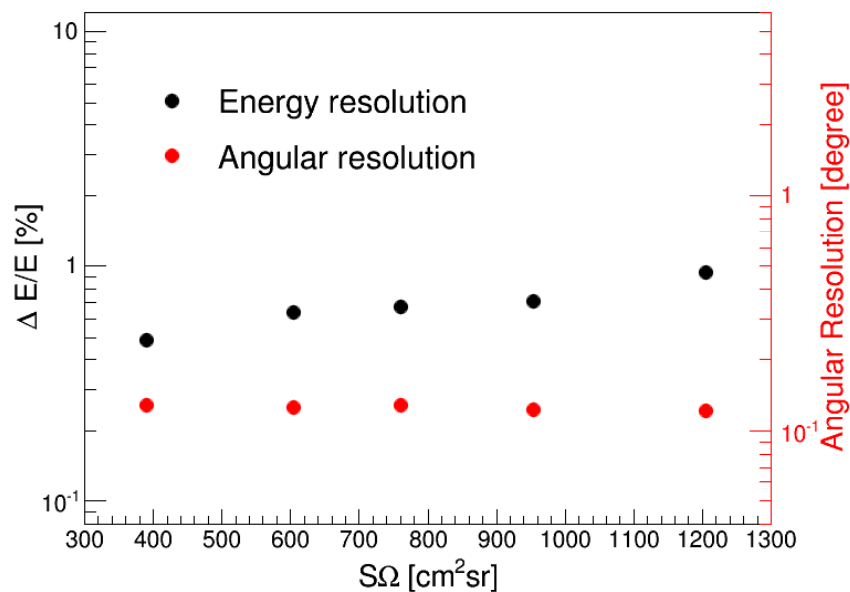


図 3.41: 幾何学的因子と観測性能の関係 (電子 1 TeV)。

第4章

気球実験による観測性能実証

CALET 計画は、宇宙空間における 2-5 年の長期観測という大規模なプロジェクトのため、事前に十分な観測性能実証、観測技術やデータ解析手法の確立を行なう必要がある。CALET チームは 2006 年に三陸大気球観測所で bCALET-1 実験を、2009 年には北海道の JAXA 大樹航空宇宙実験場で bCALET-2 実験を行ない、大気上層における電子及び大気ガンマ線の観測によって宇宙線観測性能を実証した。ここでは特に、CALET 実機に最も近い構造で行われた bCALET-2 実験による性能実証実験について取り上げ、ミューオンを用いた装置較正、データ解析を通して CALET の宇宙線観測性能を総合的に実証したことを示す。



図 4.0: bCALET-2 放球時の写真

4.1 bCALET 実験

衛星や南極周回気球など、飛翔体を用いた長期宇宙線観測においては、一度観測を開始した後は、装置に直接手を触れて状態チェックや不具合修復を行なうことができない。そのため大がかりな観測計画の場合は、事前にプロトタイプモデルを用いた気球実験によって装置のもつ基本的な能力を確認し、観測の実現性を評価することが多い。これによって、検出器の各構成要素が温度、圧力、ノイズ環境等の異なる大気上空において正常に作動するか、様々なバックグラウンド粒子が到来する中で観測対象とする宇宙線の入射を適切に検知するか、すべてのチャンネルのデータを漏れなく正常に取得し、解析によって物理的に意味のある結果を導出できるかなど、長期観測を実現する上で必要な一連の性能を総合的に実証することができる。また実験後に装置を回収し、不具合があった場合は原因究明と改良を行なうことが可能である。

CALET の場合も 2006 年と 2009 年の計 2 回、プロトタイプモデルを用いた気球実験を行なった。これらを bCALET (balloon-born CALET) 実験と呼んでいる。第一回、第二回気球実験用に制作したプロトタイプ (bCALET-1、bCALET-2) は、いずれも SciFi を用いた解像型カロリメータと無機結晶を用いた全吸収型カロリメータの積層という CALET の基本設計に基づいた小型モデルで、トリガーや DAQ システムは気球実験用に最適化されている。それぞれの検出器構成を CALET と比較して表 4.1 に示す。

表 4.1: 気球搭載型 CALET プロトタイプモデルの比較

Detector	IMC	TASC	Depth	$S\Omega$
			[X_0]	[cm^2sr]
bCALET-1	128 mm \times 4 layers (X,Y)	4 BGO \times 3 layers (X,Y)	14	21
bCALET-2	256 mm \times 8 layers (X,Y)	10 BGO \times 3 layers (X,Y)	17	320
CALET	448 mm \times 8 layers (X,Y)	10 PWO \times 6 layers (X,Y)	30	1200

第一回気球実験で使用した bCALET-1 は、面積にして CALET の約 12 分の 1 のスケールモデルである。小型ながらも CALET と同様 IMC と TASC からなり、複合型カロリメータとしての CALET の性能実証のため開発された。IMC の検出層は 128 本の SciFi ベルト (X、Y 各 1 組) 計 4 層からなり、読み出しには CALET と同様に 64

チャンネル MAPMT が使用された。TASC にはゲルマニウム酸ビスマス ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$; BGO) を使用し、2.5 cm 角の結晶 4 本を X、Y 交互に 3 層ずつ積層した。トリガー信号は、IMC 上下に配置されたプラスチックシンチレータの出力と TASC 1 層目の信号和によって形成された。実験は 2006 年 5 月に JAXA の三陸大気球観測所 (緯度 39.1° 、経度 141.8° 、カットオフリジディティ 13.3 GV) において実施され、高度 35–37 km における約 3.5 時間の観測によって、電子トリガーイベント 3×10^3 例を取得した。大気ミューオンを用いた出力較正、TASC におけるエネルギー損失の遷移曲線を用いた陽子除去等の解析によって、1–10 GeV のエネルギー領域における電子スペクトル導出に成功し、シミュレーション計算による予測値と矛盾のない結果を得ている [120]。

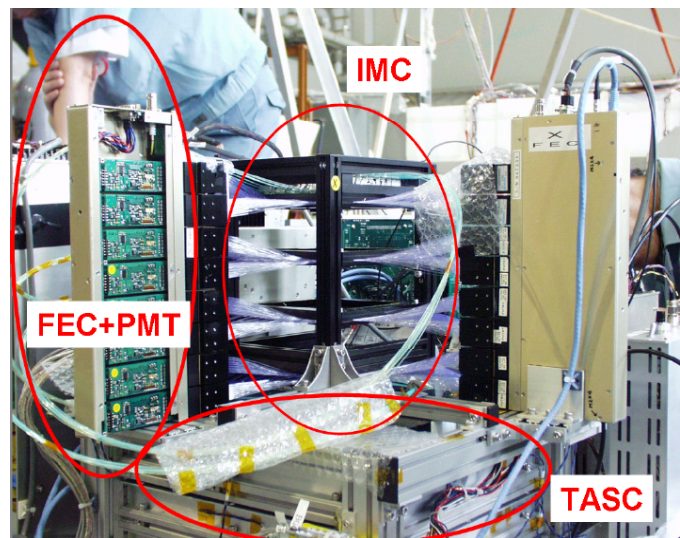
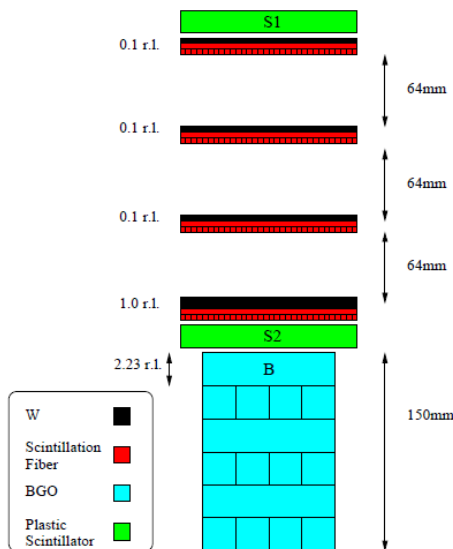


図 4.1: bCALET-1 検出器概念図。

図 4.2: bCALET-1 検出器写真。

第二回気球実験 bCALET-2 は、より CALET に近い検出器構成での観測性能実証を主眼として行なわれた。bCALET-1 に比べて面積が 4 倍に拡張され、それに伴い 4,000 本以上の SciFi と 60 本の BGO という多量の読み出しに対応する回路の小型化・省電力化、DAQ システムの改良が行われた。データ解析においても、IMC 8 層を用いた飛跡再構成、TASC におけるシャワー横拡がりの導出など、CALET 本実験で想定される解析に近い手法が適用可能となり、その妥当性が検証された。以下では bCALET-2 の装置構造とシミュレーションから予想される性能、実験の詳細、データ解析について述べ、観測性能が総合的に実証されたことを示す。

4.2 bCALET-2 検出器

bCALET-2 は、気球搭載用の CALET プロトタイプモデルとして設計された。基本構成は CALET とほぼ同様で、上部の解像型カロリメータ (IMC) と、下部の全吸収型カロリメータ (TASC) からなる。最上部には CHD の代わりに電荷測定用のシリコントラッカーが搭載されていたが、不具合によりデータは取得されていない。IMC の上下および周囲には、トリガー用のプラスチックシンチレータが配置されている。検出器上面の面積で比べると、CALET が $448 \times 448 \text{ mm}^2$ なのに対して $256 \times 256 \text{ mm}^2$ (約 3 分の 1)、検出器全体の厚みで比べると、CALET が $30 X_0$ であるのに対して $17 X_0$ (2 分の 1 強) のスケールモデルとなっている。

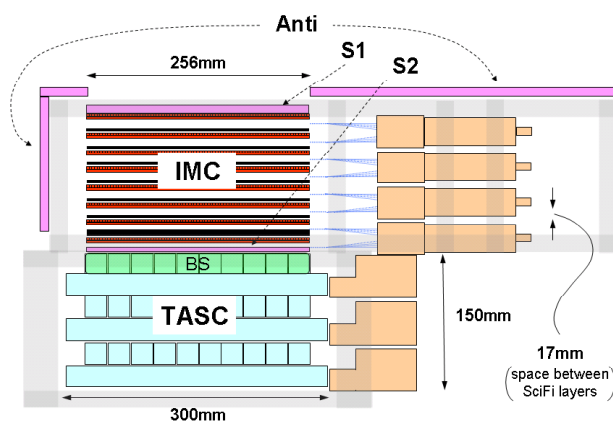


図 4.3: bCALET-2 構造概念図。

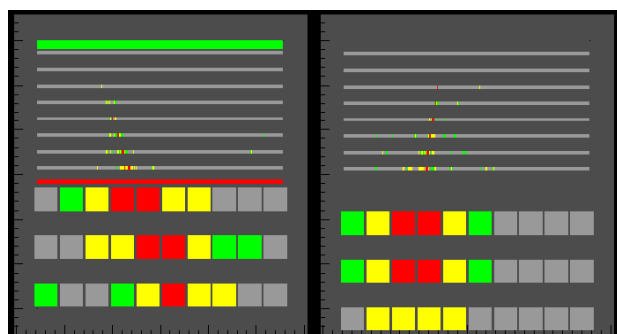


図 4.4: bCALET-2 による宇宙線のシャワー検出イメージ (電子 10 GeV のシミュレーションイベント)。左は X 方向、右は Y 方向から見た側面図。

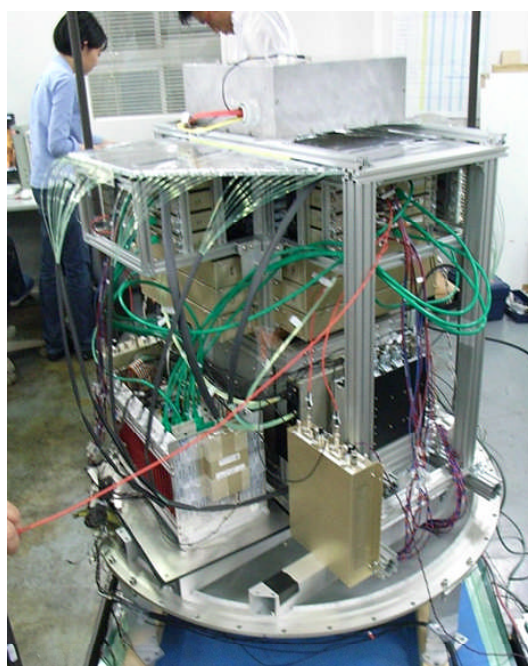


図 4.5: bCALET-2 装置写真。装置全体を円筒形の圧力容器 (ベッセル) におさめるため、読み出し回路の下に DAQ システムや高圧電源を設置している。

4.2.1 IMC

bCALET-2 の IMC は 256 本の SciFi ベルト (X、Y 各 1 組) 計 8 層からなり、間に 7 枚のタングステン板 (1~6 枚目は各 $0.43 X_0$ 、7 枚目は $1.0 X_0$) が挿入されている。シンチレーティングファイバーには、CALET と同様クラレ社の SCSF-78 SJ SQB を用いた。接着およびクロストーク防止のため白色シリコンアクリル樹脂塗料で塗装し、端面には反射剤としてアルミ蒸着したアクリル剤を接着している。ファイバーと MAPMT の接合にはアクリル製ソケットを使用し、上層の 32 本と下層の 32 本を 1 組としてソケットに開けられた 64 個の穴にそれぞれ挿入している。ソケットに挿入したファイバーはエポキシ系接着剤 (Huntsman, ARALDITE-RT30) で固定し、MAPMT 感面とソケットは光学グリス (応用光研、6262A) で接着した。CALET 本機制作においては、打ち上げ時の振動を考慮してより精巧に設計したソケットが使用され、接着剤等もアウトガスを考慮したものに変更されたが、ファイバーベルトの基本的な制作行程については、気球実験で開発した手法が活かされている。



図 4.6: SciFi ベルト製作過程。(左) 白色塗料塗布、(中央) PMT との結合面研磨、(右) PMT および FEC との接合

シンチレーション光の検出には浜松ホトニクス社製の 64 チャンネル MAPMT を用いた。全 64 個の MAPMT のうち、シャワーの初期発達を確実に検出する必要がある上層 49 個は、光電効率の大きなウルトラバイアルカリ光電面 (H7546-200MPD1) を、シャワーが十分発達すると考えられる下層部分にはバイアルカリ光電面 (H7546-MOD1) を使用している。MAPMT からの信号の読み出しには、ノルウェー GM-IDEAS 社と共同開発したバイキングチップ (VA32HDR14.1) を使用した。これは、MAPMT の読み出しに最適化した高ダイナミックレンジのアナログ ASIC で、32 チャンネルの SA 出力をサンプルホールドし、マルチプレクサ方式で出力する。デジタル信号への変換は、後段

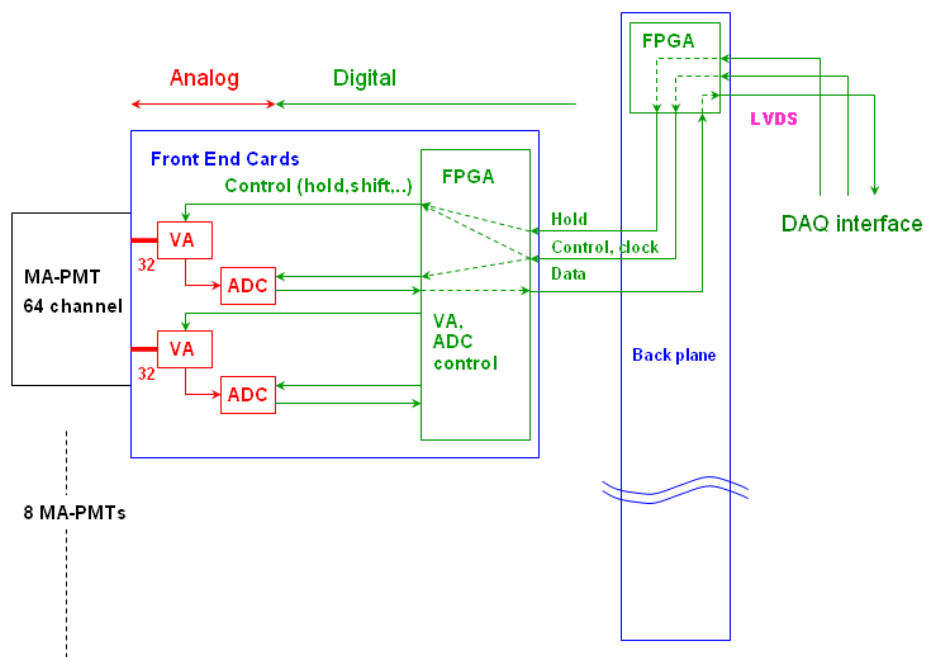


図 4.7: IMC 読み出しシステム。アナログ基板とデジタル基板からなる FEC 計 8 組を 1 つのバックプレーンに接続し、1 ユニットとしている。

16 bit の ADC で行なう。変換速度はチャンネルあたり $10 \mu\text{s}$ 、すなわち 1 イベントあたり $320 \mu\text{s}$ である。1 つの MAPMT の信号 (64 チャンネル分) は、2 組のバイキングチップと ADC によって 32 チャンネルずつ独立に読み出された後、64 チャンネルまとめて 1 つの FPGA によって処理される。FEC は、上述のバイキングチップ及び ADC を搭載した 2 枚のアナログ基板と、FPGA を搭載したデジタル基板 2 枚からなる。1 組の FEC が 1 つの MAPMT に対応する。8 組の FEC は 1 台のアルミケースに収納されており、計 8 台の FEC ユニットによって 64 個の MAPMT の信号が処理される。DAQ システム側との通信は LVDS によって行なう。

4.2.2 TASC

TASC は幅 2.5 cm、長さ 30 cm の BGO 結晶を 10 本並べ、これを X、Y 交互に各 3 層ずつ積層した構造をしている。TASC 最上層から最下層までの物質量は $13.4 X_0$ である。それぞれの結晶は、集光効率の向上と遮光のためにテフロンシートとアルミナイズドマイラーでラッピングし、カプトンテープで固定している。ラッピング後の BGO は、10 本ずつ並べて結晶を挿入できる専用の CFRP 製の構造体に組み込まれている。



図 4.8: TASC 制作過程。CFRP 構造体の下 2 段に BGO を挿入した状態。周囲はアルミフレームで補強している。

BGO からのシンチレーション光は、PIN 型 PD (浜松ホトニクス、S3204-08) によって検出した。PD からの信号は、電荷有感型増幅器 (Charge Sensitive Amplifier; CSA)、波形整形増幅器 (SA)、サンプルホールド型 ADC を一体化した FEC によって読み出している。SA の時点で信号を high-gain と low-gain の 2 系統に分けることによって、 10^4 のダイナミックレンジを確保している。これは基本的に CALET の TASC 読み出しと類似の設計であるが、気球実験で想定される観測エネルギー領域は 100 GeV 以下であるため、PD high-gain と PD low-gain の 2 系統で 10^4 をカバーしているのに対し、CALET ではさらに TeV 領域まで観測するため、APD high-gain、APD low-gain、PD high-gain、PD low-gain の 4 系統で 10^6 のレンジを確保している。

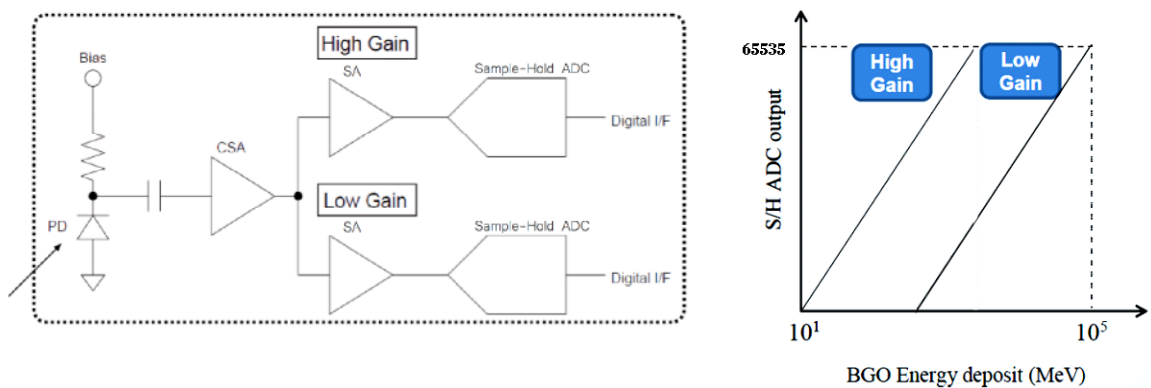


図 4.9: TASC 読み出しシステム (左) とダイナミックレンジ (右)。

4.2.3 トリガーシステム

bCALET-2 実験では、S1、S2、BS、Anti と呼ぶ 4 系統の信号を用いてトリガーシステムを構成している。S1 と S2 は、IMC 上下に配置された $256 \times 256 \text{ mm}^2$ のプラスチックシンチレータ (Saint-Gobain 社、BC-404) からの出力である。シンチレータの発光は、表面に溝を掘って埋め込んだ波長変換ファイバー (Saint-Gobain 社、BCF-92) を通して PMT (浜松ホトニクス社、H6780) で読み出している。シンチレータの厚みは S1 が 1 cm、S2 が 0.5 cm である。



図 4.10: IMC 下部に配置したトリガー用プラスチックシンチレータ (S2)。格子状に埋め込んだ波長変換ファイバーを 1 束に束ねて PMT 感面まで導いている。

BS は TASC 1 層目の 10 本の BGO の信号和で、読み出しは PD と反対側の端面に取り付けた PMT (浜松ホトニクス社、H6780) によって行なっている。10 個の PMT からの出力は加算・増幅ののち 2 系統に分割され、一方はトリガー発生器に送られ、他方はさらなる増幅・波形整形を経てピークホールド型 ADC モジュールによって読み出される。

Anti は IMC を囲むように設置した 3 枚のプラスチックシンチレータからの信号で、ガンマ線観測の際に側面入射の荷電粒子を排除する目的で使用する。厚みは 3 枚とも 1 cm である。シンチレーション光は S1、S2 と同様、シンチレータに埋め込んだ波長変換ファイバーを通して PMT で読み出す。3 枚の出力はそれぞれ独立に読み出されてトリガー発生器に送られ、いずれか 1 枚に閾値を超える信号があった場合はアンチコインシデンスとして使用される。

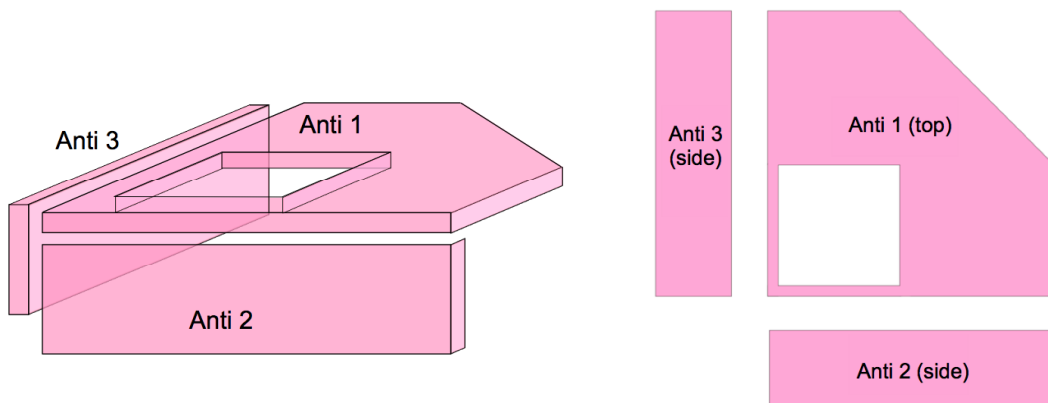


図 4.11: ガンマ線観測におけるアンチコインシデンス用に配置したプラスチックシンチレータ (Anti)。上部の Anti は、検出器入射面を覆わないように S1 の真上にあたる部分をくり抜いてある。

トリガーモードは電子検出用 (ELE)、ガンマ線検出用 (GAM)、動作検証用 (ALL) の 3 種類設定されており、そのロジックは表 4.2 のように表される。これらのトリガーモードは複数組み合わせることが可能であり (ELE \wedge GAM など)、トリガーモードの組み合わせでトリガーパターンが形成される。

ディスクリレベルは S1、S2、BHL、BLL、および Anti1、Anti2、Anti3 の計 7 種類を独立に設定できる。BHL と BLL は BS の 2 種類のディスクリで、それぞれ電子観測用、ガンマ線観測用に設けられたものである。Anti1、Anti2、Anti3 は、3 枚の Anti シンチレーターのそれぞれに対応する。表 4.2 には各トリガーモードにおけるディスクリレベルの標準設定値を、最小電離粒子数 (MIP) を単位として記載した。ディスクリレベルとトリガーパターンは、観測中にコマンド送信により変更可能である。

表 4.2: トリガーロジックとディスクリレベルの標準設定値 ([MIP])

Trigger mode	Trigger Logic	S1	S2	Anti 1,2,3	BHL	BLL
ELE	$S1 \wedge S2 \wedge BS$	0.7	0.7	-	7.0	-
GAM	$\neg S1 \wedge S2 \wedge BS \wedge \neg \text{Anti}$	0.7	0.7	0.7	-	4.0
ALL	S2	-	0.7	-	-	-

$$(\text{Anti} = \text{Anti1} \vee \text{Anti2} \vee \text{Anti3})$$

4.2.4 データ収集システム (DAQ)

トリガー発生器の信号は、各検出器のFECに送られると同時に、制御用CPUモジュールに割り込み信号として取り込まれ、アナログ-デジタル変換を終えたFECからデータを収集するためのタスクを起動する。制御用CPUは、トリガーを受け取るまではタイマー割り込みにより、0.5 Hzで検出器各部の温度、ベッセル内部の気圧、検出器に印加されている電圧などをモニターし、HKデータとして記録している。制御用CPUに集められたデータは、いったんデュアルポートメモリに蓄えられ、データ記録用のCPUモジュールから読み出される。FEC読み出しのためのI/Oインターフェースは32 bit、デュアルポートメモリ、ADCモジュール等は16 bit幅のデータバスを持ち、デュアルポートメモリのもう片方のデータバスはデータ記録用CPUモジュールと直接接続されている。このため、データ記録時のデータフローがトリガー時のデータ収集に影響を及ぼさない設計になっている。このように、CPUを制御用とデータ記録用に分けて運用することで、データ収集のdead timeを減らしている。

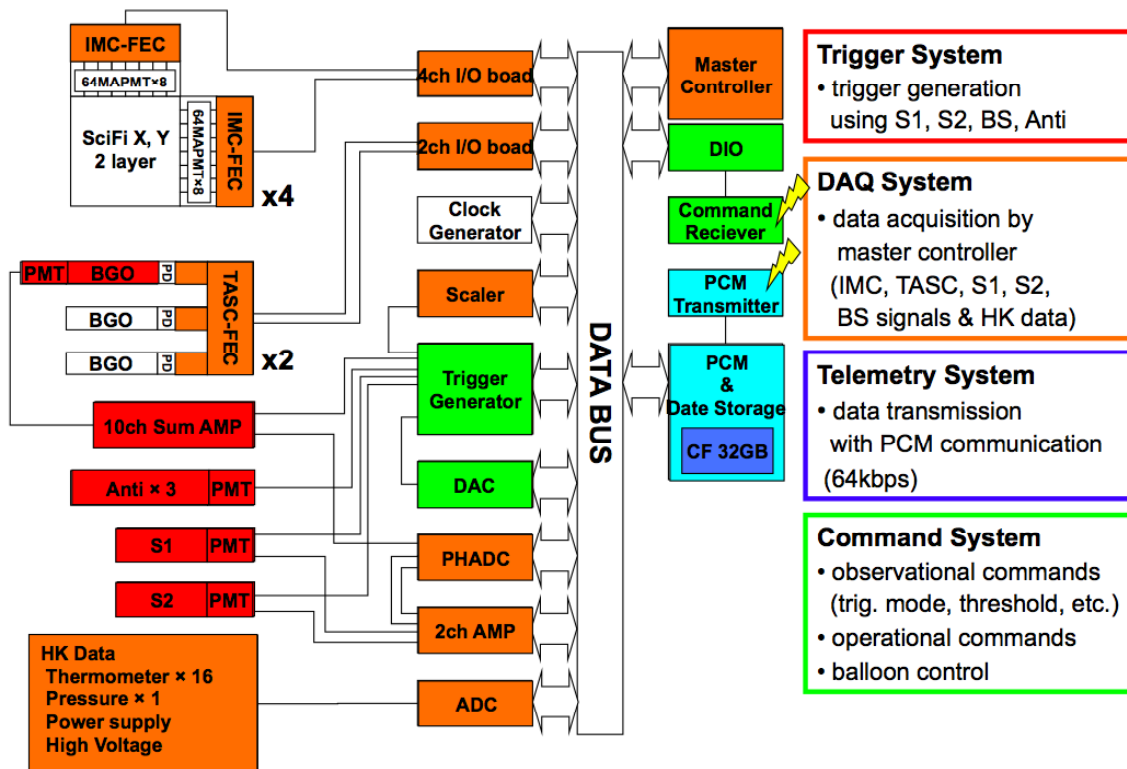


図 4.12: データ収集システム (DAQ)。

4.3 シミュレーションによる観測性能予測

Monte Carlo シミュレーションによって導出した、1–30 GeV の電子・ガンマ線に対する bCALET-2 検出器の基礎性能について述べる。大気上層における宇宙線の到来頻度と存在比は Cosmos [121] を用いて計算し、検出器応答は CALET のシミュレーションと同様に EPICS を用いて計算した。核相互作用モデルには DPMJET-III を採用した。

4.3.1 検出効率

まず最も基本的な性能として、電子およびガンマ線に対する検出効率を計算した。図 4.13 は、シミュレーションデータを用いて、ELE モードで取得される電子の検出効率、GAM モードで取得されるガンマ線の検出効率を見積もったものである。トリガー信号の閾値は標準設定値を仮定した。ただし ELE モードについては、観測時の設定 (§4.5 後述) に合わせて、BS の閾値を 7 MIP から 35 MIP に変更した場合についても計算した。

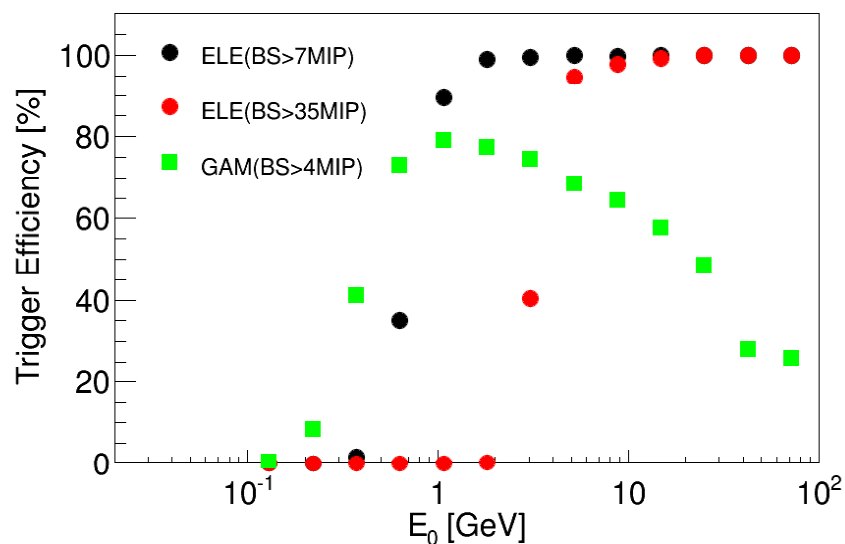


図 4.13: シミュレーションによる検出効率の見積もり（黒、赤：ELE モードで取得される電子、緑：GAM モードで取得されるガンマ線）。

図に示すように、電子については BS の閾値に応じたエネルギー（BS > 7 MIP の場合は約 1 GeV、BS > 35 MIP の場合は約 5 GeV）以上の領域で、ほぼ 100% の効率を示す。ガンマ線については 1 GeV 付近でピークとなり、それ以上の領域で落ち始める。こ

これは GAM トリガーの場合、S1 および Anti に閾値以上の信号がないことが要求されるので、高エネルギーになるほど後方散乱の影響でトリガーにかかりにくくなるためであるが、その場合も 1–10 GeV の領域では 60% 以上の検出効率が達成されている。

4.3.2 エネルギー分解能

bCALET-2 では CALET と同様に、入射粒子の生成するシャワーが検出器内で損失するエネルギーから、入射エネルギーを推定する。エネルギー分解能はイベントに課す幾何条件によって異なるため、まずシミュレーションデータを用いて複数の幾何条件に対応する幾何学的因子とエネルギー分解能を導出した。基本的な条件として入射角が 45° 以内のイベントのみ用いることとし、さらに入射軸の通過位置に対して以下の 14 種類の条件を検討した。

- (0) S1 および TASC 最上面を通過
- (1) S1 および TASC 1 層目下面を通過
- (2) S1 および TASC 2 層目下面を通過
- (3) S1 および TASC 3 層目下面を通過
- (4) S1 および TASC 4 層目下面を通過
- (5) S1 および TASC 5 層目下面を通過
- (6) S1 および TASC 6 層目下面を通過

- (0') S1 および TASC 最上面（端から 2.5 cm 内側）を通過
- (1') S1 および TASC 1 層目下面（端から 2.5 cm 内側）を通過
- (2') S1 および TASC 2 層目下面（端から 2.5 cm 内側）を通過
- (3') S1 および TASC 3 層目下面（端から 2.5 cm 内側）を通過
- (4') S1 および TASC 4 層目下面（端から 2.5 cm 内側）を通過
- (5') S1 および TASC 5 層目下面（端から 2.5 cm 内側）を通過
- (6') S1 および TASC 6 層目下面（端から 2.5 cm 内側）を通過

図 4.14 に、各幾何条件を課した場合の幾何学的因子と、10 GeV の電子に対するエネルギー分解能の関係を示す。エネルギー分解能は TASC におけるエネルギー損失量分布の標準偏差 σ を用いて、 $2\sigma/M$ (M : 分布の平均値) と定義している。幾何条件が厳しいほどエネルギー分解能は向上するが、幾何学的因子が小さくなり使用可能なイベント数

が減少するため、実際の観測データ解析においては、イベント数が極端に減らず、また十分なエネルギー分解能が得られる幾何条件 (3') を採用した。図 4.16 に、幾何条件 (3') を課した場合の電子、ガンマ線それぞれに対するエネルギー分解能のエネルギー依存性を示す。電子は 10 GeV において 7.3%、ガンマ線は 6.6% の分解能が達成されている。

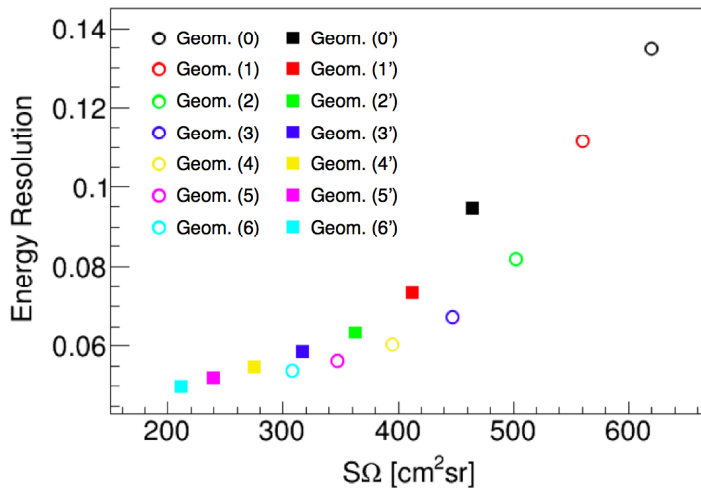


図 4.14: 各幾何条件に対応する幾何学的因子 $S\Omega$ と 10 GeV の電子に対するエネルギー分解能の関係。

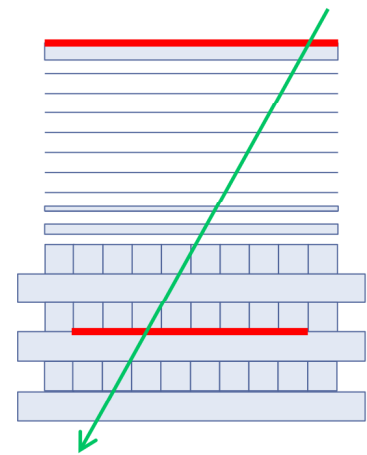


図 4.15: 解析に使用した幾何条件 (3')。S1 と TASC 3 層目下面 (端から 2.5 cm 内側) を通過。

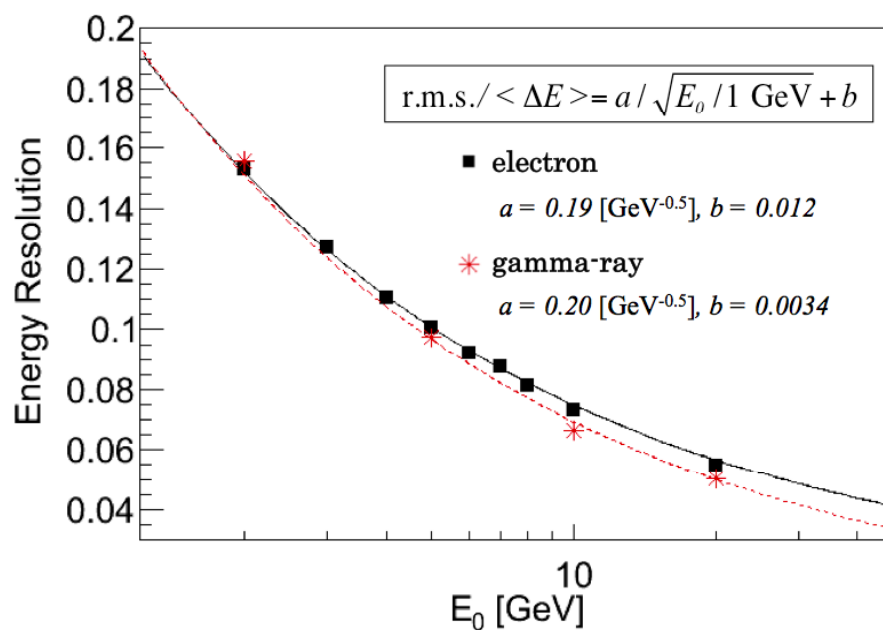


図 4.16: シミュレーションによるエネルギー分解能の見積もり (黒: ELE モードで取得される電子、赤: GAM モードで取得されるガンマ線)。

4.3.3 角度分解能

電子、ガンマ線それぞれに対する角度分解能は、シミュレーションで実際に粒子を入射させた入射軸と、解析により再構成したシャワー軸との角度誤差分布から導出した。CALETの電子解析においては、IMC下層で検出したシャワーコアを基点として上層に遡る再構成手法 (§3.3.5における手法1) を基本としているが、bCALET-2においては各層最大3点の飛跡候補点のすべての組み合わせの中から、フィッティングの誤差が最小となる組み合わせを選ぶ手法2を採用した。これは、放球時の衝撃によって生じたdead channelの影響を最小限にするためである。図4.17に、シミュレーションで導出した電子に対する角度分解能のエネルギー依存性を示す。これはdead channelの影響を再現した上で導出した値であるが、上記の手法により1 GeV以上の全領域で十分な性能が発揮されていることが分かる(10 GeVで再構成効率99.9%、角度分解能0.8°)。ガンマ線のシャワー軸再構成も電子とほぼ同様の手法で行なった。ただしガンマ線はIMC上層に発光がなく、電子に比べて使用できる層数が少ないため、TASCの上層X、Y各2層の情報もフィッティングに使用した。これにより、10 GeVにおいて再構成効率95.2%、角度分解能0.8°という精度が得られている。

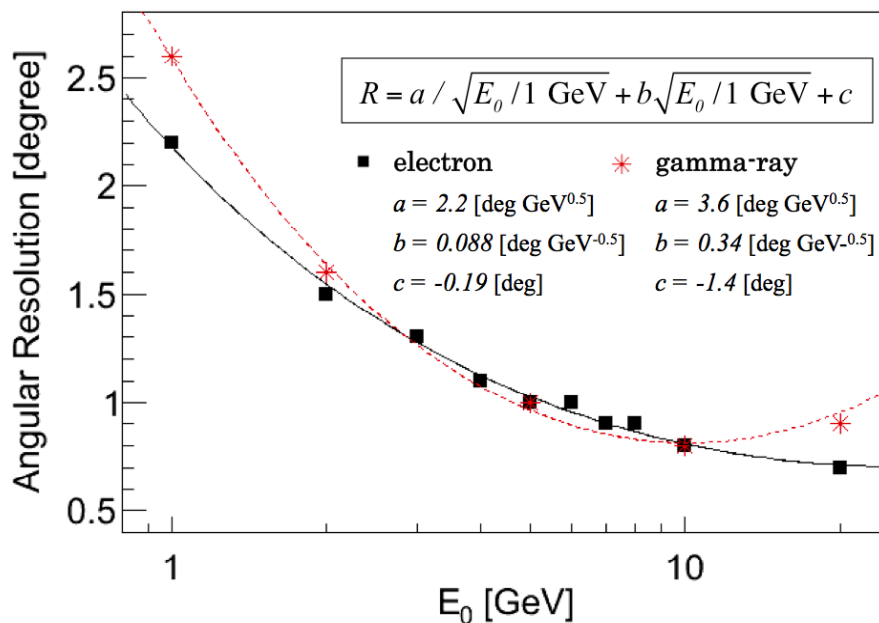


図 4.17: シミュレーションによる角度分解能の見積もり (黒: ELE モードで取得される電子、赤: GAM モードで取得されるガンマ線)。

4.3.4 粒子識別性能

粒子識別の要求性能は、観測高度における宇宙線の存在比に依存する。図 4.18 は、過去の観測結果を基に Monte Carlo シミュレーションにより導出した高度 35 km における宇宙線各成分のエネルギースペクトルである。電子については BETS [122]、PPB-BETS [70]、陽子とヘリウムについては AMS-01 [123][124]、C、N、O、Fe については HEAO [125]、ATIC [48]、CRN [49] の実験結果を参照して星間スペクトルを仮定し、式 (2.31) の Force-Field 近似によって太陽変調の補正 ($\Phi = 0.6$ GV) を行なった上で、地球磁場の影響と大気との相互作用を Cosmos によって計算している。

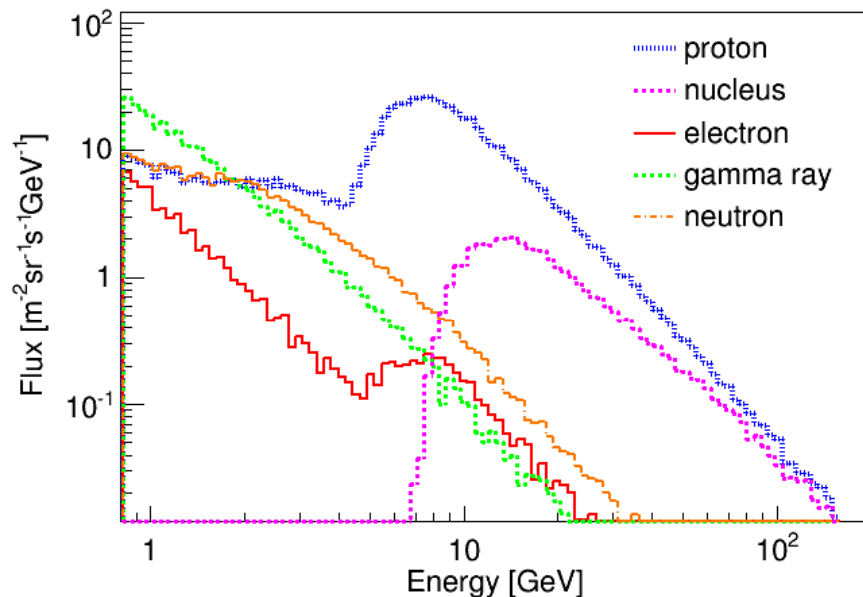


図 4.18: 高度 35 km における宇宙線各成分のフラックス。10 GeV 付近で地磁気の影響により一次成分が急激に減少し（リジディティカットオフ）、低エネルギー領域には大気との相互作用で発生した二次成分が現れる。

図 4.18 のフラックスを仮定し、ELE モードおよび GAM モードそれぞれで検出されるイベントの内訳を示したのが図 4.19 である。GAM モードでは S1 および Anti に信号がないことが要求されるので、陽子の混入がトリガーの時点で大幅に抑えられているが、ELE モードの場合はトリガーにかかるイベントの約 90% が陽子および原子核であり、これらのイベントを電子の数%まで除去する解析が必要とされる。

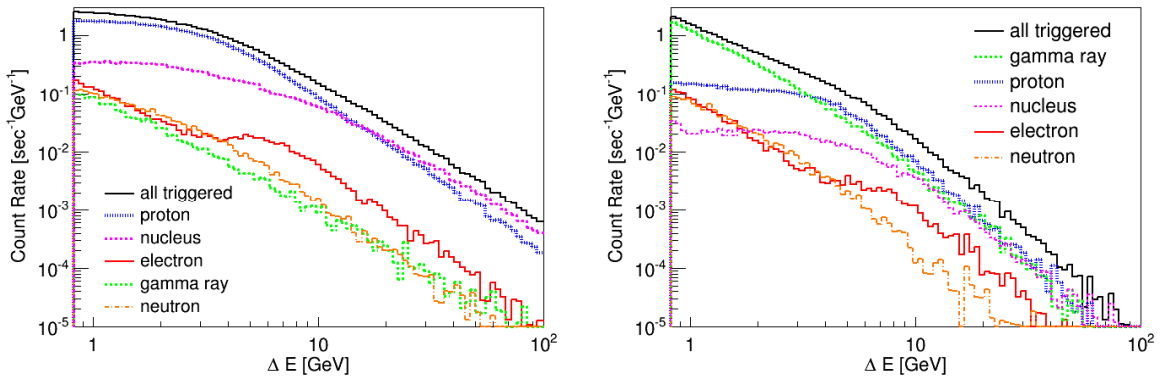


図 4.19: トリガーにかかるイベントの内訳 (左: ELE モード、右: GAM モード)。横軸は TASC におけるエネルギー損失量。

まず S1 の信号を用いて、 $Z > 2$ の原子核成分の除去を行なう。荷電粒子は物質中を相対論的速度で通過するとき、 Z^2 に比例したエネルギー損失を起こすため、S1 におけるエネルギー損失量の分布をとり、4 MIP 付近のヘリウムピークに対して 3 MIP を閾値としてデータを選別すると、電子を 95.5% 残し原子核を 90.9% 除去することができる。

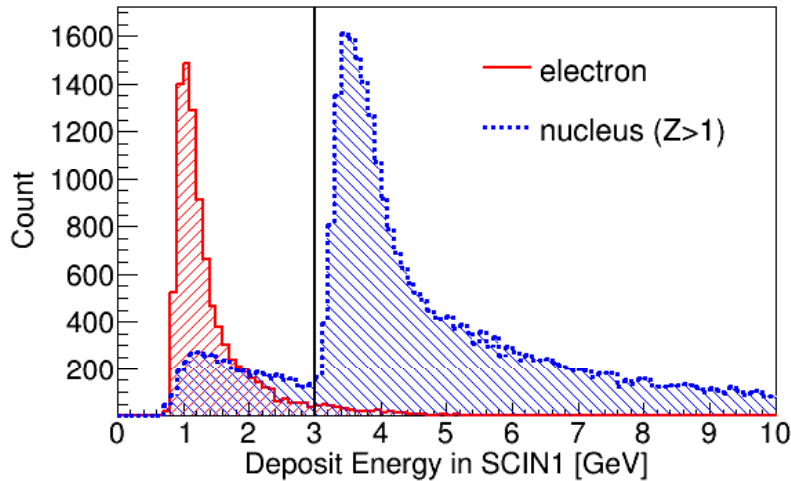


図 4.20: S1 における電子 (赤) と原子核 (青) のエネルギー損失量分布。実線 (3 MIP) を閾値として原子核を除去する。閾値以下の原子核は、実際には S1 を通過していないイベントがシャワー軸再構成の精度により混入したもの。

電子と陽子の識別は、検出器内のシャワー形状を用いて行なう。6~7 GeV より高いエネルギーの電子が形成するシャワーは主に TASC で、それより低いエネルギーの電子が形成するシャワーは主に IMC で最大発達を迎えるため、6.7 GeV を境として 2 種類の手

法を使い分ける。まず 6.7 GeV より高エネルギーの電子に対しては、以下の 2 つのパラメータを用いて識別を行なう。

- (1) TASC におけるシャワーの横拡がり $R_{E\ tasc}$
- (2) エネルギー損失の遷移曲線から推定されるシャワーの最大発達点 T_{max}

$R_{E\ tasc}$ は、式 (3.6) で表されるエネルギーの重み付きシャワー横拡がりである。 T_{max} は、TASC 各層におけるエネルギー損失の推移から見積もられる。電磁シャワーによる 1 放射長あたりのエネルギー損失量は、

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (4.1)$$

と近似され [119]、 $t = (a - 1)/b$ のとき極大値をもつ。 t はシャワーの深さ、 E_0 は入射粒子のエネルギーを表す。よって各イベントについて、横軸に t 、縦軸に TASC 各層における dE/dt をとってグラフにし、 a 、 b 、 E_0 をフリーパラメータとして式 (4.1) でフィッティングすることにより、最大発達点 T_{max} を求めることができる。陽子除去は図 4.21 のように、上記の 2 つのパラメータの相関を用いて行なう。図の黒線でイベントを選別することにより、電子を 82.2% 残し、陽子の混入率を 6.1% まで抑えることが可能となる。

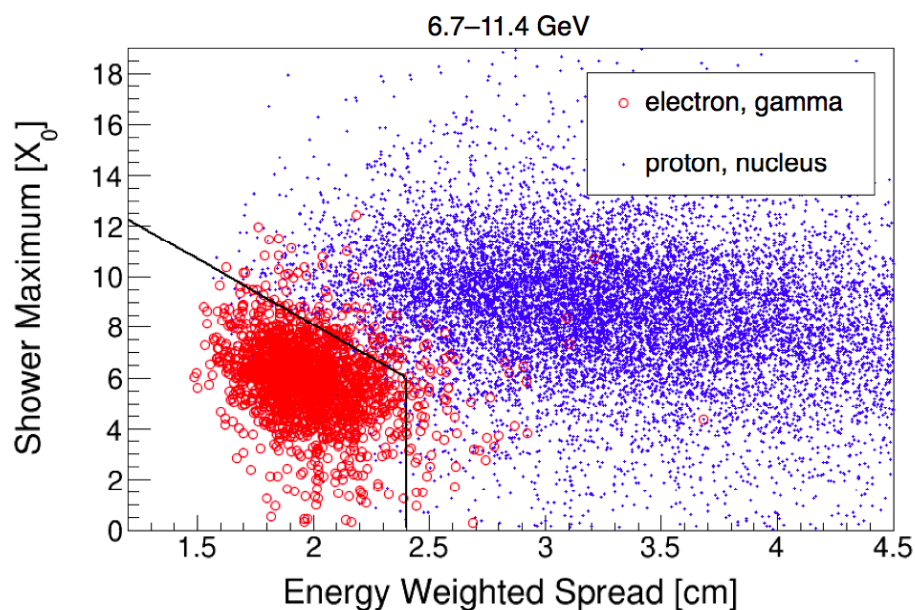


図 4.21: TASC におけるシャワーの横拡がり と最大発達点の相関 (6.7-11.4 GeV)。黒線によって、電子 (赤) と陽子 (青) を識別する。

一方、6.7 GeV 以下の低エネルギーの電子については、TASC のみを用いた単純な手法による陽子除去が困難であるため、以下のパラメータを併用する。

- (3) 遷移曲線のフィッティングのカイ二乗値 T_{chi}
- (4) TASC 最下層のエネルギー損失と TASC 全体のエネルギー損失の比 F_E
- (5) IMC におけるシャワーの横拡がり $R_{E\ imc}$
- (6) IMC におけるシャワーの集中度 C_E

C_E は、式 (3.8) で表されるシャワー軸周りのエネルギー損失比で、本解析ではシャワー軸通過点 ± 2 mm 以内のエネルギー損失量を分子として計算した。解析手順としては、まず (2) $T_{max} < 8$ 、(3) $T_{chi} < 1.4$ 、(4) $F_E < 0.06$ 、(5) $0.2 < R_{E\ imc} < 3.2$ という条件をかけて補助的に陽子を除去する。その上で、(6) C_E と (1) $R_{E\ tasc}$ の二乗の相関を用いて最終的な陽子除去を行なう。

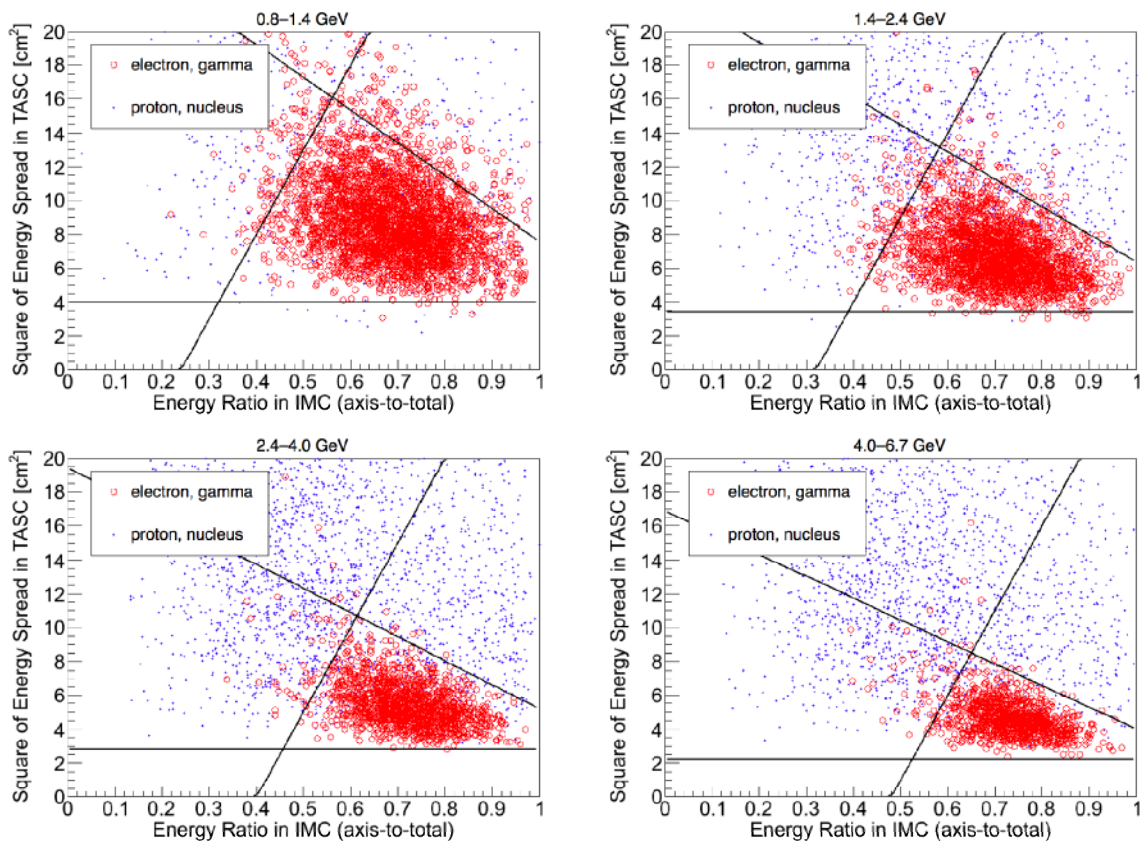


図 4.22: IMC におけるシャワー集中度と TASC におけるシャワーの横拡がりの二乗の相関。各エネルギー範囲で電子識別の閾値（黒線）を最適化している。

図 4.22 は、0.8–6.7 GeV のエネルギー領域を対数で等間隔に 4 分割し、それぞれのエネルギー範囲における C_E と $R_{E\,tas\,c}^2$ の相関を示したものである。エネルギーに応じて電子選別領域を最適化することにより、すべてのエネルギー領域で電子残存率 77% 以上、陽子混入率 17% 以下を達成している。

GAM モードで取得されるガンマ線イベントに対する陽子除去は、トリガーの時点で陽子・原子核成分が大幅に除去されているため比較的容易である。TASC におけるシャワーの横拡がり最大到達点の相関のみを用いた最も単純な手法により、0.8 GeV 以上のすべてのエネルギー領域でガンマ線を 70% 以上残し、陽子混入率を 3% 以下に抑えることができる。

図 4.23 に、上記の粒子識別を行なった際の電子・ガンマ線残存率および陽子混入率を示す。リジディティカットオフと大気中で発生する二次成分の影響で存在比が複雑に変化するため、若干のエネルギー依存性が見られるが、1 GeV から 30 GeV にかけて観測対象である電子とガンマ線に対して十分な粒子識別性能をもつことが確認できる。

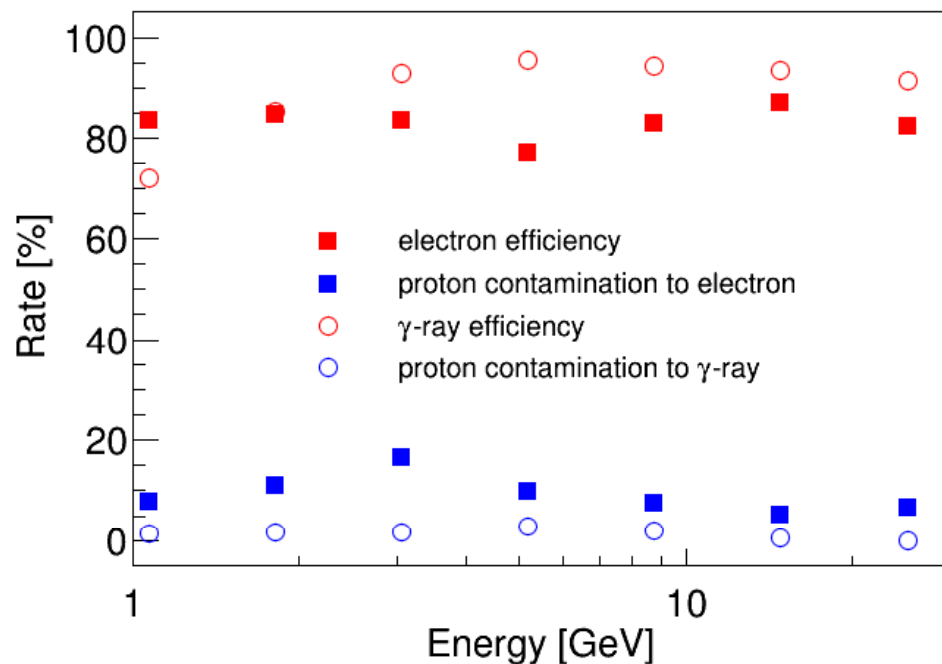


図 4.23: 粒子識別における残存率と陽子混入率。四角のプロットは ELE モードで取得されるイベントに対する電子残存率と陽子混入率。白抜きのプロットは GAM モードで取得されるイベントに対するガンマ線残存率と陽子混入率。

4.4 ミューオンによる装置較正

bCALET-2 の装置較正は、JAXA 相模原キャンパスにおける熱真空試験、および大気航空宇宙実験場における装置動作確認の際に取得した宇宙線ミュオンデータのデータを用いて行なった。ミュオン測定においては、ELE モードにおける BS のディスクリレベルを 0.7 MIP 相当に下げ、シングル通過イベントを検出する Single モードとして使用した。表 4.3 に、装置較正に使用したミュオンデータの一覧を示す。基本的には、フライト中と装置状態が最も近い大樹町のデータを使用した。IMC に関しては相模原のデータも併せて使用した。

表 4.3: 装置較正に使用した宇宙線ミュオンデータ一覧

Date	Place	Num. of events	Temperature in the besel [°C]
11 Aug.	Sagamihara	27,805	-11.1 - 30.46
12 Aug.	Sagamihara	48,439	9.71 - 34.91
19 Aug.	Sagamihara	9,876	25.04 - 34.42
20 Aug.	Taiki	9,681	29.83 - 37.15
27 Aug. ^(*)	Taiki	3,904	22.55 - 28.41

(*) just before the flight

4.4.1 S1 の出力較正

IMC 上部のプラスチックシンチレータ S1 の出力は、電子解析において電子と原子核を識別する際に使用する。よって、ミュオンデータから 1 MIP 相当の ADC 値を導出し、出力の粒子数換算を行なった。S1 の信号はトリガーに使用されている都合上、Single モードで取得されたイベントからはペDESTAL が確認できないため、まず GAM モード ($\neg S1 \wedge S2 \wedge BS \wedge \neg \text{Anti}$) で取得したイベントの ADC 値のピークを Gauss 関数でフィッティングしてペDESTAL 相当の ADC 値を導出した。その上で、Single モード ($S1 \wedge S2 \wedge BS$) で取得したイベントについて、ペDESTAL を引いた ADC 値のヒストグラムを Landau 関数でフィッティングし、その最頻値を 1 MIP 相当の出力値と定義した。

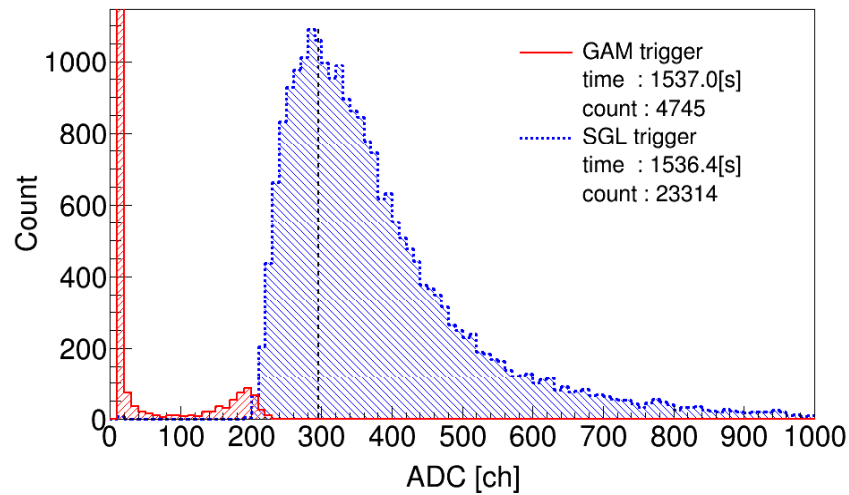


図 4.24: ミューオン測定中の S1 の出力値分布。Single モードで取得した信号の分布（青）を Landau 関数でフィットし、最頻値を 1 MIP と定義した（点線）。

4.4.2 IMC の出力較正

IMC についても、ミューオン通過時の信号から各 SciFi の出力較正を行なった。ミューオン測定中のペDESTAL は、時間変動と温度による変化を考慮し、各チャンネルについて 100 イベントごとに導出した。これを用いて簡易的に温度による変化率を導出したところ、平均で $\pm 0.39 \text{ ch}/^\circ\text{C}$ であることが確認された。IMC-FEC に取り付けられた温度計の記録によると、フライト中の FEC 周辺の温度変化は 2°C 程度であるため、観測データの解析においてペDESTAL の温度変化はほぼ無視できることが分かる。

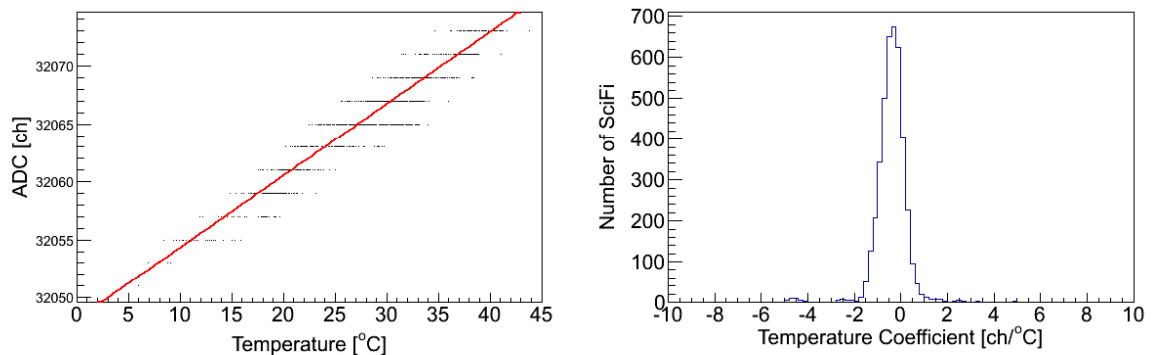


図 4.25: IMC のペDESTAL 温度依存性。（左）あるチャンネルにおけるペDESTAL と温度の相関、（右）全 4,096 チャンネルのペDESTAL 温度変化率の分布。

1 MIP の導出においては、ミュオン測定中に PMT 単位で不定期に確認されたノイズの影響を排除するため、以下の手法でノイズチェックを兼ねたイベント選別を行なった。

1. 各層 448 本の SciFi について、同じ PMT に接続された 32 本毎に信号 (ペDESTアルを引いた ADC 値の絶対値) の和をとる。
2. 32 本の中に、和の 50% 以上の発光を示す SciFi があった場合は、ノイズが乗っていない状態での正常な発光とみなし、出力較正に使用する。
3. いずれの SciFi の信号も和の 50% に満たない場合は、PMT 全体に大きなノイズが乗っていたか、あるいはその 32 本をミュオンが通過しなかったと考えられるので、出力較正に使用しない。

1 MIP 相当の出力値は、上記の手順で選別された信号の分布を Landau 関数でフィッティングすることによって導出した。図 4.26 にフィッティングの一例を示す。全 4,096 本のうち、3,085 本の SciFi がこの手法により出力較正された。残りの 1,011 本は、ファイバーの破損か読み出しの不具合によって正常な信号が出力されていない、もしくは統計量の不足が原因でフィッティングに失敗したチャンネルである。特に各層の端に近い部分は、構造上ミュオン通過例が少ないため、1 MIP の導出が困難な SciFi が多い。これらのチャンネルについては、同じ PMT に接続された他の SciFi の 1 MIP の平均値を使用して出力較正を行なった。

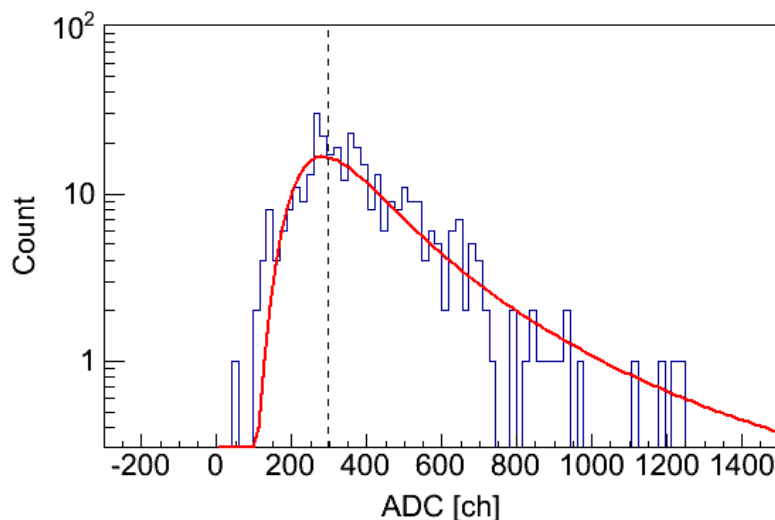


図 4.26: ミュオン測定中の SciFi の出力値分布例。Landau 関数でフィッティングし (赤線)、最頻値を 1 MIP と定義した (点線)。

4.4.3 IMC の座標較正

装置の制作精度に由来する各 SciFi の位置のずれは、ミューオン通過時の信号から解析的に導出し、補正することができる。まずずれのない理想的なファイバーの並びを仮定し、以下の手順で飛跡を再構成する。

1. 各層から発光量の多い順に最大 3 本の SciFi を選び (> 0.3 MIP)、その中心座標を飛跡候補点とする。
2. 少なくとも 3 層以上の層から 1 点ずつ候補点を選択し、それらを最小二乗法により直線でフィッティングする。
3. すべての可能な候補点の組み合わせについてフィッティングを行ない、得られた直線とフィッティングに使用した点との残差の二乗平均が最小となるものを、最も適切な飛跡として採用する。

このとき、再構成した飛跡の通過位置と発光点との間には、実際のファイバー位置と理想的な位置とのずれに応じた誤差 δ が生じる。今回の解析では、層内のファイバーの並びはほぼ正確に 1 mm 間隔であることを仮定し、1 層毎の平均的な δ の値から、各層の相対的な位置関係を導出した。図 4.27 に、層毎の δ の分布を示す。ピークを Gauss 関数でフィッティングし、その中心値を理想的な位置からのずれと定義して補正に使用した。

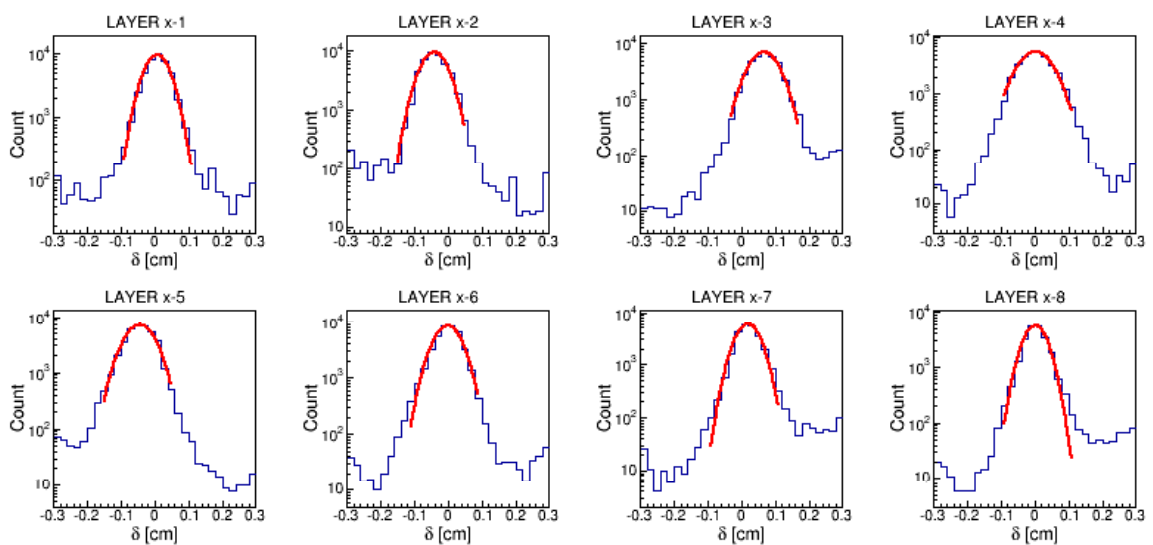


図 4.27: IMC 各層における飛跡通過位置と発光点の座標との残差分布。

図 4.28 に、ミューオンの飛跡再構成例と、位置補正前後の飛跡フィッティング精度（再構成した飛跡の通過位置とフィッティングに使用した点との残差の二乗平均）を示す。位置補正後の方が精度が向上していることから、補正が成功していることが分かる。

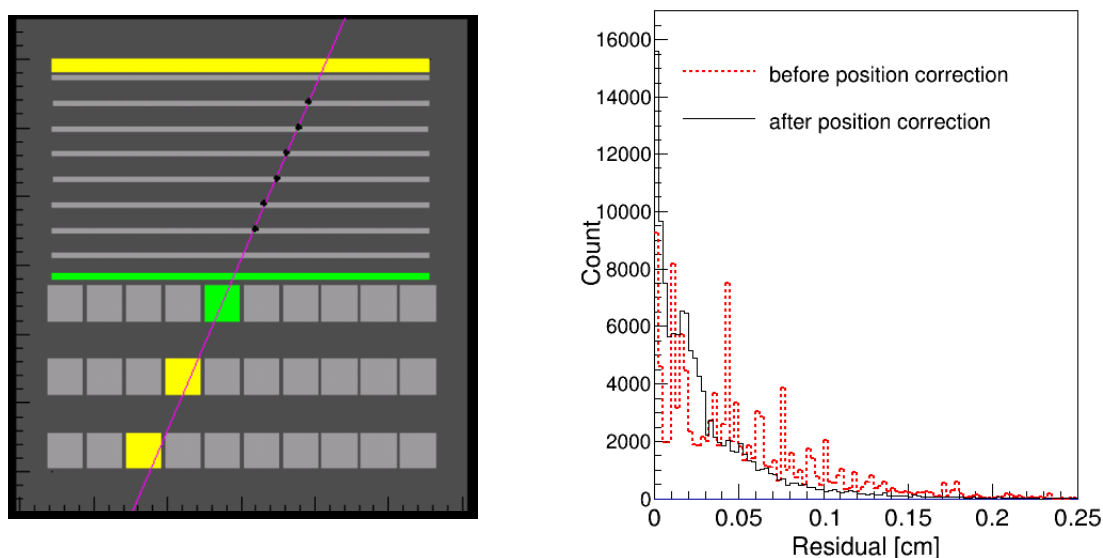


図 4.28: ミューオンの飛跡再構成例（左）と、位置補正前後の飛跡フィッティング精度（右）。位置補正後の方が、再構成した飛跡とフィッティングに使用した点とのずれが小さい。

4.4.4 TASC の出力較正

TASC の PD high-gain 信号については、温度依存性も含めた出力較正を行なった。まず TASC-FEC に取り付けられた温度計の値でイベントを場合分けし、回路素子の温度特性に由来するペDESTALの温度変化率を導出した。図 4.29（右）に示すように、正の温度特性を示すチャンネルと負の温度特性を示すチャンネルがあり、最大で約 $15 \text{ ch}/^\circ\text{C}$ の温度変化が見られた。1 MIP 導出においては、ここで得られたペDESTALの温度変化率から、各イベント取得時のペDESTALを計算し差し引いている。

次に TASC 本体に取り付けられた温度計の値でイベントを場合分けし、BGO の発光量の温度特性に由来する 1 MIP の温度依存性を導出した。図 4.30（右）に示すように、導出された 1 MIP の温度変化率は平均で $-1.27 \text{ }^\circ\text{C}$ であり、これは過去に測定された BGO 発光量の温度依存性 [110] と比べても妥当な値である。

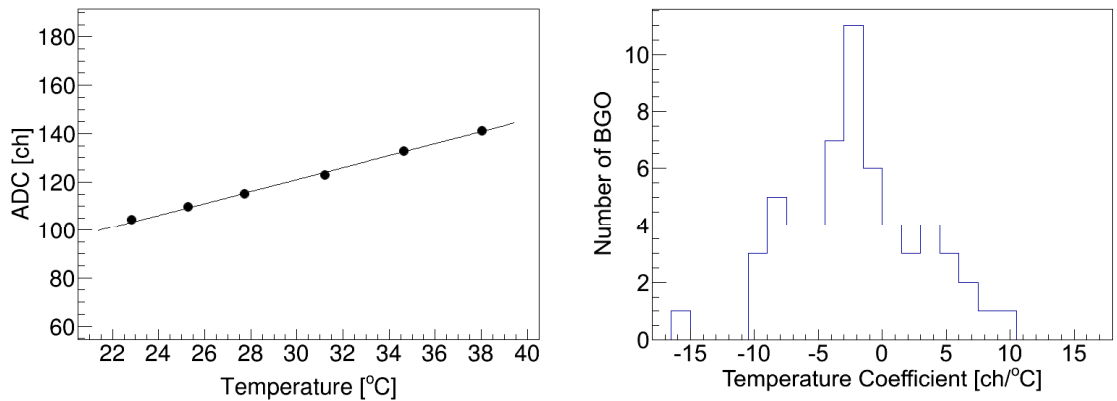


図 4.29: PD high-gain のペDESTAL温度依存性。(左) あるチャンネルにおけるペDESTALと温度の相関、(右) 全 60 チャンネルの温度変化率の分布。

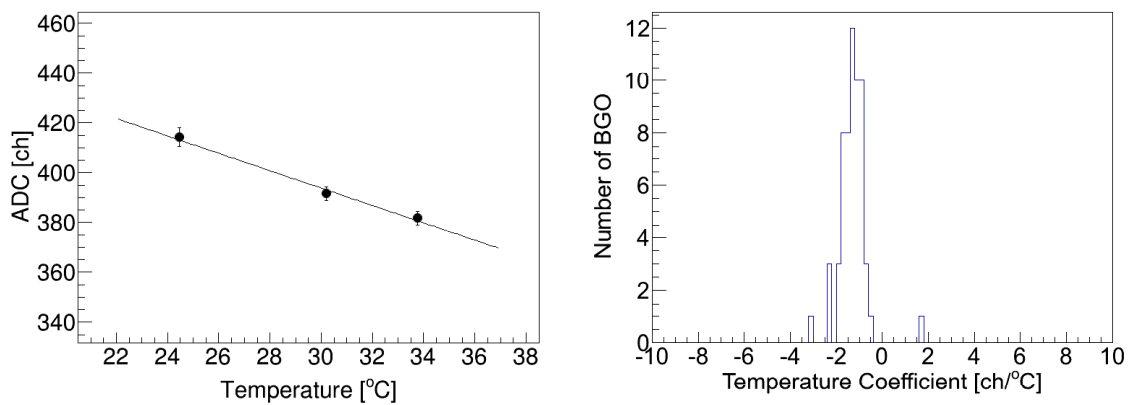


図 4.30: PD high-gain の 1 MIP 温度依存性。(左) あるチャンネルにおける 1 MIP の温度変化、(右) 全 60 チャンネルの温度変化率の分布。

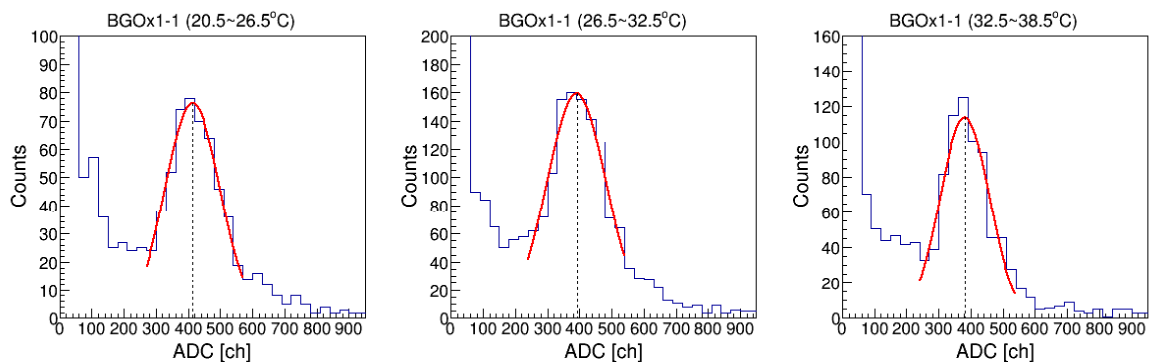


図 4.31: ミューオン測定中の BGO の出力値分布例。各温度範囲における分布を Gauss 関数でフィッティングし (赤線)、中心値を 1 MIP と定義した (点線)。

4.5 観測データ解析

bCALET-2 実験は、2009 年 8 月 27 日に北海道の JAXA 大樹航空宇宙実験場で行なわれた。大樹町は緯度 42.4° 、経度 143.4° に位置し、この位置におけるカットオフリジディティは 11.7 GV ($@ 35 \text{ km a.s.l.}$) である。この実験場では、突風による放球時のダメージを避けるため、格納庫内でヘリウムガスの充填作業を行ない、スライダー放球装置を用いて屋外に引き出す方法が採用されている。放球後は偏西風により太平洋沖合いに上昇させ、浮遊高度に達した後、東からの風により日本側へ戻して回収を行なう。

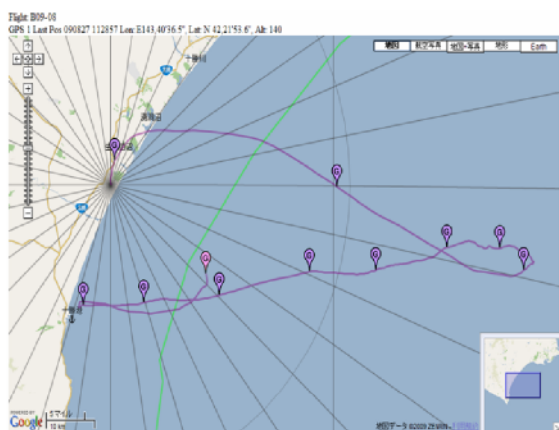


図 4.32: bCALET-2 実験における気球の航跡図。沖合 100 km で東からの風により陸地側に戻している。

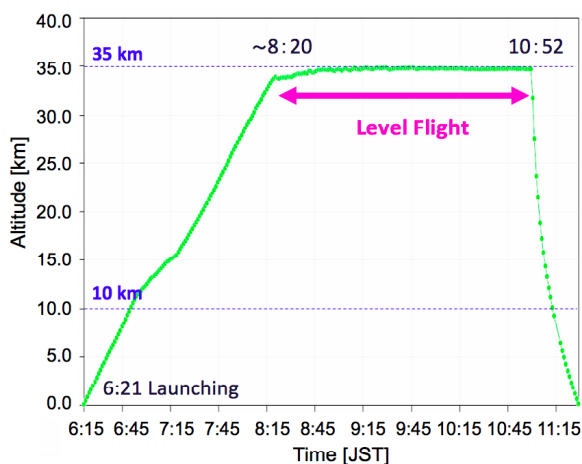


図 4.33: 実験中の気球の高度変化。約 2.5 時間のレベルフライトを実施。

bCALET-2 の放球は午前 6 時 20 分に行なわれ、約 2 時間で高度 34 km に達して 2.5 時間のレベルフライトを行なった後、装置を気球から切り離してパラシュートで落下させ、海上回収した。表 4.4 に、フライト中のトリガーパターンと使用したディスクリレベルを示す。放球直後は、トリガーパターンを Single \vee GAM に設定し、地上でのミュオン観測用のディスクリレベル (0.7 MIP) でデータを取得した。高度約 10 km に達したところで、BHL の閾値を 0.7 MIP から 7 MIP (1 GeV 相当) に、BLL の閾値を 0.7 MIP から 4 MIP (200 MeV 相当) に変更し、 1 GeV 以上の電子と 200 MeV 以上のガンマ線を対象に観測を行なった。レベルフライトに入ってから約 1 時間は同じ状態で観測を続けた。その後、観測の主要目的である高エネルギー電子の観測を実施するため、トリガーパターンを ELE のみに変更し、また BHL の閾値を 7 MIP から 35 MIP (5 GeV 相

当)に変更し、この状態で約 1.5 時間観測を行なった。図 4.34 に、実験中の各トリガーマードのカウンtrateを示す。データ解析は、レベルフライトにおいて ELE モードで取得された 8.4×10^3 例、および GAM モードで取得された 3.5×10^3 例について独立に行なった。

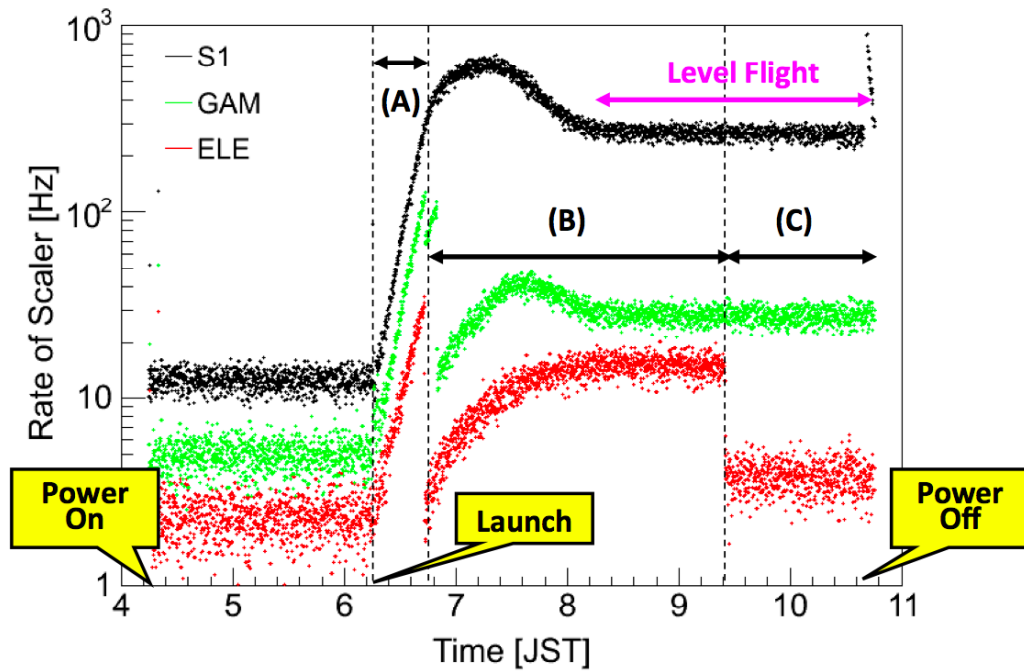


図 4.34: カウンtrateの時間変化。検出器上部の S1 を通過するカウンtrate (黒) は、各高度における荷電宇宙線の強度を反映する。ELE モード (赤) と GAM モード (緑) のカウンtrateは、高度 10 km に達した時点でディスクリを変更したため一度減少するが ((A)→(B))、その後高度とともに増加し、レベルフライトでは安定した値を示している。9 時 30 分頃 ELE モードのディスクリを変更し、高エネルギー電子を対象を絞った観測を行なっている ((B)→(C))。

表 4.4: フライト中のトリガーパターンとディスクリレベル ([MIP])

Time zone	Trigger pattern	S1	S2	Anti 1,2,3	BHL	BLL
(A)	Single \vee GAM	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
(B)	ELE \vee GAM	0.7	0.7	0.7	7.0	4.0
(C)	ELE	0.7	0.7	-	35.0	-

4.5.1 エネルギー測定

まず観測データのエネルギー測定のためには、PD low-gain の出力較正が必要である。TASC 読み出し回路のリニアリティは、high-gain と low-gain の両系統について実験前にテストパルスを用いて測定しており、また high-gain の信号は §4.4.4 で述べた手法によりミュオンデータで較正しているが、high-gain と low-gain の相関は、高エネルギーシャワー粒子入射時の信号から確認する必要がある。図 4.35 は、観測中に得られた TASC のあるチャンネルにおける PD high-gain 出力と PD low-gain 出力の相関である。high-gain の出力が ADC の最大チャンネル数 (65,535 ch) に至るまで、十分な精度でリニアリティが保たれていることが分かる。すべてのチャンネルについてこのようなりニアリティを確認し、相関係数を導出して low-gain の出力較正を行なった。

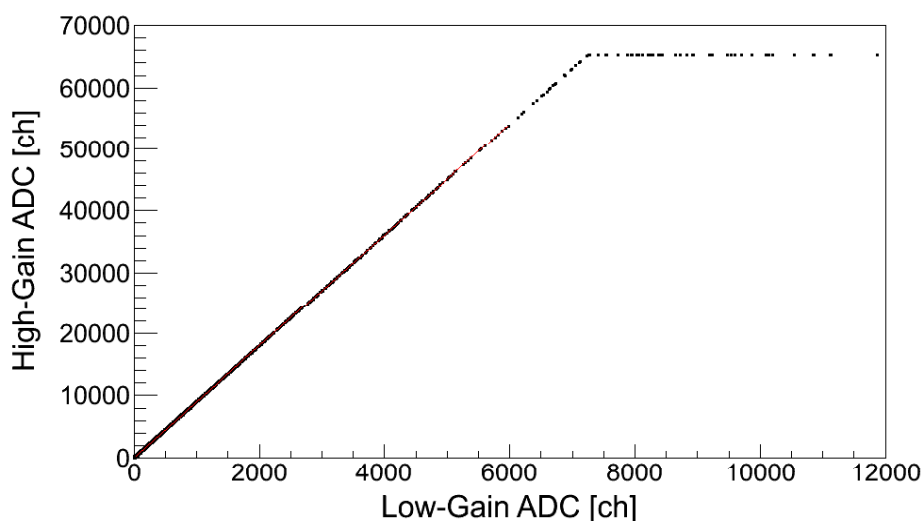


図 4.35: 観測データから得られた PD high-gain 出力と low-gain 出力の相関。high-gain の出力が飽和していない領域を直線でフィッティングし、その相関係数から low-gain の出力を較正した。

各イベントのエネルギー測定においては、high-gain の出力が 65,000 ch 以下の場合には high-gain 信号を、それ以上の場合には low-gain の信号を使用した。これによって 100 GeV 以下の全エネルギー領域で、出力を粒子数に換算することが可能となる。シミュレーションで導出された 1 MIP 相当のエネルギー損失量は BGO 1 本あたり 23.9 MeV であり、これにより出力はさらに粒子数からエネルギーの単位に変換される。TASC 全

体におけるエネルギー損失量から入射エネルギーへの変換は、シミュレーションで得られる両者の相関を基に行なうことができる。

4.5.2 シャワー軸再構成

フライト中、IMC の複数のチャンネルについて、周囲の SciFi に比べた信号強度の不足が認められた。特に全 4,096 チャンネルのうち 544 チャンネルについては、PMT あるいは VA チップ単位で信号が出力されておらず、輸送時や放球時の衝撃によって接続・接着状態が悪化したものと思われる。しかしシミュレーションでは、装置状態を考慮したシャワー軸再構成手法の使用により、dead channel のある状態でも電子・ガンマ線双方について十分な角度分解能が得られることが確認されているため (§4.3.3)、観測データについても同様の手法を適用した。図 4.36 (右) に示すように、観測データから得られるシャワー軸フィッティング精度 (再構成したシャワー軸の通過位置とフィッティングに使用した点との残差の二乗平均) は、シミュレーション予測とほぼ一致する。

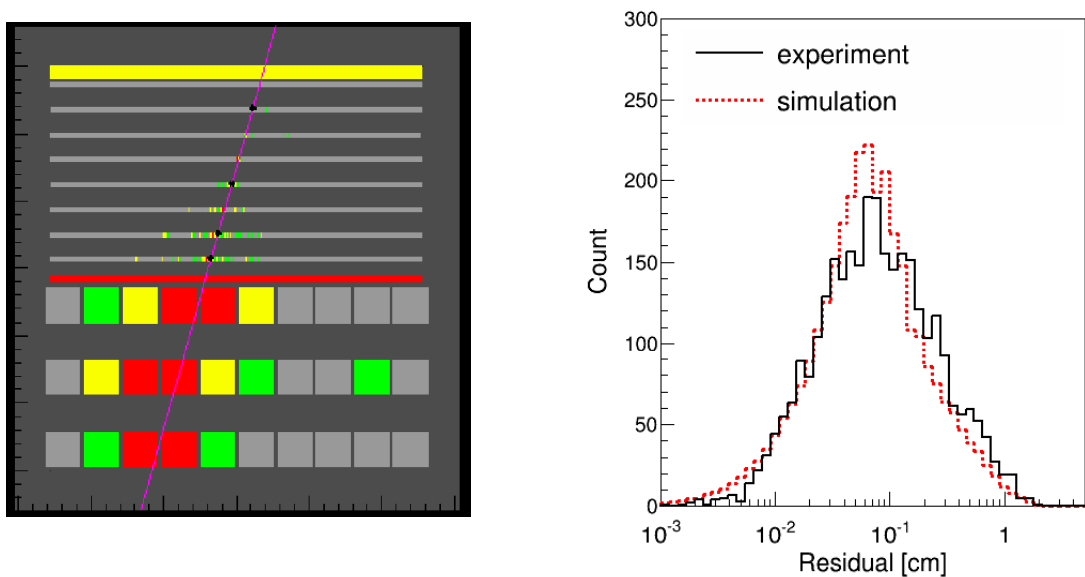


図 4.36: ELE モードで取得されたイベントに対するシャワー軸再構成例 (左) と、シャワー軸フィッティング精度 (右)。

4.5.3 陽子・原子核成分の除去

シャワー軸再構成した各イベントについて、§4.3.4 で述べた手法により粒子識別を行った。図 4.37 に、観測データから得られた TASC におけるシャワー横拡がりの分布を

示す。図のように、観測データとシミュレーションとで矛盾のない分布が得られており、シミュレーションで最適化した識別ラインを適用することによって、ELE モードで取得されたイベントの中から電子候補を 74 イベント、GAM モードで取得されたイベントの中からガンマ線候補を 79 イベント選別することができる。

図 4.38 は、ELE モードで取得されたイベントについて、電子選別前後のカウントレートを示したものである。観測の途中でトリガー閾値を変更した影響により、観測の前半と後半でイベントの重みが異なるため、図においては 10 GeV 以下の 5 点は観測前半（トリガー閾値：1 GeV）に取得したイベントで、10 GeV 以上の 2 点は観測後半（トリガー閾値：5 GeV）に取得したイベントでカウントレートを導出してプロットしている。図に見られるように、陽子除去後の観測データの分布はシミュレーションによる電子のカウントレート予測とよく一致しており、陽子が混入した状態では見えなかった 10 GeV 付近におけるリジディティカットオフの影響が現れている。

4.5.4 電子・ガンマ線スペクトル導出

粒子識別によって電子・ガンマ線候補として残ったイベントを用いて、観測高度におけるエネルギースペクトルを導出した。取得イベント数からスペクトルを計算するには、以下の式を用いる。

$$f [\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}] = \frac{N}{\Delta E \cdot t \cdot S\Omega} \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot \delta \quad (4.2)$$

ここで、 N はイベント数、 ΔE はエネルギー幅、 t は観測時間、 $S\Omega$ は幾何学的因子を表す。 ϵ は残存率を表す係数で、シミュレーションで見積もられたエネルギー分解能、トリガー効率、飛跡再構成効率、粒子識別における残存率から導出される。 δ は混入率を表す係数で、エネルギー測定の際に別のエネルギーのイベントが混入する率、飛跡再構成の際に本来は幾何条件を満たしていないイベントが混入する率、粒子識別の際に他粒子が混入する率を総合した値である。電子に混入するガンマ線としては、後方散乱によって S1 に信号を落とすガンマ線その他、検出器上方で反応して電子対を生成するガンマ線も含めている。図 4.39 に、 ϵ と δ の計算に使用した各解析段階における残存率・混入率を示す。

電子のエネルギースペクトルは、観測の前半に ELE モードで取得されたイベントと、後半に取得されたイベントについて、独立に計算して足し合わせた。得られたスペクトルを図 4.40 に示す（誤差棒は統計誤差）。リジディティカットオフ前後の一次電子と二次電子

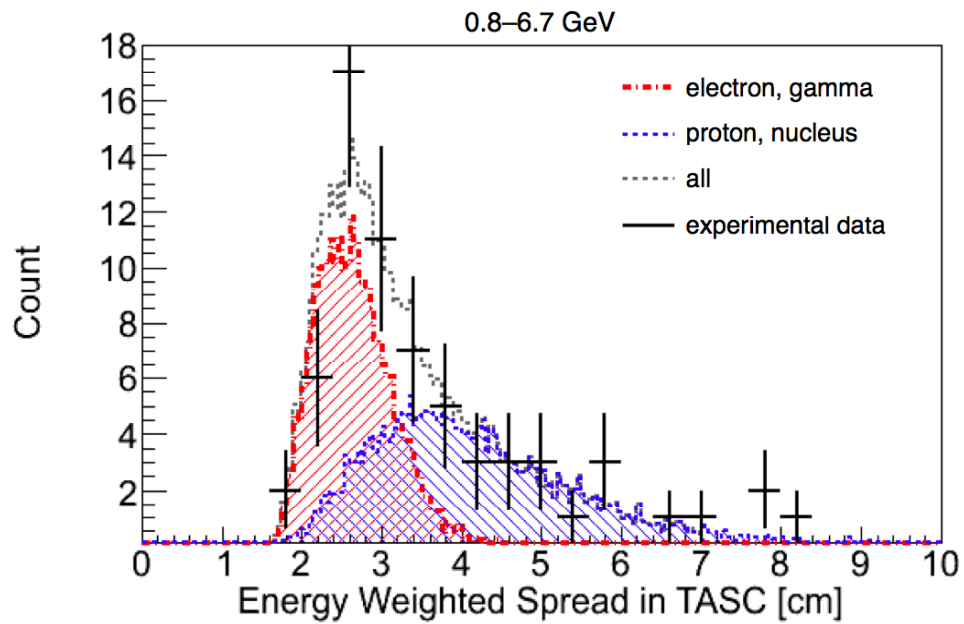


図 4.37: TASC におけるシャワー横拡がりの分布 (ELE モード、0.8–6.7 GeV)。黒のプロットは観測データ、赤・青・灰色の点線はシミュレーション。

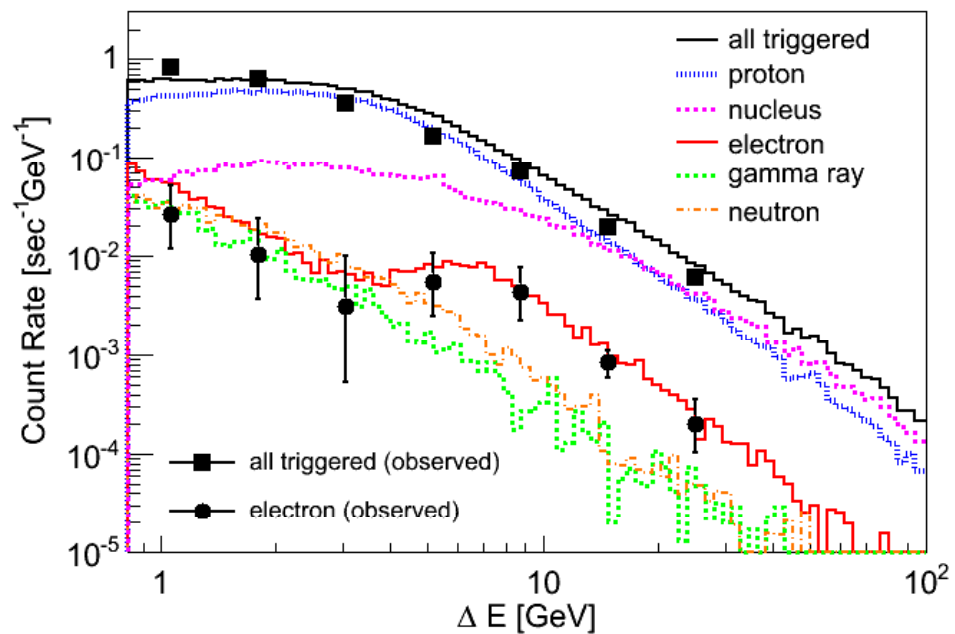


図 4.38: ELE モードで取得されたイベントのカウントレート。黒のプロットは観測データ (四角: 粒子識別前、丸: 粒子識別後)、点線・実線はシミュレーション。横軸は TASC におけるエネルギー損失量。

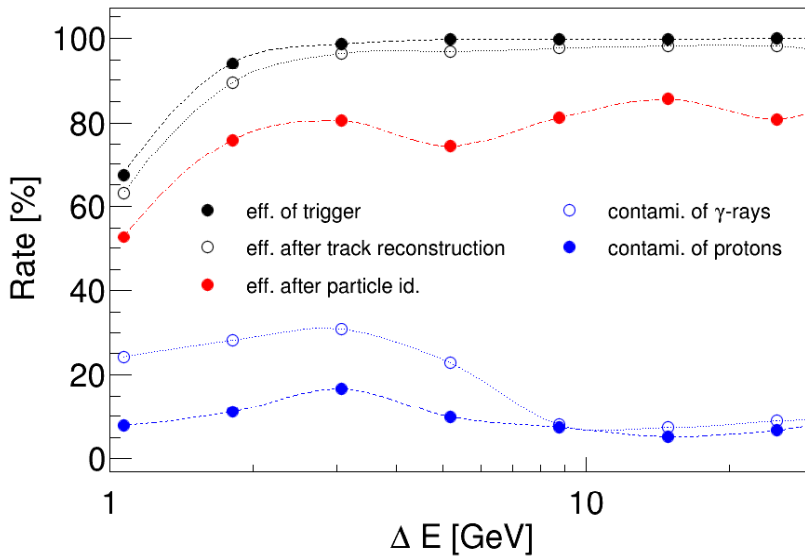


図 4.39: ELE モードで取得される電子に対する残存率と混入率の見積もり。

が、シミュレーション（実線）に矛盾しない精度で観測されている。bCALET-1 [120] および BETS [122] は三陸で行なわれた実験であるため、三陸における地磁気を仮定したシミュレーション（点線）と比較する必要があるが、スペクトルの傾向としては bCALET-2 の観測結果と整合している。BETS のフラックスがシミュレーションよりやや高めであるのは、大気トップにおける値に換算されているためである。bCALET-2 の観測したりジディティカットオフの形状は、AMS-01 [123] の同緯度における観測とも一致している。

ガンマ線のエネルギースペクトルは、観測前半に GAM モードで取得されたイベントを用いて式 (4.2) から導出した。図 4.41 に示すように、得られたスペクトルはシミュレーションによる予測とほぼ一致している。BETS は電子観測を主眼とした 1997–98 年のフライトと別に、アンチカウンターを設置するなどガンマ線に特化した装置改造を行なった上で、1998 年から 3 回にわたって 10–30 GeV の大気ガンマ線を観測しているが [126]、bCALET-2 の観測結果はその観測結果とも無矛盾である。

上記のように、CALET のプロトタイプである bCALET-2 検出器が、大気上層で実際に宇宙線データを取得し、データの過半数を占める陽子イベントの中から電子イベントを抽出して、地球磁場によるリジディティカットオフの影響を捉えたことは、CALET の宇宙線観測性能およびデータ解析の妥当性を強く証明している。CALET のより詳細な性能評価とシミュレーションの精度検証は加速器実験によって行なわれたが、その基礎としても bCALET-2 実験は重要な役割を果たしたと言える。

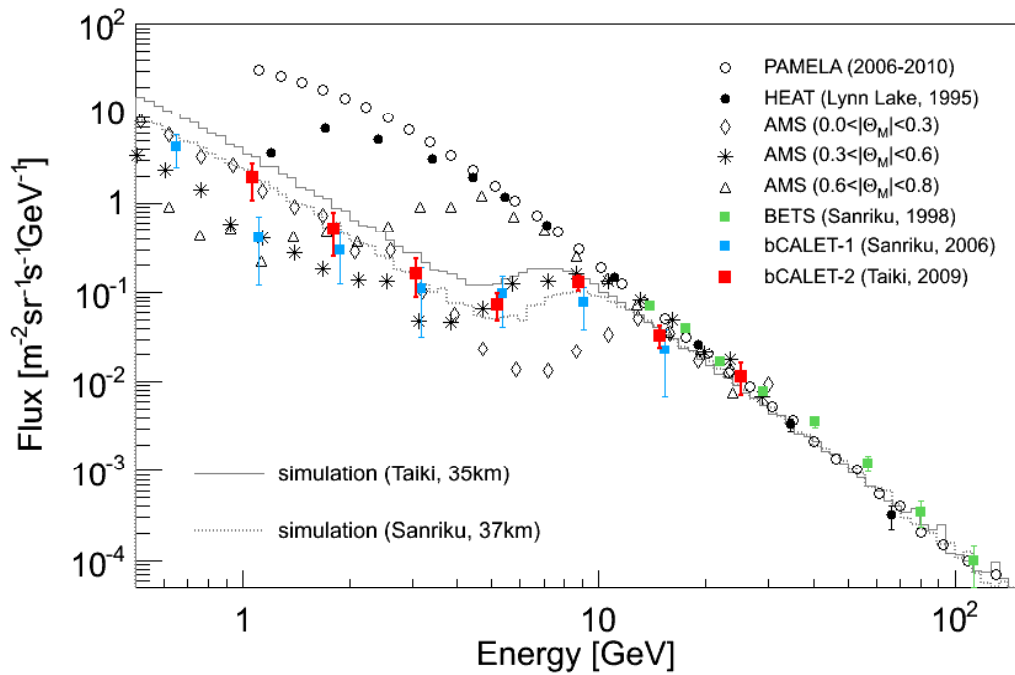


図 4.40: bCALET-2 観測で得られた電子スペクトル(赤)。実線は、大樹町上空の地磁気を仮定した Cosmos によるシミュレーション。一次電子は BETS [122]、PPB-BETS [70] の観測結果をもとに仮定。

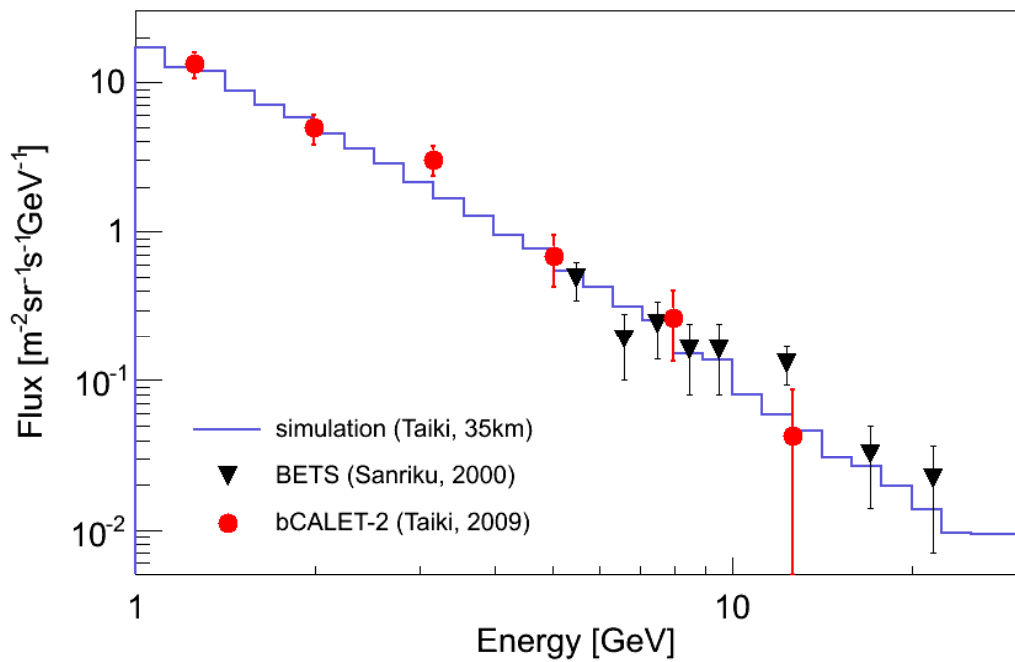


図 4.41: bCALET-2 観測で得られた大気ガンマ線スペクトル (赤)。青線は Cosmos によるシミュレーション、黒は BETS による観測結果。

第5章

加速器実験による装置性能検証

正確な装置性能の把握とシミュレーション精度の検証のためには、あらかじめ入射粒子の種類やエネルギーを特定することのできる加速器実験が有効である。CALET チームは 2010 年から 5 回にわたり CALET を模擬した試験装置を制作し、CERN-SPS 加速器を用いて性能検証を行ってきた。特に 2012 年には、CALET とほぼ同等の装置構成をもつ熱構造モデルを用い、数週間にわたる電子・陽子ビーム照射によって、実験データとシミュレーションの綿密な比較を行なった。本章では 2012 年に行なった実験の詳細とデータ解析について述べる。

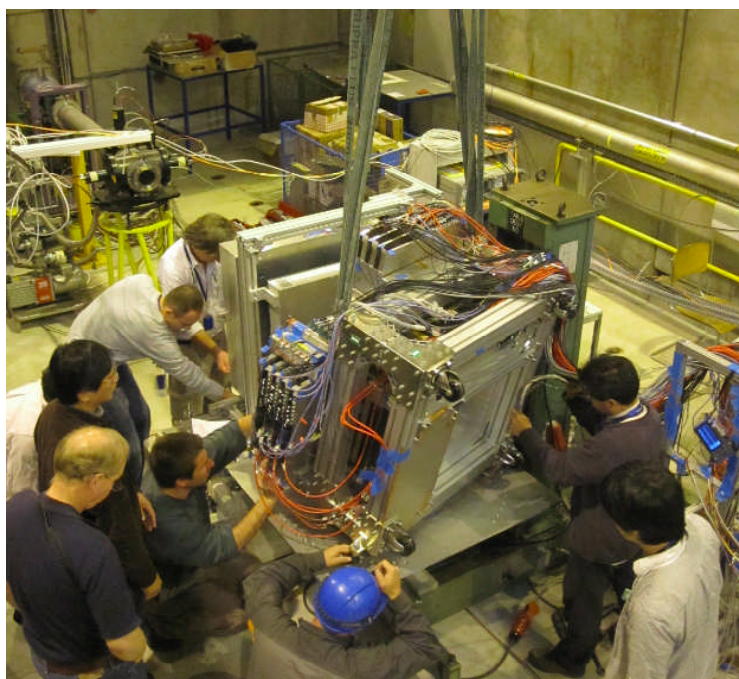


図 5.0: CERN-SPS ビームラインにおける検出器設置時の様子

5.1 CERN-SPS 加速器実験

欧州原子核研究機構（通称 CERN）の Super Proton Synchrotron（SPS）加速器は、外周 7 km のシンクロトロン加速器で、陽子、反陽子、電子、陽電子等を最大 450 GeV まで加速することができる。CERN のもつ世界最大のハドロン衝突型加速器 Large Hadron Collider（LHC）に高エネルギーの陽子ビームを注入する役割を担っており、同時に SPS で加速されたビームを用いて多くの固定標的型の素粒子実験（COMPASS、NA61/SHINE 等）や宇宙線検出器の性能検証が行なわれている。

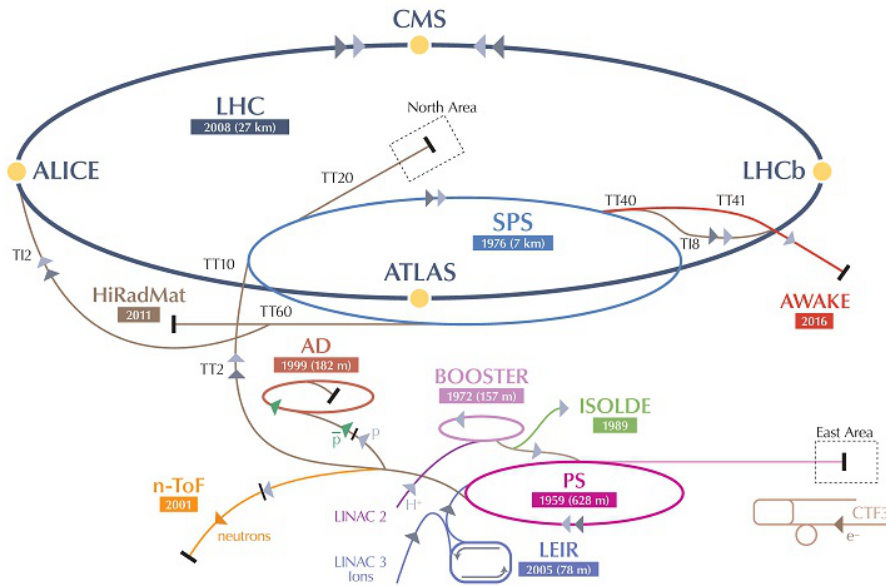


図 5.1: CERN の加速器施設 [127]。

CALET チームは 2010 年から 2015 年にかけて計 5 回、CERN-SPS 加速器を用いた性能検証を行なっている。2010 年および 2011 年には、小型・片面読み出しのプロトタイプを試作し、電子・陽子ビーム照射時の各層の粒子数やシャワー形状がシミュレーションによる見積もりと一致することを確認した。2012 年の実験では CALET と同等の装置構造をもつ熱構造モデルを使用し、電子・陽子に対するより詳細な検出器性能検証を行なった。2013 年には CHD、および IMC と TASC の各要素に対して Pb ($Z = 82$) の破砕核を照射し、原子核に対する応答を測定した。2015 年 2 月には原子核に関する本格的な性能検証として、熱構造モデルを用いた Ar ($Z = 18$) の破砕核照射を実施した。

表 5.1: 各年の加速器実験における読み出しチャンネル数の比較

Year	Beam	CHD	IMC	TASC
2010	e ⁺ , p	-	32 ch × 8 layers	2 ch × 8 layers
2011	e ⁺ , p	1 ch	32 ch × 8 layers	2 ch × 8 layers
2012	e ⁻ , p	3 ch × 1 layer (X,Y)	256 ch × 8 layers (X,Y)	3 ch × 6 layers (X,Y)
2013	Pb	1 ch × 2 layers	32 ch × 2 layers	1 ch × 2 layers
2015	Ar	3 ch × 1 layers (X,Y)	256 ch × 8 layers (X,Y)	3 ch × 6 layers (X,Y)

本章では 2012 年に行なった実験について述べる（以降 SPS-2012 実験と記載）。SPS-2012 実験で使用した検出器はサイズ、構造ともに CALET と同等であり、一次元プロトタイプであった SPS-2010、SPS-2011 に比べてより詳細な解析が可能である。ビームエネルギーおよびチャンネル数に制限があるため、検出器性能として CALET と直接比較できるわけではないが、シミュレーション結果との照合により、その再現精度を細部にわたり検証することができる。以下では実験の詳細と解析の手順、シミュレーションによる検出器応答の再現手法と実験データとの比較結果について述べる。

5.2 SPS-2012 実験概要

SPS-2012 実験は、2012 年 9 月 25 日から 10 月 15 日にかけて実施した。日本で製作、組上げ、動作試験を行なった検出器を CERN-SPS 加速器施設に輸送し、現地で各要素の動作確認を行なった上でビームラインに設置している。取得データはオリジナルに開発した QL ソフトによりリアルタイムでモニターし、ビームのプロファイルや強度を目的に合わせて調整しつつ照射を行なった。

5.2.1 熱構造モデル

SPS-2012 実験で用いた検出器は、耐環境性能試験のために製作された試作モデルで、装置寸法やサポート構造は CALET 搭載装置と全く同等である。唯一の違いとして、加速器実験においては読み出しのチャンネル数をビーム周辺に限定し、その他の部位についてはシンチレータの代わりにダミーの物質を挿入している。

■ CHD CHD は1層14本のうち中央3本のシンチレータの読み出しを行ない、それ以外の部分はアクリルバーで代替した。読み出しはフライトモデルを模擬した自作回路で行ない、ピークホールド型ADCでデジタル変換している。

■ IMC IMCには実際にSciFiが448本配置された試作ファイバー層を使用し、中央256本の読み出しを気球実験で使用したFECで行なった。Y側7,8層目については、フライト用の試作回路(BreadBoard Model; BBM)を使用した。

■ TASC TASCは中央に3本のPWOを挿入して読み出しを行ない、その他の部分にはPWOとサイズの等しい真鍮を挿入した。読み出しには気球実験で使用したFECを使用し、X側1層目のPMT信号の読み出しとY側1層目にのみBBMを使用した。

図5.2に、検出器概念図を示す。図のように検出器を横倒しにして可動台の上に設置し、検出器上面方向からビームを照射している。検出器前方にはトリガーのための2枚のプラスチックシンチレータ(短辺5cm、厚さ各0.5cm)と、入射位置特定のためのシリコントラッカーを設置している。さらに上流には、混入粒子除去のためのチェレンコフ検出器を設置しており、シリコントラッカーとチェレンコフ検出器の出力は、トリガー信号に同期してCHD、IMC、TASCのデータと共に取得されるようにしている。

5.2.2 データ収集システム (DAQ)

データ取得は基本的に、ビーム上流に設置したプラスチックシンチレータの信号による外部トリガーで行なった。図5.4にDAQシステムの概要を示す。2枚のシンチレータからの信号のコインシデンスをラッチ用のゲート発生器に入力し、適切なレベルとゲート幅に調整した後、各FECにトリガー信号として送っている。トリガーを受け取ったFECは、それぞれVMEを経由してデータを出力する。データの取得が終了した時点でアウトプットレジスターからリセット信号を出力し、ラッチのクリアを行なうことで、DAQのハングアップや要素単位でのイベントのずれを防いでいる。

また実験中に一時トリガー入力経路を切り替え、内部トリガーシステムの動作確認も行なった。外部トリガー信号の代わりに、BBMで取得したIMC Y側7,8層目の信号和(IDYN-sum)とTASC 1層目の信号和(TTOP-sum)を使用し、HESトリガー相当のモードでデータを取得したところ、正常な出力が得られることが確認されている。

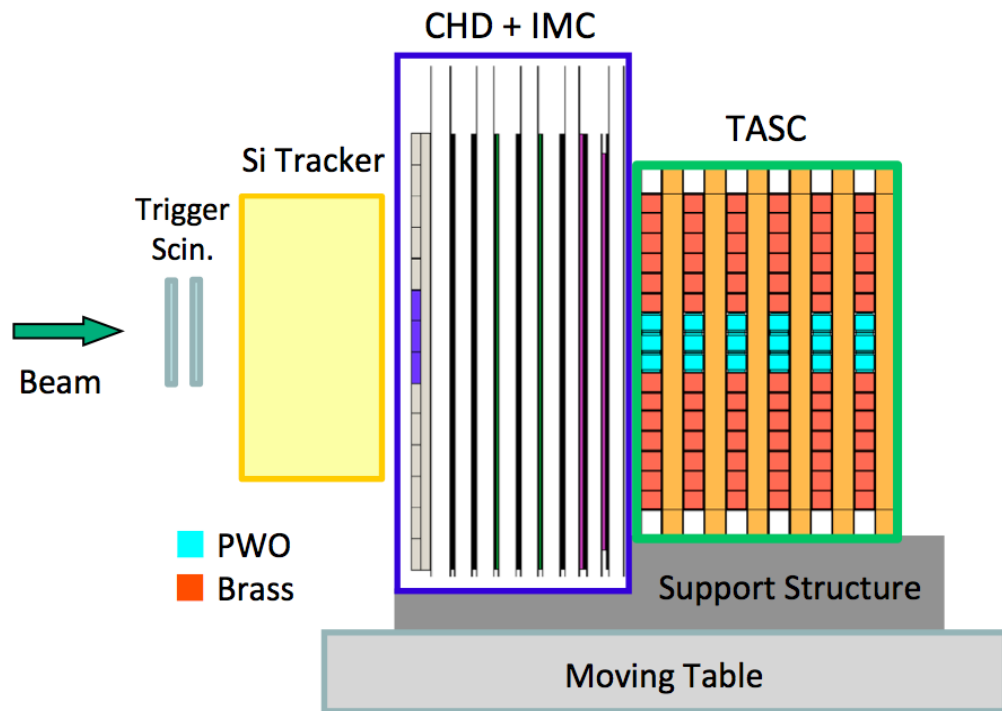


図 5.2: 熱構造モデル概念図。ビームを直接照射しない部分にはダミーの物質（CHD においてはアクリル、TASC においては真鍮）を挿入している。

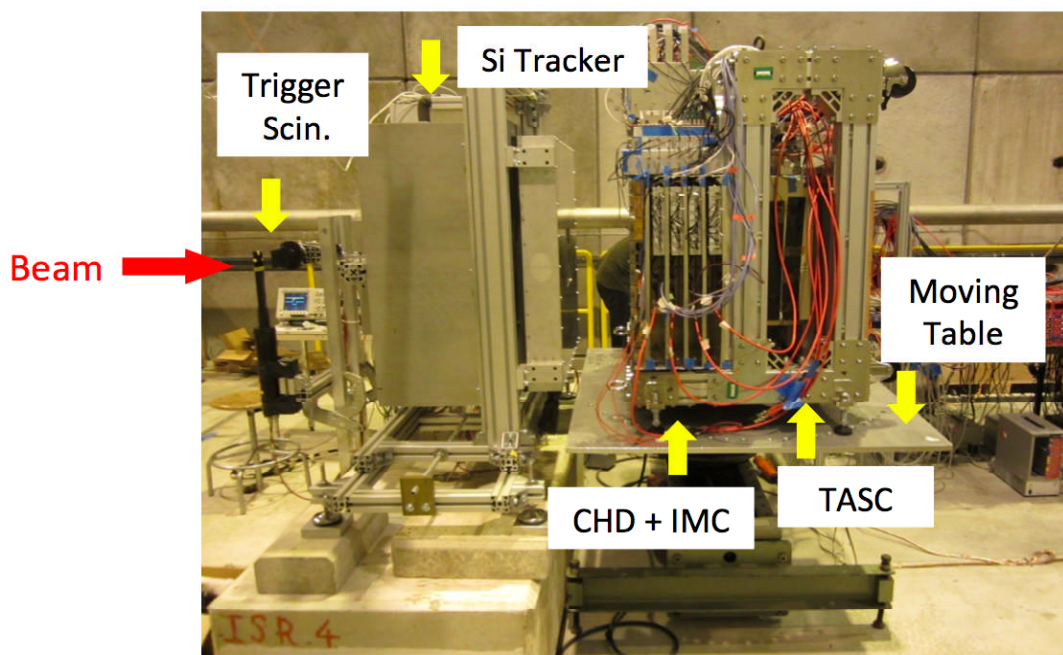


図 5.3: 実験セットアップ写真。H8 ビームラインにて。

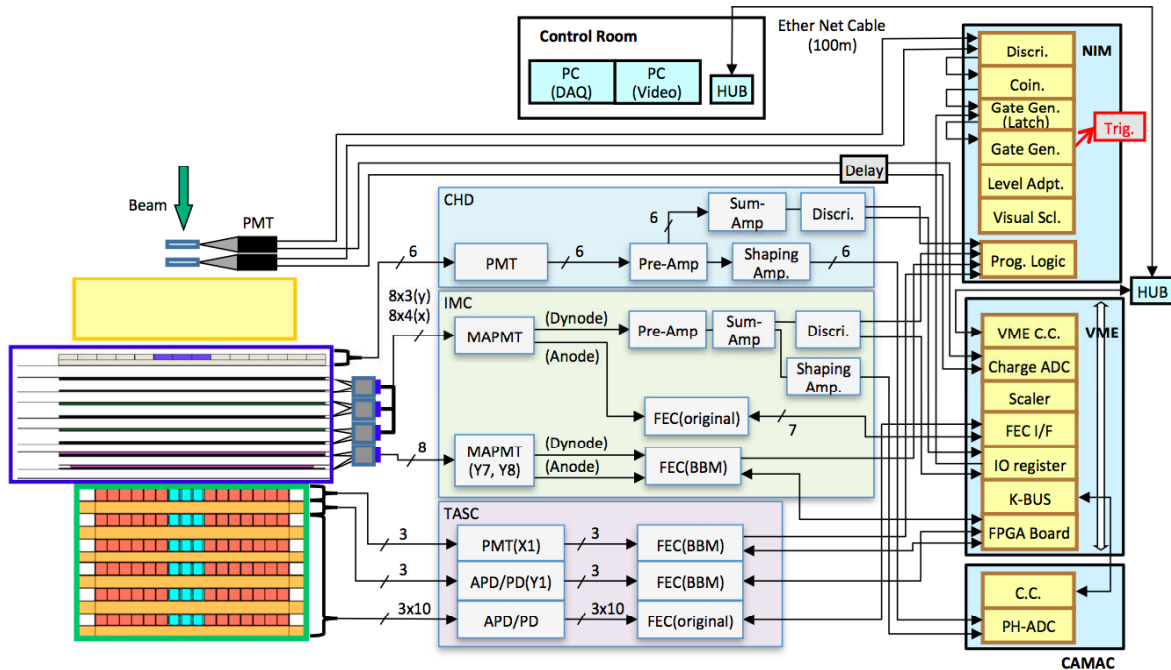


図 5.4: DAQ システム。ビーム照射中にコントロールルームからコマンドの送信とデータのモニタリングが可能。

5.2.3 取得データ

SPS-2012 実験では、10–290 GeV の電子、30–400 GeV の陽子、およびミュオンを照射した。表 5.2 に取得データの一覧を示す。ビームチューニング中のデータや、確認や最適化のため一時的にセットアップを変更した際のデータは除外している。ビームの運動量としては、チューニング時に意図した設定値に加えて、ビームファイルから算出した実際の照射時の値を括弧内に記した。また実験の途中でビームラインを H8 から H4 に変更し、さらに上流物質の影響を把握するために一部のデータはシリコントラッカーを設置しない状態で取得したため、実験時の状況を以下のように A、B、C で表記している。

- A : H8 ビームラインで取得、上流にシリコントラッカー設置
- B : H4 ビームラインで取得、上流にシリコントラッカー設置
- C : H4 ビームラインで取得、シリコントラッカーなし

基本的に 10–200 GeV の電子と 400 GeV の陽子は H8 ビームラインで、200 GeV 以上の電子と 10–30 GeV の陽子は H4 ビームラインで取得した。電子 10, 150, 200 GeV

のデータは H4 ビームラインでも取得しており、H8 で取得したデータとの比較検証のために使用している。ビームは検出器上面から垂直に入射させたが、粒子が斜めに入射した際の出力値やシャワー形状を確認するため、陽子 400 GeV については検出器をビーム入射方向に対して 20° 回転させた状態でもデータを取得した。また照射位置は基本的に、各層 3 本の PWO のうち中央の 1 本にビーム中心がくるように設定した。トリガー用のシンチレータは 1 辺が 5 cm のため、図 5.5 の赤い領域が粒子の入射範囲となる。電子 80 GeV、100 GeV、150 GeV、および陽子 400 GeV については、隣の PWO にビーム中心がくるように可動台を動かしたデータも取得した。表 5.2 においては、ビームの中心座標を X 方向、Y 方向それぞれの PWO の番号で表している（中央の PWO に照射した場合は (X1, Y1)）。またミュオン照射の際は IMC の全チャンネルを出力較正するため、一回り大きいシンチレータ（1 辺 9 cm、厚さ 1 cm）をトリガーに使用し、 $25.6 \times 25.6 \text{ cm}^2$ の範囲で定期的にビーム中心位置をずらしてデータを取得した。

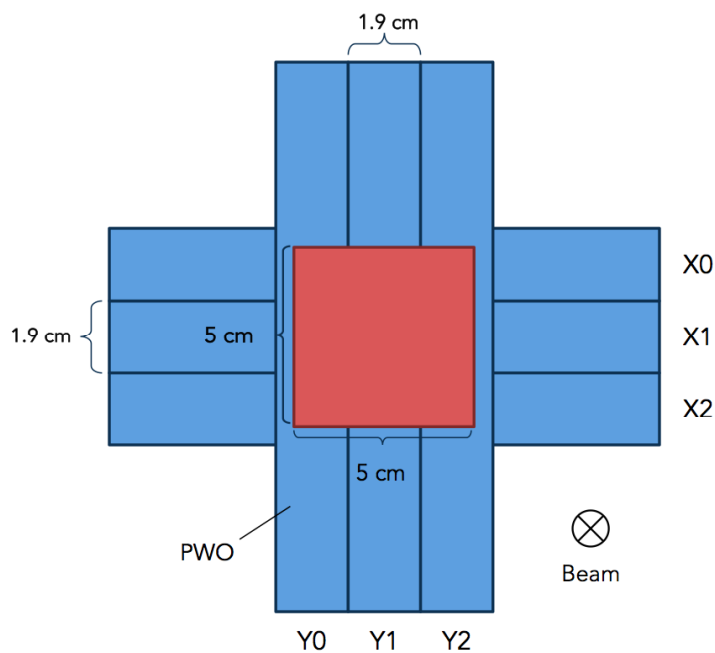


図 5.5: ビーム照射位置。中央の PWO にビーム中心がくるように設定。

データ取得は数万イベント単位で行ない、定期的に短時間ビーム照射を中断してペDESTALデータの取得や装置状態の確認を行なった。表 5.2 においては、同じ条件で取得したイベントの総数を示している。解析においては、各ランの直前に取得したペDESTALデータを基にペDESTALの時間変動を考慮した上で、イベントを足し合わせて使用した。

表 5.2: 取得データ一覧

Particle	Momentum [GeV/c]	Set up	Angle [degree]	Position (beam center)	Data amount
μ^-	180 (180.0)	A	0	-	30×10^5
μ^-	150 (150.0)	B	0	-	6.8×10^5
e^-	10 (10.00)	A	0	(X1, Y1)	0.95×10^5
e^-	10 (10.00)	C	0	(X1, Y1)	0.50×10^5
e^-	20 (20.00)	A	0	(X1, Y1)	1.0×10^5
e^-	30 (30.00)	A	0	(X1, Y1)	0.60×10^5
e^-	50 (49.99)	A	0	(X1, Y1)	1.3×10^5
e^-	80 (79.96)	A	0	(X1, Y1)	0.70×10^5
e^-	80 (79.96)	A	0	(X1, Y0)	0.50×10^5
e^-	100 (99.91)	A	0	(X1, Y1)	1.2×10^5
e^-	100 (99.91)	A	0	(X1, Y0)	0.90×10^5
e^-	150 (149.6)	A	0	(X1, Y1)	2.5×10^5
e^-	150 (149.6)	A	0	(X1, Y0)	1.0×10^5
e^-	150 (148.7)	B	0	(X1, Y1)	1.2×10^5
e^-	200 (198.6)	A	0	(X1, Y1)	5.5×10^5
e^-	200 (196.0)	B	0	(X1, Y1)	1.3×10^5
e^-	200 (196.0)	B	0	(X1, Y0)	0.15×10^5
e^-	200 (196.0)	B	0	(X1, Y2)	0.15×10^5
e^-	200 (196.0)	C	0	(X1, Y1)	0.57×10^5
e^-	250 (240.8)	B	0	(X1, Y1)	0.97×10^5
e^-	290 (282.9)	B	0	(X1, Y1)	1.1×10^5
p	30 (30.00)	B	0	(X1, Y1)	5.6×10^5
p	30 (30.00)	C	0	(X1, Y1)	0.17×10^5
p	100 (100.0)	B	0	(X1, Y1)	6.3×10^5
p	400 (100.0)	A	0	(X1, Y1)	22×10^5
p	400 (400.0)	A	0	(X0, Y1)	0.10×10^5
p	400 (400.0)	A	0	(X2, Y1)	0.10×10^5
p	400 (400.0)	A	20.7	-	3.1×10^5

5.3 ミューオンを用いた装置較正

まずミューオンのデータを用いた各シンチレータの出力較正・位置較正について述べる。CALET では出力を 1 MIP 相当の信号量で規格化し、粒子数に換算することによってエネルギーを測定する。よって、1 MIP 相当の信号量をシミュレーションと比較可能な形で正確に導出することが、高精度のエネルギー測定に不可欠となる。ここではまずイベント選別によってミューオン通過時の各シンチレータの出力値分布を導出し、エネルギー損失量のゆらぎを表す Landau 関数と、回路ノイズや光電子数統計を表す Gauss 関数の組み合わせによって分布を解釈可能であることを示す。さらに EPICS による Monte Carlo シミュレーションで得たミューオンのエネルギー損失量に対して、実験データから得られる検出器応答特性を導入し、出力値分布が再現されることを確認する。

5.3.1 IMC の出力較正

まず IMC を構成する 4,096 本の SciFi の出力較正を行なった。各チャンネルのペDESTAL は、ビーム照射の合間にビームをオフにした状態で定期的を取得したペDESTAL データを用いて導出した。その分散は、全チャンネルについて 1~3 ch 程度であることが確認されている。図 5.6 は、ペDESTAL を差し引いた SciFi の出力値分布の一例である。ミューオン照射時のトリガー用シンチレータの大きさは 1 辺 9 cm であるため、入射粒子があるファイバーを通過する確率は全イベントに対して 1/90 程度であり、ミューオン通過時の信号と、通過していないときのペDESTAL 相当の信号によって、図の黒線のような出力値分布が形成される。ここから 1 MIP を導出するため、以下の解析を行なった。

1. 各層の最大発光点を粒子通過位置とみなし、その出力値分布から各チャンネルの仮の 1 MIP を導出する。
2. 仮の 1 MIP を用いて出力を粒子数換算した上で、ミューオンの飛跡再構成を行ない、より正確な粒子通過位置を特定する。
3. 粒子通過時の出力値分布から、最終的な 1 MIP を導出する。

粒子の正確な通過位置特定のためには飛跡再構成を行なう必要があるが、そのためには各チャンネルのゲイン差を大まかに補正しておく必要がある。そのためまずは、各層で最大の出力を記録した SciFi を選び、その出力値分布から 1 MIP 相当の出力値を暫定

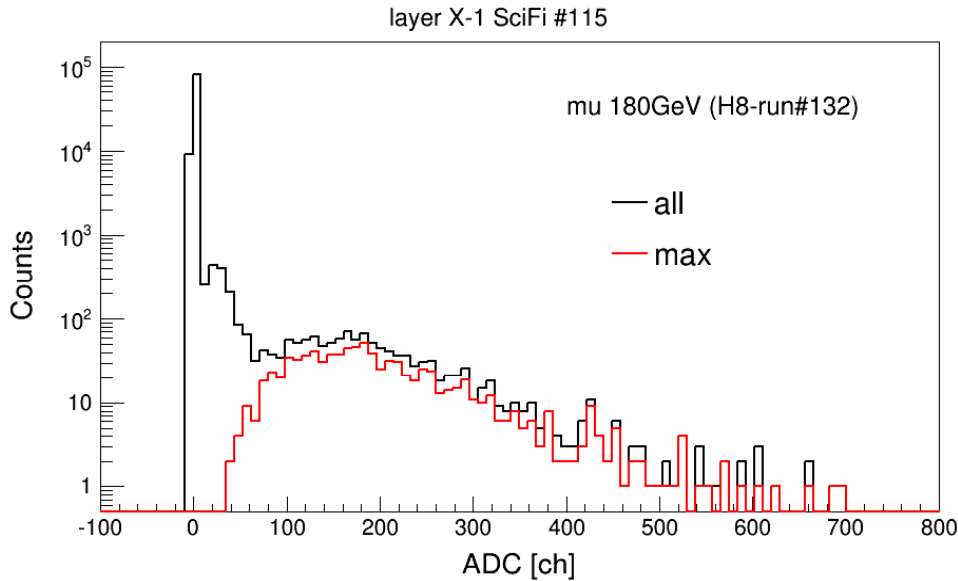


図 5.6: ミューオン照射時の SciFi の出力値分布例。(黒) 全イベント、(赤) 層内で最大の出力を記録したイベント。ペDESTALの右肩のピークは、1 光電子 (photoelectron; p.e.) 相当の信号。

的に導出した。これによってゲイン差によるバイアスのかからない飛跡再構成が可能となる。ミューオンの飛跡再構成は以下の手順で行なった。

1. 各層から最大発光点 (> 0.1 MIP) を選び、飛跡の第一候補点とする。同様に各層で 2 番目に発光の大きい点 (> 0.1 MIP) を選び、第二候補点とする。
2. 全ての第一候補点を最小二乗法により直線でフィッティングする。
3. 直線と候補点との残差の二乗平均が 2 以下であれば飛跡として採用する。残差二乗平均が 2 以上であった場合は、直線から最も離れた候補点を除き、代わりに第二候補点を加えてもう一度フィッティングする。第二候補点が直線から最も離れた点となる場合は、第一候補点、第二候補点ともにフィッティングから外す。
4. 残差二乗平均が 2 以下、あるいはフィッティングに使用する点が 3 点以下になるまで 3. を繰り返す。

図 5.7 に、上記の手法によるミューオンの飛跡再構成例と、フィッティングに使用した層数の割合を示す。SciFi のクラッドや隙間等による不感領域を 4.3% 程度とすると、全 8 層で信号が検出される確率は 70% となり、フィッティングに 8 層使用したイベントの割合とおよそ一致する。

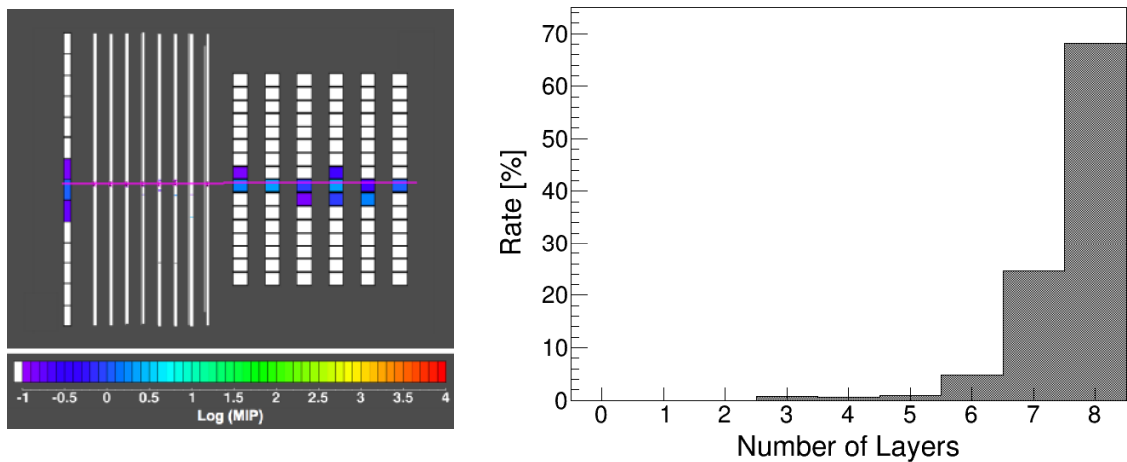


図 5.7: ミューオンの飛跡再構成例 (左) と、再構成に使用した層数の割合 (右)。

図 5.8 に、飛跡再構成によって選別したミューオン通過時の信号の分布例を示す。実験で得られる分布には、Landau 関数で表されるエネルギー損失量の分布に対し、ペDESTALのゆらぎ、光電子数のゆらぎ、増幅率のゆらぎ等が Gauss 関数的に作用しているため、Landau 関数に Gauss 関数を畳み込んだ以下の関数でフィッティングを行なう。

$$(L * G)(x) = \int L(x') G(x - x', \sigma) dx' \quad (5.1)$$

ここで $L(x)$ は式 (3.1) で表される Landau 関数、 $G(x, \sigma)$ は面積 1、中心値 0、標準偏差 σ の Gauss 関数とする。SciFi の場合は、ペDESTALのゆらぎが 2 ch 程度でほとんど無視できるのに対して、光電子数の少なさ (1 MIP あたり 10 p.e. 程度) とそれに付随する増幅率のゆらぎが支配的となるので、畳み込む Gauss 関数の標準偏差 σ を、発光量 x に対して $\sigma \propto \sqrt{x}$ となるよう設定する。図中の点線は、上記の関数において Landau 成分の形状を決定する 3 つの変数 (面積 A 、最頻値 p 、分布幅 w)、および Gauss 成分の標準偏差 ($\sigma = \alpha\sqrt{x}$ としたときの α) をフリーパラメータとして出力値分布をフィッティングした結果を表している。フィッティングによって得られる Landau 成分の最頻値は図の例の場合 93.7 ch となり、これをシミュレーションで得られるエネルギー損失量分布の最頻値 (0.14 MeV) と対応づけることによって出力値のエネルギー換算が可能となる。図中の赤のヒストグラムは、シミュレーションのデータに対して、実験データから得られた Gauss 成分を足し込んだものであり、実験で得られた出力分布とよく一致していることが確認できる。

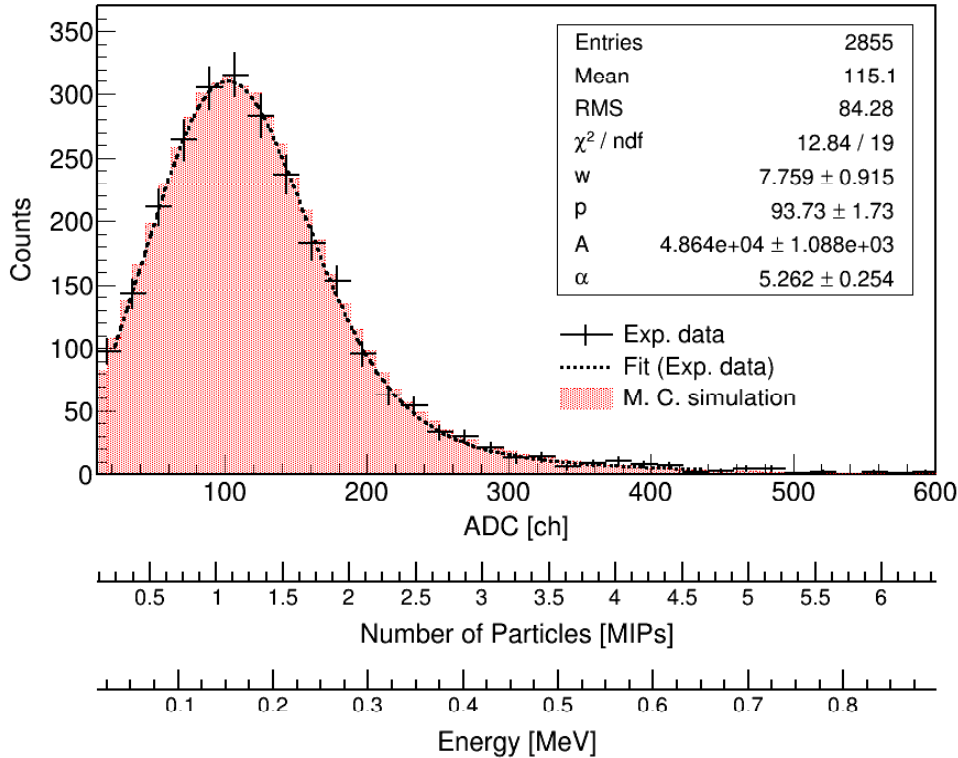


図 5.8: ミューオン 180 GeV 通過時の SciFi の出力値分布例。黒のプロットは実験データ、点線は Landau 関数に Gauss 関数を畳み込んだ関数によるフィッティング。赤は EPICS によるシミュレーションで得られたエネルギー損失量に、実験データから得られた Gauss 成分を足し込んだもの。

5.3.2 IMC の位置補正

飛跡再構成の精度をより高めるためには、各 SciFi の正確な位置を導出する必要がある。SciFi は基本的には 1 mm 間隔で規則正しく並んでいるが、規定の工作精度の範囲においてファイバーの太さや間隔に若干のばらつきがある。このばらつきは実験データから解析的に導出し、補正することが可能である。

補正は以下の手順で行なう。まずファイバーが正確に 1 mm 間隔に並んでいると仮定して飛跡を再構成する。このときの各 SciFi の発光効率 (0.7 MIP 以上の発光があったイベントの割合) を、飛跡通過位置を横軸にとって図示すると、ファイバーの真の座標を中心とする以下の関数で表される。ただし $\text{Erf}(x)$ は飛跡再構成の精度を表す誤差関数、 μ_1 、 μ_2 は誤差関数の変曲点、 σ_1 、 σ_2 は誤差関数の広がり、 a は上下方向のオフセット、 b は誤差関数の倍率を表すとす。

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{2}(1-a) + b \operatorname{Erf} \left(\frac{x - \mu_1}{\sqrt{2\sigma_1^2}} \right), & x < \frac{\mu_1 + \mu_2}{2} \\ \frac{1}{2}(1-a) - b \operatorname{Erf} \left(\frac{x - \mu_2}{\sqrt{2\sigma_2^2}} \right), & x > \frac{\mu_1 + \mu_2}{2} \end{cases} \quad (5.2)$$

上記の関数でフィッティングすることにより、該当するファイバーの中心座標と幅を導出することができる。図 5.9 に、各層における発光効率と飛跡通過位置の関係を示す。図のように 32 本単位でフィッティングして両端の座標を求め、その範囲を 32 等分して各ファイバーの座標とした。ファイバーの位置精度と 1 MIP の導出精度は影響を及ぼし合うため、両補正を交互に繰り返して最終的な 1 MIP と位置座標を導出した。

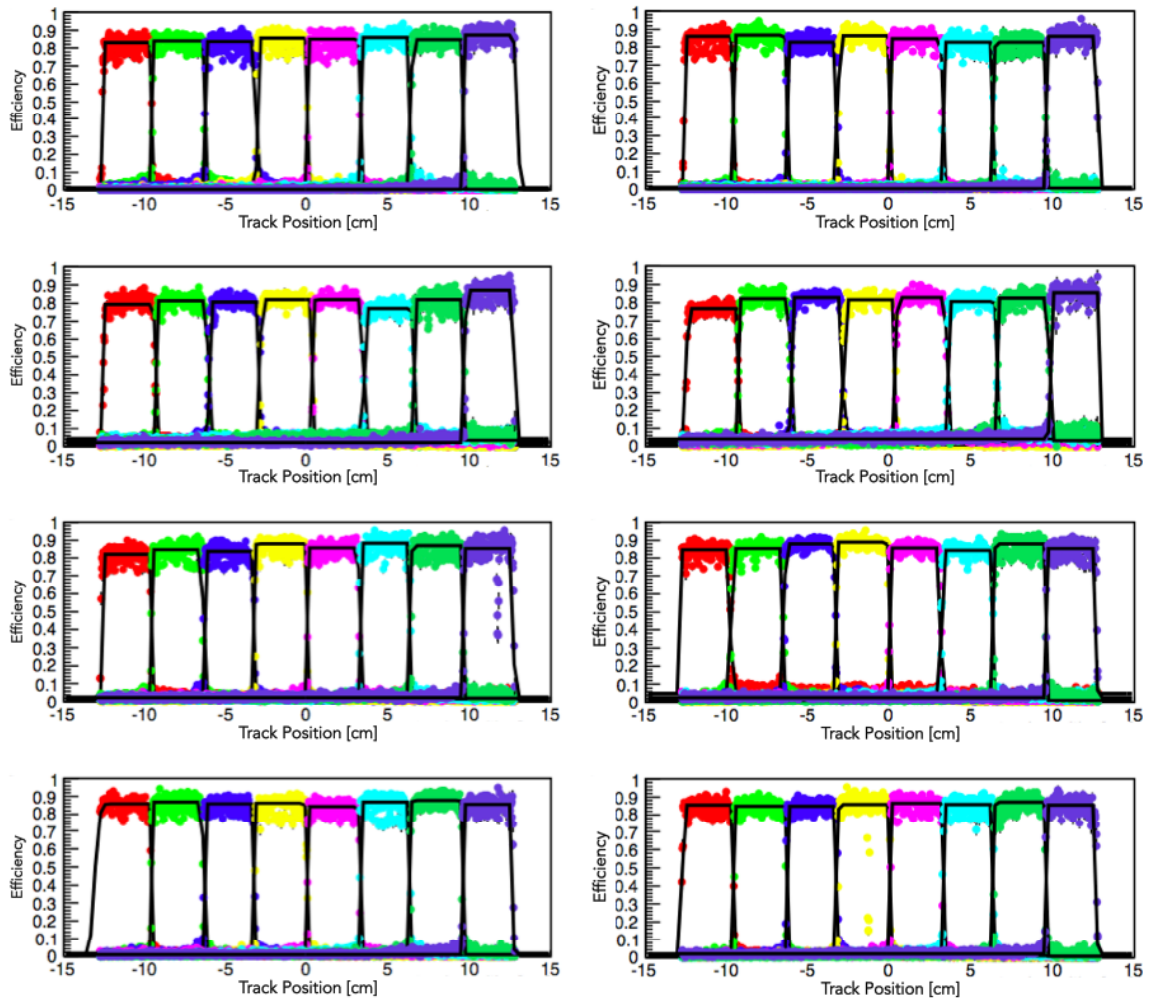


図 5.9: SciFi の発光効率と飛跡通過位置の関係。左上から右下にそれぞれ、X-1 層目～X-8 層目を表す。黒線は式 (5.2) によるフィッティング結果。

5.3.3 IMC のクロストーク見積もり

あるファイバーで発生したシンチレーション光は、ファイバー内の伝播、PMT への入射・増幅を経て電気信号として取り出されるまでの過程で、他チャンネルの出力に若干の影響を与える。この微量な信号の漏れ出しをクロストークと呼び、CALET-IMC の場合は MAPMT 感面における光学的漏れ出しと、FEC 内の電氣的干渉が主な要因となる。図 5.10 (左) に、ミュオン用のデータを用いて測定したクロストークの例を示す。各ピクセルは PMT の感面に並ぶ 64 個の入射窓に対応しており、特定のチャンネル (図では左から 4 ピクセル目、下から 2 ピクセル目) を粒子が通過した際に、周囲のチャンネルでどれだけの信号が検出されたかを平均値で示している。図の例では、感面上で隣接するチャンネルに 1~8% 程度の漏れ出しが発生している。図 5.10 (右) は、参考のため各ピクセルに対応するファイバー番号を示したもので、感面上のクロストークは多くの場合ファイバーの並びの上では隣または 4 本おきに現れることが分かる。

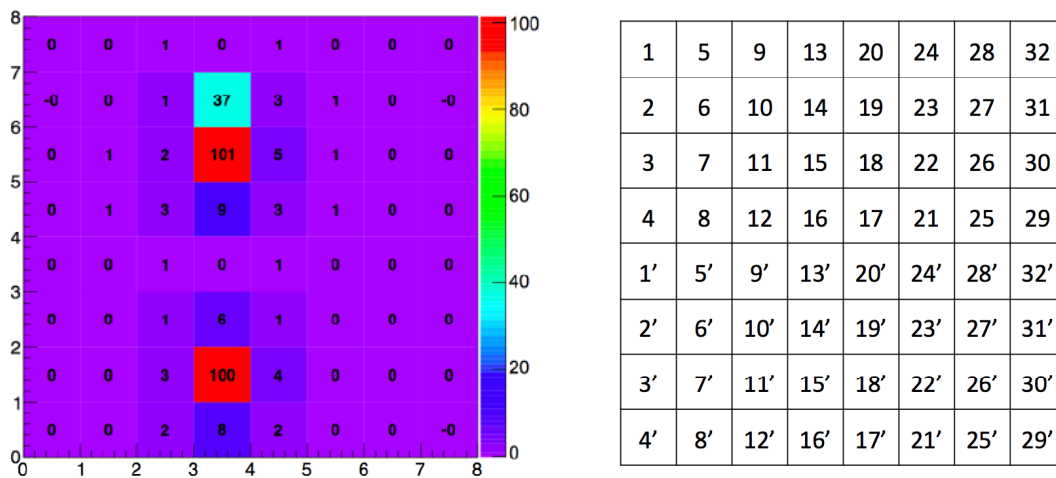


図 5.10: (左) MAPMT 感面におけるクロストーク例。特定のチャンネルの信号を 1 としたときの周囲のチャンネルの信号量を 1 イベント毎に導出し、その平均値を示している。(右) 左図に対応するファイバー番号。1~32 は上層、1'~32' は下層のファイバーを表す。粒子は上層と下層をいずれか 1 箇所ずつ通過する。

上記の影響を定量的に評価してシミュレーションで再現することにより、高エネルギー粒子の検出時にもたらす影響を把握することができる。シミュレーションにクロストークを導入する際には、以下の行列を使用する。

$$\begin{pmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & A_{1,3} & \dots & A_{1,64} \\ A_{2,1} & A_{2,2} & A_{2,3} & \dots & A_{2,64} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_{64,1} & A_{64,2} & A_{64,3} & \dots & A_{64,64} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_{64} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x'_1 \\ x'_2 \\ \vdots \\ x'_{64} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

$A_{i,j}$ はチャンネル i からチャンネル j への平均的な漏れ出しを表し、 x_i はクロストークがない場合、 x'_i はクロストークを考慮した場合のチャンネル i の出力を表す。行列の各要素は図 5.10 のように、ミューオン照射時の実験データから PMT 毎に導出可能であり、これをシミュレーションの出力に適用することで、クロストークの影響を再現することができる。

5.3.4 TASC の出力較正 (APD high-gain)

次に PWO の出力較正を行なう。ペDESTAL は SciFi と同様に、ビーム照射前に取得したペDESTAL データから導出した。またイベント選別のため、IMC によって再構成された飛跡の情報を用いて各 PWO の正確な座標を導出した。図 5.11 に、発光効率と飛跡通過位置の関係を示す。IMC と同様に、図を式 (5.2) でフィッティングすることで、各 PWO の正確な中心座標を求めることができる。粒子通過時の出力値分布導出にあたっては、各 PWO の中心 ± 5 mm の位置に入射したイベントを使用した。

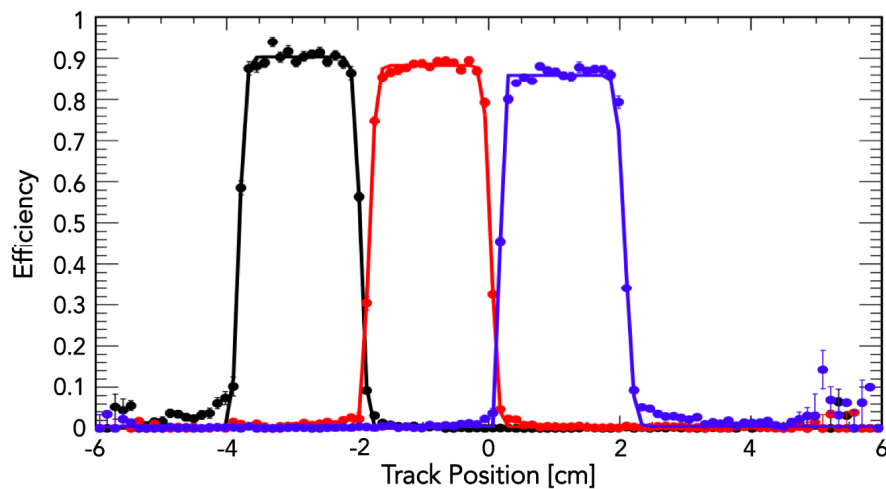


図 5.11: TASC 1 層目の各 PWO の発光効率と飛跡通過位置の関係。

図 5.12 にミューオン入射時の PWO の出力値分布例 (APD high-gain) と、式 (5.1) で表される関数によるフィッティング結果を示す。PWO の場合、検出器由来のゆらぎの

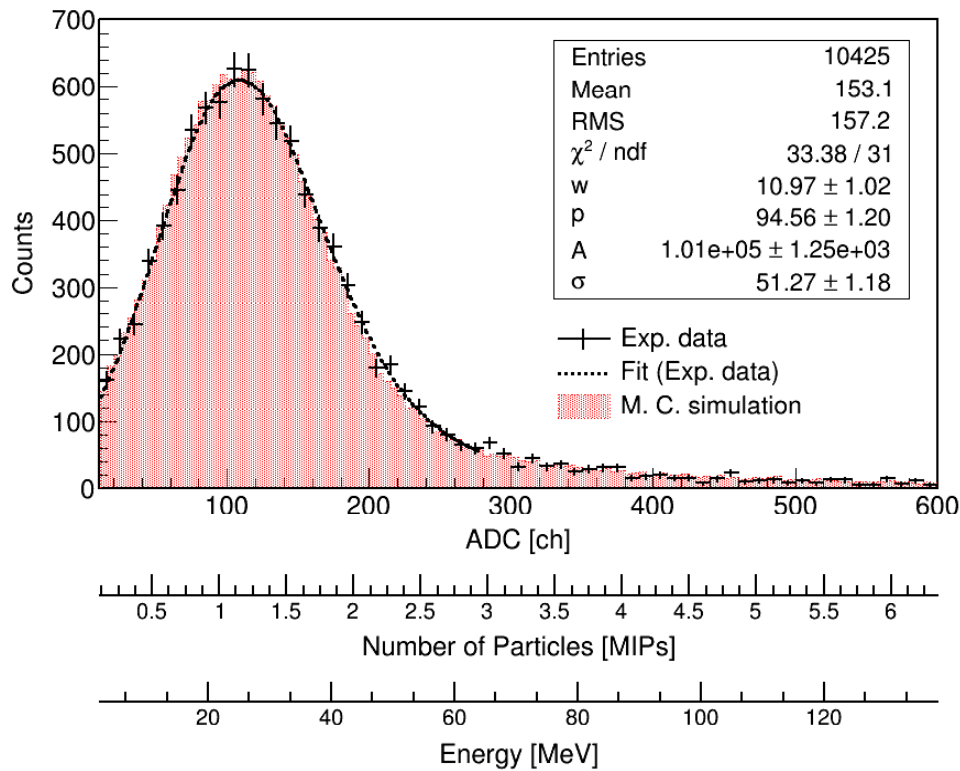


図 5.12: ミューオン 180 GeV 通過時の PWO の出力値分布例。黒のプロットは実験データ、点線は Landau 関数に Gauss 関数を畳み込んだ関数によるフィッティング。赤は EPICS によるシミュレーションで得られたエネルギー損失量に、実験データから得られた Gauss 成分を足し込んだもの。

主要な成分は回路ノイズであるので、Gauss 成分の標準偏差 σ は発光量に依らない定数として設定している。図のように、フィッティングで得られた Gauss 成分をシミュレーションに足し込んだ分布は、実験データから得られる分布とよく一致しており、検出器の応答特性が十分な精度で再現されていることが確認できる。

また PWO の場合は、PWO の発光量および回路素子の温度特性を考慮して、出力値の温度依存性を導出した。ビーム照射中の TASC の温度は、X-1 層目、Y-3 層目、X-6 層目の 3 箇所に取り付けられた熱電対によって測定しており、ミューオン測定中は最大で 3°C 程度の温度変化が見られた。よってラン毎に出力較正を行ない、各 PWO に最も近い熱電対のデータを使用して出力の温度依存性を導出した。図 5.13 に、あるチャンネルにおける 1 MIP 相当の出力値と温度の相関を示す。1 MIP の温度依存性は平均で -4.52% (25°C 基準) となり、過去に測定された PWO 発光量の温度依存性 ($-1.3\%/^{\circ}\text{C}$) および APD

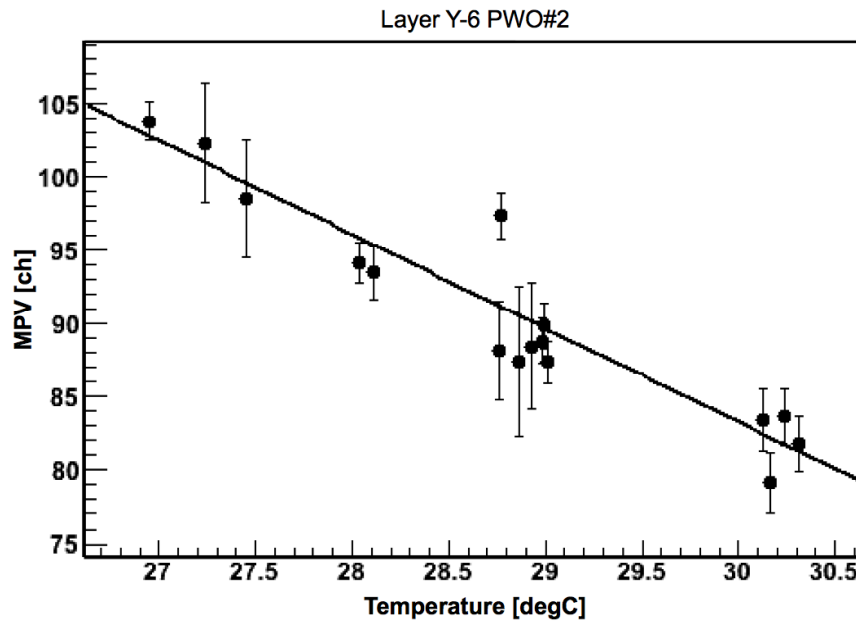


図 5.13: PWO の APD high-gain 出力と温度の相関。縦軸は実験時の TASC の温度、横軸はミュオンからのデータから導出したあるチャンネルにおける 1 MIP 相当の出力値。

ゲインの温度依存性 ($-2.4 \pm 0.15\% / ^\circ\text{C}$) と矛盾しない値となった。

5.3.5 TASC の出力較正 (APD low-gain)

APD low-gain の出力較正には、発光量の大きい陽子のシャワーイベントを使用した。図 5.14 に、陽子 400 GeV 照射時の APD high-gain 出力と low-gain 出力の相関の一例を示す。図のように、high-gain の出力が ADC の最大チャンネル数 (65,535 ch) に至るまで両者の間に十分なりニアリティが保たれており、図を直線でフィッティングして相関係数を得ることにより low-gain 出力の較正が可能であることが確認された。解析においては、APD high-gain の出力が 6,000 ch 以下の場合は high-gain の出力を使用し、6,000 ch を超えた場合は上記の相関係数によって出力較正された APD low-gain の出力を使用した。本実験のエネルギー領域では、APD low-gain がオーバーフローすることはないため、APD high-gain と APD low-gain の出力のみを用いて解析を行なったが、CALET 本実験の解析においては同様の手法で PD high-gain、PD low-gain を含む計 4 系統の出力較正を行なうことができる。

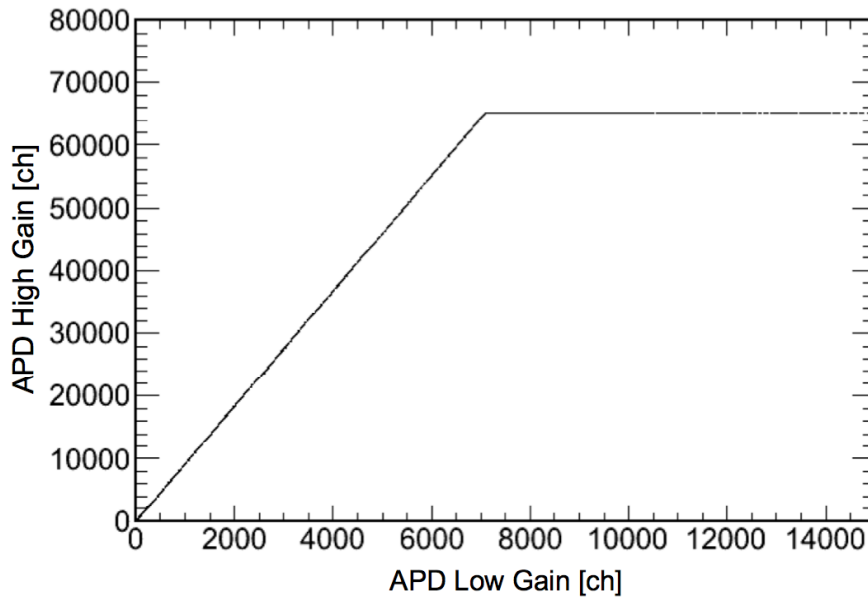


図 5.14: あるチャンネルにおける APD high-gain 出力と APD low-gain 出力の相関。陽子 400 GeV 照射時。

5.4 電子・陽子データ解析

ミュオンによる装置較正の結果を踏まえて、電子・陽子データの解析を行なう。本節ではまず取得データからビームのクオリティを確認し、他粒子やマルチヒットイベント等を除去する。さらに IMC を用いた飛跡再構成によってビームプロファイルや前方物質量を明らかにし、シミュレーションデータ作成時の情報として使用する。

5.4.1 混入粒子の除去

SPS 加速器では、陽子-陽子衝突で発生した二次粒子群をマグネットで選別し、目的に応じた粒子をビームラインに注入している。この際、同程度の運動量をもつ他の粒子 (π 中間子や K 中間子など) が混入する可能性があるため、詳細なデータ解析に先立ってこれらの混入粒子の除去を行なう。

■ **チェレンコフ検出器による除去** まずビーム上流のチェレンコフ検出器を活用する。チェレンコフ検出器は、入射粒子の速度が媒体中の光速 (屈折率 n のとき n/c) を超えるとき光が発生する現象を利用したもので、同じ運動量でも質量が異なる粒子を識別する

ことができる。粒子の運動量を p 、質量を m とするとチェレンコフ放射の閾値は、

$$mc < p\sqrt{n^2 - 1} \quad (5.4)$$

と表される。よってチェレンコフ検出器のガス圧を変化させて屈折率を適度に調整することで、目的とする粒子のみチェレンコフ光を放出するように（あるいは放出しないように）設定することができる。図 5.15（左）に、電子 10 GeV ビーム照射時のチェレンコフ検出器の出力を示す。分布の左に位置するピークが、チェレンコフ光を放出しなかったハドロンの混入成分であり、図の紫の線でイベント選別を行なうことにより除去することができる。逆に陽子の場合、混入成分である π 中間子や K 中間子の方が質量が小さいため、混入粒子のみチェレンコフ光を放出し、陽子は放出しないようにガス圧を調整する。図 5.15（右）に、陽子 30 GeV ビーム照射時のチェレンコフ検出器の出力を示す。図の紫の線でカットをかけ、出力の小さい領域に集中している陽子イベントを選別する。

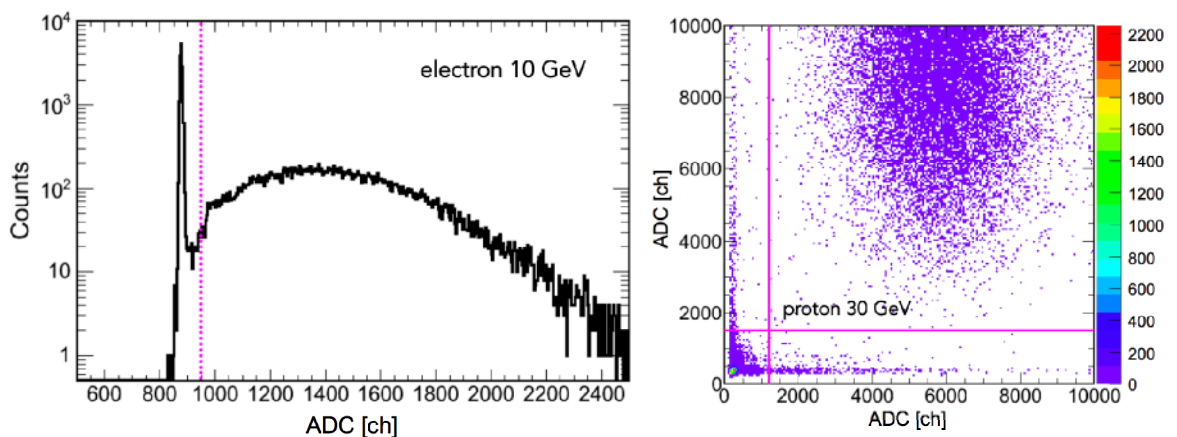


図 5.15: チェレンコフ検出器の出力。(左) H8 ビームラインにおける電子 10 GeV 照射時の出力。(右) H4 ビームラインにおける陽子 30 GeV 照射時の出力。H4 ビームラインにおいては 2 つのチェレンコフ検出器を設置し、図のように両者の相関で識別を行なった。

■ TASC の粒子数による除去 さらに TASC の信号を用いてイベント選別を行なった。図 5.16 は、電子 100 GeV のビームを照射したときの TASC の粒子数分布を表している。電子は制動放射と電子対生成の連鎖によって安定したシャワー発達を行なうため、イベント毎のばらつきが少ない一定のエネルギー損失量が予想される（図中赤線）。この予想値は実験データから得られる粒子数のピークとよく一致するが、実験ではピークの左側に

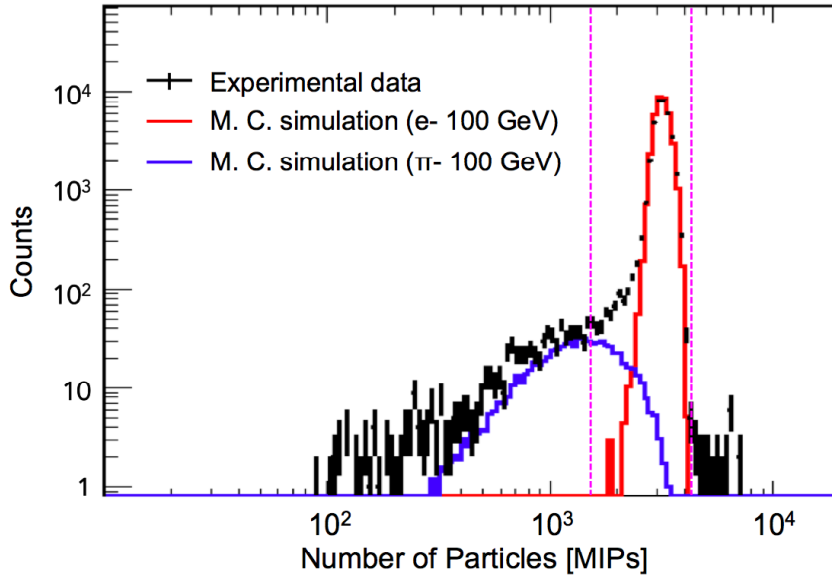


図 5.16: 電子 100 GeV 照射時の TASC の粒子数分布。黒は実験、赤は 100 GeV の電子を入射させたシミュレーション、青は 100 GeV の π 中間子を入射させたシミュレーション。紫の線で電子イベントの選別を行なった。

別の成分がみつめられ、これは 100 GeV の π 中間子の混入を仮定することで再現することができる（図中青線）。またピークの右側には、ピークの 2 倍近くに及ぶ大出力を記録したイベントが若干数存在しているが、これは 2 粒子が同時に検出器を通過したマルチヒットイベントと考えられる。よってピークの左右に閾値（図中紫線）を設け、解析に適した電子イベントの選別を行なった。表 5.3 に、各エネルギーの電子データについてチェレンコフ検出器の出力と TASC 粒子数による識別を行なった場合のイベントの残存率を示す。これはデータから推定されるビームの purity を表しており、150 GeV、200 GeV を除く全エネルギーについて 70% 以上であることが確認された。

表 5.3: 混入粒子除去後の電子イベント残存率

Beam line	Energy [GeV]	Rate [%]	Beam line	Energy [GeV]	Rate [%]
H8	10	74.6	H8	100	83.5
H8	20	68.8	H8	150	20.3
H8	30	92.9	H8	200	11.8
H8	50	86.8	H4	250	91.9
H8	80	77.1	H4	290	91.7

5.4.2 ビームプロファイルの導出

次に、IMC を用いたシャワー再構成によってビームプロファイルを導出する。再構成手法としては、§3.3.5 に述べた手法 1 を適用することができる。すなわち下層におけるシャワーコアを基点とし、1 層ずつ上層の発光点をフィッティングに加えていくことで、正確な粒子の入射軸を特定する。図 5.17 に 290 GeV の電子の飛跡再構成例を示す。CALET と同様に X-Z 平面、Y-Z 平面の両方向からシャワー形状を捉えることが可能であり、図 5.18 のように X-Y 平面上における粒子の通過位置分布が導出できる。シミュレーションにおいては、この通過位置分布を基にして乱数を振り、実験と同様のビームプロファイルが再現されるように 1 イベント毎に入射位置を決定した。

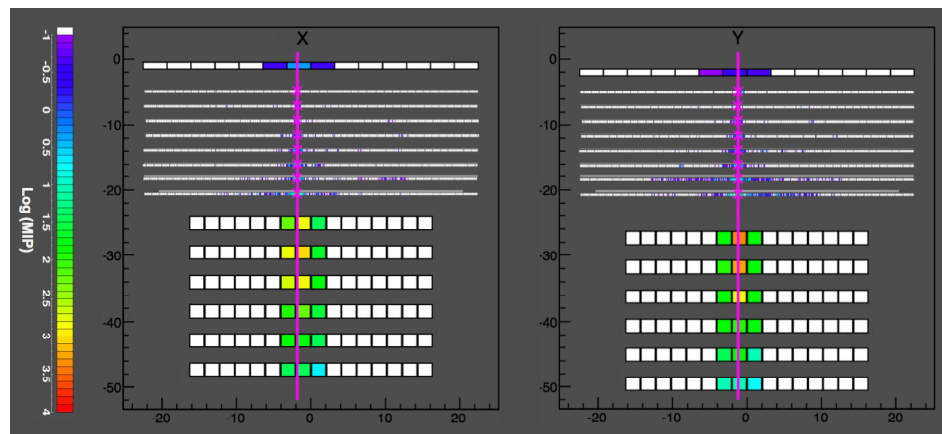


図 5.17: 290 GeV 電子イベントのシャワー軸再構成例。

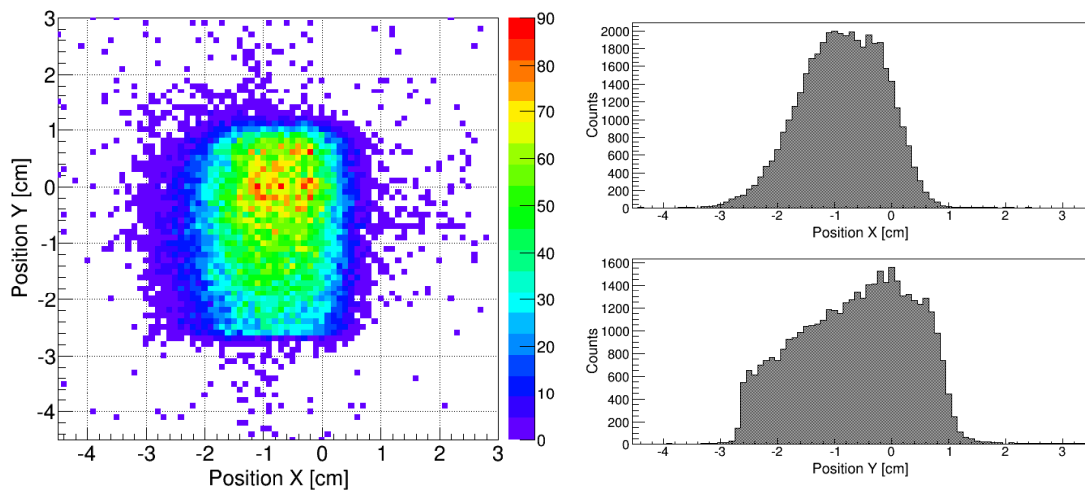


図 5.18: 実験データから導出した 290 GeV 電子のビームプロファイル。(左) X-Y 平面上の分布、(右) X、Y 各方向への射影。

また、再構成したシャワー軸から粒子の入射角を確認した。図 5.19、図 5.20 は、H8 ビームライン、H4 ビームラインそれぞれにおける電子 150 GeV 照射時の入射角分布である。検出器がビームに対して完全に垂直であれば分布の中心は 0 にくるはずであるが、H8 の場合 X 方向に 0.5° 、Y 方向に 0.25° 程度のずれが見られる。これは電子 150 GeV に限らず、H8 で取得したデータであれば図 5.19、H4 で取得したデータであれば図 5.20 と同様の傾向を示すことから、検出器をクレーンで可動台に設置した際の微小な角度のずれが反映されていると考えられる。よってシミュレーションにおいてはこの中心値をビーム入射角として反映させた。

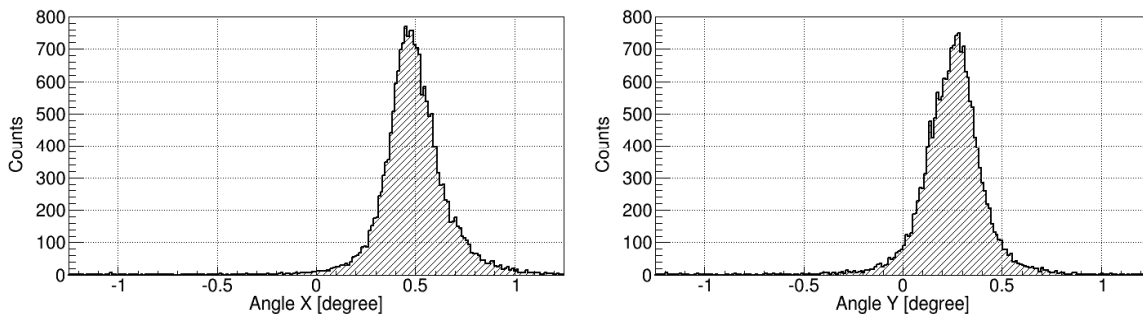


図 5.19: 150 GeV 電子の入射角分布 (H8 ビームライン)。

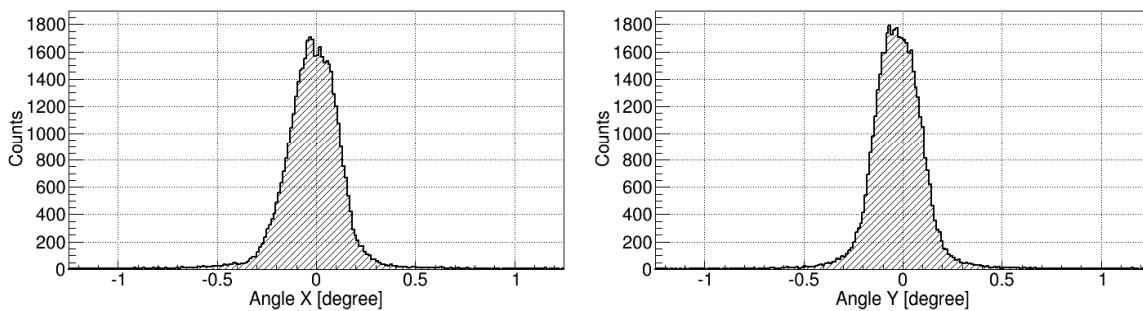


図 5.20: 150 GeV 電子の入射角分布 (H4 ビームライン)。

5.4.3 上流物質量の推定

CALET 検出器とビーム照射口との間には、トリガー用の 2 枚のプラスチックシンチレータとシリコントラッカーが存在する。そこでシミュレーションにおいてもこれらの物質を実験時と同様に配置し、その影響の確認と実験データとの比較を行なった。

図 5.21 に、電子 100 GeV 入射時の IMC 2 層目におけるシャワー軸周りの粒子数分布を示す。IMC 2 層目はちょうど電子のシャワーが開始する深さにあたり、入射電子と制

動放射によって放出されたガンマ線が生成する電子・陽電子対によって、3 MIP 付近にピークが形成される。入射電子が IMC 2 層目までにシャワーを開始する確率は前方の物質質量に依存するため、1 MIP のピークと 3 MIP のピークの比率から前方物質質量の見積もりの妥当性を検証することができる。

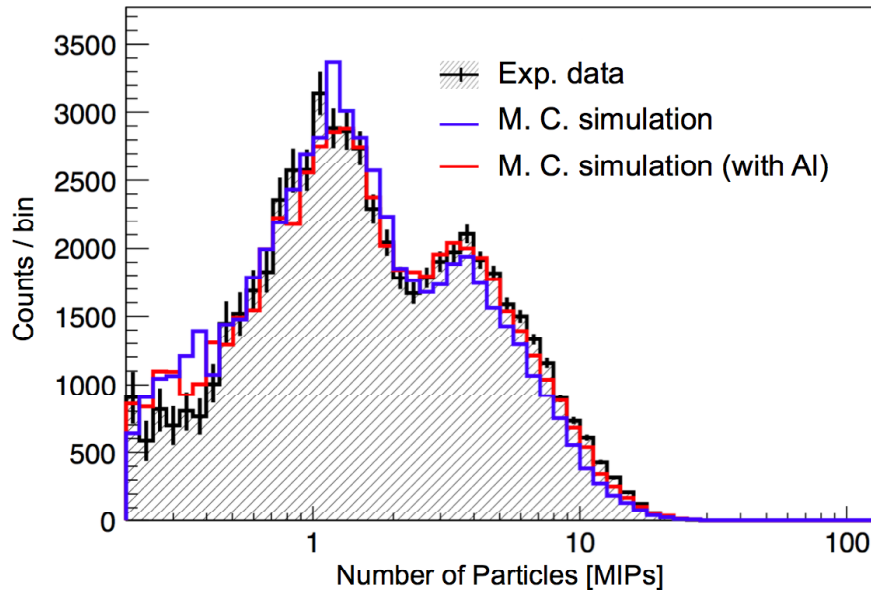


図 5.21: 電子 100 GeV 入射時の IMC 2 層目における粒子数分布 (シャワー軸周り 3 mm 内)。黒は実験データ、青は検出器前方にトリガー用シンチレータとシリコントラッカーを配置したシミュレーション、赤はそれらに加えて $0.05 X_0$ の Al 板を前方に配置したシミュレーション。

図において、トリガー用シンチレータとシリコントラッカーを配置したシミュレーション (青) は、実験データから得られた粒子数分布 (黒) とおおよそ一致している。ただし詳細に見ると、実験データの方が 3 MIP 付近のイベント数がわずかに多い。これについてシミュレーションで、前方の物質質量を少量ずつ変化させて実験データとの一致性を確認したところ、当初の推定物質質量に $0.05 X_0$ 追加すると実験データと最もよく一致することが分かった (赤)。これはビームパイプ中あるいはシリコントラッカー内の物質質量の見積もり誤差として十分想定可能な厚さであるため、実験データとの比較に用いるシミュレーションでは、 $0.05 X_0$ (4.4 mm) の Al 板を検出器前方に配置することとした。

Al 板の適切な配置場所は、ビームの角度分布からある程度推定することができる。図 5.22 は、Al を検出器から 20 m 前方のビームパイプ内に設定した場合と、検出器から 65

cm 前方のシリコントラッカーボックス内に設定した場合における、IMC 最下層でのシャワー軸通過位置分布を表している。Al 板をあまり遠方におくと、Al 内のクーロン多重散乱が影響し、分布が入射時に比べて広がりをもってしまふことが分かる。このためシミュレーションにおいては、シリコントラッカーのボックス内に $0.05 X_0$ の Al の存在を仮定してデータ生成を行なった。

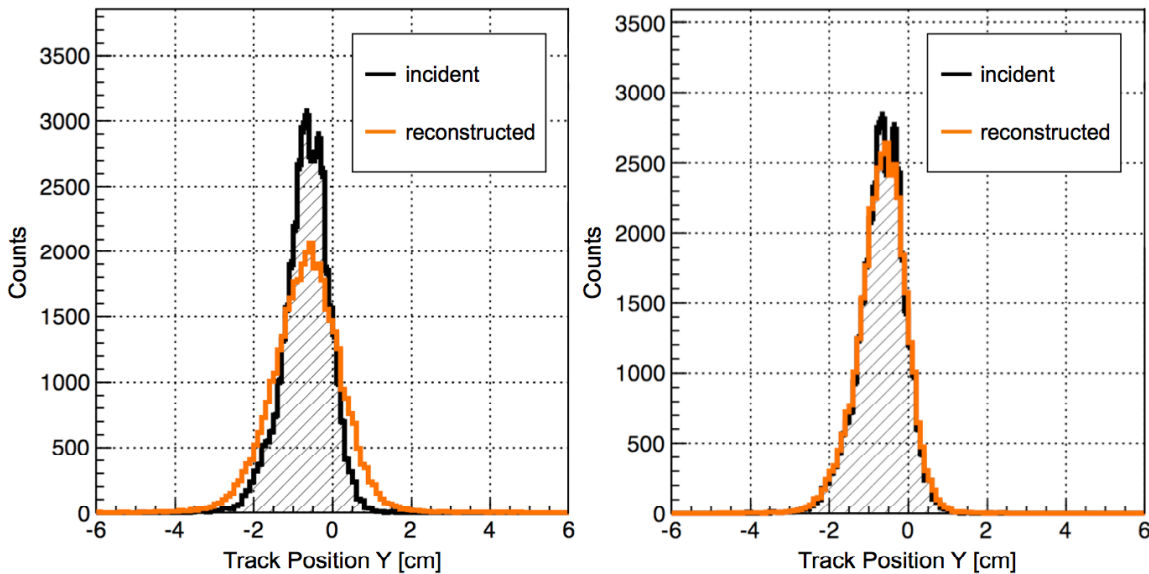


図 5.22: 電子 10 GeV のシャワー軸通過位置分布。(左) Al 板をビームパイプ内に仮定した場合、(右) Al 板をシリコントラッカーボックス内に仮定した場合。

5.5 装置性能の導出とシミュレーションとの比較

前節で述べた解析により、ビームプロファイル、前方物質質量など詳細な実験状況が確認された。これらをシミュレーションで再現した上で、実験データとシミュレーションデータそれぞれから得られる装置性能を比較する。まず実験データに対しては、ビームに混入している他粒子の除去を行なった上で、IMC、TASC 各層の出力を粒子数に換算し、各エネルギーにおける粒子数分布、エネルギー分解能、角度分解能、粒子識別性能を導出する。シミュレーションについては、検出器前方のトリガー用シンチレータやシリコントラッカーを含む各検出器の正確な位置関係を再現し、実験と同様のビームプロファイルで粒子を入射させる。出力されるエネルギー損失量に対して、ノイズやクロストーク等の検出器応答特性を導入した上で、実験データとの比較を行なう。

5.5.1 粒子数分布の比較

まず IMC、TASC 各層における粒子数分布を比較する。図 5.23 は、電子 100 GeV 入射時の IMC 各層におけるシャワー軸周りの粒子数分布である。全層において実験データ（黒）とシミュレーション（赤）が非常によく一致しており、特に 2, 3 層目においては、シャワーがはじまる前の 1 MIP のピークと、直前のタングステンでシャワーが開始（制動放射によって放出されたガンマ線が電子対生成）したことにより形成される 3 MIP のピークが明確に検出されているのが確認できる。

図 5.24、図 5.25 は、電子 100 GeV および陽子 400 GeV 入射時の TASC における粒子数総和の分布である。Y 側 1 層目の読み出しに用いた BBM は試作段階であったため、今回の実験では正常な出力が得られていないが、その他の層における粒子数総和は、シミュレーションにおいて Y 側 1 層目を除く全層の粒子数を足し合わせた分布とよく一致している。また横軸に各層の深さ、縦軸に各層の粒子数密度をとったシャワーの遷移曲線を式 (4.1) でフィッティングすることにより、イベント毎に Y 側 1 層目における粒子数を推定することも可能であり、Y 側 1 層目の推定粒子数を加えた TASC 全 12 層における粒子数総和も、シミュレーションと矛盾のないことが確認されている。

5.5.2 エネルギー分解能

加速器実験においては入射エネルギーが既知であるが、実際の高エネルギー宇宙線観測においては検出器内のエネルギー損失量から、シミュレーションで得られたエネルギー損失量と入射エネルギーの間の相関を用いて入射エネルギーを推定する。よって今回の実験データについても同様の手法で入射エネルギーを推定し、実際の照射エネルギーと比較することでエネルギー決定精度を評価した。図 5.26 は、横軸に照射した電子ビームのエネルギー、縦軸に TASC における粒子数から推定した入射エネルギーの平均値をとった相関図である。青の実線は直線によるフィッティング結果を表しており、20–200 GeV の領域で 0.5% 以内という高い精度で線形性が成り立っているのが確認できる。200 GeV 以上の 2 点のプロットは、H4 ビームラインで取得した 250 GeV および 290 GeV の電子データから導出したもので、2–4% のずれが見られるが、ちょうどこの領域では 3% 程度のビームのチューニング誤差が報告されており、それに伴う横軸の誤差を考慮すると実線と矛盾のない結果となっている。

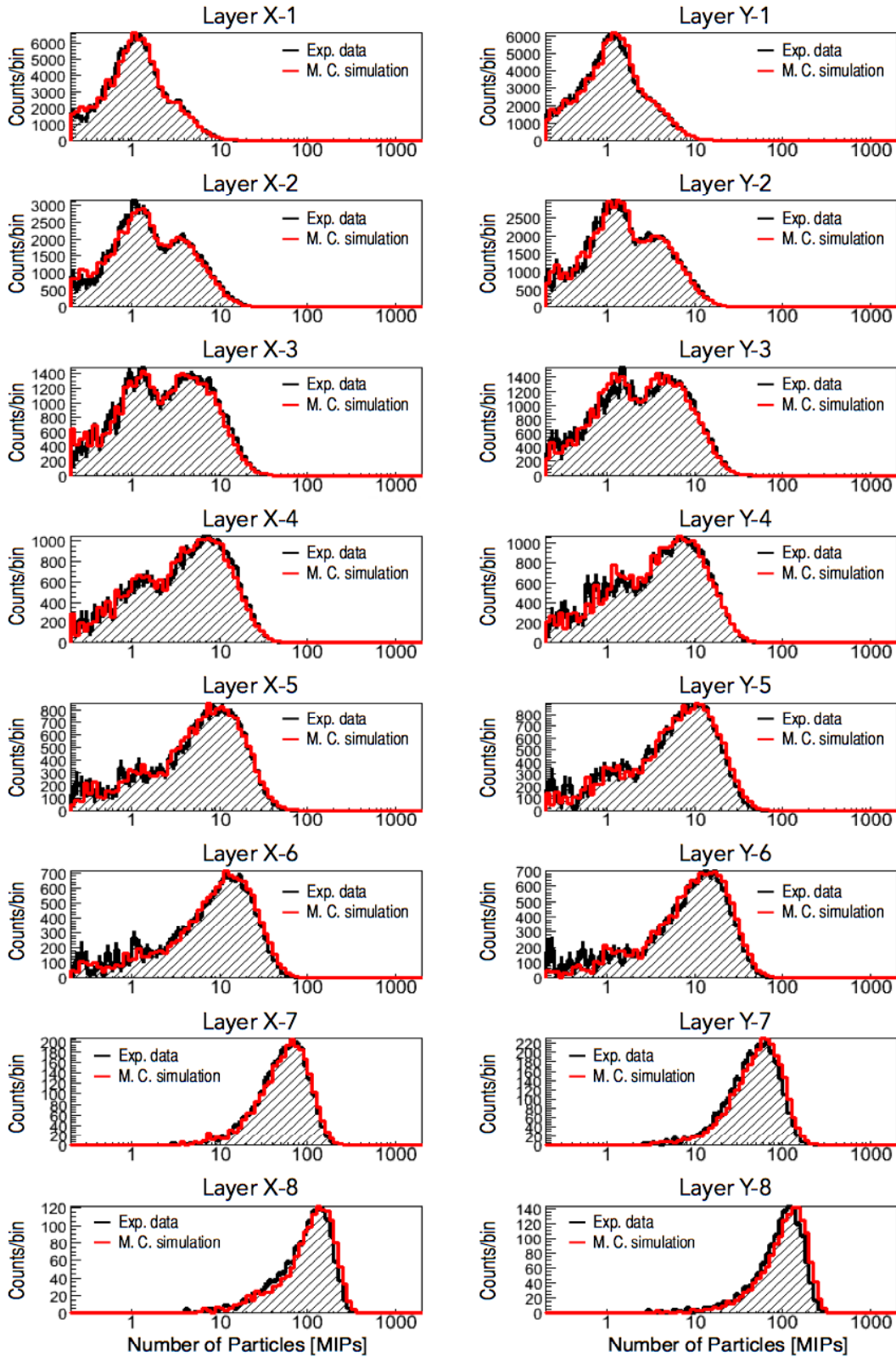


図 5.23: 電子 100 GeV 入射時の IMC 各層における粒子数分布 (シャワー軸周り 3 mm 内)。黒は実験データ、赤は EPICS によるシミュレーション。

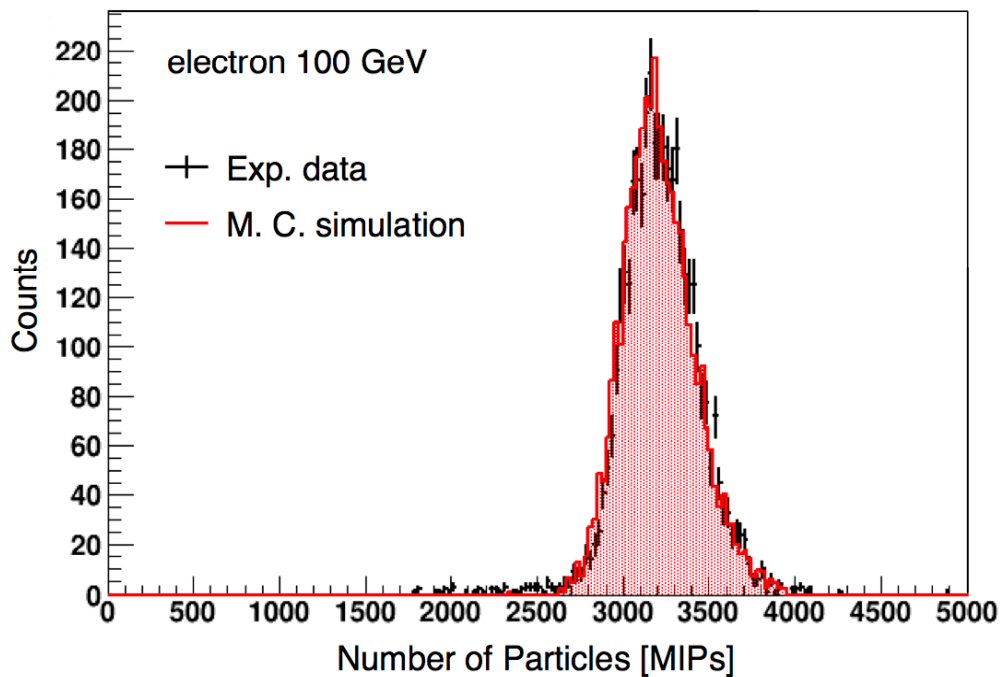


図 5.24: 電子 100 GeV 入射時の TASC における粒子数分布。黒は実験データ、赤は EPICS によるシミュレーション (Y 側 1 層目を除く)。

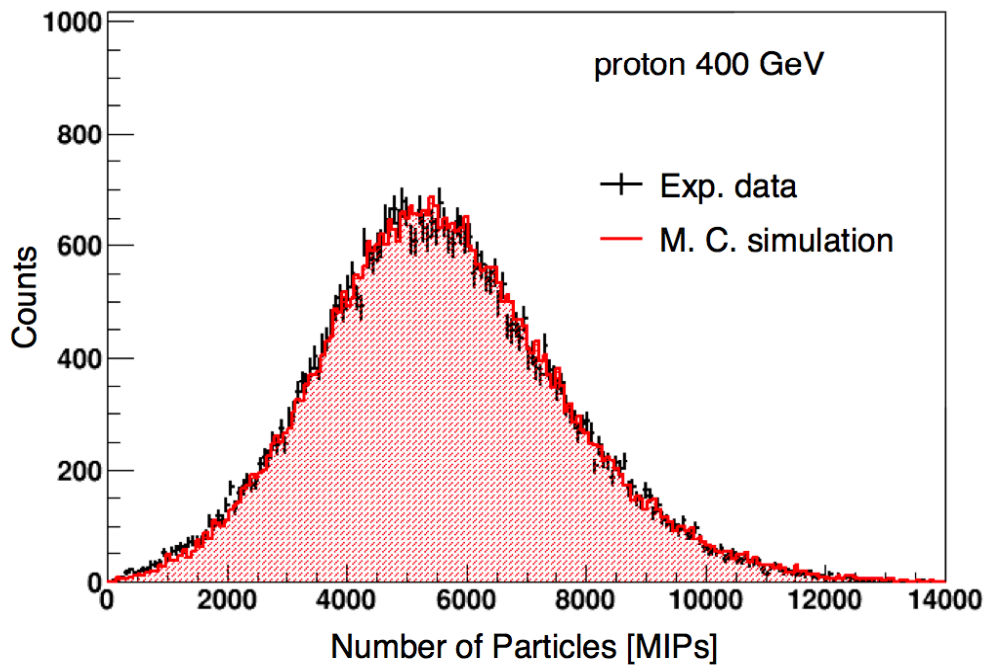


図 5.25: 陽子 400 GeV 入射時の TASC における粒子数分布。黒は実験データ、赤は EPICS によるシミュレーション (Y 側 1 層目を除く)。

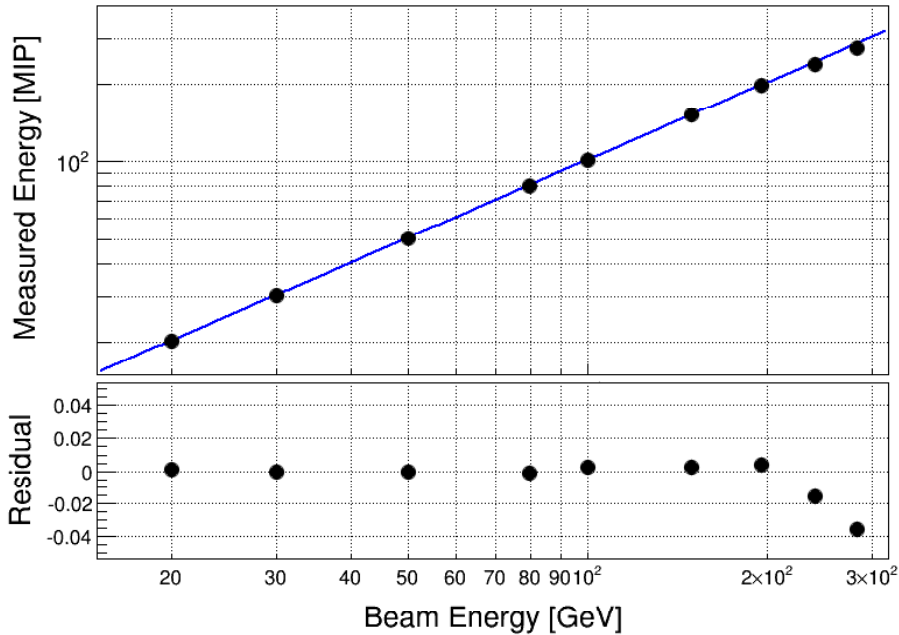


図 5.26: ビームファイルから算出された照射エネルギーと、TASC における粒子数から推定した入射エネルギーの相関。青線は 20–200 GeV の範囲を直線でフィッティングした結果。下図はフィッティングした直線と各点との残差。

エネルギー分解能は式 (3.4) と同様に、68% のイベントが含まれる分布幅によって定義した。図 5.27 に、各エネルギーにおける電子の分解能の導出結果を示す。入射エネルギー E との相関は、以下の式で表すことができる。

$$R(E) = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (5.5)$$

第一項は粒子数に由来する統計誤差、第二項は系統誤差に相当する。実験データとシミュレーションそれぞれから導出した分解能のエネルギー依存性を式 (5.5) でフィッティングした結果、表 5.4 に示すように誤差の範囲で同一のパラメータが得られた。

表 5.4: 電子に対するエネルギー分解能のフィッティングパラメータ

	a [% GeV ^{0.5}]	b [%]
Experimental data	2.409 ± 0.083	1.828 ± 0.208
Monte Carlo simulation (EPICS)	2.419 ± 0.055	1.723 ± 0.141

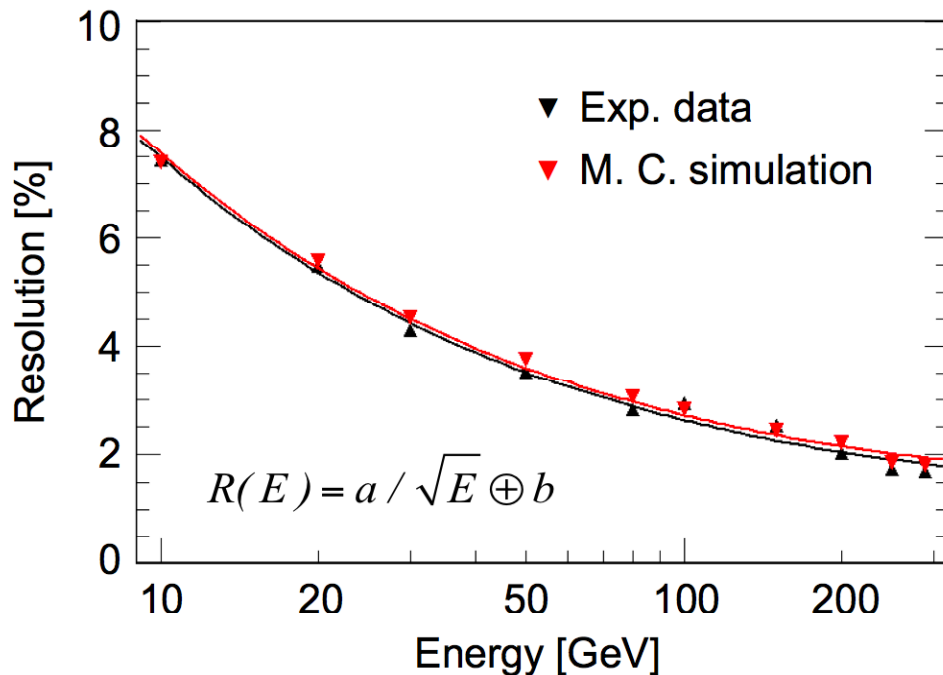


図 5.27: 電子に対するエネルギー分解能。黒は実験データ、赤はシミュレーション。実線は式 (5.5) によるフィッティング結果。

5.5.3 角度分解能

次に電子に対する角度分解能を実験とシミュレーションとで比較する。X 方向、Y 方向それぞれに射影した角度分布 (図 5.19、図 5.20 参照) の中心値を θ_x 、 θ_y とすると、ビームの入射ベクトル \mathbf{I} は以下のように書き表される。

$$\mathbf{I} = \frac{1}{\sqrt{(\tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y + 1)}} (\tan \theta_x, \tan \theta_y, 1) \quad (5.6)$$

このベクトルを基準とし、再構成したシャワー軸との三次元的な角度誤差をとった分布が図 5.28 である。この分布において 68% のイベントが含まれる角度を分解能と定義する。図 5.29 に、各エネルギーにおける角度分解能の導出結果を示す。シミュレーションにおいては、ミュオンのデータ解析で得られた各 SciFi の正確な位置を再現しており、その結果実験データから導出した分解能 (黒) とシミュレーションにおける分解能 (赤) がよく一致していることが確認できる。

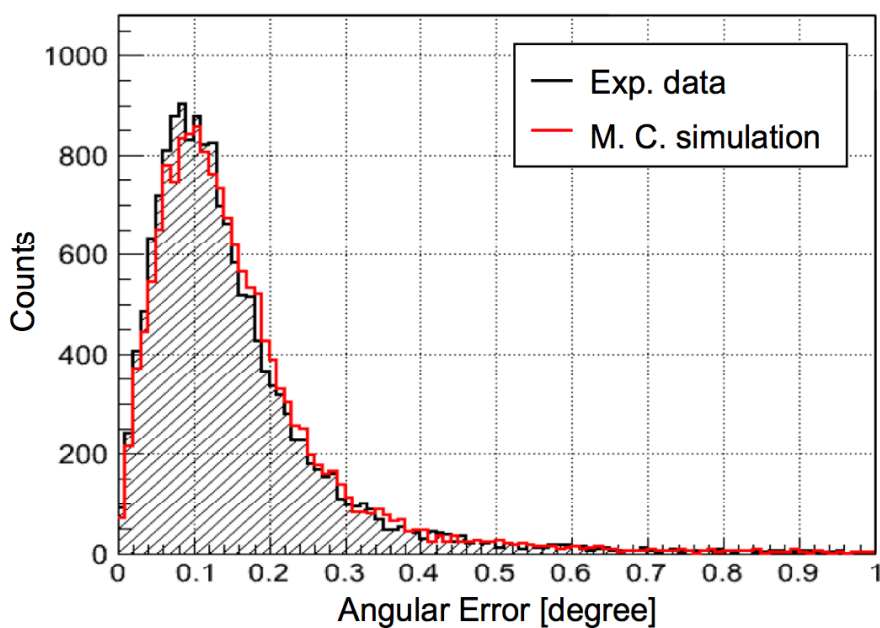


図 5.28: 電子 100 GeV に対する三次元的な角度誤差分布。黒が実験データ、赤がシミュレーション。図において 68% のイベントが含まれる角度をシャワー軸再構成による角度分解能と定義。

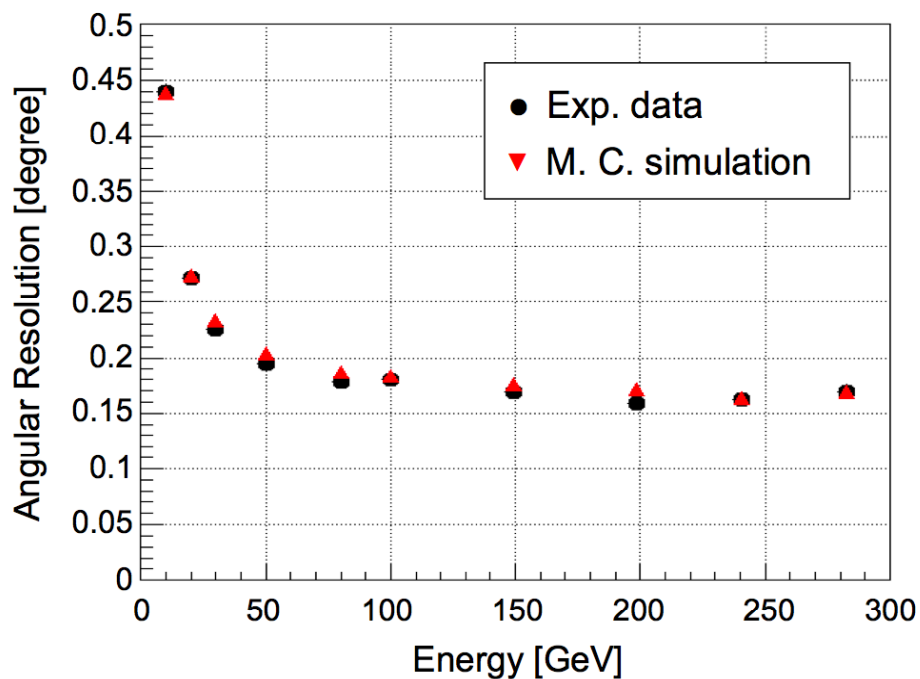


図 5.29: 電子に対する角度分解能。黒が実験データ、赤がシミュレーション。

5.5.4 粒子識別性能

最後に検出器内のシャワー形状を利用した粒子識別を行なう。ハドロンシャワーが検出器内に落とすエネルギー損失量は、電磁シャワーのおよそ1/3であるため、あるエネルギーの電子に対しては、その約3倍のエネルギーをもつ陽子が主なバックグラウンドとなる。今回の実験では100 GeVの電子と400 GeVの陽子のシャワー形状を比較することで、近似的に粒子識別性能を評価することができる。

以下の解析では、H8 ビームラインで取得した100 GeVの電子 5×10^4 イベントと、同じくH8 ビームラインで取得した400 GeVの陽子 7×10^5 イベントを使用する。まず電子と陽子でイベントの入射条件をそろえるため、入射位置によるイベント選別を行なう。図5.30は、シャワー軸再構成によって導出した電子および陽子のビームプロファイルである。図のように、陽子のプロファイルは中央1箇所に集中しているため、電子もそれに合わせて図中の紫の枠内をシャワー軸が通過したイベントのみ使用することとする。

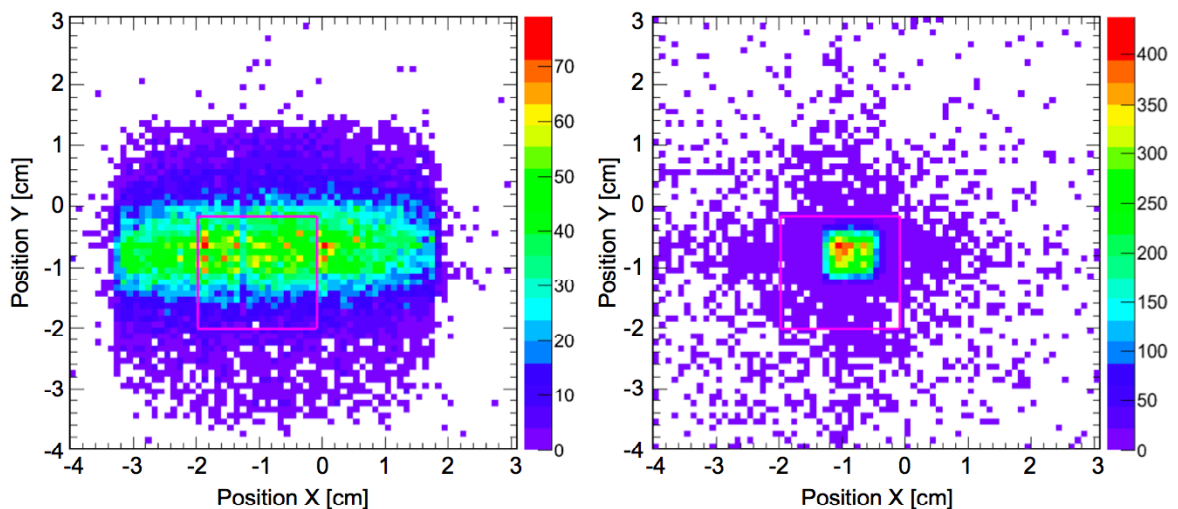


図 5.30: 粒子識別に使用した電子 (左) および陽子 (右) のビームプロファイル。電子は照射範囲が陽子に比べて広いため、紫の線で囲んだ領域に照射されたイベントに限定して解析に使用した。

陽子のプロファイルにおける枠外へのばらつきは、主にシャワー軸再構成の誤差に起因するため、位置選別は行わず全イベントを使用する。この段階で残る電子 1.3×10^4 イベント、陽子 7×10^5 イベントを解析対象とし、以下の手順で粒子識別を行なう。

1. HES トリガー条件による選別
2. 入射エネルギー推定
3. TASC におけるシャワー形状による識別
4. IMC 各層における粒子数による識別
5. IMC 最下層におけるシャワー集中度による識別
6. シャワー開始点の推定および開始層における粒子数による識別

まず CALET の HES トリガーモードを模擬し、IMC 下 2 層の出力が X、Y それぞれ 7.5 MIP 以上、TASC 1 層目の出力が 55 MIP 以上のイベントのみ選別する。これによって CALET 観測時と同様に、TASC に到達するまでに十分なシャワー発達を起さなかった陽子イベントを除去することができる。

さらに TASC における粒子数から入射エネルギー測定を行ない、100 GeV の電子が 95% 残る閾値でカットをかける。図 5.31 のように、陽子はエネルギー分解能が悪いため、400 GeV の全イベントのうち電子 100 GeV に混入するイベントは 18% 程度となる。

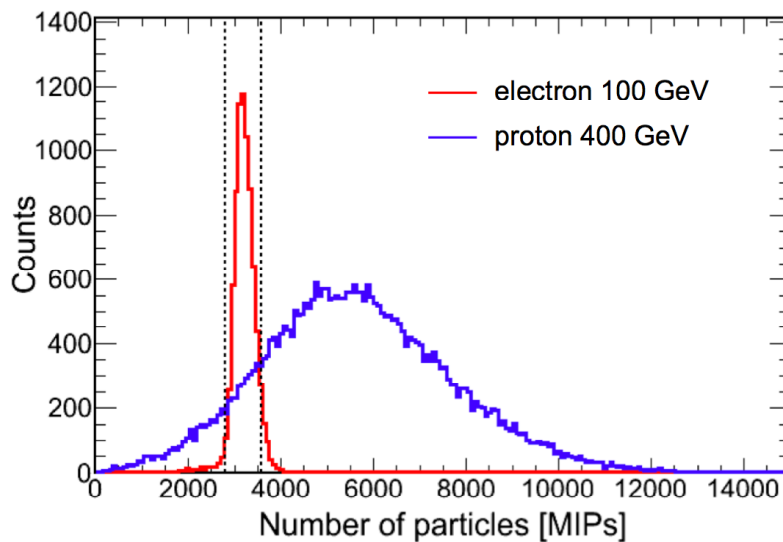


図 5.31: 電子 100 GeV (赤) と陽子 400 GeV (青) による TASC 粒子数分布比較。点線は電子が 95% 残る閾値。

さらなる陽子除去は、検出器内のシャワー形状を用いて行なう。シャワー発達の横方向への拡がりや縦方向への深度を捉えるのに有効なパラメータは、TASC におけるシャワーの横拡がり R_E と、エネルギー損失比 F_E (最下層におけるエネルギー損失と TASC 全体におけるエネルギー損失の比) である。今回の解析では、2 つのパラメータを組み合

わせた以下の変数 F を使用し、識別を一次元化する。

$$F = R_E^2 \times F_E \quad (5.7)$$

図 5.32 に、実験データから得られた F の分布を示す。電子のシャワーは横拡がり小さく、また最下層に到達するまでに十分収束するため、 F の小さい領域にピークを形成する。陽子の分布には 2 成分見られるが、なだらかに広がる成分はシャワー軸再構成の精度が悪く、横拡がりの中心値として使用した座標が真の入射位置から大きくずれたイベントである。図 5.32 のように電子と陽子の分布が重なる位置を閾値として識別を行なうことで、97% の陽子を除去することができる。

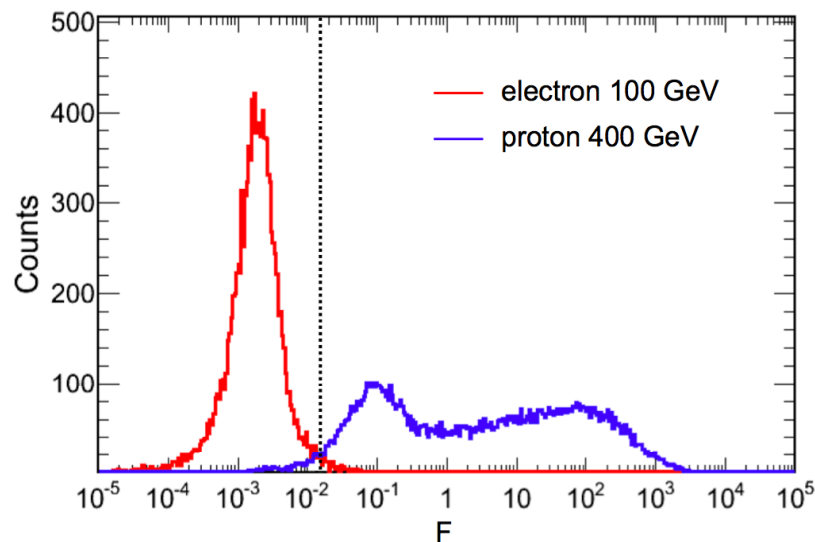


図 5.32: TASC におけるシャワー形状を用いた電子/陽子識別。赤は電子 100 GeV、青は陽子 400 GeV の実験データ。

さらに IMC の情報を用いることで、より精密な粒子識別を行なう。まず IMC 各層における粒子数分布に着目し、電子が 99% 残る閾値でカットをかける。次に IMC 最下層におけるシャワー集中度（シャワー軸付近に落としたエネルギーと IMC 全体に落としたエネルギーの比）を使用する。電子のシャワーエネルギーは軸付近に集中していることを利用し、電子を 97% 残すカットをかけることで、シャワーのばらつきが大きい陽子イベントを除去する。最後に、シャワー開始層を推定し、開始層における粒子数分布において電子を 97% 残すカットをかける。これらの識別手法は、CALET の基礎性能評価のためのシミュレーション (§3.3.7) を通して開発したもので、今回の解析では実験データ、

シミュレーションデータそれぞれについて同じ条件で独立に閾値を定め、識別が同等に機能することを確認した。図 5.33 に、各解析段階における電子および陽子の残存率を示す。最終的な残存率は実験、シミュレーションともに電子について 85% 以上、陽子について 4.0×10^{-4} 以下となった。

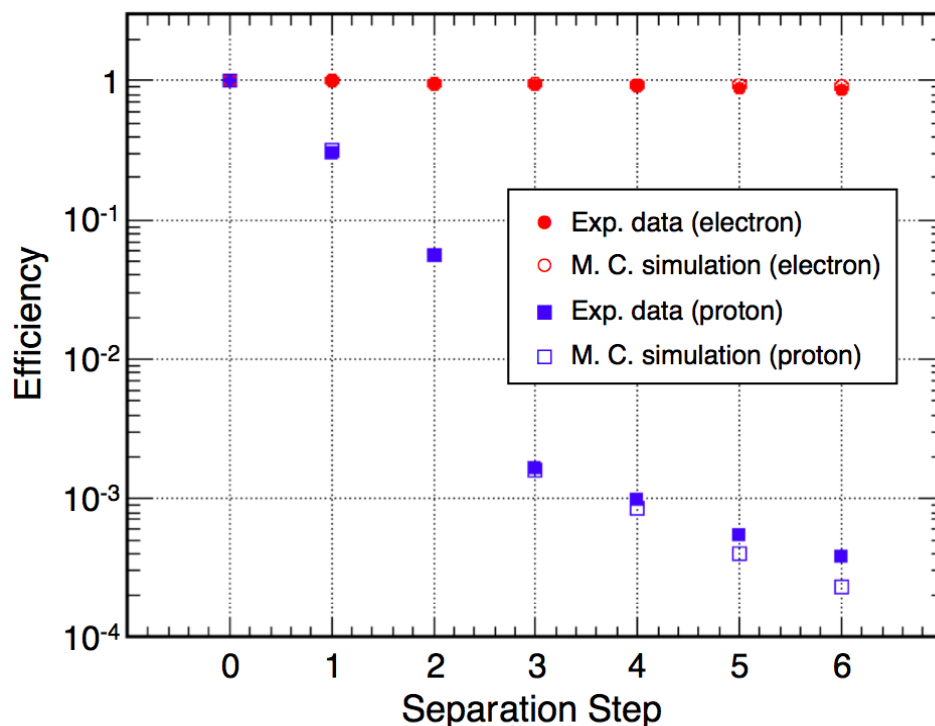


図 5.33: 各解析段階における電子および陽子の残存率。位置選別を Step 0 とし、この段階でのイベント数を母数としている。Step 1~6 については本文参照。

以上の解析により、電子に対するエネルギー分解能、角度分解能、および電子/陽子識別性能のいずれについても、実験とシミュレーションが大きな矛盾なく一致することが確認された。これらの結果は、出力較正や位置較正を含む実験データの解析手法の妥当性、およびそれらを組み込んだシミュレーションによる実験の再現精度を保証するものである。原子核については、2015年2月に行なわれた Ar 破砕核照射実験のデータ解析が現在進行中であり、本章で述べた電子に関する解析結果と併せて、CALET の高エネルギー宇宙線に対する性能評価の総合的な裏付けとなることが期待される。

第6章

軌道上装置性能予測

加速器実験のデータ解析においては、ミューオンを用いた装置較正により検出器の応答特性を把握し、これをシミュレーションに導入することで、実験結果とのよい一致をみた。実際に ISS 軌道上で得られるデータについても、定期的な較正により正確な装置状態を把握し、これを考慮した解析を行なう必要がある。軌道上装置較正には基本的に宇宙線陽子およびヘリウム原子核を用いるが、1粒子のまま検出器を通過したイベントを取得するにはトリガーのエネルギー閾値を下げる必要があるため、主目的である高エネルギー宇宙線観測に支障をきたさない時間内に高精度で較正を行なう手法が必要とされる。本章ではシミュレーション計算をもとに開発した軌道上装置較正手法と、それに基づく装置運用プランについて述べ、較正精度を考慮した装置性能予測を行なう。

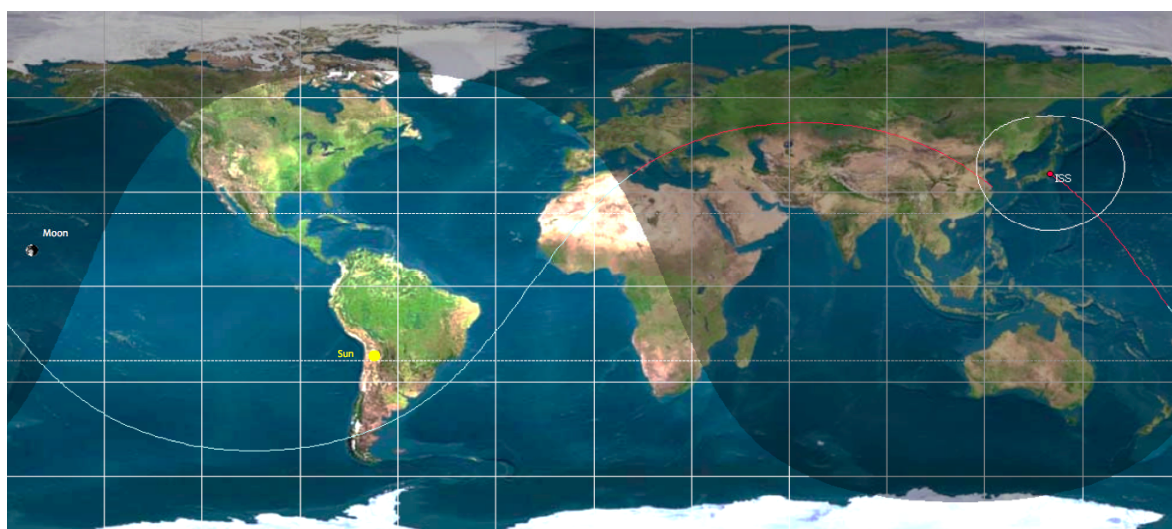


図 6.0: ISS 軌道図

6.1 軌道上装置較正

宇宙線が検出器中に落とすエネルギーは、シンチレーション光として検出され、信号処理を経て電圧値として記録される。気球実験や加速器実験のデータ解析ですでに触れた通り、記録された値から入射粒子のエネルギーや到来方向を正しく推定するためには、検出器の応答特性への理解が必要である。

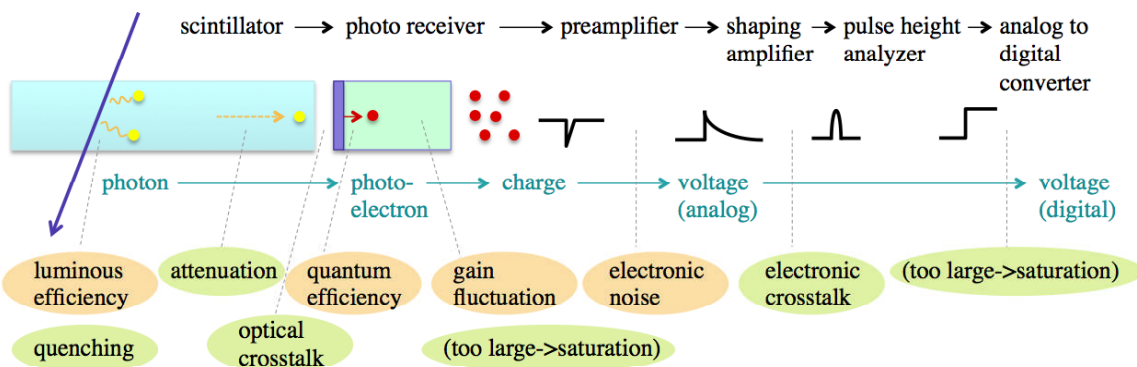


図 6.1: 宇宙線のエネルギー損失が電気信号として検出されるまでの模式図。

図 6.1 は、エネルギー損失量が電気信号として記録されるまでの一般的な過程を模式的に示したものである。出力に影響を及ぼす要素としては、

- シンチレータの発光量
- シンチレータ内の光子伝播による減衰
- 受光素子における量子効率や増幅率
- 回路ノイズによる電気信号のオフセット（ペDESTAL）の変動やゆらぎ

等が考えられる。CALET は 1 粒子通過時の信号量で出力を規格化するため、粒子数と出力の線形性が保たれている限り、1 MIP 相当の出力値さえ正確に導出できれば、これらの特性を 1 チャンネル毎に総合的に較正可能である。光子数や光電子数の統計的ゆらぎ、回路ノイズがもたらす影響も、1 粒子通過時の出力値分布から算出し、シミュレーションに組み込むことができる。ただし発光量やペDESTAL等は測定時の温度に、減衰の効果は入射位置から受光素子までの距離に依存するため、温度や入射位置に応じて較正を行なう必要がある。

粒子数と出力の非線形性をもたらす要素としては、

- 重粒子通過時の消光効果（クエンチング）
- 隣接するチャンネルからの信号の漏れ出し（クロストーク）
- 出力飽和

が考えられる。クエンチングについてはすでに 2013 年の CERN-SPS 加速器を用いた重粒子照射試験によって粒子数と出力値の相関が導出されており、2015 年 2 月の熱構造モデルを用いた重粒子照射実験でも検証が行なわれた。IMC におけるチャンネル間のクロストークは、2012 年の加速器実験解析でも行なったように、1 粒子通過時に周囲のチャンネルにおける信号量を調べることで影響を見積もることができる。出力飽和は、受光素子の増幅限界か、ADC の最大チャンネル数に起因するが、CALET では受光素子の増幅限界は ADC の上限より高くなるように設定されているため、記録された ADC のチャンネル数が上限値未満である限り入力との線形性が保たれている。TASC は APD high-gain、APD low-gain、PD high-gain、PD low-gain の 4 系統で読み出しを行なうため、それぞれの出力の相関を取得データから導出した上で、出力飽和の位置に合わせて最も適切な信号をデータ解析に用いる。

これらのことから CALET の各チャンネルの出力較正として必要な内容をまとめると、

1. 温度依存、位置依存を考慮した 1 MIP 導出
2. IMC の各チャンネル間のクロストークの見積もり
3. TASC の 4 系統の出力の相関の導出

となる。いずれも気球実験、加速器実験において解析手法が確立しており、かつ較正の有効性が確認されている。打ち上げ後の装置状態の確認や経年変化への対応のためには、定期的に各チャンネルの出力較正を行なうことが不可欠であるため、軌道上でも加速器実験と同様の手法でこれらの較正を行なう。

ただし 1. や 2. については、宇宙空間にはミュオンが存在しないため、別の粒子を用いる必要がある。陽子およびヘリウム原子核は、宇宙線中に豊富に存在し、かつ一定の割合で検出器内を 1 粒子のまま貫通するので、ミュオンの代わりに 1 MIP 導出に用いることができるが、1 粒子のまま通過したイベントを取得するためには、専用のトリガーモード（Single モード）に切り替える必要があるため、実際の装置運用を考えた場合、以下の項目を事前に確認し、現実的な装置較正が可能かどうか検討する必要がある。

1. 軌道上の陽子・ヘリウム到来頻度
2. Single トリガーモードにおけるイベント取得レート
3. データ解析におけるシングル通過イベントの選別効率と選別精度
4. 統計量や選別精度を考慮した 1 MIP 導出精度

CALET の主目的である高エネルギー宇宙線観測に支障をきたさずに定期的な装置較正を行なうためには、数周期の間に 1 回の較正に必要な統計量が確保される必要がある。要求される較正精度は、図 6.2 から見積もることができる。図は、1 TeV の電子に対するエネルギー分解能と TASC 各チャンネルの出力較正誤差の関係をシミュレーション計算によって導出したものである。解析に使用する 1 MIP の値は、真の 1 MIP に対して較正誤差 δ の範囲内ですれるはずなので、 δ を標準偏差とする Gauss 関数で乱数を振って各 PWO の 1 MIP をランダムにずらし、粒子数換算の誤差に伴うエネルギー分解能の悪化を見積もっている。図より、1 TeV の電子に対して 3% のエネルギー分解能を維持するためには、TASC 各チャンネルの較正誤差を 10% 以下に抑える必要があることが分かる。

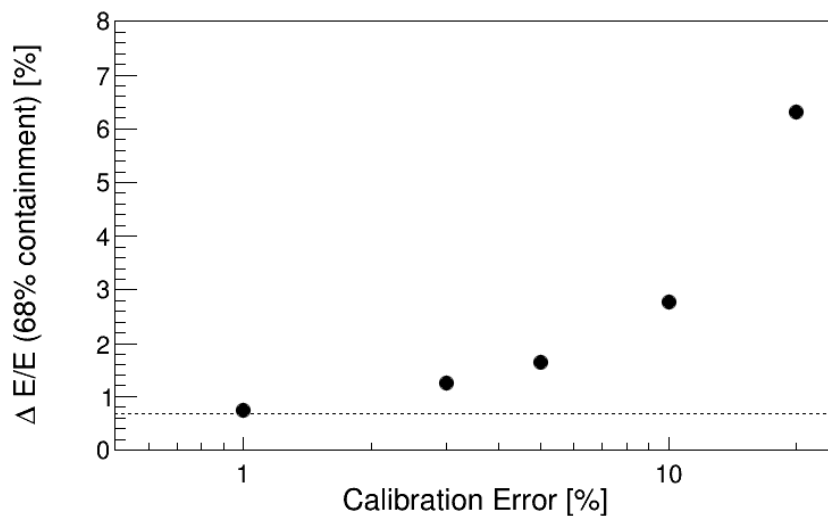


図 6.2: エネルギー分解能と装置較正誤差の関係。点線は装置較正誤差がない (すべての PWO の出力を正しい 1 MIP の値で粒子数換算した) 場合の分解能。

以下では、Monte Carlo シミュレーションによって ISS 軌道上における陽子・ヘリウム到来頻度とデータ取得レートを計算し、検出器内で相互作用を起こしたイベントとシングル通過イベントを識別するデータ解析手法の開発、1 MIP 導出精度の確認、必要とされる観測時間の見積もりを行なう。

6.2 データ取得レートの見積もり

本節ではまず、Monte Carlo シミュレーションによって ISS 軌道上の陽子・ヘリウム到来頻度を計算し、トリガー効率、幾何学的因子、相互作用確率等を考慮して、装置較正に使用可能なイベントの取得レートを見積もる。

6.2.1 軌道上の陽子・ヘリウム到来頻度

星間空間から地球に到来する陽子やヘリウムは、太陽磁場や地球磁場の影響を受けてその強度や空間分布が変化する。この影響を考慮し、CALET 観測時の各緯度・経度における到来頻度を見積もるため、以下の計算を行なった。

1. 過去の観測結果から星間スペクトルを仮定。
2. Force-Field 近似により、太陽磁場の影響を計算。
3. Monte Carlo シミュレーションによって、地球磁場や大気の影響を計算。

星間スペクトル

星間スペクトルの仮定には、AMS-01 の観測結果 [123] を使用した。AMS-01 は 1998 年に行なわれたスペースシャトル搭載の宇宙線観測実験で、GeV 領域の陽子およびヘリウムのエネルギースペクトルを高精度で導出している。

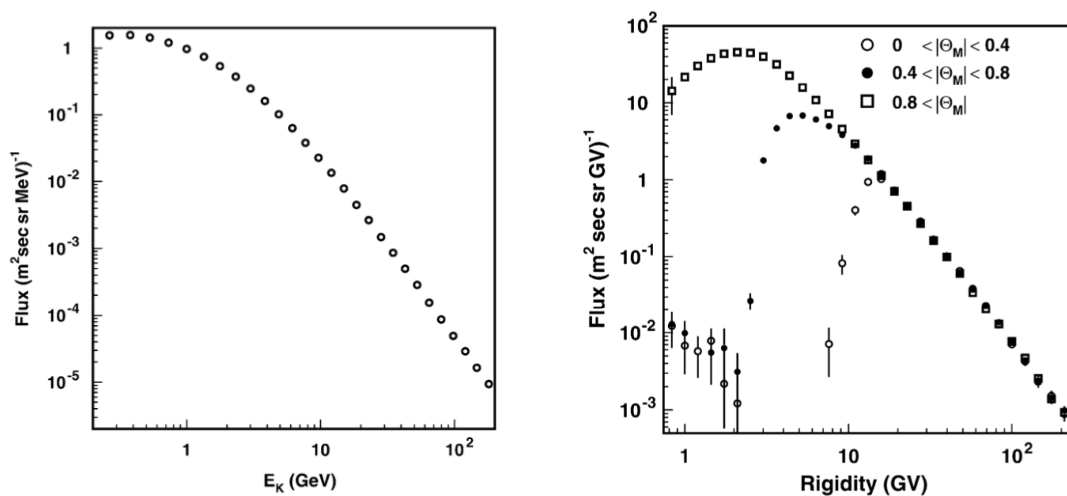


図 6.3: 星間スペクトルの仮定に用いた AMS-01 の観測結果 [123]。(左) 陽子、(右) ヘリウム。高度 320–390 km、軌道傾斜角 51.7° の軌道で取得された。

図 6.3 において、低エネルギー領域は太陽磁場の影響を受けて減少しているが、高エネルギー領域の観測結果は太陽系外におけるスペクトルとほぼ同等と考えられる。よって陽子についてはリジディティ 10 GV 以上の領域、ヘリウムについては 20 GV 以上の領域を単一べき関数でフィッティングし、それを低エネルギーまで外挿して星間スペクトルと仮定した。以下に仮定したべき関数を示す。

表 6.1: 陽子・ヘリウムの星間スペクトルとして仮定したべき関数 [123]

Particle	Interstellar Flux
protons	$17.1 \times R^{-2.78} [\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{MV}^{-1}]$
He nuclei	$2.52 \times R^{-2.74} [\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{MV}^{-1}]$

太陽磁場の影響

太陽磁場による遮蔽の影響は、式 (2.31) で表される Force-Field 近似で計算した。図 6.4 に、太陽変調のパラメータを $\Phi = 0.4, 0.6, 1.2$ GV と仮定した場合の計算結果を示す。図のように、陽子やヘリウムの予想到来頻度は変調パラメータによって異なるが、以下に述べるシミュレーションデータ生成においては $\Phi = 0.4$ GV と仮定した。 Φ の違いがイベント取得レートに与える影響は、データ解析の際にイベントに重みをつけることで見積もることができる。これについては、§6.2.2 で述べる。

地球磁場の影響、大気との相互作用

地球磁場の影響および大気との相互作用は、Monte Carlo シミュレーションコード ATMNC3 (ATMospheric Muon Neutrino Calculation) [128] を用いて計算した。ATMNC3 は大気ミュオンとニュートリノフラックスを計算する目的で開発されたシミュレーションコードであるが、宇宙線フラックス計算のために改良され、数 100 MeV 以上の領域で Fermi や PAMELA 等の観測とよい一致をみている。Cosmos が 1 粒子単位で相互作用や位置情報を計算しているのに比べ、あらかじめ作成されたテーブル等を使用することによって計算を高速化している点が特徴で、今回のように地球規模の宇宙線到来頻度分布を計算する場合に適している。

ATMNC3 による具体的な計算手順を述べる。まず地球磁場による遮蔽の影響は、時間を逆向きに計算することで効率的に見積もっている。すなわち、地球磁場の影響を受ける前のフラックス (図 6.4 赤線) を仮定し、ISS 高度 (400 km と仮定) を出発点として、

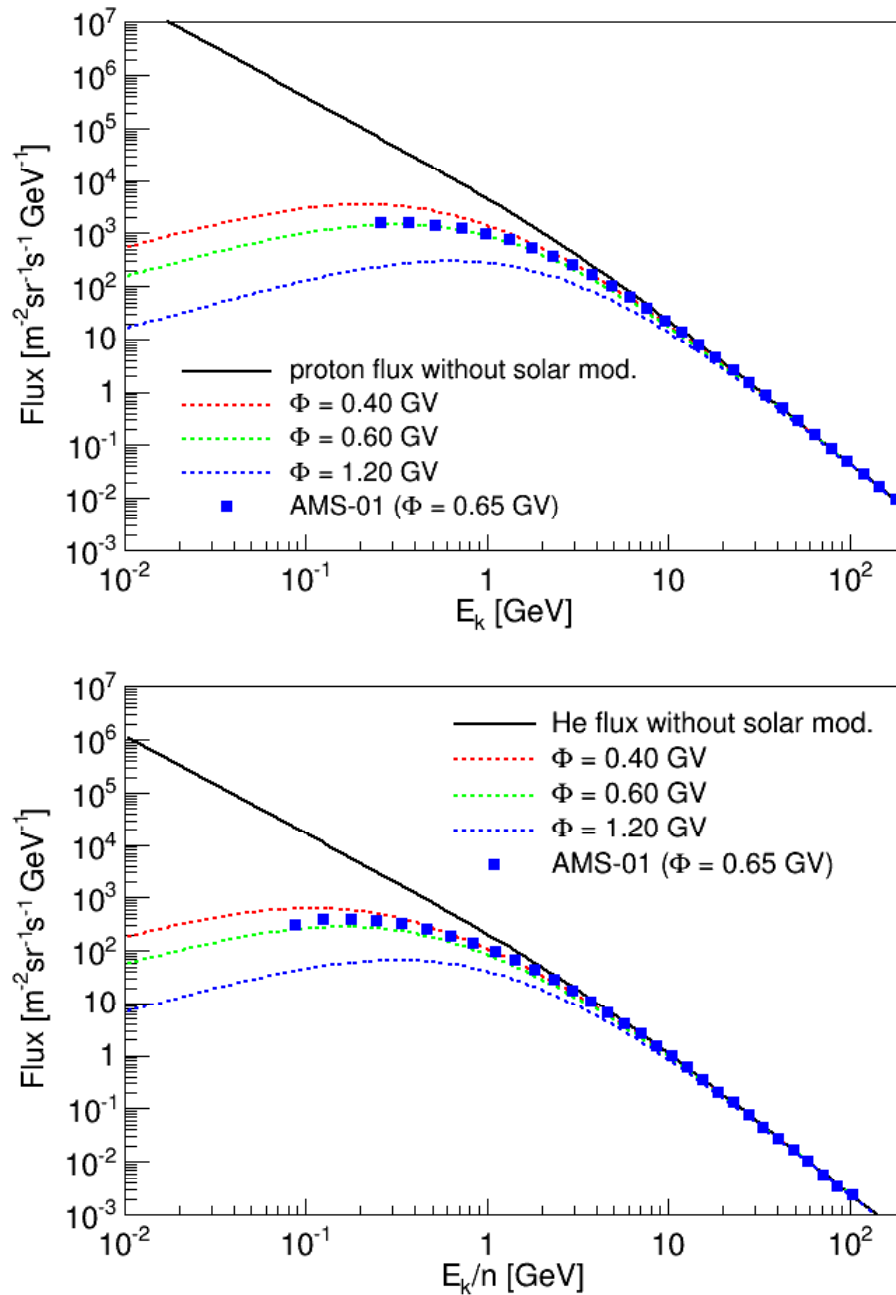


図 6.4: 太陽変調を考慮した陽子（上）およびヘリウム（下）のスペクトル。シミュレーションデータ生成においては赤線 ($\Phi = 0.4$ GV) を仮定した。

電荷を逆向きにした反陽子、反ヘリウムを地球と反対方向に一様等方に発生させ、磁場中の各粒子の飛跡をたどる。地球から十分遠方（地球半径の 10 倍）に到達する粒子は、電荷の正負と運動ベクトルの向きを元に戻した場合、地球磁場の外から ISS 軌道に到達する粒子と考えることができる。逆に地球磁場に巻き付いて遠方に脱出できないものは、

そもそも磁場の外から入ってこられない粒子である。このようにして、まず ISS 高度に到達する粒子を選別する。

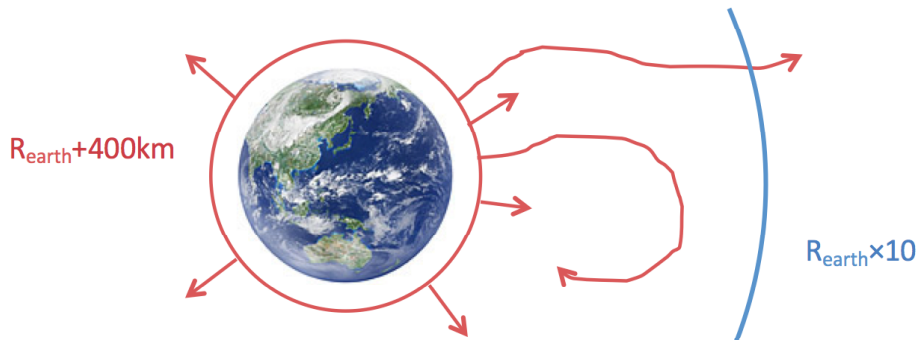


図 6.5: 地球磁場による遮蔽効果の計算の模式図。高度 400 km から反粒子を逆向きに発生させ、地球磁場の外に脱出するか否かで遮蔽の影響を計算する。

その上で ISS 高度に到達する成分について、電荷を元に戻して 400 km + 1 m の高度から地球の方向に打ち込み、磁場・大気中での粒子の運動を 1 イベントずつ計算する。これによって、大気との相互作用で発生した二次粒子や、磁場に巻き付いて下から上に向かう粒子などを含んだ、ISS 軌道上の到来頻度を導出することができる。表 6.2 に、計算の詳細な条件をまとめる。

表 6.2: ATMNC3 を用いた軌道上陽子・ヘリウムスペクトルの計算条件

Data amount	9.99×10^8 (proton), 9.76×10^8 (He)
Minimum energy of incident particles	100 MeV (proton), 200 MeV/n (He)
Minimum energy of interaction	200 MeV (proton), 200 MeV/n (He)
Incident altitude	400 km
Geomagnetic field model	IGRF2010 [129]
Atmospheric structure model	US-standard 1976 [130]

図 6.6 に、上記の手順で計算した高度 400 km における陽子・ヘリウムのエネルギースペクトルを示す。ISS の通過する緯度領域 ($0-51.6^\circ$) を 10 分割し、各緯度で予想されるスペクトルを色別に示している。黒線は最初に仮定した星間スペクトル、点線は ATMNC3 へのインプットとして用いた太陽変調補正後のスペクトルを表す。地球磁場の影響が、緯度に応じたリジディティカットオフとして明確に現れている。また図 6.7 に、

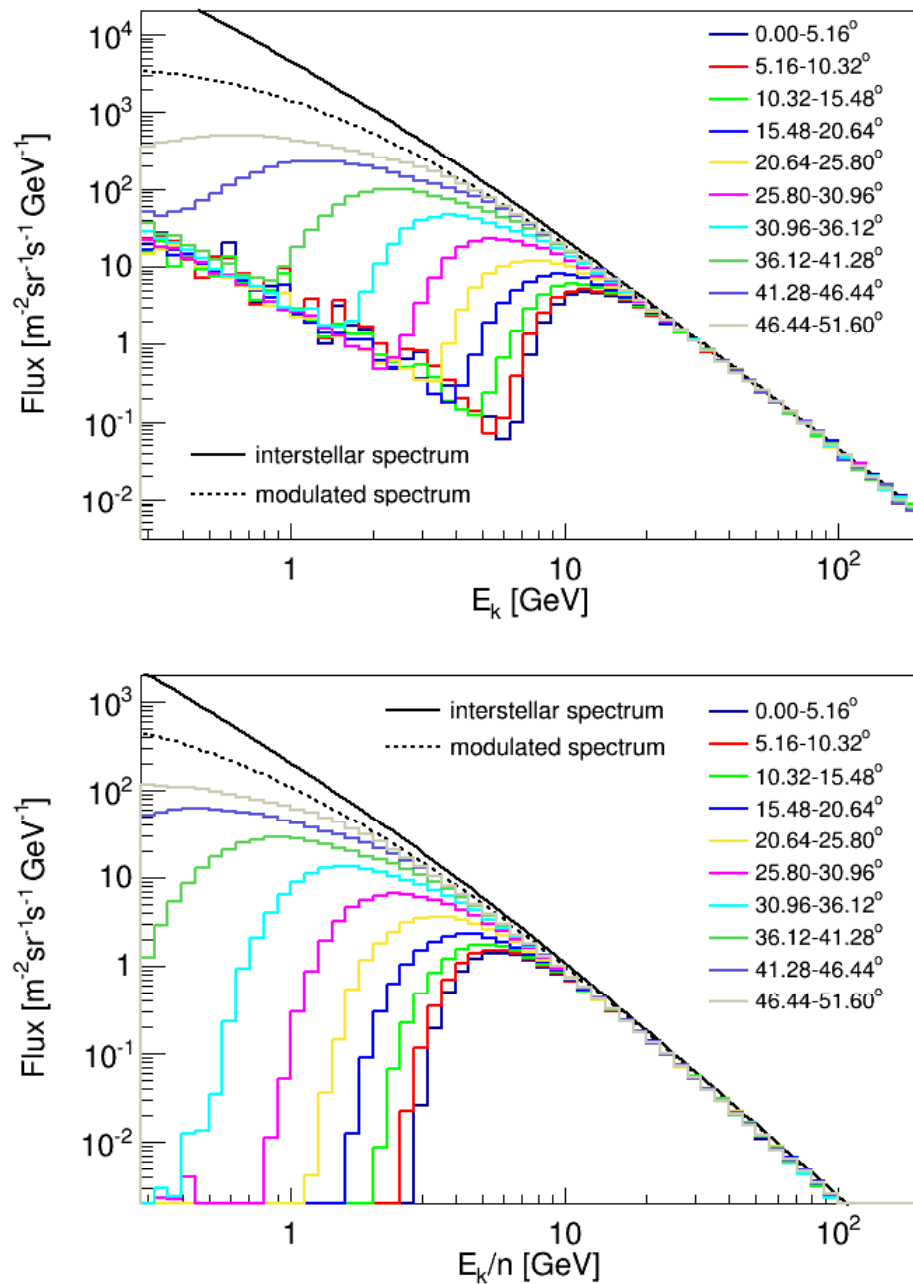


図 6.6: ATMNC3 で計算した高度 400 km の各緯度における陽子（上）およびヘリウム（下）のスペクトル。

各緯度・経度における陽子の到来頻度を二次元マップとして示す。高エネルギー (> 100 GeV) の成分はほぼ一次粒子であり、到来頻度が緯度に依存せず一様であるのに対し、低エネルギーにおいては二次粒子が大きく寄与している様子が分かる。また、南大西洋異常帯 (South Atlantic Anomaly; SAA) と呼ばれる局所構造も再現されている。

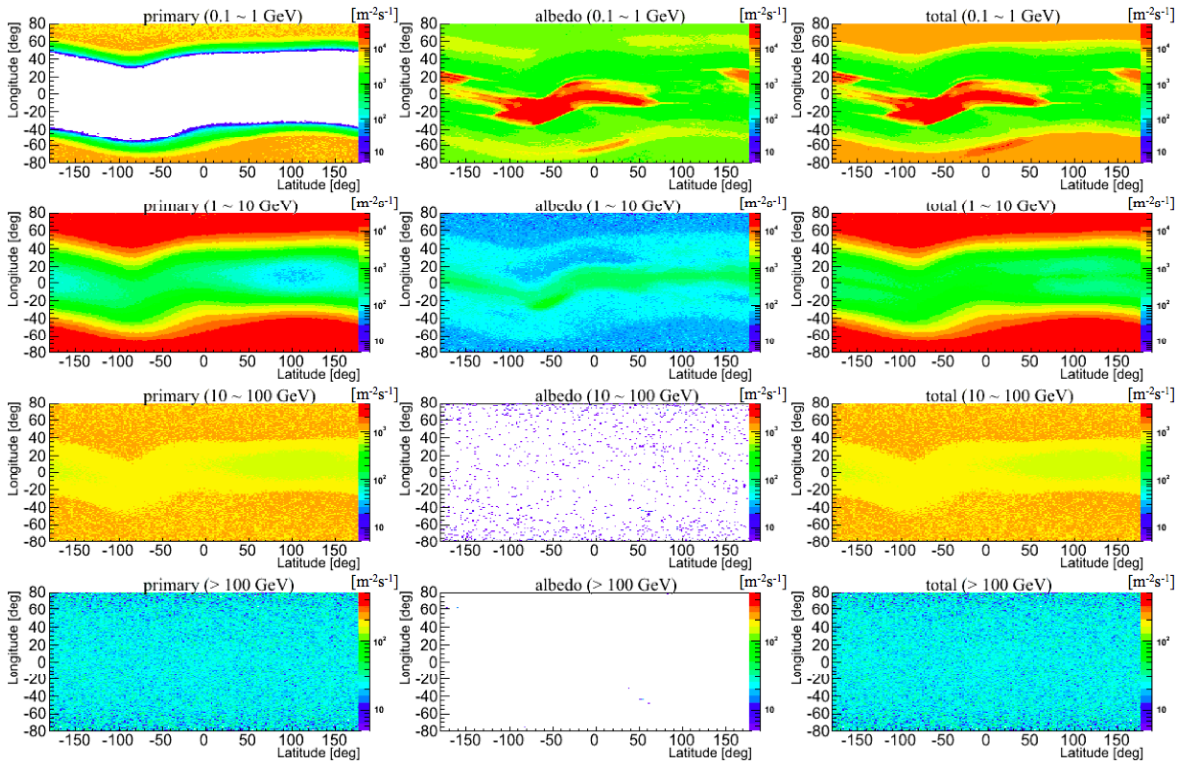


図 6.7: 高度 400 km における陽子の到来頻度分布。エネルギー範囲は上から順に 0.1–1 GeV、1–10 GeV、10–100 GeV、100 GeV 以上。左の列は一次陽子、中央の列は二次陽子、右の列はそれらの合計を表す。

6.2.2 Single トリガーモードにおけるイベント取得レート

イベント取得レートの見積もりのためには、軌道上宇宙線と検出器との相互作用を計算する必要がある。このため、シミュレーションコードとして EPICS を使用し、CALET の基礎性能評価 (§3.3) のために構築した構造モデルに、前節の計算で得られた粒子を入射させて、1 イベント毎の反応を計算した。EPICS への入力としては、ATMNC3 で出力された各イベントの粒子種および運動量ベクトルの情報を使用し、出力としては各シンチレータにおけるエネルギー損失量の他に、入射の天頂角やエネルギー、観測される緯度・経度、さらに二次粒子の場合は親粒子のイベント番号等を記録した。

EPICS の計算における入射位置は、検出器を囲む半径 $r = 78$ cm の球の断面内でランダムに振り直したため、作成したデータが観測時間にして何秒分に相当するか計算するためには、ATMNC3 における入射面と EPICS における入射面の比を考慮する必要がある。

る。ATMNC3 における入射面は、半径 $R = R_{earth} + 400$ km の球面である。よって緯度毎に考えると、地軸との角度が $\Psi \sim \Psi + \Delta\Psi$ の範囲の入射面の面積 $S(\Psi)$ は、

$$S(\Psi) = 2R^2 \times 2\pi\{\sin(\Psi + \Delta\Psi) - \sin\Psi\} \quad (6.1)$$

と表される。一方 EPICS における入射面は、入射粒子の天頂角を θ とするとき、

$$s(\theta) = \pi r^2 / \cos\theta \quad (6.2)$$

と表される。よって対応する観測時間 t は、以下のように表される。

$$t(\Psi, \theta) = T_0 \cdot S(\Psi) / s(\theta) \quad (6.3)$$

ただし T_0 は、ATMNC3 の計算に用いた全イベントが実際に高度 400 km の球面を通過するのにかかる時間で、表 6.2 に示したイベント数 ($\equiv N_0$)、図 6.4 に示した入射スペクトルの積分値 ($\equiv F$)、高度 400 km の球を入射面としたときの幾何学的因子 ($\equiv S_0\Omega_0$) から、 $T_0 = N_0 / F / S_0\Omega_0$ と計算することができる。

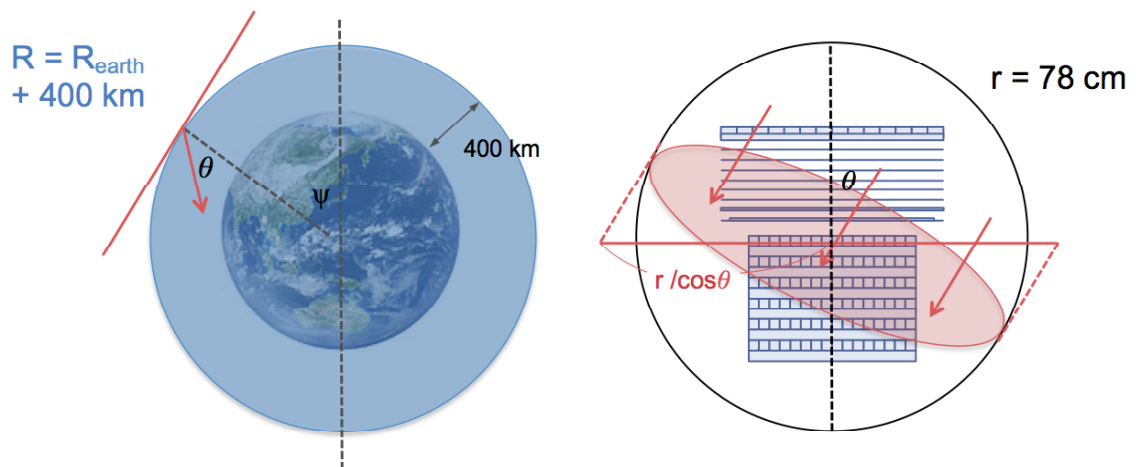


図 6.8: ATMNC3 計算と EPICS 計算における入射面の比較。ATMNC3 で計算した各粒子の位置情報を、検出器を囲む球面上に置き換えて計算する。

式 (6.3) のように、観測時間 t は粒子の存在する緯度 Ψ と入射の天頂角 θ の関数となるため、イベント取得レートを計算する際には、1 イベント毎に $1/t(\Psi, \theta)$ の重みをつける必要がある。すなわち N 個のシミュレーションイベントから導出されるレート R は、

$$R = \sum_{i=1}^N \frac{1}{t(\Psi_i, \theta_i)} \quad (6.4)$$

となる。実際には重みが天頂角 θ に依存すると扱いが困難であるため、生成するイベント数そのものを $1/\cos\theta$ 倍している。例えば $\cos\theta=0.5$ の粒子は、粒子数を2倍に増やして計算する。補正後のイベント数を N' とすると R は以下の式で表すことができ、1イベント毎の天頂角 θ に補正しない形で導出される。

$$R = \sum_{i=1}^N \frac{1}{t(\Psi_i, \theta_i)} = \sum_{i=1}^N \frac{\pi r^2}{\cos\theta_i \times T_0 \cdot S(\Psi_i)} = \sum_{i=1}^{N'} \frac{\pi r^2}{T_0 \cdot S(\Psi_i)} \quad (6.5)$$

さらに1周期で取得される総イベント数を見積もるには、緯度毎の滞在時間を把握する必要がある。ISSは軌道傾斜角 $\alpha=51.6^\circ$ の軌道を、1周90分で周回している。ある緯度領域 $\Psi \sim \Psi + \Delta\Psi$ におけるISSの移動距離 L は、1周の長さを1で規格化したとき、

$$L(\Psi) = \frac{2}{\pi} \left[\arcsin \frac{\sin(\Psi + \Delta\Psi)}{\sin\alpha} - \arcsin \frac{\sin\Psi}{\sin\alpha} \right] \quad (6.6)$$

と表されるので、1周期が90分であることから、各領域におけるISSの滞在時間を求めることができる(図6.9)。以下では $\Delta\Psi=5.16^\circ$ としてISSの通過する緯度領域を10分割し、それぞれの領域におけるイベント取得レートと1周期で得られるイベント数を計算する。EPICSで作成したデータが各緯度において軌道何周分に相当するかは、式(6.5)とISSの滞在時間から、表6.3のように算出される。

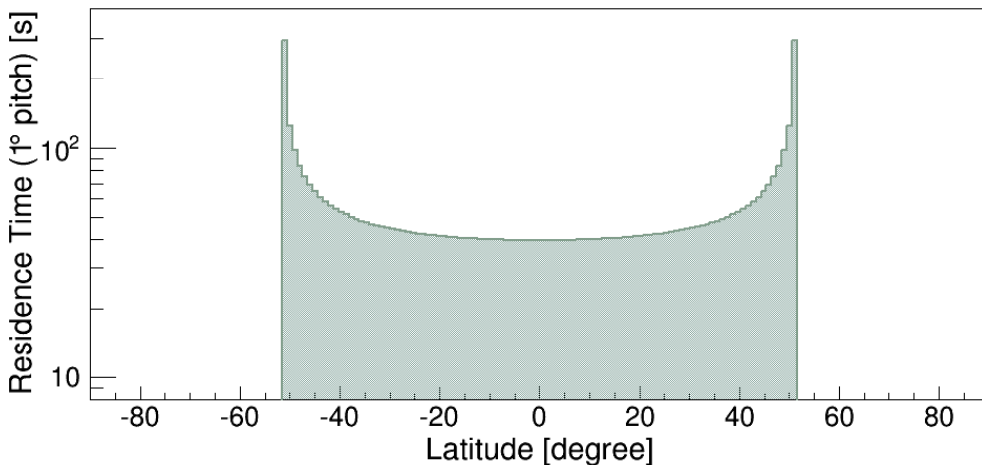


図 6.9: 各緯度におけるISS滞在時間 ($\Delta\Psi=1^\circ$)。

表 6.3: EPICS で生成したデータ量と相当する軌道周期回数

Latitude [degree]	ISS res. time [s/period]	Data amount of proton [events]	[periods]	Data amount of He [events]	[periods]
0.00–5.16	395	2.2×10^6	9.1	2.8×10^6	96
5.16–10.32	397	2.2×10^6	9.0	3.0×10^6	95
10.32–15.48	402	2.4×10^6	8.8	3.2×10^6	92
15.48–20.64	409	2.8×10^6	8.4	3.8×10^6	88
20.64–25.80	420	3.4×10^6	7.9	4.9×10^6	83
25.80–30.96	438	4.7×10^6	7.3	6.7×10^6	76
30.96–36.12	465	6.7×10^6	6.5	9.6×10^6	68
36.12–41.28	513	10×10^6	5.5	14×10^6	58
41.28–46.44	617	15×10^6	4.2	20×10^6	44
46.44–51.60	1,343	22×10^6	1.8	25×10^6	19

トリガーレート

まず Single モードにおける陽子・ヘリウムそれぞれのトリガーレートを求める。Single モードは検出器内を 1 粒子のまま通過したイベントを対象としているため、CHD 各層、IMC 各層、および TASC 1 層目のエネルギー閾値が十分低く設定してある (表 3.3 参照)。このため CHD 上部から TASC 1 層目まで貫いたイベントは、シャワーを起こしたものの起こさないものも含めてほぼ確実にトリガーにかかるが、入射エネルギーが低すぎる場合 (< 200 MeV) に限っては、粒子が TASC 1 層目まで到達する前に止まってしまいうため検出されない。表 6.4 に、シミュレーションデータから導出された緯度毎のトリガーレートを示す。平均的なトリガーレートは約 170 Hz で、1 周期で取得されるイベント数は陽子 7.8×10^5 例、ヘリウム 1.3×10^5 例となった。これは太陽変調パラメータ Φ を 0.4 GV と仮定したときの見積もりである。

Φ の違いがトリガーレートに及ぼす影響は、イベントに重みをつけることで見積もることができる。図 6.10 は、 $\Phi = 0.4$ GV を仮定して得られる変調スペクトル (図 6.4 赤線) と、 $\Phi = 0.0, 0.2, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2$ GV を仮定して得られる変調スペクトルの比をとったものである。各イベントの親粒子 (一次粒子の場合は自分自身、大気との相互作用で生成

表 6.4: Single モードにおけるトリガーレート ($\Phi = 0.4$ GV)

Latitude [degree]	Number of triggered protons [/s]	Number of triggered protons [/period]	Number of triggered He [/s]	Number of triggered He [/period]
0.00–5.16	33.1	1.31×10^4	6.53	2.58×10^3
5.16–10.32	34.9	1.39×10^4	6.88	2.74×10^3
10.32–15.48	37.5	1.51×10^4	7.60	3.05×10^3
15.48–20.64	42.7	1.75×10^4	8.87	3.63×10^3
20.64–25.80	53.0	2.23×10^4	11.0	4.62×10^3
25.80–30.96	70.1	3.07×10^4	14.6	6.37×10^3
30.96–36.12	98.2	4.57×10^4	20.0	9.28×10^3
36.12–41.28	145	7.47×10^4	28.0	14.4×10^3
41.28–46.44	217	13.4×10^4	37.7	23.3×10^3
46.44–51.60	307	41.3×10^4	47.4	63.6×10^3

された二次粒子の場合は核破砕の起源となった入射粒子) のエネルギーに応じてこの比をとり、1 イベント毎に重みをつけることによって、異なる変調パラメータを仮定した場合のトリガーレートを計算することができる。図 6.11 は、上記の補正によって見積もった各太陽活動期におけるトリガーレートを、横軸に緯度をとって示したものである。太陽磁場の影響を無視した最も極端なケース ($\Phi = 0.0$ GV) も含めて比較した場合、陽子は高緯度で最大 5.5 倍程度、ヘリウムは最大 1.6 倍程度のレート差が予想される。

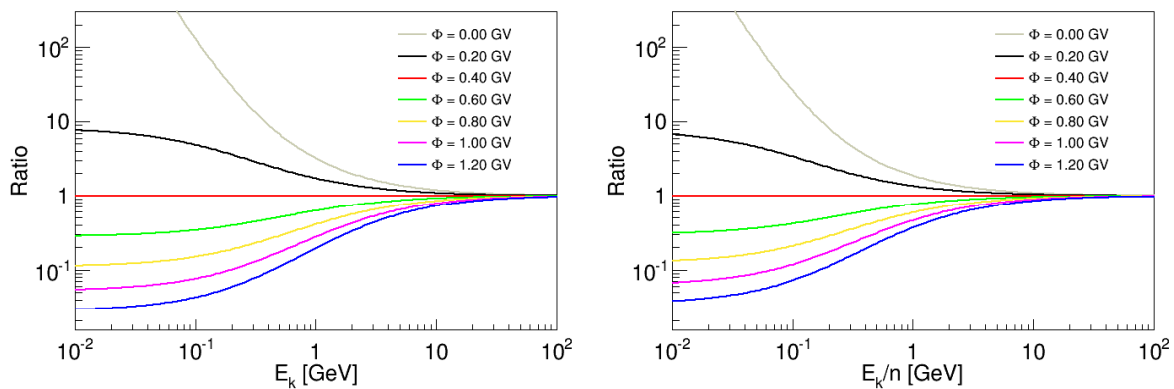


図 6.10: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の変調スペクトルの比較 (変調パラメータ $\Phi = 0.4$ GV を基準としたときのフラックス比)。

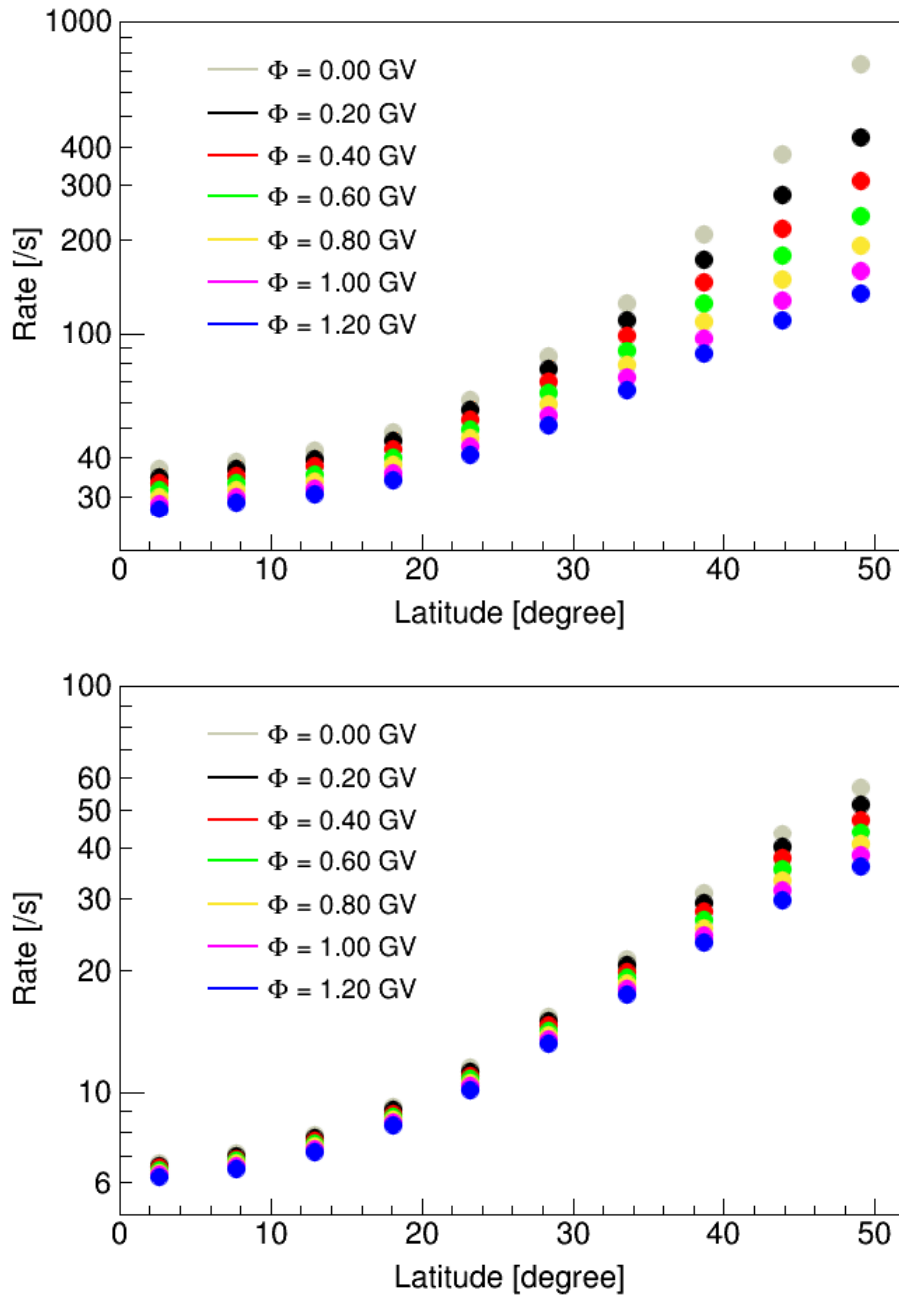


図 6.11: 各緯度における陽子（上）およびヘリウム（下）のトリガーレート。太陽変調パラメータ $\Phi = 0 \sim 1.2$ GV の範囲で比較。

装置較正に使用可能なイベントの割合

Single モードで検出されるイベントには、エネルギーが低く TASC 中で止まってしまふものや、検出器内でシャワーを形成するものも多く含まれている。ある層のシンチレー

タを出力較正する際に、使用するイベントに最低限課される条件は以下の3つである。

- (A) 粒子の入射軸が、幾何学的にその層を通過する。
- (B) 上層で止まらずにその層を貫通する。
- (C) 上層で相互作用を起こさず、1粒子のままその層を貫通する。

この場合、イベント数を確保する上で最も困難なのは TASC 最下層である。逆に TASC 最下層について十分なイベント数が得られることを確認できれば、他の層については基本的に問題がないと言える。このため、ここでは TASC 最下層まで1粒子のまま貫通するイベントの割合を導出する。

まず条件 (A) について確認する。図 6.12 は、トリガーにかかるイベントの緯度毎の入射角分布を示したものである。Single モードのトリガー信号は CHD 各層、IMC 各層、TASC 1 層目の出力から形成されており、これらの層を通過しないような大角度入射 ($> 64^\circ$) のイベントは、検出器内でシャワーを起こすことによりトリガーにかかっているため、装置較正には使用できない。さらに TASC 側面に抜けるイベント ($> 46^\circ$) は最下層の較正に使えないので除外すると、全トリガーイベントの約 20% が残る。

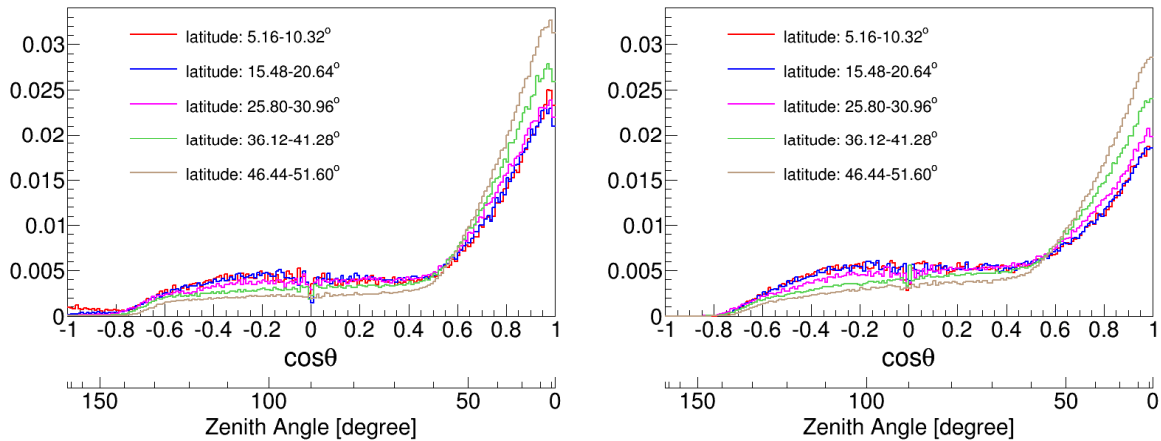


図 6.12: トリガーイベントの入射角分布。(左) 陽子、(右) ヘリウム。縦軸は各緯度における全トリガーイベントを母数としたときの割合。

次に条件 (B) について確認する。低エネルギーの粒子は検出器を通過中に電離損失によって全エネルギーを失い、最下層に到達する前に止まってしまうため、装置較正に使用できない。このようなイベントを除外し、TASC 最下層まで何らかのエネルギー損失が記録されたイベントのみ抽出すると、条件 (A) を満たすイベントのうち約 96% が残る。

さらに装置較正を行なう上では、(C)が重要な条件となる。CALETの厚みは陽子の平均自由行程にして 1.3λ であるため、CHD最上層から入射した粒子は8割程度の確率でTASC最下層を貫通する前に相互作用を起こすと予想される。EPICSではデータ生成の際に入射粒子の最初の相互作用位置を記録しており、この情報を用いてイベントを選別したところ、条件(A)(B)を満たすイベントのうち陽子19%、ヘリウム11%が条件(C)を満たすイベントとして残り、上記の見積もりと矛盾しない結果となった。

図6.13に例として、緯度 $46.44\text{--}51.60^\circ$ における陽子のトリガーレートと、最下層について条件(A)を満たすイベント、条件(A)(B)を満たすイベント、条件(A)(B)(C)を満たすイベントそれぞれのカウントレートを示す。まずトリガー条件によって約200 MeV以下のイベントが落とされ、さらに条件(B)によって500 MeV付近にカットがかかっているのが分かる。ISS軌道1周で取得される全イベントのうち陽子は4.1%、ヘリウムは1.8%が条件(A)(B)(C)を満たし(このようなイベントを以下シングルイベントと呼ぶ)、装置較正に使用可能であるという結果が得られた。表6.5に、緯度毎のシングルイベント取得レートの見積もりを示す(太陽変調パラメータは $\Phi = 0.4\text{ GV}$ と仮定)。

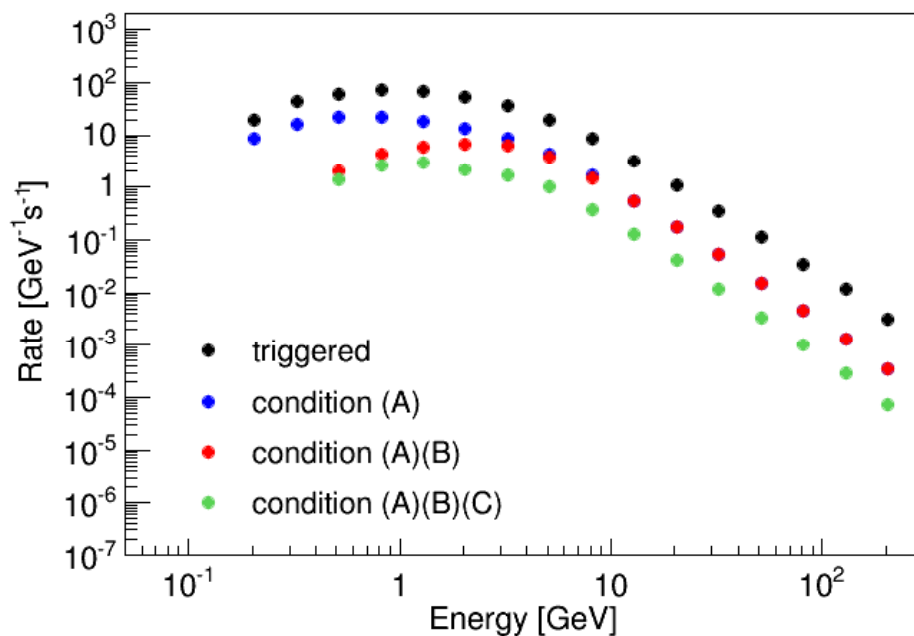


図6.13: 緯度 $46.44\text{--}51.60^\circ$ における陽子のカウントレート。Singleモードで検出された全イベント(黒)と、それらのうち幾何条件を満たし(青)、TASC最下層まで止まらずに到達し(赤)、かつ相互作用を起こさず通過するイベント(緑)を比較している。緑が最下層の出力較正に使用可能なイベントとなる。

表 6.5: シングルイベント取得レート ($\Phi = 0.4$ GV)

Latitude [degree]	Number of single protons		Number of single He	
	[/s]	[/period]	[/s]	[/period]
0.00–5.16	1.22	4.84×10^2	0.091	36.0
5.16–10.32	1.27	5.06×10^2	0.100	39.8
10.32–15.48	1.35	5.41×10^2	0.113	45.2
15.48–20.64	1.53	6.24×10^2	0.130	53.0
20.64–25.80	1.95	8.19×10^2	0.162	68.2
25.80–30.96	2.74	12.0×10^2	0.231	101
30.96–36.12	4.14	19.3×10^2	0.347	162
36.12–41.28	6.24	32.0×10^2	0.535	275
41.28–46.44	9.37	57.8×10^2	0.738	456
46.44–51.60	12.8	172×10^2	0.907	1,218

異なる変調パラメータを仮定した場合のシングルイベント取得レートは、トリガーレートの場合と同様に、イベントに重みをつけることによって図 6.14 のように見積られる。条件 (B) によって太陽変調の影響が顕著な低エネルギー部分が除外されるため、変調パラメータへの依存は若干抑えられ、ISS 軌道 1 周で得られるシングルイベント数の差は最大でも陽子 3.2 倍程度、ヘリウム 1.4 倍程度となる。次節以降では変調パラメータを $\Phi = 0.4$ GV で固定してイベント選別手法の開発と出力較正精度の導出を行ない、異なる変調パラメータを仮定したときの較正精度については付録で考察する。

上記の議論では、TASC 最下層まで 1 粒子のまま通過する全イベントを数えているが、TASC の各層は 16 本の PWO で構成されているため、各 PWO の出力較正に使用可能なイベントは、全シングルイベントの 16 分の 1 程度となる。より正確には図 6.15 に示すように、TASC のどこに位置するかによって PWO 毎に異なるイベント数が予想される。図 6.15 (上) は、最下層まで 1 粒子のまま検出器内を貫通するイベントのみ使用した場合に、各 PWO の出力較正にどれだけのイベントが使用可能か示したものである。両端の PWO の通過レートが低いのは、TASC 最下層まで通過する幾何条件を課しているためであり、TASC 側面に抜ける粒子も使用すれば図 6.15 (下) のように上層のイベント数は容易に増加する。ただし最下層まで貫通する条件を課することによって入射角や入

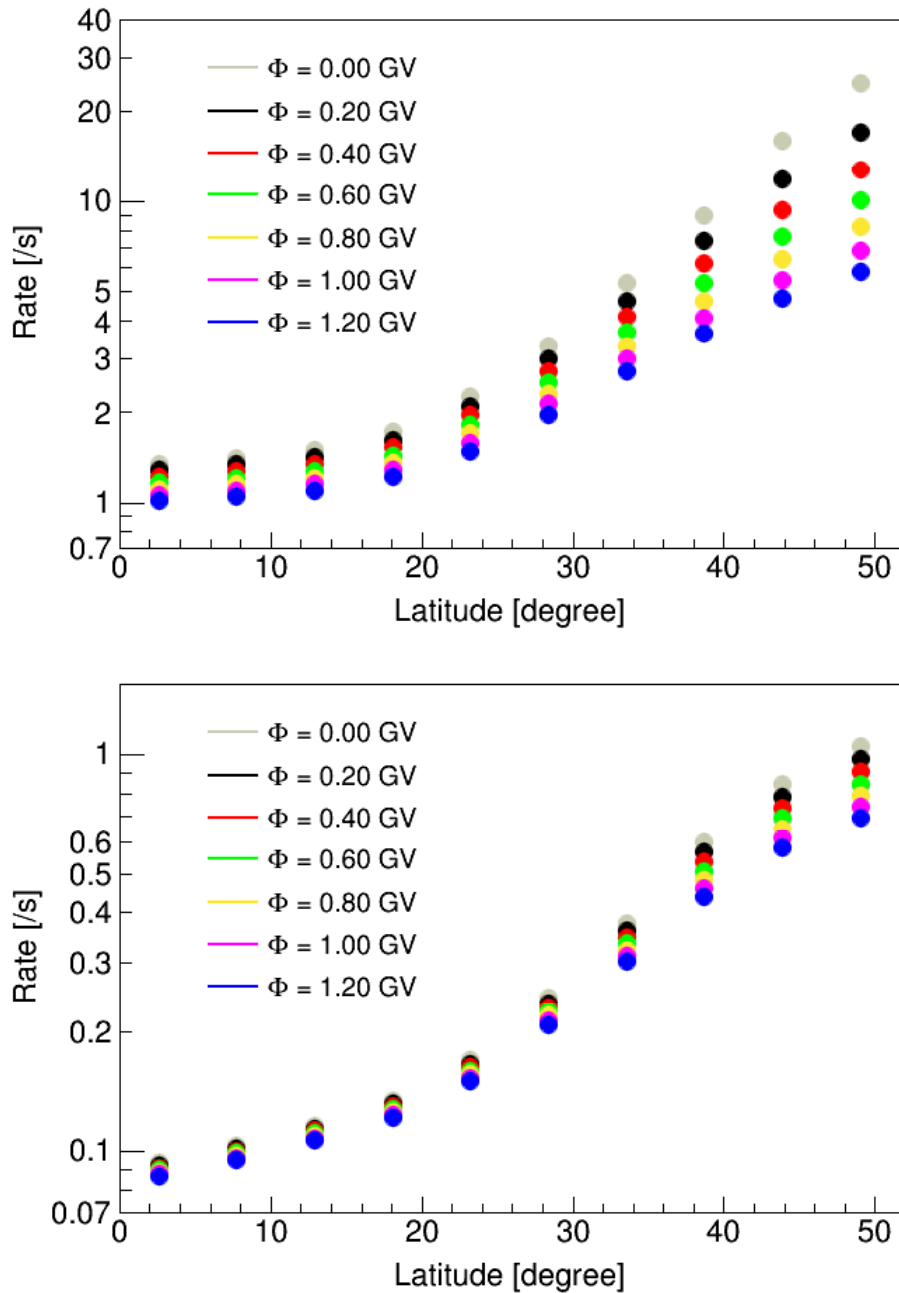


図 6.14: 各緯度における陽子（上）およびヘリウム（下）のシングルイベント取得レート。太陽変調パラメータ $\Phi = 0 \sim 1.2$ GV の範囲で比較。

射エネルギーが制限され、イベントの質が向上するため、次節ではまず最下層まで貫通するイベントのみ使用した場合の各層の平均的な PWO の出力較正精度を導出する。統計量の違いが較正精度に及ぼす影響、および TASC 側面に抜けるイベントも使用した場合の較正精度については、§6.4 で考察する。

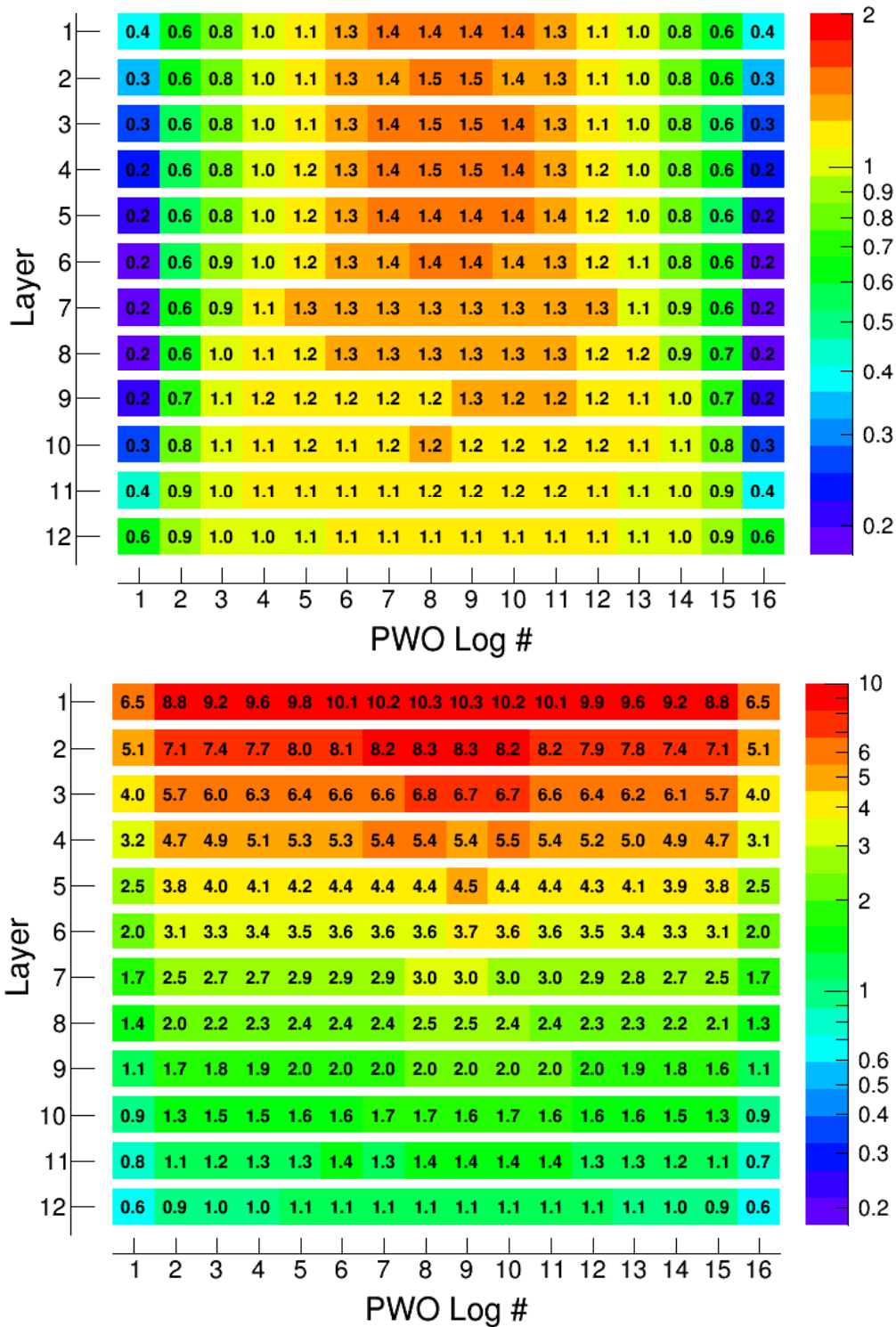


図 6.15: 各 PWO の出力較正に使用可能なイベント数。軌道 1 周期で取得される全シングルイベントの 16 分の 1 (陽子: 約 2,000 例、ヘリウム: 約 150 例) を基準としたときの比率で表している。(上) TASC 最下層まで通過するイベントのみ使用した場合、(下) TASC 側面に抜けるイベントも使用した場合。

6.3 イベント選別手法の開発

前節の見積もりにより、Single トリガーモードで検出される陽子・ヘリウムの数%は TASC 最下層まで 1 粒子のまま貫通することが分かった。これらのイベントを用いて装置の出力較正を行なうためには、粒子が通過したシンチレータを特定し、バックグラウンドとなるイベント（検出器中で止まったイベントや相互作用を起こしたイベント）を除去する解析が必要となる。特に TASC の APD high-gain 出力においては、 $S/N = 3.3$ 程度の回路ノイズが想定されるため、ノイズの乗った状態でも十分な精度で適切なイベントを選別する解析手法が求められる。

図 6.16 に、軌道上で Single モードによって検出される全陽子による PWO の出力値分布例を示す。EPICS で出力されたエネルギー損失量を §3.3.2 に述べた定義で粒子数に変換し、標準偏差 0.3 MIP の Gauss 分布で乱数を振って回路ノイズ相当の揺らぎを与えている。図のように、何もイベント選別をしない状態では 1 粒子通過時の信号がペDESTAL の分布に埋もれているため、データ解析においてはまず IMC を用いた飛跡再構成を行なう。これによって粒子通過時の信号とペDESTAL を区別した上で、さらにシャワーイベントとシングルイベントの識別を行ない、装置較正に使用可能なイベントを抽出する。

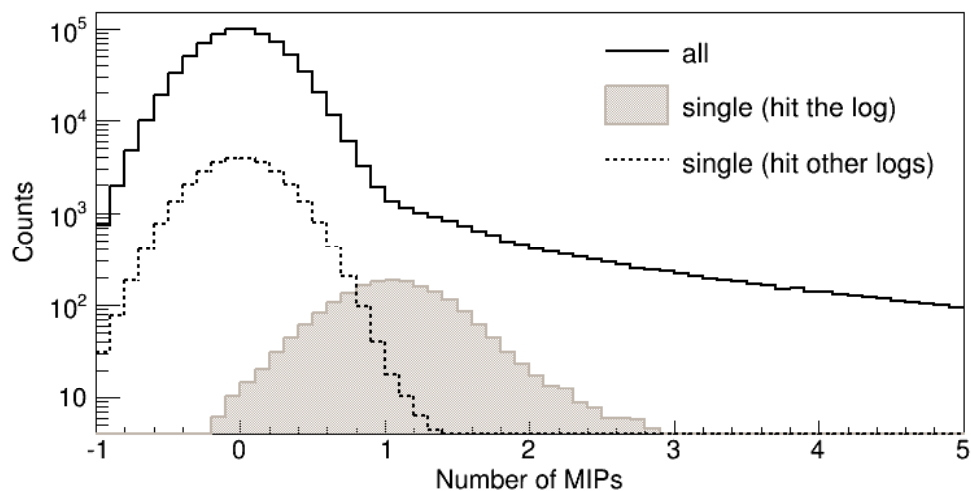


図 6.16: 軌道上陽子による PWO の出力値分布例。黒の実線は全トリガーイベントによる出力、灰色は 1 粒子通過時の出力、点線は粒子が別の PWO を通過した際の出力。実線には粒子がどの PWO も通過していない（上層で止まったか側面に抜けた）イベントや、シャワーを起こしたイベントも含まれている。

6.3.1 IMC を用いた飛跡再構成による通過 PWO の特定

各 PWO からの出力には回路ノイズが含まれているため、最大発光点が粒子の通過位置とは限らない。しかし IMC を用いた飛跡再構成を行なうことにより、粒子の通過した PWO を正しく特定することができる。対象とするのは 1 粒子のまま検出器を通過するイベントであるため、加速器実験の章で述べたミュオン飛跡再構成と同様の手法を用いる。すなわち IMC 各層の最大発光点を最小二乗法により直線でフィッティングし、得られた直線とフィッティングに使用した点とのずれが大きい場合は、ずれの要因となる点を除去して再試行する。

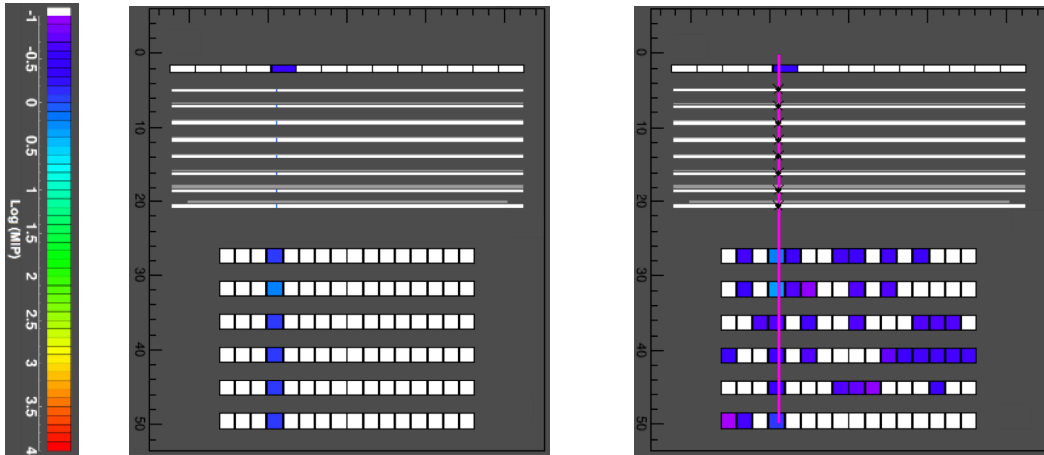


図 6.17: 陽子シングルイベントの飛跡再構成例。同じイベントを、ノイズがない場合（左）とノイズを仮定した場合（右）とで比較。ノイズが乗った状態でも、IMC を用いた飛跡再構成によって粒子が通過した PWO を正しく特定できる。

TASC 最下層まで 1 粒子のまま貫通する陽子イベントに対して上記の飛跡再構成を行なったところ、再構成効率 99.8%、角度分解能 0.32° となった。飛跡再構成によって粒子の通過した PWO を正しく特定できるかどうかは、再構成した飛跡の通過する PWO と、各層で最も大きいエネルギー損失が記録された PWO（以下 J_{max} と呼ぶ）が一致する割合から評価することができる。図 6.18 の Case-A（黒丸）は、真の入射軸および再構成した飛跡がともに J_{max} を通過する割合を表しており、すべての層で 70% 以上となっている。Case-B（白丸）は、真の入射軸が J_{max} を通過するにも関わらず再構成した飛跡が別の PWO を通過する割合で、下層ほど角度誤差の影響により若干増加するが、最下

層でも3%程度に抑えられている。Case-C（黒四角）とCase-D（白四角）は、弾性散乱等の影響により、そもそも真の入射軸が J_{max} を通過しないイベントである。弾性散乱がCHDやIMC上層で起きた場合は、飛跡再構成によって J_{max} を正しく推定することが可能であるが（Case-C）、弾性散乱がより下層で起きた場合は再構成した飛跡も J_{max} を通過しない（Case-D）。下層ではこのようなイベントが20%程度存在する。

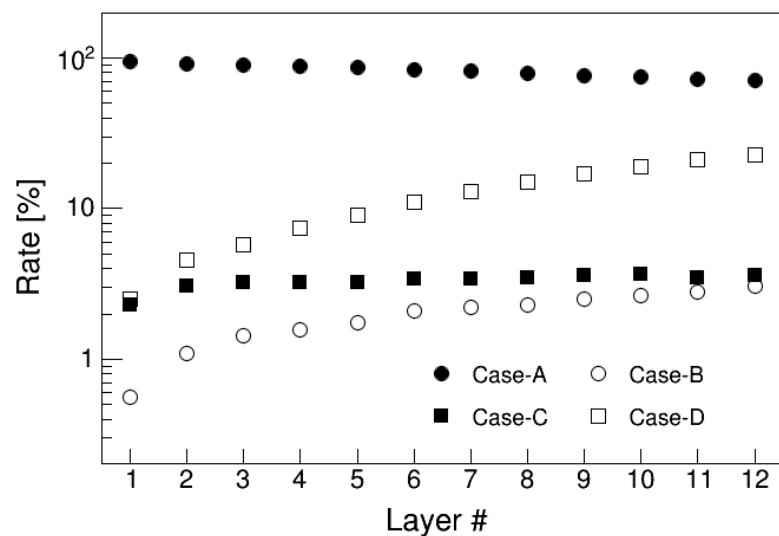


図 6.18: 飛跡再構成によって粒子が通過したPWOを特定できる割合。Case-A, B, C, Dの詳細については本文参照。

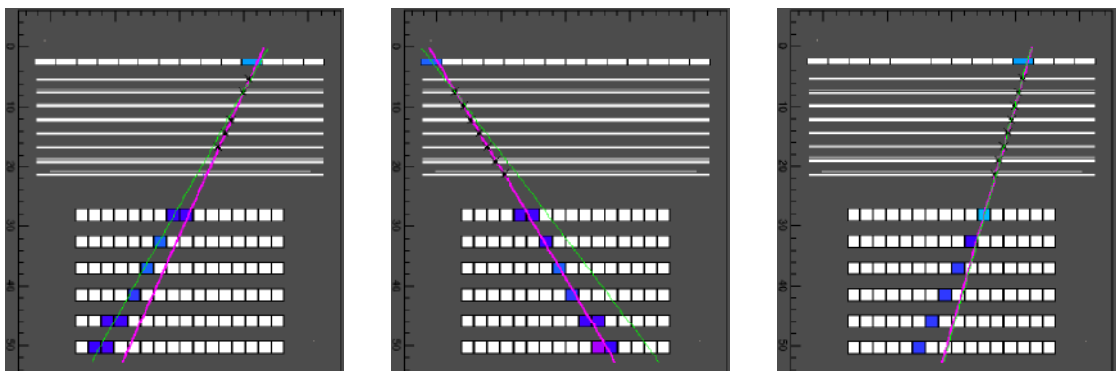


図 6.19: Case-B, C, Dの具体例。緑は真の入射軸、紫は再構成した飛跡を表す。左は再構成の精度により J_{max} の識別を誤るケース（Case-B）。中央は、IMC入射時に弾性散乱を受けて粒子の進行方向が変化するが、飛跡再構成によって J_{max} を識別可能なケース（Case-C）。右はTASC入射直前に弾性散乱が起きたために、真の入射軸も再構成した飛跡も J_{max} を通らないケース（Case-D）。

図 6.20 に、飛跡再構成によって飛跡通過時の信号のみ選別した場合に得られる PWO の出力値分布例を示す。図は粒子通過位置の特定精度が最も低い TASC 最下層における例であるが、 J_{max} の誤認によって混入するペDESTAL 信号（点線）は識別前に比べて十分小さく抑えられている。この段階で主要なバックグラウンドとなるのは検出器中でシャワーを起こしたイベント（赤）であり、以下の解析でこれらの除去を行なう。

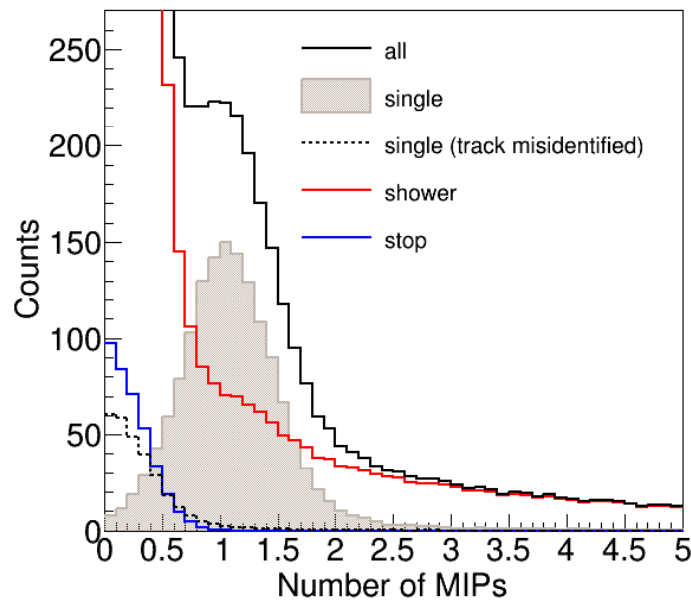


図 6.20: 飛跡再構成後の陽子イベントによる最下層の PWO の出力値分布。黒の実線は飛跡再構成により粒子が通過したと判定された全イベント、灰色は通過 PWO を正しく特定できたシングルイベント、点線は通過 PWO の特定を誤ったシングルイベント、赤はシャワーイベント、青は検出器内で止まったイベント。

6.3.2 TASC 信号和によるシャワーイベントの除去

検出器内でシャワーが形成されると、多数のシャワー粒子の通過によって多くの PWO に 1 MIP を超える信号が記録される。逆に再構成した飛跡付近を粒子が通過しないケースもあり、このようなイベントは装置較正において無視できないバックグラウンドとなる（図 6.21）。ただしシャワー形成時の TASC 全体のエネルギー損失量は、1 粒子通過時に比べて平均的に大きいため、多くのシャワーイベントは TASC 全チャンネルの信号和をとることで比較的簡単に除去することができる。図 6.22 に、陽子入射時の TASC 信号

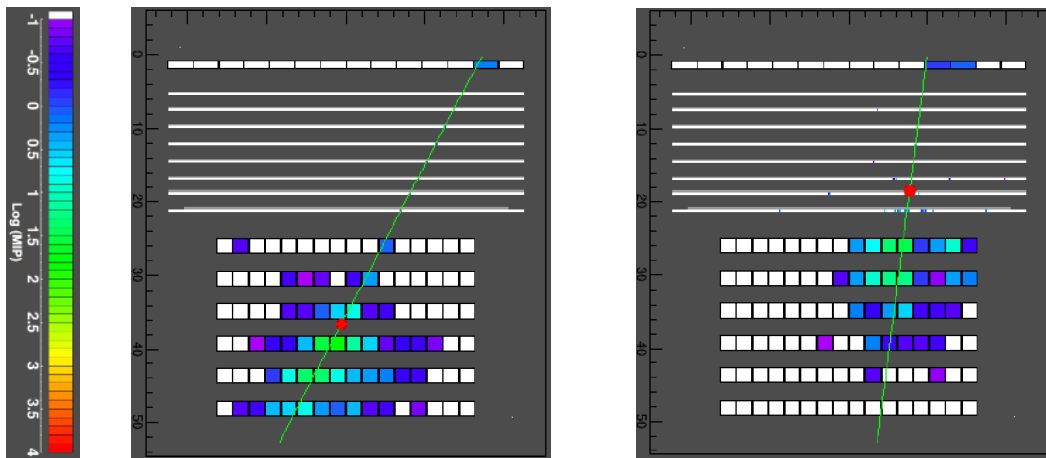


図 6.21: 陽子のシャワーイベント例。緑の線は入射軸、赤点はシャワー開始点を表す。左の例ではシャワー開始点前後で 5 MIP を超えるエネルギー損失が見られる。右では上層でシャワーが収束し、下層でほとんどエネルギー損失が見られない。いずれの場合も 1 MIP 導出のバックグラウンドとなる。

和（回路ノイズ相当のゆらぎを含んだ値）の分布を示す。図中の緑の線は、シングルイベントが 98% 残る閾値を表しており、この線でカットをかけることにより、約 70% のシャワーイベントが除去される。

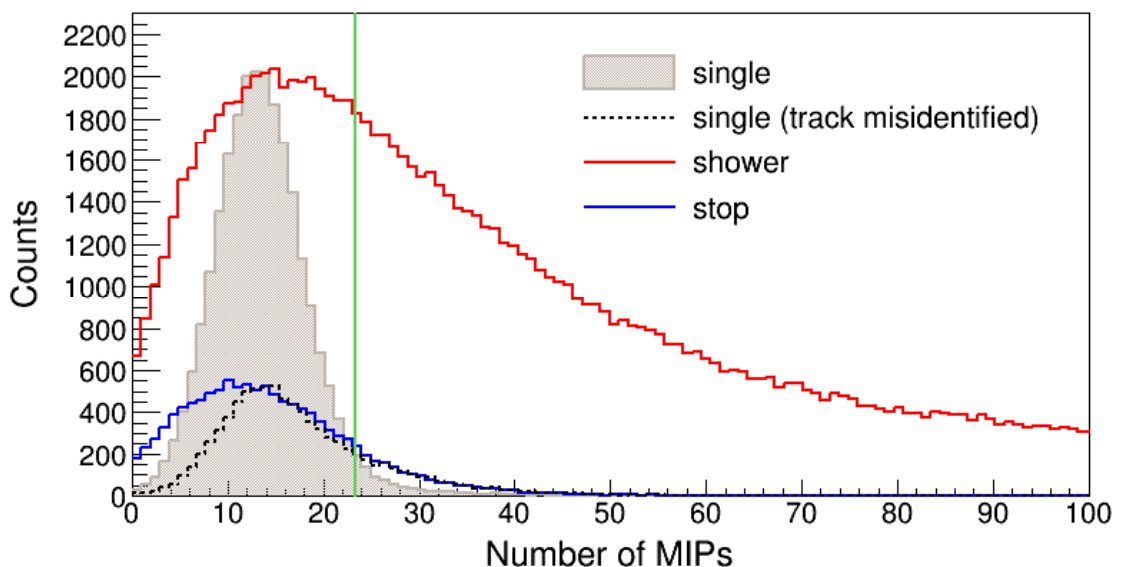


図 6.22: 陽子入射時の TASC 信号和分布。緑線（23 MIP）で選別すると、シングルイベント（灰色）が 98% 残り、シャワーイベント（赤）が 70% 除去される。

図 6.23 に、TASC 信号和でイベント選別した後に得られる最下層の PWO の出力値分布を示す。シャワー発達の大きいイベントほど確実に除去されるため、1 MIP 以上の領域における混入は無視できる程度まで抑えられている。1 MIP 以下の領域には、相互作用が起きたものの大きなシャワーが形成されなかったイベントや、検出器中で止まったイベントが混入しているため、次にこれらのイベントを除去する解析を行なう。

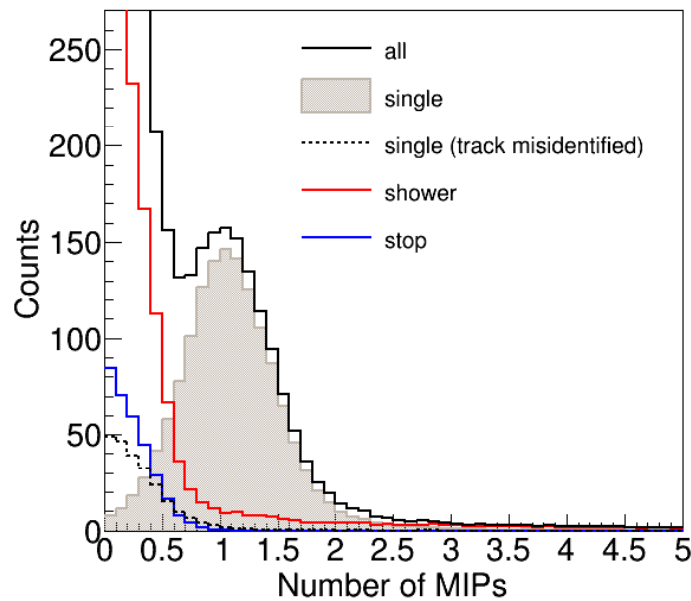


図 6.23: TASC 信号和による選別後の陽子イベントによる最下層の PWO の出力値分布。選別前の分布は図 6.20 参照。シャワーイベントの混入が、シングルイベントのピークが識別できる程度まで軽減されている。

6.3.3 Likelihood パラメータによるシングルイベントの選別

上記の解析で除去しきれないバックグラウンドの多くは、飛跡上を粒子が通過していないイベントである。これらは粒子通過位置の信号の大小で見分ける必要があるが、1 粒子通過した場合もエネルギー損失量やペDESTAL のゆらぎにより小さい値が記録される場合もあるため、TASC 全層を用いて総合的な「シングルイベントらしさ (likelihood)」を判定する。陽子が 1 粒子通過したときの出力値の分布を $F(s)$ とすると、陽子通過時に出力が s である確率 $p(s)$ は、 $p(s) = F(s) / \int F(s) ds$ と表される。1 層目から 12 層目までの出力をそれぞれ s_1, s_2, \dots, s_{12} とすると、陽子が 1 層目から 12 層目まで 1 粒子のま

ま通過した確率 $P(s_1, s_2, \dots, s_{12})$ は、以下の式で表される。

$$P(s_1, s_2, \dots, s_{12}) = \prod_{i=1}^{12} p(s_i) \quad (6.7)$$

最下層まで実際に 1 粒子のまま検出器を通過したイベントについては、 P が 1 に近くなる。逆に検出器中で止まったイベントや、相互作用を起こしたイベントについては P が小さくなるので、 P の分布からそれらのイベントを除去することができる。

図 6.24 は、TASC 信号和による選別後に残った陽子イベントに対して P の分布をとったものである。シングルイベントによる分布（灰色）とそれ以外のイベントによる分布（赤、青）が、明確に分かれているのが確認できる。図中の緑の線は、全層で正しい通過 PWO が特定されたイベントが 98% 残る閾値を表している。灰色のヒストグラムは特定の 1 層（図では例として最下層）で正しい PWO が特定された全イベントを表しているため、他の層で PWO の特定を誤ったイベントの影響により若干左側に裾を引いているが、90% 程度のイベントはシングル選別領域に残る。一方相互作用を起こしたイベントは約 93%、検出器内で止まったイベントは約 98% が除去される。

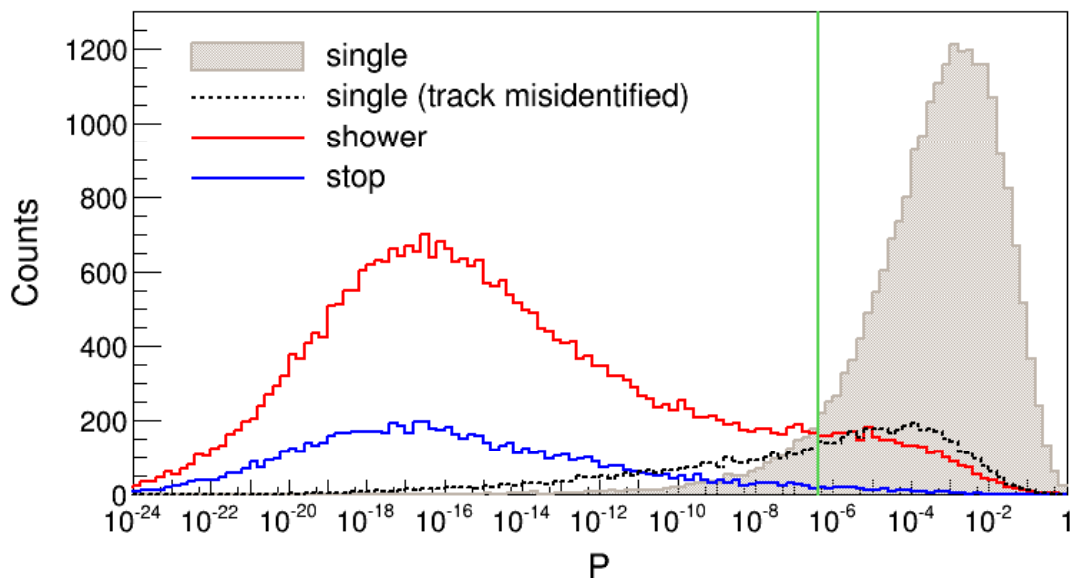


図 6.24: Likelihood パラメータの分布。灰色と点線は、最下層において通過 PWO が正しく特定されたかどうかで分類している。緑線 ($P = 4 \times 10^{-7}$) で選別すると、シングルイベント（灰色）が 93% 残り、相互作用を起こしたイベント（赤）が 93%、検出器内で止まったイベント（青）が 98% 除去される。

図 6.25 に、Likelihood パラメータ P によってイベント選別した後に得られる最下層の PWO の出力値分布を示す。1 MIP 以下の領域に大量に存在していたバックグラウンドが除去され、1 粒子通過時の信号分布が明確に得られている。0 MIP 付近には通過 PWO の特定に失敗したイベントの混入が見られるが、1 MIP ピークの検出には大きく影響しない程度に抑えられている。

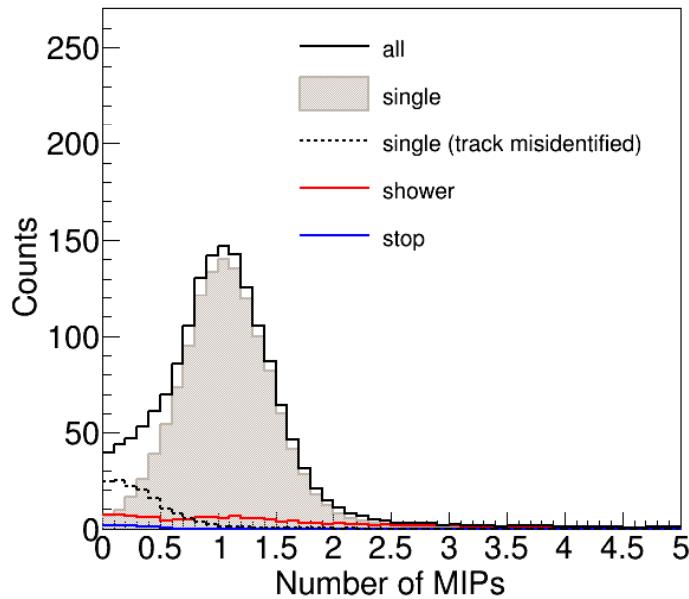


図 6.25: Likelihood パラメータによる選別後の陽子イベントによる最下層の PWO の出力値分布。図 6.23 に比べてさらにシングルイベント以外の混入が抑えられ、明確な 1 MIP のピークが得られている。

図は最もイベント選別の困難な TASC 最下層の例であるが、トリガーにかかる全シングルイベントの 67% を残し、もともと 99.7% を占めていたシングル以外の信号の混入を 24% まで落とすことに成功している。混入する信号のほとんどはペDESTAL 相当であり、1 MIP 付近 (0.5–2 MIP) においては混入率は 8% に抑えられている。図 6.26 に、TASC 各層におけるシングルイベントの残存率 (トリガーにかかる全シングルイベントに対する選別後のシングルイベントの割合)、および純度 (選別後の全イベントに占めるシングルイベントの割合) を示す。横軸は解析の段階を表し、0. 選別前、1. 飛跡再構成による通過 PWO の特定、2. TASC 信号和によるイベント選別、3. Likelihood パラメータによるイベント選別、に対応する。上層ほど弾性散乱の影響を受けにくく通過 PWO の特定精度がよいため、最上層では最終的に残存率 77%、純度 88% が達成されている。

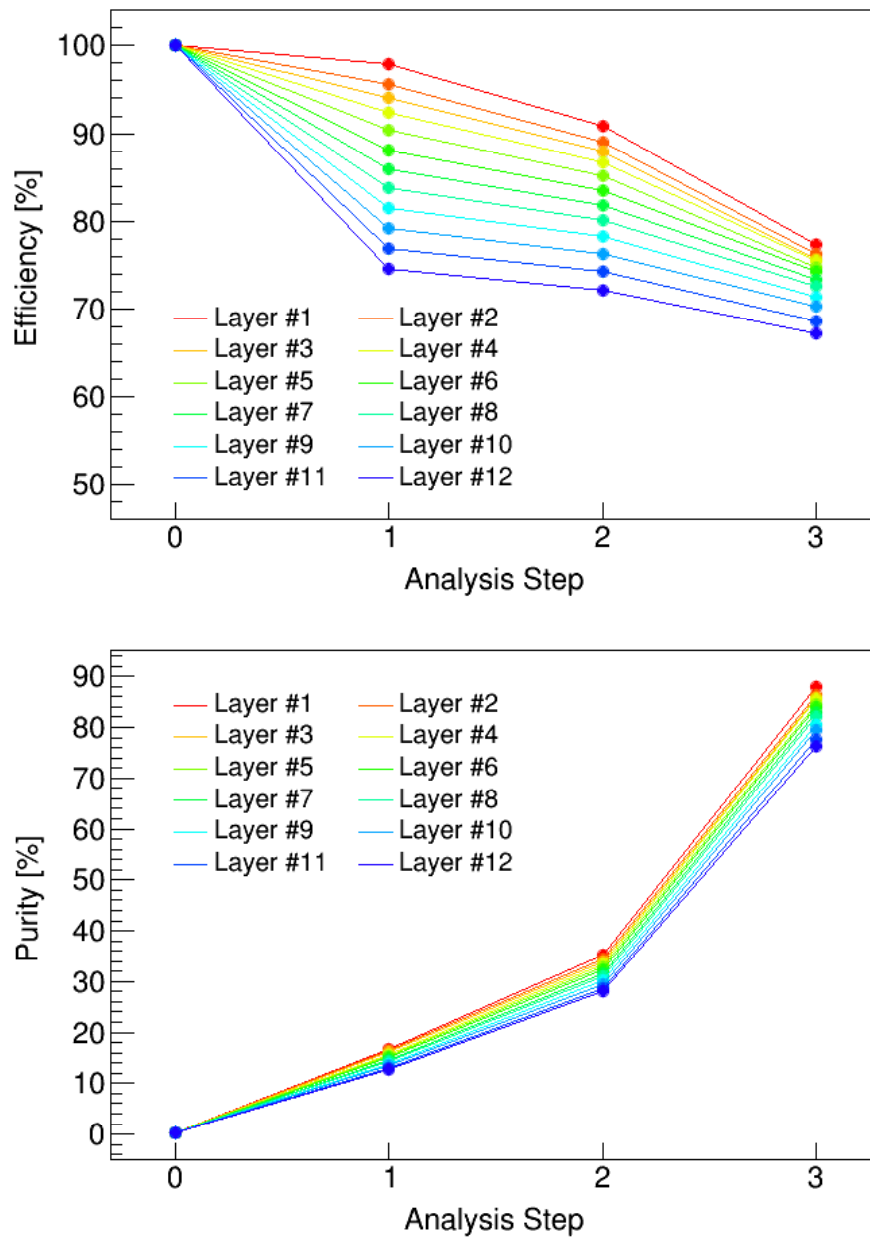


図 6.26: TASC 各層における陽子シングルイベントの残存率 (上) と純度 (下)。横軸は各解析段階に対応 (詳細は本文参照)。

図 6.27 に、解析の最終ステップにおける各層の出力値分布を示す。TASC 1 層目は PMT 読み出しのため $S/N=30$ 、その他の層は APD 読み出しのため $S/N=3.3$ を仮定している。上層では下層に比べてむしろ 1 MIP 付近に混入するシャワーイベントが多いが、これらは下方で相互作用が起きたイベントであり、上層を通過する際には多くの場合シングルイベントと同等と考えられるので、1 MIP 導出精度には影響しない。TASC 1

層目における1 MIPの左側のこぶは、2本のPWOにまたがって通過したイベントの出力であり、ノイズにより分散しているが他の層にも同様の成分が存在する。この影響については§6.4.3で述べる。

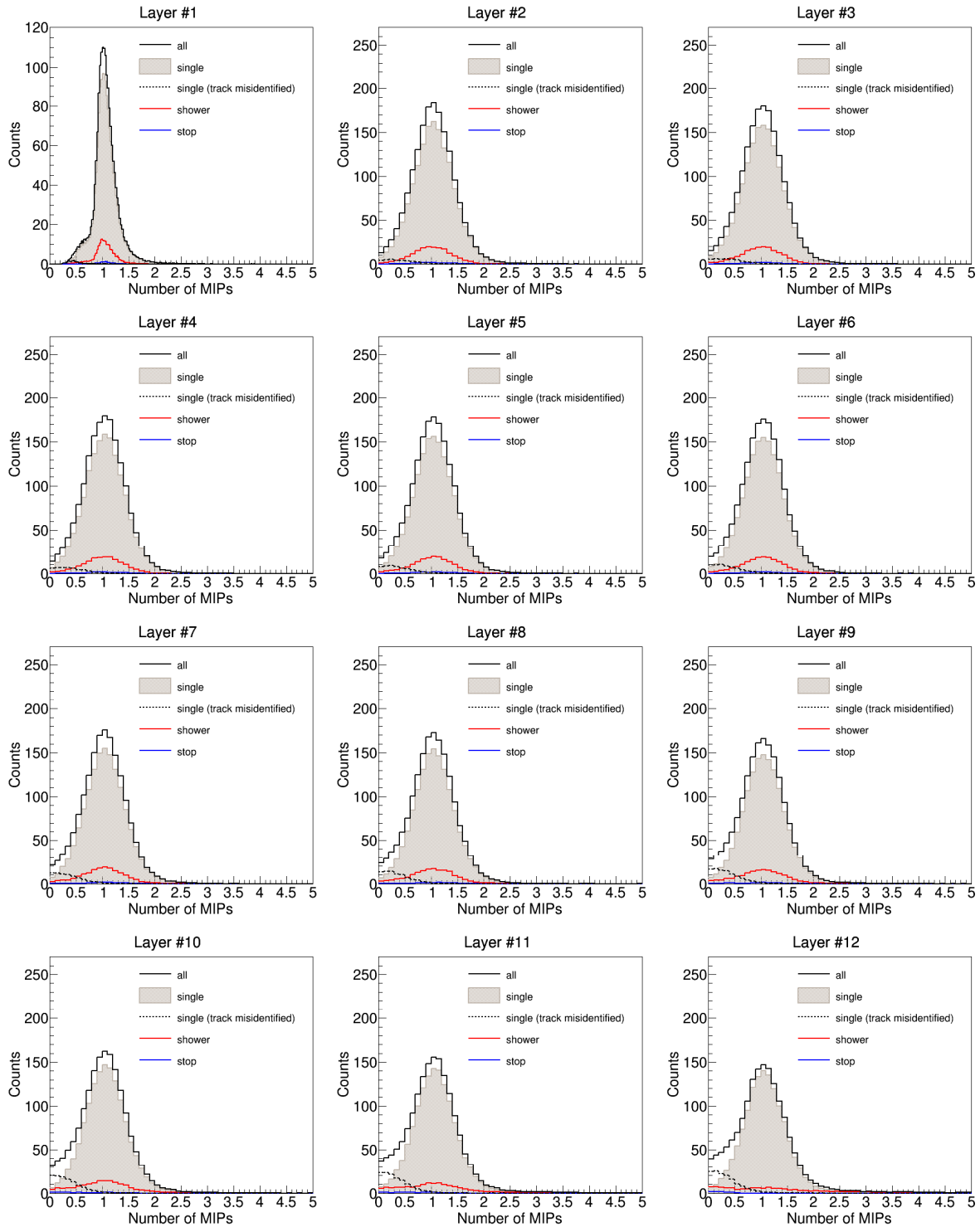


図 6.27: 選別された陽子イベントによる各層のPWOの出力値分布。

ここまでの解析手法は陽子を対象として開発したものだが、同様の手法でヘリウムの識別も行なうことができる。図 6.28 に、ヘリウムに対する各層の残存率と純度を示す。陽子に比べて弾性散乱の影響が小さく、飛跡再構成による通過 PWO の特定精度がすべての層で 85% 以上であるため、最終的に最上層では 83%、最下層では 75% の残存率が得られる。

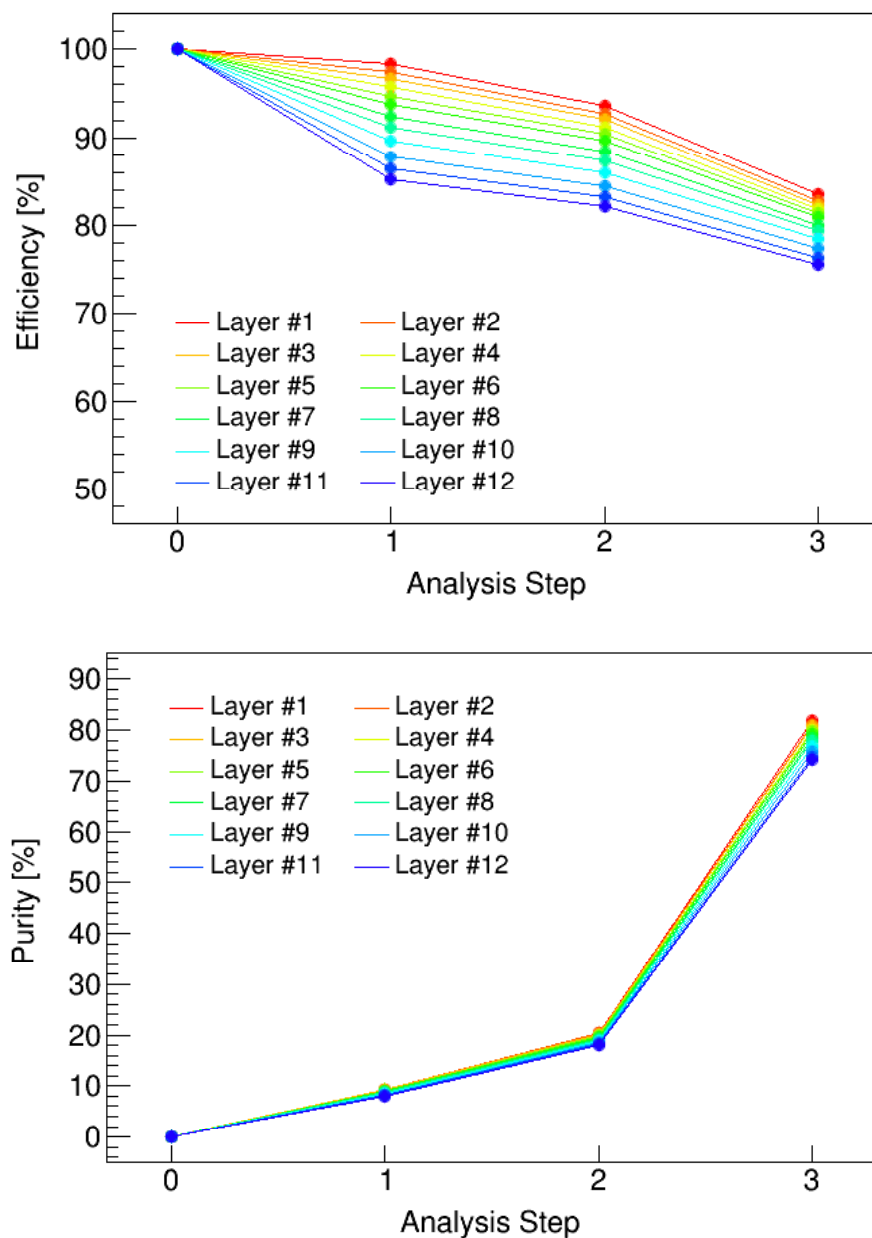


図 6.28: TASC 各層におけるヘリウムシングルイベントの残存率（上）と純度（下）。横軸は各解析段階に対応（詳細は本文参照）。

6.4 装置較正精度の評価

シングルとして選別されたイベントを用いて 1 MIP 相当の出力値を導出し、装置較正精度を評価する。今回はシミュレーションのため、ADC 値ではなく §3.3.2 節で定義した MIP（垂直入射の 2 GeV のミュオンによるエネルギー損失量分布の最頻値）を基準としたときの MIP 数として導出する。

図 6.29 に、垂直入射の 2 GeV のミュオンのエネルギー損失量分布 (dE_μ) と、前節のイベント選別で残った軌道上陽子シングルイベントのエネルギー損失量分布 (dE_p)、および dE_p に回路ノイズ相当のゆらぎを加えて出力値相当に変換したもの (dS_p)、さらに dS_p に選別後に残るシングル以外のイベントの出力を加えたもの (dS_{tot}) を示す。実際にデータ解析で得られる分布は dS_{tot} である。

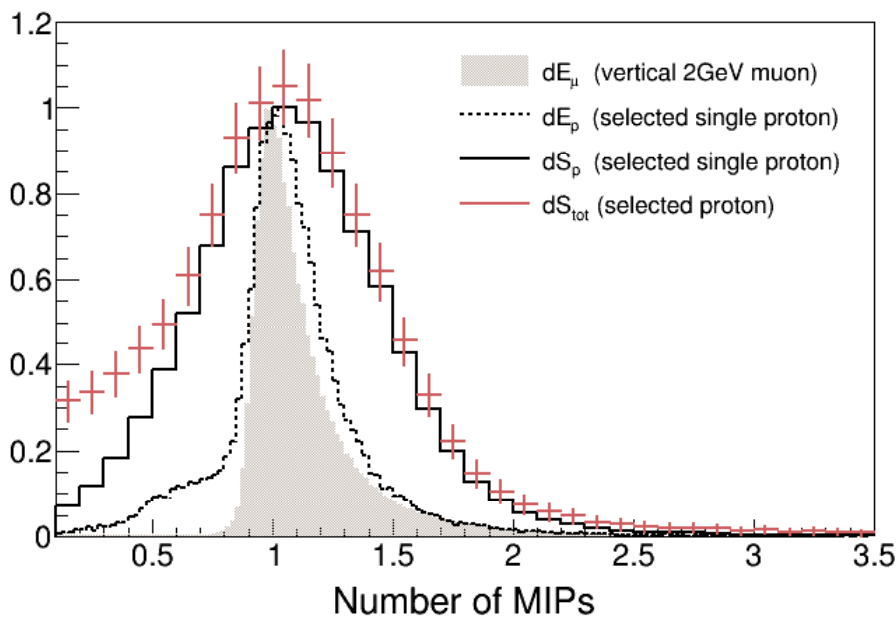


図 6.29: 最下層の PWO における出力値分布の比較。各分布の詳細は本文参照。縦軸はピークが 1 にくるように規格化してある。 dS_{tot} のエラーバーは ISS 軌道 1 周分の統計量を仮定したもの。

回路ノイズやシングル以外のイベントの混入がない状態でも dE_μ に比べて dE_p の分布が広がっているのは、入射エネルギーや入射角が分布をもつためである。これらの影響はより厳しいイベント選別によっても改善可能であるが、1 MIP 導出精度は統計量とデー

タの純度の双方に依存するため、何がどの程度影響するか把握した上で最適な手法を選択する必要がある。以下ではまず前節で述べたイベント選別手法を適用し、図の dS_{tot} から得られる出力校正精度を評価する。その上で、

1. 統計量を重視したデータ解析手法の改良 (§6.4.2)
2. 入射角の影響を重視したデータ解析手法の改良 (§6.4.3)
3. 入射エネルギーの影響を重視したデータ解析手法の改良 (§6.4.4)

を行なったときに校正精度がどのように変化するか考察する。

6.4.1 1 MIP 導出精度

まず前節で述べたイベント選別で残る陽子およびヘリウムを用いて 1 MIP を導出する。図 6.30 は、選別後の陽子による最下層の PWO の出力値分布 (図 6.29 の dS_{tot}) を、Landau 関数に Gauss 関数を畳み込んだ関数によってフィッティングしたものである。このときの Landau 成分の最頻値 (MPV) が、1 MIP 相当の出力値となる。図 6.31 は、フィッティングの下限を 0.0 MIP から 0.7 MIP まで変化させた場合の dS_p および dS_{tot} の Landau 成分の MPV を表しており、純粋なシングルイベントのみからなる dS_p の MPV (黒) がほぼ 1.0 MIP で一定であることから、回路ノイズおよび入射条件のばらつきによる分布の拡がりには、MPV の導出に大きな影響は与えないことが分かる。一方で、シングル以外の信号を含む dS_{tot} の MPV (赤) はフィッティング範囲の取り方に依存し、

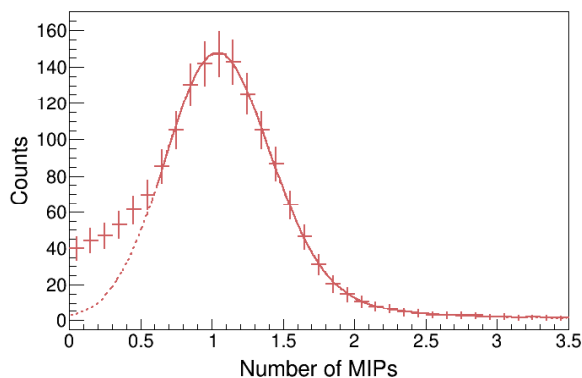


図 6.30: 選別された陽子イベントによる最下層の PWO の出力値分布。実線はフィッティング結果。

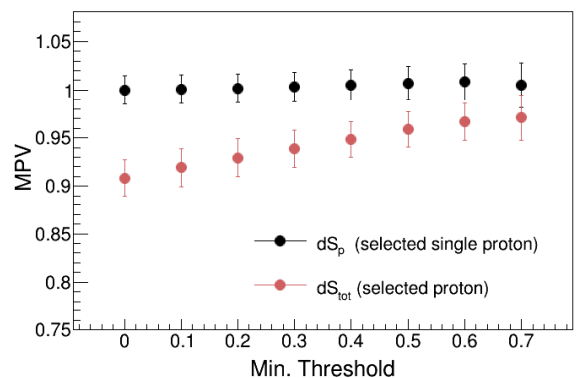


図 6.31: フィッティング範囲の取り方と Landau 成分の MPV の関係。横軸は下限。上限は 3.0 MIP で固定。

最大で 0.97 MIP 程度となる。これは主に通過 PWO の誤認によって混入したペDESTAL の影響であり、観測データから出力較正を行なう際にはこの差を考慮する必要がある。

図 6.32 は、ヘリウムによる出力値分布のフィッティング例である。ヘリウムは陽子の約 4 倍の信号を示すため、ペDESTAL の混入がフィッティングに影響せず、図 6.33 に示すように最下層においてもフィッティング範囲に大きく依存しない MPV が得られる。

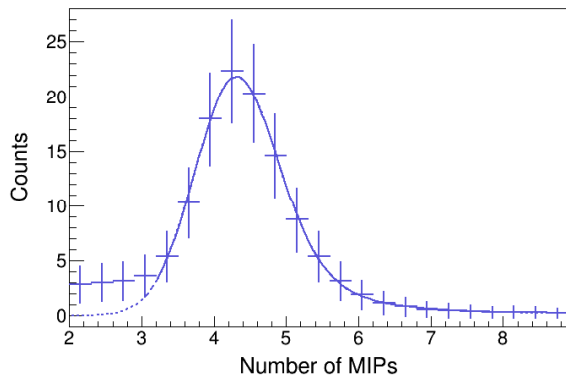


図 6.32: 選別されたヘリウムイベントによる最下層の PWO の出力値分布。実線はフィッティング結果。

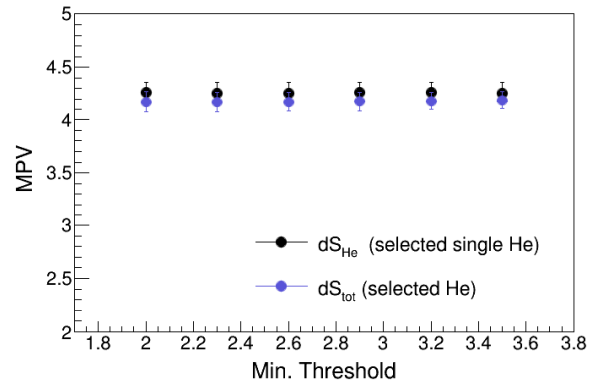


図 6.33: フィッティング範囲の取り方と Landau 成分の MPV の関係。横軸は下限。上限は 8.0 MIP で固定。

図 6.30 および図 6.32 の出力値分布は、EPICS で作成した全シミュレーションデータを使用し、軌道 1 周分の統計量を想定して各イベントに重みをつけたものだが、MPV の決定精度を見積もるにあたっては、上記の出力値分布に従う乱数を振って実際の取得イベント数に応じた分布のばらつきを再現した。図 6.34 は、乱数を振る回数 N (想定されるイベント数) を ISS 軌道 1 周期分、2 周期分、3 周期分と変化させたときに MPV につく誤差の大きさを示したものである。1 種類の N につき初期乱数を変えて 1000 回の試行を行ない、その平均をとっている。図のように、1 周期分の統計で得られる較正精度は陽子の場合 2.0%、ヘリウムの場合 2.1% となった。ヘリウムの信号は陽子の約 4 倍大きいため、同じ統計量であればヘリウムの方が 4 倍高い精度を示すが、軌道上の取得データ量が陽子の約 1/10 であるため、一定の観測時間内に得られる精度は陽子と同程度となる。フィッティングの誤差は統計量の平方根に反比例するため、観測時間を延ばせば精度は向上する。較正精度が 10% 以下であれば、1 TeV の電子に対して 3% 以下のエネルギー分解能を維持できるため、1 周分のデータで十分要求精度は満たしているが、4 周以上データを取得すれば較正誤差はさらに 1% 以下に減少することが分かる。

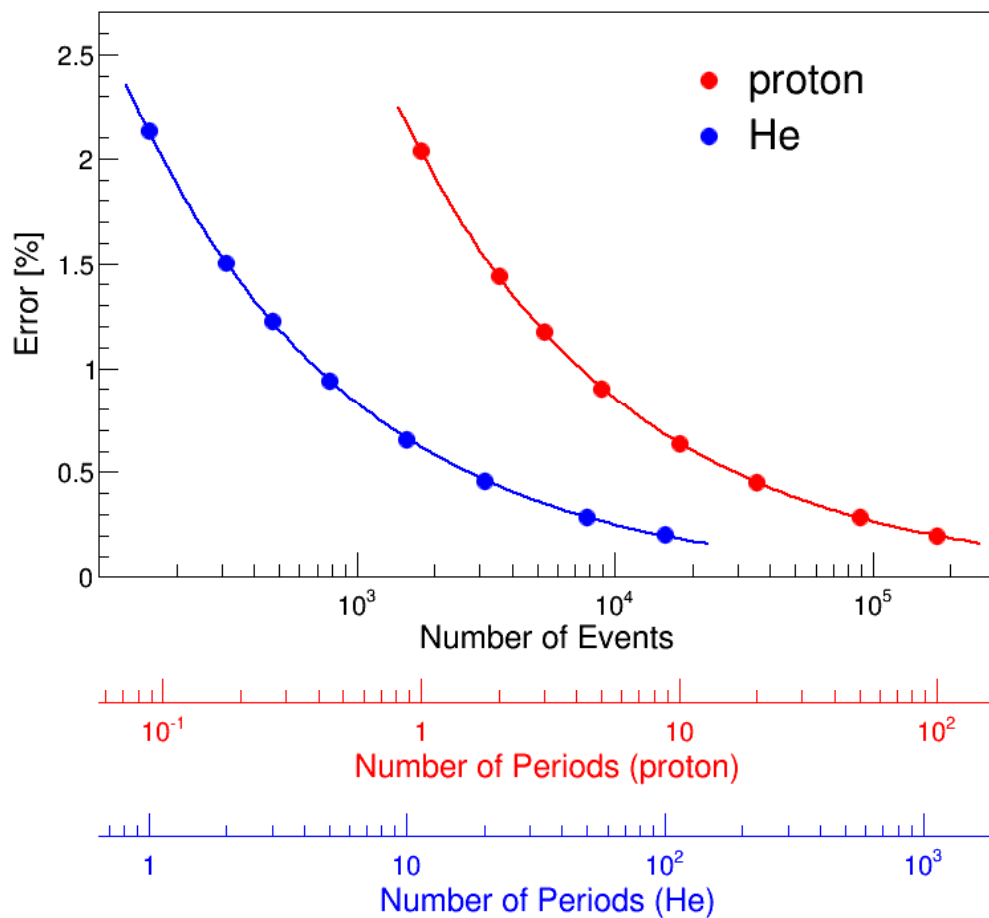


図 6.34: 校正に使用するイベント数と校正誤差の関係。黒の横軸はイベント数、赤・青の横軸はそれぞれ陽子・ヘリウムをそのイベント数取得するのに必要な軌道周期回数を表す。実線は関数 $y = A/\sqrt{x} + B$ によるフィッティング。

6.4.2 幾何条件の緩和と校正精度の関係

上記の結果は、TASC 最下層の平均的な校正誤差である。TASC 1 層目を除く他の層についても、軌道 1 周で 1.8–2.0% とほぼ同様の結果が得られる（1 層目は PMT 読み出しで S/N がよいため、0.55% 程度）。ただし図 6.15 に示したように、実際の粒子の通過頻度は PWO 毎に異なり、検出器の端に位置する PWO は統計量が少ない。最も通過頻度の低い PWO については、中央付近の PWO と同程度の統計を得るのに約 5 倍の観測時間を要する。十分な観測時間が確保されている場合は問題ないが、短時間での校正が必要とされる場合は、幾何条件を適度に緩和することで、イベントの純度を大幅に悪化さ

せることなく統計量を増やすことができる。

これまでの解析では粒子の飛跡に対して以下の幾何条件を課している。

(0) CHD 上面から TASC 最下面まで検出器内を通過する

これは最下層の出力較正においては必要条件となるが、例えば最下層の側面に抜けるイベントも、1-11 層目の出力較正には十分使用可能と考えられる。このため、幾何条件 (0) に該当しないイベントを、以下の 12 種類に分類する。

(1) CHD 上面から TASC 11 層下面まで検出器内を通過し、12 層目の側面に抜ける

(2) CHD 上面から TASC 10 層下面まで検出器内を通過し、11 層目の側面に抜ける

(3) CHD 上面から TASC 9 層下面まで検出器内を通過し、10 層目の側面に抜ける

(4) CHD 上面から TASC 8 層下面まで検出器内を通過し、9 層目の側面に抜ける

：

(11) CHD 上面から TASC 1 層下面まで検出器内を通過し、2 層目の側面に抜ける

(12) TASC 1 層目より上で検出器の外に抜ける

TASC の出力較正に使用するには、最低でもいずれかの層の PWO を貫通している必要があるので、(12) に分類されるイベントは捨てる。(1)~(11) に分類されるイベントについては、(0) と同様に TASC 信号和と Likelihood パラメータを使用した解析手法でシングルイベントを抽出することができる。ただし Likelihood パラメータ P の定義は、粒子の通過する層数 n に合わせて以下のように変更する。

$$P(s_1, s_2, \dots, s_n) = \prod_{i=1}^n p(s_i) \quad (6.8)$$

図 6.35 に、幾何条件 (0) に加えて (1) を許容した場合、(0)~(2) を許容した場合、・・・、(0)~(10) まですべてを許容した場合の TASC 2 層目の PWO に対する陽子の選別イベント数、シングルイベントの純度、MPV の決定誤差を示す。図のように、幾何条件を緩めるほど Likelihood に使用可能な層数が減るため純度は落ちるが、統計量の増加が寄与して結果的に MPV の決定精度は向上する。このため、粒子の通過頻度の低い PWO を短時間で較正する際は、(1)~(11) に分類されるイベントも採用するのが有効である。ただし図 6.36 に示すように、同じ統計量であれば幾何条件 (0) で得られるイベントのみを用いた方が入射エネルギーや入射角のばらつきが少なく、出力値分布の広がり小さい。

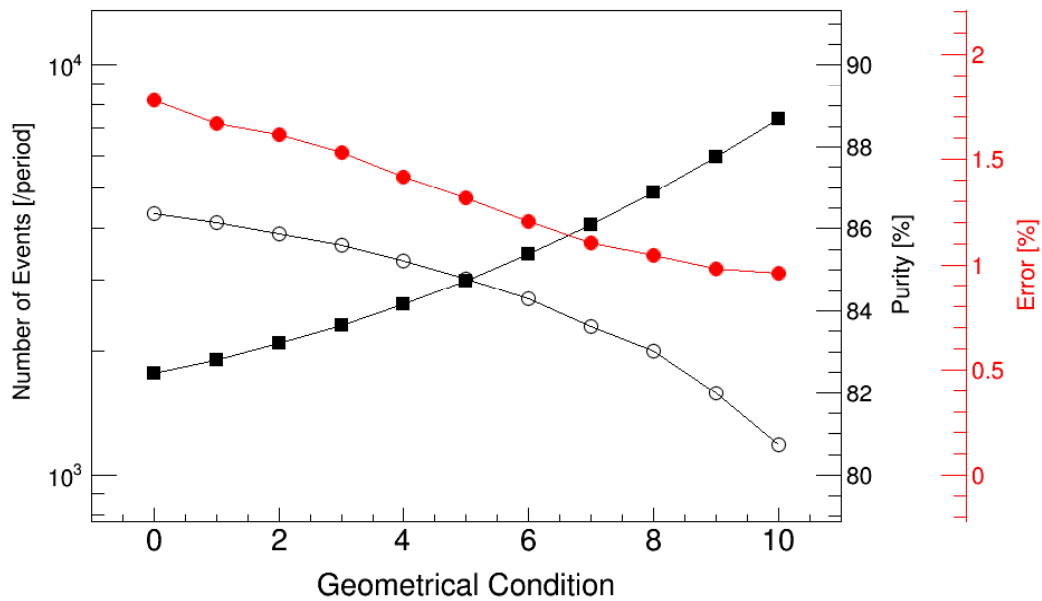


図 6.35: 幾何条件と TASC 2 層目の校正精度の関係。横軸は幾何条件を表し、一番左 ($x=0$) は条件 (0) を満たすイベントのみ使用する最も厳しい選別、一番右 ($x=10$) は (0)~(10) を許容する最も緩い選別に対応。黒は 1 周期で得られる陽子イベント数、白はシングルイベントの純度、赤は MPV の決定誤差。

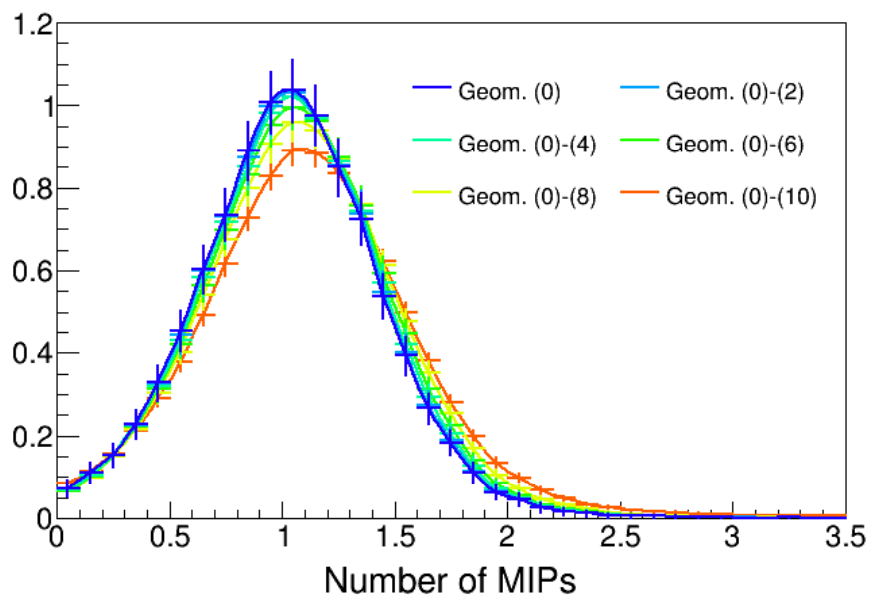


図 6.36: 各幾何条件で陽子を選別した場合の TASC 2 層目の PW0 の出力値分布。面積を 1 に規格化してある。エラーバーは軌道 1 周分の統計量に相当。

6.4.3 入射角の補正と較正精度の関係

軌道上で検出される陽子・ヘリウムの入射角は分布をもつため、正確には1イベント毎にPWO内の通過距離が異なる。この影響を考慮することで、より較正精度を向上させることが可能か検討する。具体的には以下の2案が考えられる。

1. イベント毎にPWO内の通過距離を推定し、出力値に補正を加える。
2. イベント選別条件を厳しくし、垂直入射に近いイベントのみ使用する。

まず1.を検討する。粒子の各PWO内の通過距離は、基本的には天頂角の $1/\cos$ に比例するが、PWOの形状を考慮したより正確な値は、再構成された飛跡の位置と天頂角・方位角から計算することができる。以下ではイベントを図6.37のように、(a)粒子がPWOの上面から下面に貫く場合、(b)上面から入射し側面に抜ける場合、(c)側面から入射し下面に抜ける場合、(d)側面から入射し側面に抜ける場合、の4種類に分類し、それぞれに対応した計算式で通過距離を計算して、出力値を垂直入射相当の値に補正した。

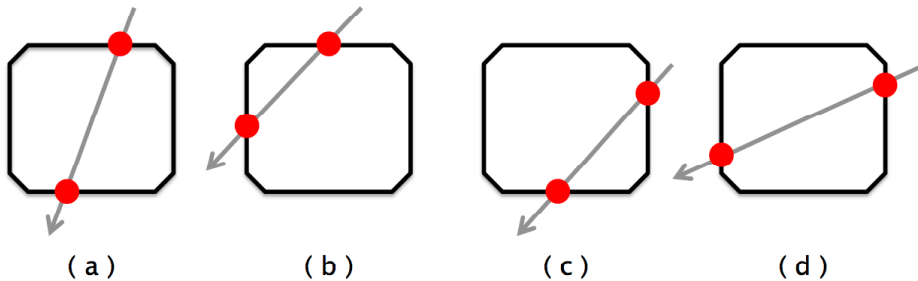


図 6.37: 粒子の入射条件によるイベントの分類 (黒枠はPWOの断面)。

図6.38に、補正前後の最下層のPWOにおける陽子のエネルギー損失量分布および出力値分布を示す。補正後のエネルギー損失量分布(赤点線)は、元の分布(黒点線)に比べて若干ピーク付近にイベントが集中しており、補正が有効に機能していることが分かる。ただし回路ノイズを加えた出力値分布(実線)においては差が顕著に現れず、フィッティングして得られるMPVの誤差も補正前後でほとんど変わらない。

そこで2.のイベント選別を検討する。PWOの端をかすめるなどして通過距離が短いイベントは、エネルギー損失量のゆらぎや飛跡再構成の誤差・弾性散乱の影響等を受けやすく、補正が精度よく機能しないと考えられるので、極力PWOの中心付近を一定距離通過したイベントを抽出するため、まず図6.37の(b)、(c)、(d)に分類されるイベントを

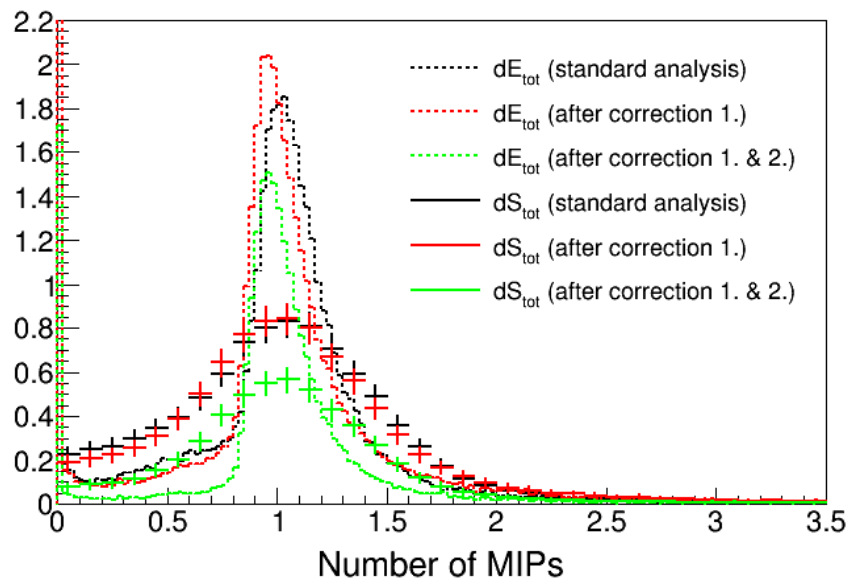


図 6.38: 粒子通過距離の補正前後の TASC 最下層の PWO の出力値分布。補正前の分布の面積で規格化してある。点線はエネルギー損失量分布、実線は回路ノイズ相当のゆらぎを加えた出力値分布（黒が補正前、赤が補正後、青が補正および入射条件によるイベント選別後）。

除去する。さらに (a) の PWO の上面から下面に貫くイベントのうち、上下面ともに端から 2 mm 以上内側を通過したもののみを使用することとする。このような条件を課した上で、先程と同様に通過距離に応じた出力値の補正を行なうと、図 6.38 (緑) のようにより垂直入射に近い分布が得られ、同じ統計量で比較すると補正前と比べて MPV の決定精度は 0.4% 向上した。ただし使用可能なイベント数は約半分になるため、軌道 1 周分の統計量で得られる校正精度は、補正前の方がやや良い。選別および補正によって校正精度を向上させるには、1.2 周分以上のデータ量が必要である。

表 6.6: 粒子通過距離の補正前後の校正精度の比較

	Number of events [/period]	Calib. error [% /period]	Calib. error [% /1800 events]
Standard analysis	1.8×10^3	2.0	2.0
Correction 1.	1.8×10^3	2.0	2.0
Correction 1. & 2.	0.99×10^3	2.2	1.6

6.4.4 入射エネルギーの補正と較正精度の関係

軌道上で検出される粒子は、1 イベント毎に入射エネルギーが異なる。相対論的な粒子の単位物質質量あたりのエネルギー損失量は通常ほぼ一定と近似できるが、厳密には Bethe-Bloch の式 [119] で表される通り入射エネルギーに応じて変化する。特に 2 GeV/n 以下の低エネルギー領域ではエネルギー損失量の変化率が大きく、どのエネルギーの粒子がどれだけの割合で含まれているかによって、解析で得られる MPV の値も変化する。CALET では検出器内のシャワー粒子数で入射エネルギーを測定するため、1 粒子のまま貫通した粒子についてはイベント毎にエネルギーを測定することはできないが、地磁気緯度毎の平均的な入射エネルギーを利用して補正を加えることは可能である。

図 6.39 に、各地磁気緯度における陽子シングルイベントの平均入射エネルギーと、地磁気緯度毎にイベントを分類して導出した TASC 最下層の出力の MPV を示す。平均入射エネルギーは地磁気の強度に応じて低緯度と高緯度で 7 倍程度の差があり、MPV もそれに伴い最大 7% 程度変化する。前節までの解析では、軌道上のどこで観測したかに関わらず全選別イベントを用いて MPV を導出していたが、低緯度で取得されたイベント

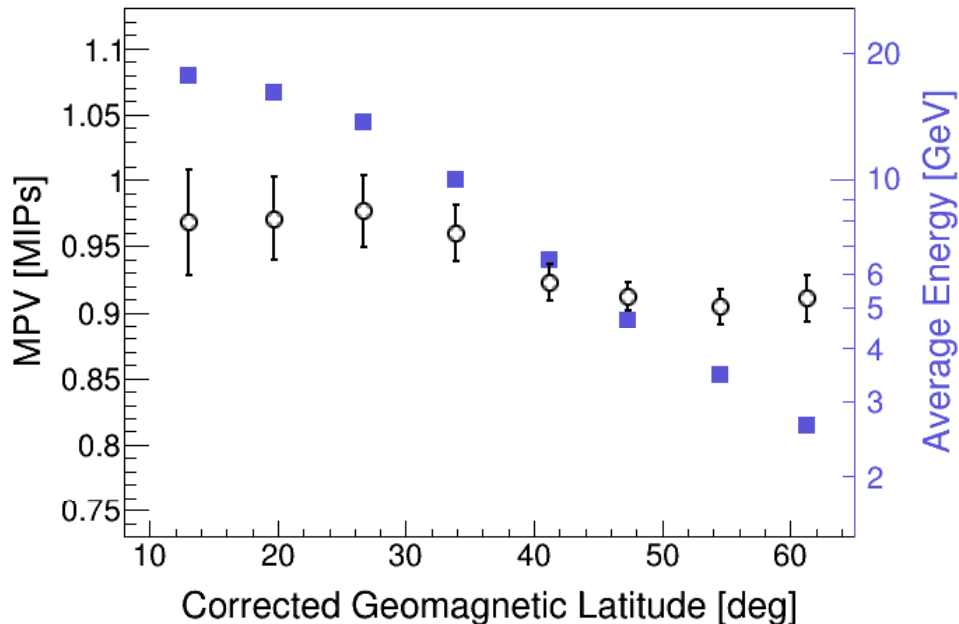


図 6.39: 各地磁気緯度における陽子の平均入射エネルギー（青）と TASC 最下層出力の MPV（黒）。エラーバーは軌道 10 周分の統計量に相当。

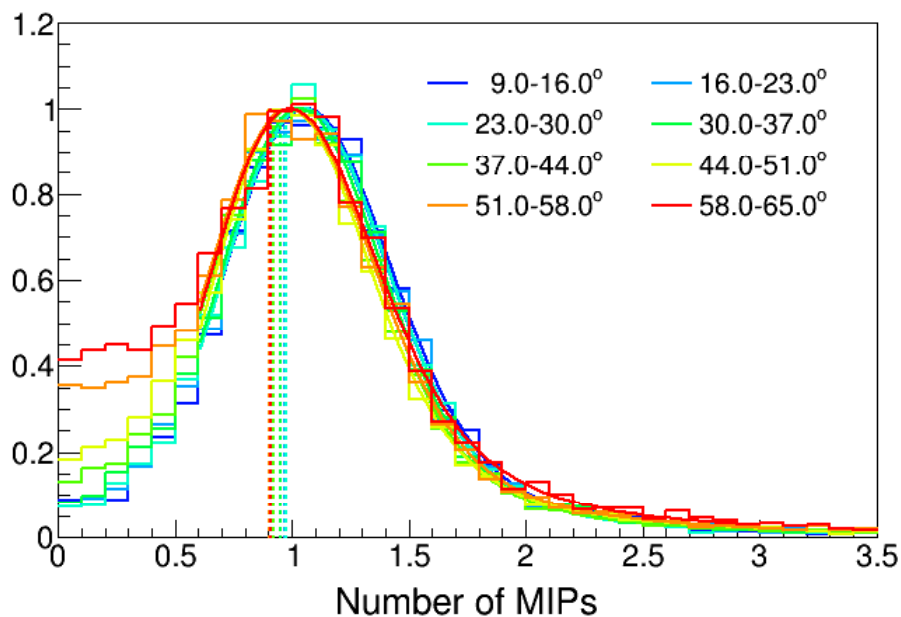


図 6.40: 各地磁気緯度で検出される陽子イベントによる TASC 最下層の PWO の出力値分布。実線は Landau 関数に Gauss 関数を畳み込んだ関数によるフィッティングで、点線は Landau 成分の MPV を示している。

と高緯度で取得されたイベントで出力の MPV が異なることがあらかじめ分かっている
ので、これが同じ位置にくるように補正計数をかけてから足し合わせることで、分布のぶ
れを抑え、校正精度を高めることができる。1 周期単位で考える場合、高緯度領域で取得
されるイベントの割合が圧倒的に多いので、全体としての分布形状は補正前後でそれほ
ど変わらないが (MPV の決定精度が 0.04% 向上する程度)、この補正のもたらすより大
きなメリットは、軌道上のどこで観測されたデータも同等に扱うことができるようになる
点である。すなわち特定の緯度領域で取得されたデータや、1.5 周分のデータ、2.7 周
分のデータなど、観測緯度の割合が異なるデータセットを使用する場合でも、システマ
ティックな誤差を伴うことなく出力校正を行なうことができる。

この補正を行なうには、まず図 6.39 に示した MPV の地磁気緯度依存性を正確に把握
する必要がある。これは実際に軌道上で得られる観測データから導出することが可能で
あり、シミュレーションとの整合性を検証する上でも使用することができる。図は軌道
10 周分の統計量を仮定して導出したもので、検出レートの低い低緯度領域では 4% 程度
の誤差が予想される。統計を 4 倍、すなわち 40 周分 (観測時間にして 2 日半分) のデー
タを取得すれば、全地磁気緯度領域について 2% 以下の精度で MPV を導出できる。

6.4.5 温度依存性、位置依存性の補正

実際の観測においては、出力の温度依存性、シンチレータ内の減衰等も考慮する必要がある。CALET 実験における温度の変動は、能動熱制御系機器 (Active Thermal Control System; ATCS) によって、1 周期あたり 2°C 以内に抑えられているため、観測に深刻な影響を与える恐れはないが、加速器実験における温度依存性の解析では、過去に測定された PWO 発光量の温度依存性 ($-1.3\%/^{\circ}\text{C}$) や APD ゲインの温度依存性 ($-2.4 \pm 0.15\%/^{\circ}\text{C}$) と矛盾のない結果を得ており、軌道上でも同様の手法で温度依存性の測定と補正を行なうことで、より高精度な観測結果が得られると考えられる。シンチレータ内の減衰に関しては、搭載前に線源による測定が行なわれているが、軌道上でも IMC による飛跡再構成によりシングル粒子の通過位置が正確に特定可能なことから、正確な出力の位置依存性を測定することができる。

以下に、本章で得た結果に基づいて軌道上装置較正の流れをまとめる。

1. ISS 搭載後しばらくは Single モードで長期運用し、各チャンネルの詳細な較正を行なう。この段階で出力値の地磁気緯度依存性や温度依存性、位置依存性を導出する。
2. HES モードによる高エネルギー宇宙線観測を本格的に開始した後は、定期的に Single モードに切り替えて出力較正を行なう。軌道 1 周期 (90 分) の間に Single モードで取得されるイベントは、 $\Phi = 0.4 \text{ GV}$ のとき陽子 7.8×10^5 例、ヘリウム 1.3×10^5 例であり、そのうち 2–4% は検出器中を 1 粒子のまま貫通する見積もりである。それらをデータ解析によって選別し、1 MIP 相当の出力値を導出する。
3. 軌道 1 周分の統計量で、2% の較正精度が得られるという本解析の結果を踏まえ、必要とされる精度とタイムスケールに応じて、データ解析手法と観測時間を選択する。精密な較正が必要な場合は、観測時間を 4 周に延ばすことで較正誤差を 1% 以下に抑えることができる。全チャンネルを短時間で較正する必要がある場合には幾何条件を変更し、TASC 側面に抜けたイベントも使用する。これにより上層のイベント数が最大で約 4 倍になるため、到来頻度の低い検出器の端に位置する PWO も短時間で較正することが可能となる。

第7章

CALET の観測予測

本章では、これまでに述べた CALET の観測性能をまとめ、ISS 軌道上における 5 年間の観測から期待される科学的な成果について述べる。現在宇宙空間では、PAMELA、Fermi 等の宇宙線観測衛星が稼働しており、ISS 上では AMS-02 が本格的な観測を開始している。また CALET の打ち上げが予定されている 2015 年度には、高エネルギー原子核を観測対象とした ISS-CREAM も搭載される予定である。また次世代の検出器として、DAMPE、HEPCaT、Gamma-400 などの宇宙実験も計画されている。このような状況下で CALET の担うユニークな役割とは何か、近傍天体における加速メカニズムの検証や暗黒物質の正体解明について、どのような側面からアプローチが可能か、他実験の観測性能とも比較しつつ考察する。

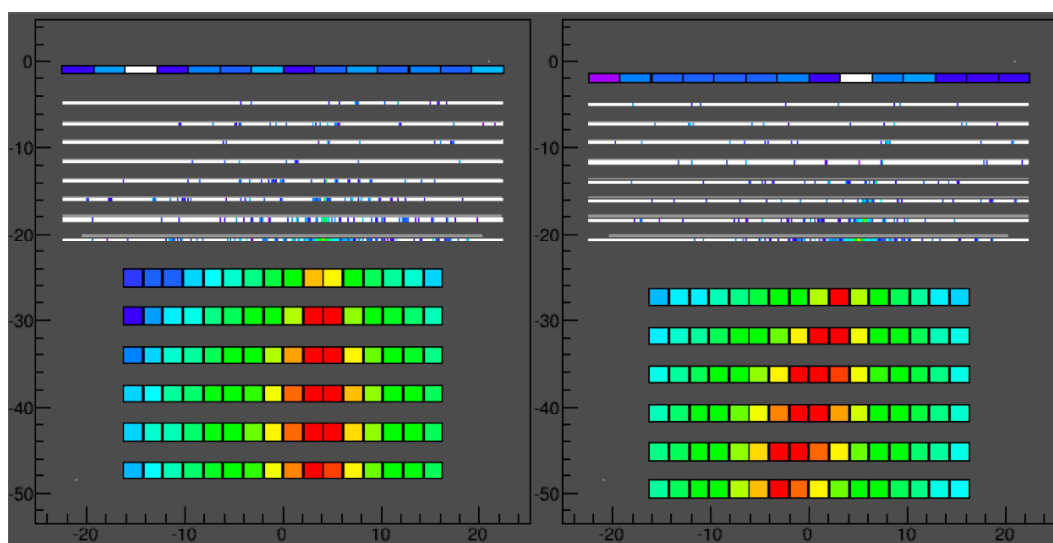


図 7.0: CALET による電子 10 TeV のシャワー検出イメージ

7.1 電子観測

CALET の最大の目的は、高エネルギー電子の高精度観測である。検出器構成は電子のシャワーを捉えることに最適化されており、角度分解能、エネルギー分解能、陽子除去について高い性能が確認されている。表 7.1 に、100 GeV から 1 TeV の電子に対する CALET の観測性能を、現在宇宙空間で稼働中の他の検出器と比較して示す。 $S\Omega T$ は、装置の幾何学的因子に検出効率と観測時間をかけた値として定義している。

表 7.1: 電子観測性能の比較 (100 GeV–1 TeV)

Detector	Energy resolution [%]	Proton rejection power	$S\Omega T$ (5 yr) [cm ² sr day]
PAMELA [131]	5.5–	10^5	4
Fermi-LAT [71][132]	6–15	10^3 – 10^4	180–490
AMS-02 [76]	2.5–	10^4 – 10^6	55
CALET	1–2	10^5	220

CALET の特徴として特に重要な点は、検出効率、エネルギー分解能、陽子除去率等の主要な性能がエネルギーに大きく依存しないことである。このため、系統誤差が小さく信頼度の高いスペクトルが導出可能である。また、表に示したのは 100 GeV から 1 TeV のエネルギー領域における性能だが、他の検出器のエネルギー上限が 1 TeV 程度であるのに対し、CALET は同じ性能で 20 TeV まで観測可能である。以下では、TeV 領域の近傍加速源由来の成分と数 100 GeV における過剰成分に分けて、これまでに示した CALET の軌道上装置性能をふまえた観測予測を行なう。

7.1.1 TeV 領域電子観測による近傍加速源の同定

CALET は、これまで直接観測の困難であった TeV 領域の電子観測を実現する。これまでに TeV 領域の電子を測定した実験としては、H.E.S.S. [64] や MAGIC [65] があげられるが、これらは宇宙線が生成する大気シャワー由来のチェレンコフ光を地上に設置した望遠鏡で捉える間接的な測定であるため、例えば H.E.S.S. の場合エネルギースケール (系統誤差) $\pm 15\%$ 、エネルギー分解能 15% 程度である。CALET は宇宙空間で直接検出

器に入射する電子を捉え、かつ十分な厚みをもつカロリメータによって2%以下という高いエネルギー分解能を発揮するため、TeV領域のスペクトル構造を正確に導出することができる。図7.1に、CALETの観測で期待される電子のエネルギースペクトルの一例を示す。理論予測においてはVela、Monogem、Cygnus Loopの3つの近傍超新星残骸の寄与を仮定し、地球からの距離と年齢として表7.2の値を用いた。

表 7.2: 電子スペクトル予測において仮定した近傍超新星残骸

SNR	Distance from the Earth [kpc]	Age [yr]
Vela [133]	0.30	1.1×10^4
Monogem [134]	0.30	8.6×10^4
Cygnus Loop [135]	0.44	2.0×10^4

観測期間は5年とし、幾何条件(D)によるイベント選別を行なった際のエネルギー分解能を仮定して乱数計算により観測スペクトルを予測した。図のように、CALETの5年間の観測で、これまでの観測エネルギー上限の先にある近傍加速源由来のスペクトル形状を捉えることができる。

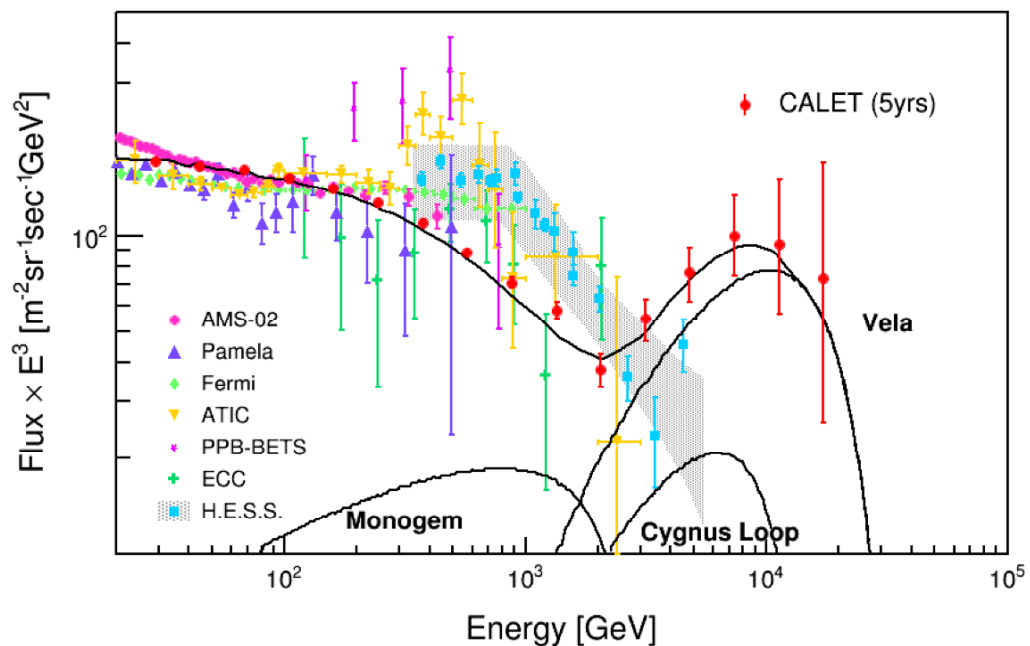


図 7.1: CALETによる電子エネルギースペクトルの観測予測。黒線は、表 7.3に示す model 5 を仮定した場合の解析解 [96]。

図 7.1 に示した TeV 領域のスペクトル形状は、加速源におけるエネルギー上限 E_c 、加速された粒子が放出されるタイミング τ 、銀河内伝播を表す拡散係数 D_0 など、複数のパラメータの取り方によって変化する。CALET の TeV 電子観測によって、各パラメータにどのような制限をかけることが可能か検討するため、表 7.3 に示す 6 種類のモデルを比較した。図 7.2 は、それぞれのモデルによって予想されるスペクトル形状を示している。図 7.1、図 7.2 の観測予測（赤丸）は model 5 に基づいて行なった乱数計算の一例である。

表 7.3: TeV 電子スペクトル予測に用いたモデル

	E_c [TeV]	τ [yr]	D_0 [cm^2s^{-1}]
model 1	∞	0	5×10^{29}
model 2	∞	0	2×10^{29}
model 3	10	0	2×10^{29}
model 4	20	0	2×10^{29}
model 5	20	5×10^3	2×10^{29}
model 6	20	$0-1 \times 10^4$	2×10^{29}

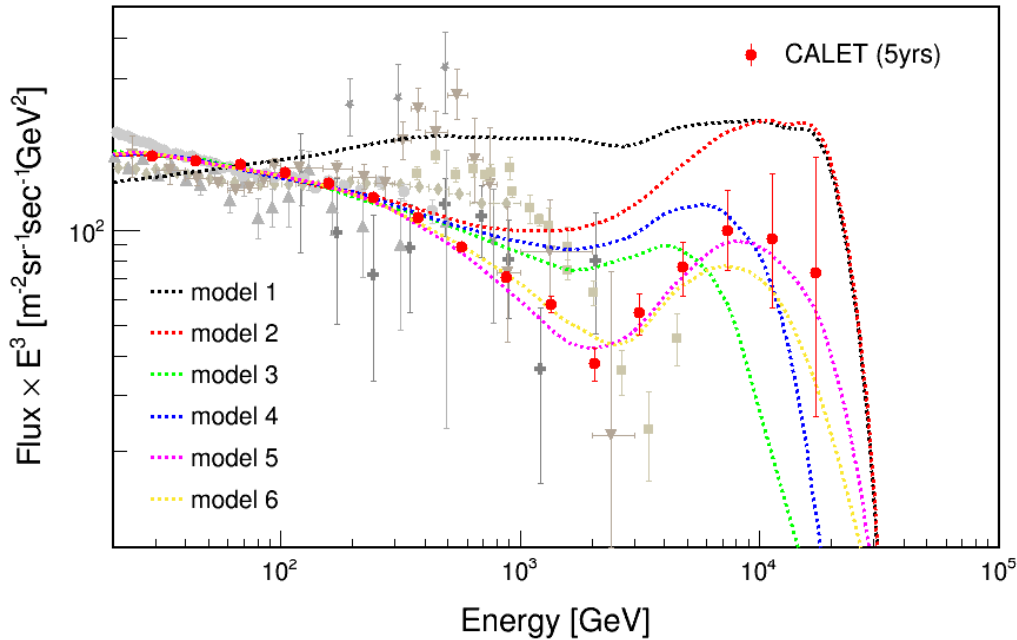


図 7.2: 表 7.3 の各理論モデルから予想される電子エネルギースペクトル。赤丸は model 5 を仮定した場合の CALET の観測予測。

図 7.3 に、各理論曲線と観測予測との一致度をカイ二乗検定で比較した結果の例を示す。乱数計算による観測予測は初期乱数に依存するため、ここでは model 5 を仮定した観測予測を、初期乱数を変えて 100 回試行し、1 回毎に各理論曲線とのカイ二乗値を導出した。観測予測に用いた model 5 とのカイ二乗値は平均的に 1 付近に分布するが、model 1~4、すなわち放出時間 τ が 0 であるようなモデルとのカイ二乗値は平均的に 10 以上となり、観測結果から棄却可能であることが分かる。

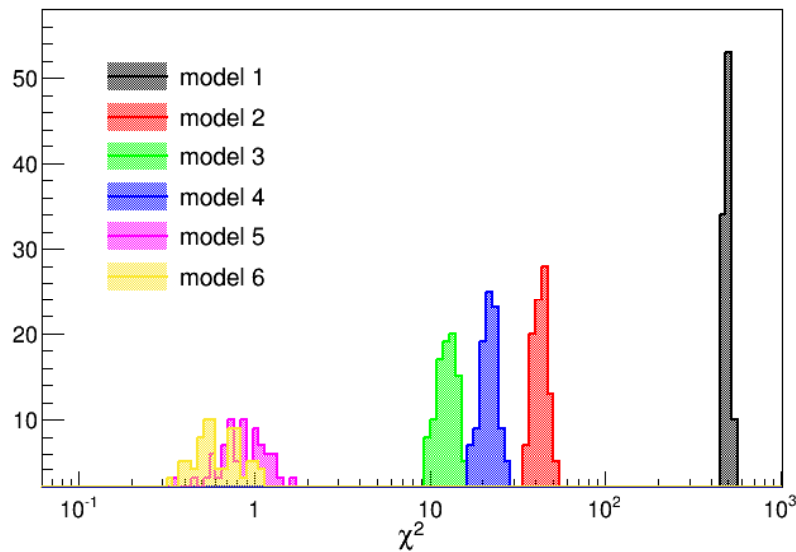


図 7.3: model 5 を仮定して行なった観測予測と各理論モデルで予測されるスペクトルとのカイ二乗検定結果。縦軸は乱数計算の試行回数。

CALET による近傍加速源同定においてもうひとつ重要な要素は、異方性の検出である。高エネルギー電子のように寿命が短く、加速源が近傍天体に限られる場合、その到来方向には加速源の位置に応じた偏りが予想される。ある近傍加速源由来の電子の到来方向の非等方性 δ_i は、拡散伝播モデルを用いると以下のように表される [136]。

$$\delta_i \equiv \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{3D}{c} \frac{\nabla N_i}{N_i} = \frac{3r_i}{2ct_i} \quad (7.1)$$

ここで I は銀緯別の到来頻度で、 I_{max} と I_{min} はその最大値と最小値、 $N_i(E, \mathbf{r}_i, t_i)$ は、 \mathbf{r}_i に位置する年齢 t_i の超新星から飛来するエネルギー E の電子の総数とする。図 7.4 は、Vela、Monogem、Cygnus Loop 起源の成分を仮定した場合に理論的に予想される電子の到来方向分布である。各成分の強度比はモデルによって異なるが、いずれの場合

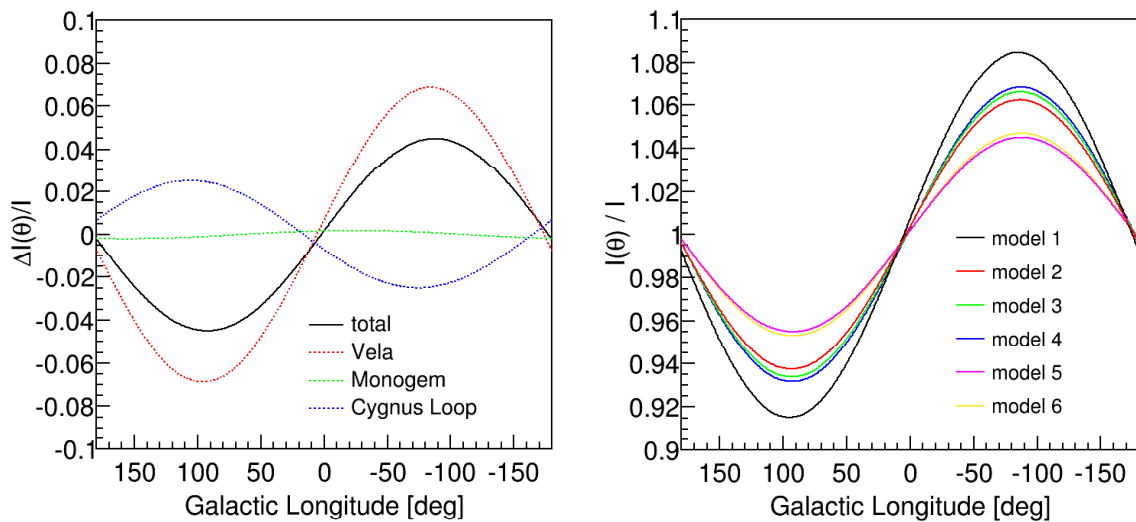


図 7.4: 拡散モデルから予想される電子の到来方向分布。(左) 表 7.3 の model 5 を仮定した場合の各近傍加速源起源の成分比、(右) model 1~6 の比較。

も TeV 領域では Vela 起源の成分が最も顕著であり、2 TeV 以上で 8–16% の異方性が予想される。CALET は各イベントについて 1° 以内の精度で入射角を特定可能であり、図 7.5 のように 5 年間の観測で Vela の方角に到来方向の偏りがあることを識別できる。

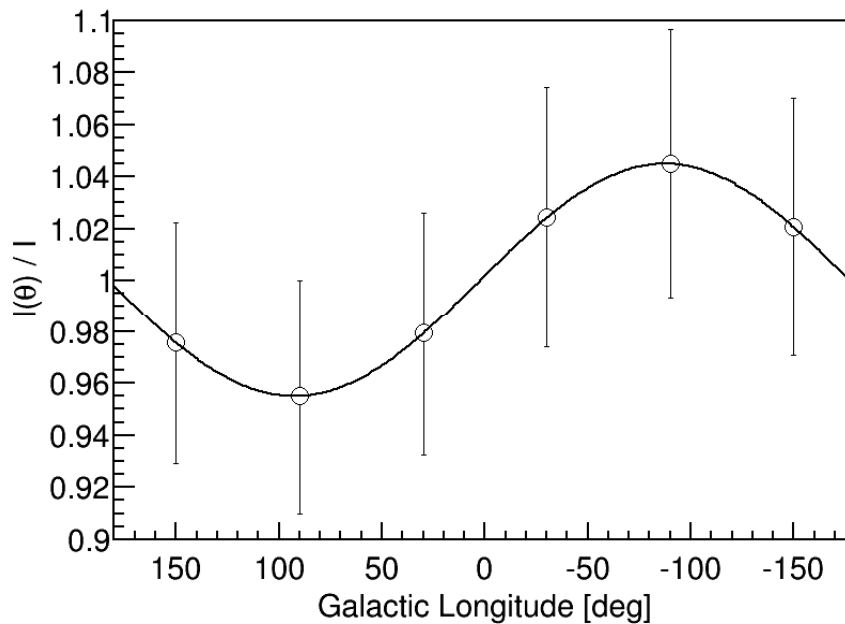


図 7.5: CALET による電子の異方性の観測予測 (>2 TeV)。実線は model 5 を仮定した場合の理論予測。

7.1.2 暗黒物質/パルサーの検出

CALET は 100 GeV 以上の電子に対して 2% 以下のエネルギー分解能をもち、また電子の主なバックグラウンドである陽子との存在比を考慮しても、その混入をエネルギーによらず数 % 以下に抑える性能をもつことがシミュレーションで確認されている。このため、広いエネルギー範囲にわたってスペクトルの精密観測が可能であり、現在議論的になっている数 100 GeV 領域の過剰成分の起源に新たな制限を課することができる。

過剰成分に関する理論モデルは、パルサー等の近傍加速源を起源とするものと、暗黒物質を起源とするものに大別できる。パルサーを起源とする場合、数 100 GeV の電子の加速源となり得るパルサーは距離や年齢によって制限される。図 7.6 の実線は、ATNF カタログ [137] 記載の既知のパルサーの寄与を足し合わせた電子エネルギースペクトルの理論予測である。この場合の特徴は、個々のパルサーからの寄与がスペクトルの微細構造として現れることであり、CALET のエネルギー分解能は 100 GeV 以上で 2% 以下であ

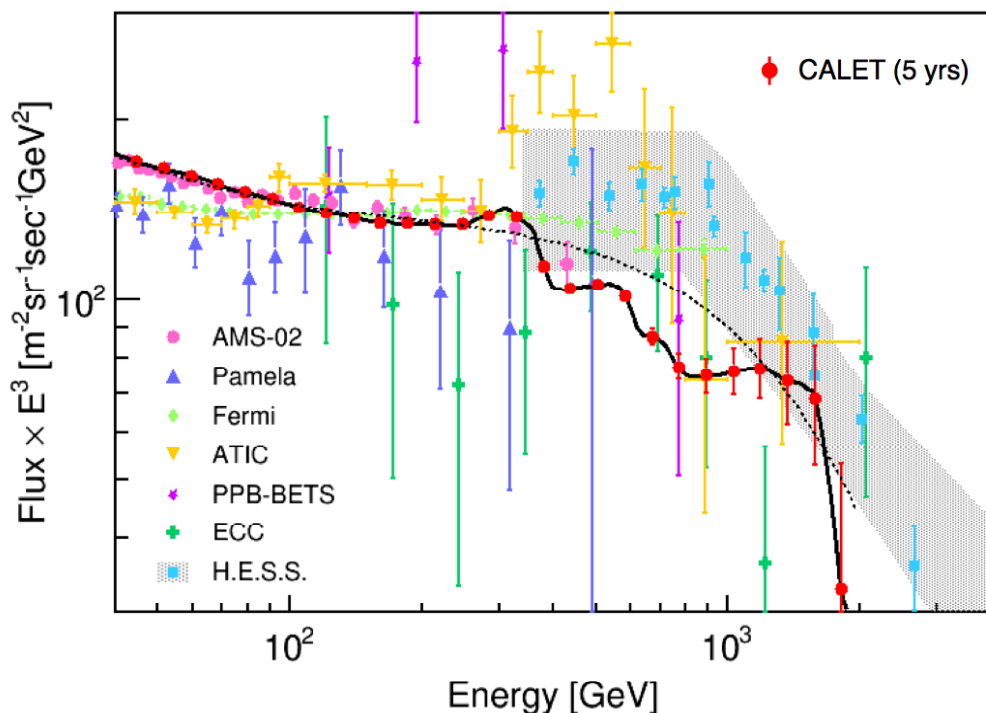


図 7.6: 近傍パルサーからの寄与を仮定した電子スペクトル予測。赤丸は 5 年分の統計を仮定した CALET の観測予測。

ることから、微細構造の有無を十分な精度で観測可能であると予想される（図中赤丸）。点線は赤丸で示された観測結果を、以下の関数でフィッティングした結果である。

$$\phi_{e^\pm}(E) = \phi_{e^+}(E) + \phi_{e^-}(E) \quad (7.2)$$

$$\begin{pmatrix} \phi_{e^+}(E) = C_{e^+}E^{-\gamma_{e^+}} + C_sE^{-\gamma_s}e^{-E/E_s} \\ \phi_{e^-}(E) = C_{e^-}E^{-\gamma_{e^-}} + C_sE^{-\gamma_s}e^{-E/E_s} \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

上式では、電子と陽電子それぞれのスペクトルが、従来の拡散モデルで予想されるバックグラウンド成分の他に、 E_s をカットオフエネルギーとする単一べき型の過剰成分をもつと仮定している。図 7.6 のように、CALET の観測によって複数のパルサーを起源とするスペクトルが得られた場合、式 (7.2) でフィッティングを行なうと $\chi^2/NDF = 3093.6/21$ となり、有意にこのモデルを棄却することができる。

一方暗黒物質を起源とする場合は、暗黒物質の質量や崩壊・対消滅モード、boost factor 等がスペクトル形状に影響する。Fermi、AMS-02 等の観測により、鋭いピークをもたら

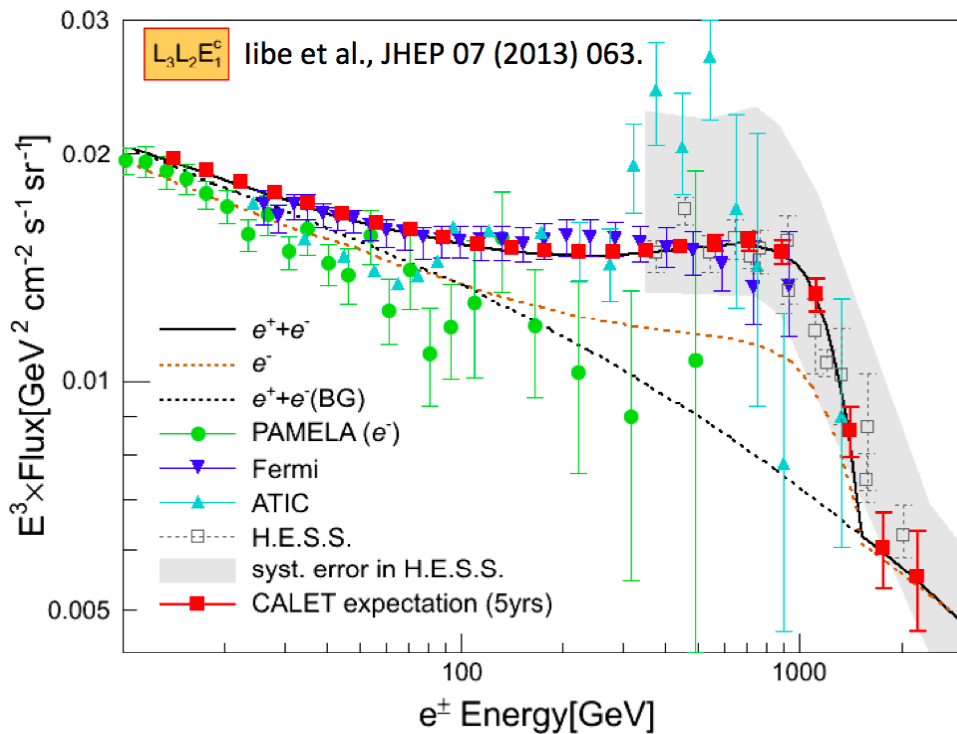


図 7.7: 暗黒物質由来の成分を仮定した電子スペクトル予測 [138]。赤点は 5 年分の統計を仮定した CALET による観測予測。

す対消滅モードは否定されつつあるが、CALETのように高いエネルギー分解能と一定の陽子除去能力をもつ検出器によって検証する必要がある。またモデル決定のために重要なのが、過剰成分のカットオフの形状である。H.E.S.S.等の実験は数 TeV におけるスペクトルの減少を観測しているが、系統誤差が大きく、正確な形状が明らかになっていない。過剰成分が暗黒物質の崩壊や対消滅に起因する場合、スペクトルにはその質量に応じたカットオフが現れるため、モデル決定のためにはカットオフまで含めたスペクトルの精密観測が不可欠である。図 7.7 の実線は、質量 3 TeV のウィーノ粒子の崩壊を仮定した場合の電子エネルギースペクトルの理論予測である。図のように 1 TeV 付近に特徴的なスペクトル構造が存在した場合、そのカットオフ形状まで含めた精密観測が可能なのは現状 CALET のみであり、暗黒物質のモデル識別において重要な役割を担っている。

7.2 ガンマ線観測

ガンマ線に関しては、ガンマ線観測に特化された衛星 Fermi LAT が高い性能と統計量を誇っている。CALET のガンマ線観測に主に期待されることは、高エネルギー拡散ガンマ線成分の観測と、暗黒物質由来のスペクトル構造の探索である。

図 7.8 および図 7.9 に、CALET による拡散ガンマ線の観測予測を示す。拡散ガンマ線の主な起源は、銀河内における宇宙線と星間物質の相互作用（宇宙線陽子と星間ガスとの衝突により発生する π^0 の崩壊、宇宙線電子の制動放射、逆コンプトン散乱など）であるが、それ以外の成分についてはまだ起源が完全に解明されておらず、観測の高精度化が待たれている。CALET は、各イベントの到来方向を 1° 以内の精度で特定可能であり、図のように系内成分の寄与が大きい銀河中心と、それ以外の領域それぞれについて、5 年間の観測で TeV 領域までのスペクトルを導出することができる。

また暗黒物質の崩壊または対消滅は、ガンマ線スペクトルにその質量に応じたピークを形成する可能性がある。Fermi の最新の解析結果では顕著な過剰成分は認められていないが、Fermi は CALET よりカロリメータの厚みが薄く、エネルギー分解能が十分ではないため、CALET 観測による検証が重要となっている。例えば、1 TeV 付近に質量をもつ Kalza-Klein 暗黒物質の崩壊は、エネルギー分解能が 1% 程度であるときスペクトルのピークとして明確に検出される。CALET のガンマ線観測は、電子観測における過剰成分の起源の解明と合わせて、暗黒物質のモデルに強い制限を与えることができる。

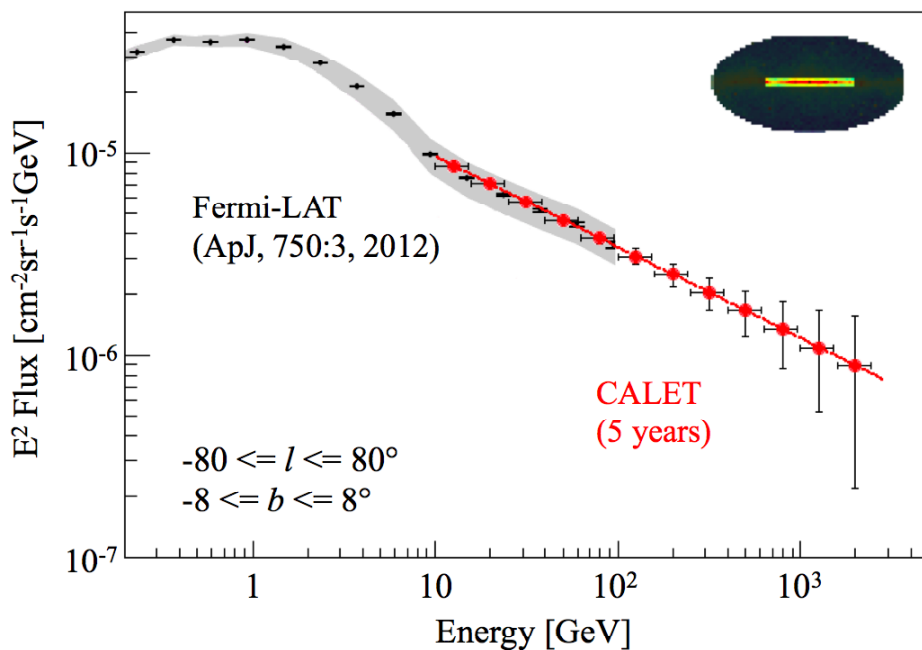


図 7.8: CALET による拡散ガンマ線スペクトルの観測予測（銀緯 8° 以内の領域）。Fermi-LAT の観測結果をべき関数でフィッティングして外挿している。

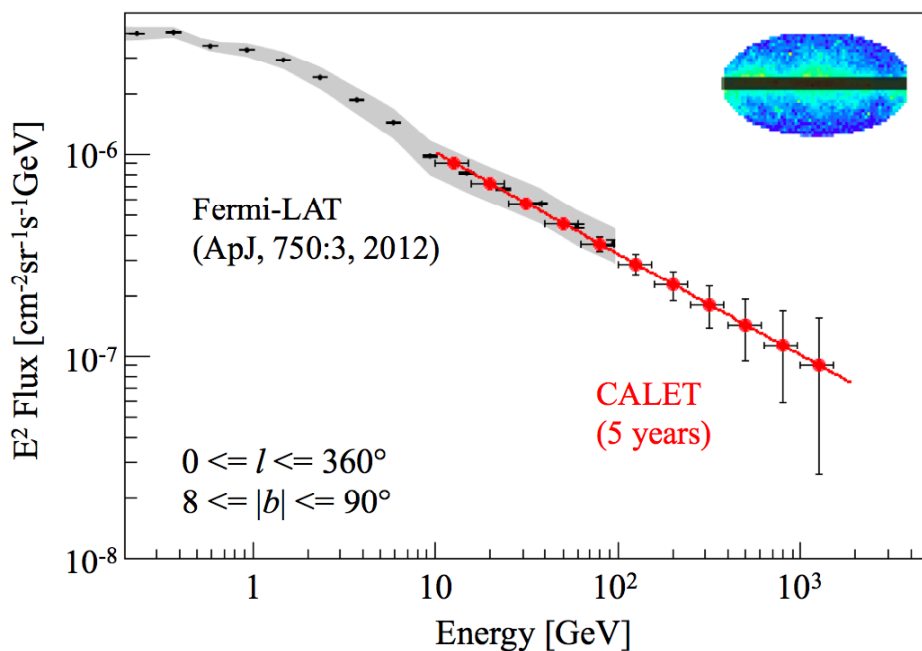


図 7.9: CALET による拡散ガンマ線スペクトルの観測予測（銀緯 8° 以上の領域）。Fermi-LAT の観測結果をべき関数でフィッティングして外挿している。

7.3 陽子・原子核観測

陽子・原子核成分に関する CALET 観測の特徴は、大気の影響のない宇宙空間での測定であること、および5年間という長期観測により TeV 領域において十分な統計量が得られることである。図 7.10 に CALET の5年間の観測で予想される B/C 比を示す。高エネルギーにおける B/C 比の推移は、拡散係数のエネルギー依存性や超新星残骸近傍におけるハドロン相互作用確率等を議論する上で重要な情報であり、CALET の長期観測により理論モデルの検証が可能となる。

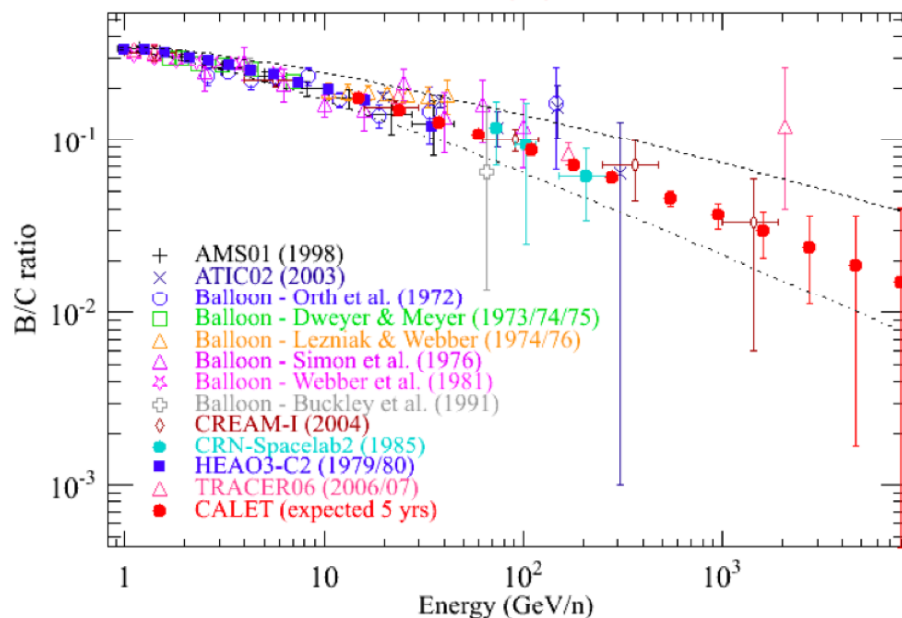


図 7.10: CALET による B/C 比の観測予測。

また近年議論の的となっている陽子、ヘリウムのべき指数の変化についても検証する。PAMELA が報告した 200 GeV/n 付近におけるスペクトルの折れ曲がり、AMS-02 では確認されておらず、食い違いに決着をつける新たな観測結果が待たれている。また 200 GeV/n 付近にスペクトルの折れ曲がりが存在しない場合でも、GeV 領域における AMS-02 の観測結果と TeV 領域における CREAM の観測結果は、同一のべき関数で解釈するのが困難であり、両者の外挿が交差する数 TeV 付近でべき指数が変化している可能性がある。これらの問題に関する CALET の観測精度を評価するため、乱数計算による観測スペクトル予測と、Bayes 推定によるスペクトル解析を行なった。

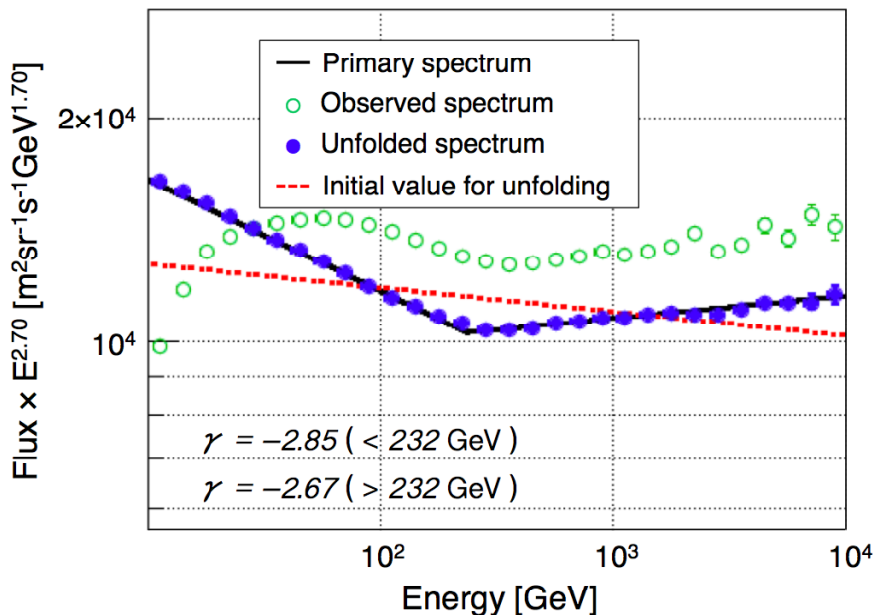


図 7.11: 232 GeV におけるべき指数の変化を仮定した陽子スペクトル。青は 2 年分の統計を仮定した CALET による観測予測。

図 7.11 は、PAMELA の観測した 232 GeV における陽子スペクトルの変化 [53] を仮定した場合の CALET による観測予測である。緑のプロットは、図中の実線を入射スペクトルとした場合に得られる観測スペクトルに相当するもので、以下の手順で導出した。

1. 実線に従う乱数を振り、入射スペクトルを再現する。
2. 各イベントに対して検出効率とエネルギー分解能に対応する乱数を振り、トリガーにかかるイベントについて検出器内のエネルギー損失量を決める。
3. エネルギー較正曲線によって入射エネルギーの推定を行ない、エネルギースペクトルのヒストグラムを作成する。
4. ヒストグラムの各ビンに対して、検出効率の補正を行なう。

これに対して Bayes 推定の手法を用いてエネルギー分解能の影響を補正し、真の入射エネルギーの推定を行なった結果が青のプロットである。Bayes 推定は、ある観測事象 E からその元となる事象 C を推定する際に広く用いられる統計手法のひとつで、以下で表される Bayes の定理を基にしている。

$$P(C_i|E) = \frac{P(E|C_i)P(C_i)}{\sum_{k=1}^n P(E|C_k)P(C_k)} \quad (7.4)$$

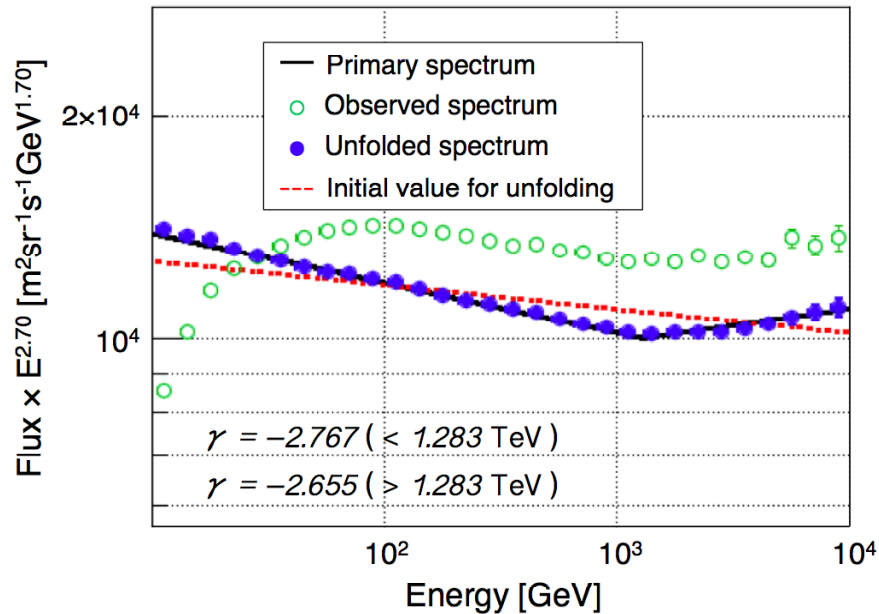


図 7.12: 1.28 TeV におけるべき指数の変化を仮定した陽子スペクトル。青は 2 年分の統計を仮定した CALET による観測予測。

これは事前確率 $P(C_i)$ と尤度 $P(E|C_i)$ によって事後確率 $P(C_i|E)$ を記述したもので、スペクトル解析に応用する場合は、事前確率：仮定する入射スペクトル、尤度：検出器特性を表す応答関数、事後確率：観測スペクトルと仮定した入射スペクトルを対応づける応答逆関数とみなす。これに基づき、以下の手順で入射スペクトルの推定を行なった。

1. 適当な入射スペクトルを仮定し、これに従う確率分布を事前確率分布 $P(C_0)$ として、Bayes の定理により $P(C_0|E_j)$ を求める (j はヒストグラムのビン番号)。
2. 導出した $P(C_0|E_j)$ を検出器応答の逆行列とみなし、観測スペクトルから入射スペクトルを推定する。推定されたスペクトルに従う確率分布を $P(C_1)$ とする。
3. 事前確率分布を $P(C_0)$ から $P(C_1)$ に更新して再度 2. を行なう。同様の処理を $P(C_{k-1})$ と $P(C_k)$ の差が小さくなるまで k 回繰り返す。

事前確率分布を更新しながら手順 2. を繰り返す手法は Bayes 更新と呼ばれ、最初の仮定に依存しない最適な $P(C)$ を導出するのに有効である。更新終了の適切な判定条件は解析内容によるが、本解析では誤差伝播による統計誤差の増大を考慮して更新回数 k を 2 回に固定した。図 7.11 では折れ曲がりのないスペクトル (赤線) を初期値として、2 回の Bayes 更新で十分な精度で折れ曲がりのある真の入射スペクトルを導出できている。

図 7.12 は AMS-02 の観測結果 [56] と CREAM[54] の観測結果を基に、1.28 GeV におけるスペクトルの折れ曲がり仮定した場合の観測予測である。図 7.11 と同様に、Bayes 推定によって入射スペクトルを高精度で再現できていることから、折れ曲がり仮定が数 TeV 以下であれば 2 年分の統計量で十分に識別可能であることが分かる。

さらにべき指数の変化の形状に関する識別能力を検証した。図 7.13 は、232 GeV を境にべき指数が断続的に変化するモデルと、70–800 GeV の範囲で連続的にべき指数が変化するモデルを仮定し、それぞれについて観測スペクトル予測と Bayes 更新によるスペクトル解析を行なった結果である。両者ともにべき指数が断続的に変化する関数でフィッティングした結果、べき指数が連続的に変化するモデル（右図）の場合は、 5σ の精度で断続的な折れ曲がり仮定が棄却されることが分かった。

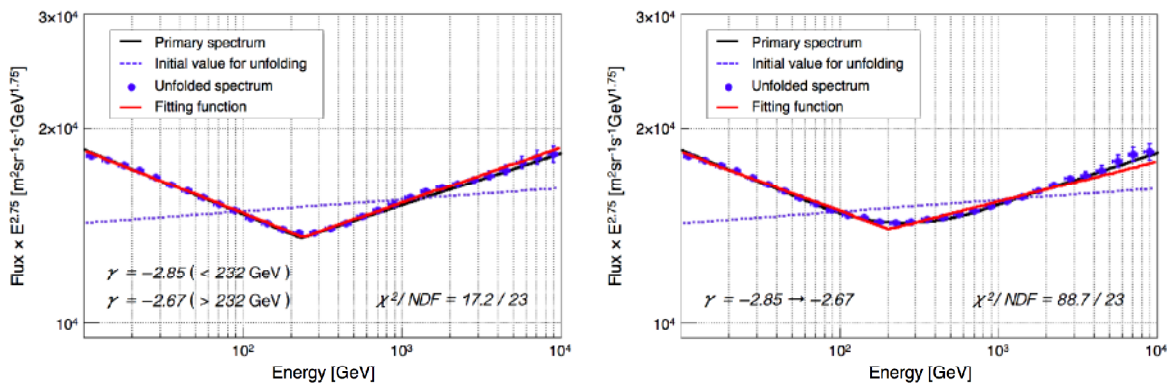


図 7.13: CALET による陽子スペクトル硬化のモデル識別予測。左は 232 GeV においてべき指数が -2.78 から -2.66 に変化することを仮定。右は 70 GeV から 800 GeV にかけてべき指数が緩やかに変化することを仮定。フィッティング関数は、あるエネルギーでべき指数が断続的に変化することを仮定したもの。

第 8 章

まとめ

本論文では、2015 年に ISS に搭載予定の高エネルギー宇宙線観測装置 CALET の装置性能を、気球実験および加速器実験のデータ解析を通して検証し、定期的な軌道上装置較正によって長期高精度観測が実現可能であることを示した。CALET は、現在宇宙線研究において最重要課題となっている宇宙線加速源の同定や加速・伝播機構の包括的解明のため、直接観測としては最高エネルギー領域である GeV–TeV 領域の電子、ガンマ線、原子核観測を実施する。このエネルギー領域では、加速源の同定を可能にする近傍超新星残骸由来の電子成分や、暗黒物質あるいは近傍パルサーに由来する未知の成分等、精密観測が必要とされる事象が多く存在し、CALET がその優れた装置構造を活かしてモデルの確定に寄与することが重要な任務となっている。

本論文ではまず、2009 年に行なわれた気球実験のデータ解析を通して、CALET が大気上空で実際に宇宙線のデータを取得する能力を備えており、さらにデータ解析により微量成分である電子、ガンマ線を高精度で識別可能であることを示した。実験で使用した bCALET-2 検出器は、大気上空における 1–100 GeV の電子、ガンマ線を観測対象として設計された CALET の 1/3 プロトタイプであり、高度 35 km における 2.5 時間のレベルフライトを通して、 1.2×10^4 例のイベントデータを取得した。これらのデータに対してエネルギー決定、シャワー軸再構成、粒子識別解析を行なった結果、74 例の電子候補イベント、79 例のガンマ線候補イベントが選別され、シミュレーション予測および BETS 等の過去の観測結果と矛盾のない電子・ガンマ線スペクトルが得られた。この結果は CALET の優れた装置性能、特に 100 倍近い陽子バックグラウンドの中から観測対象である電子成分を的確に抽出し、スペクトル構造を捉える能力を実証している。

また 2012 年に熱構造モデルを用いて行なった加速器実験のデータ解析を通して、CALET の性能評価に用いるシミュレーションが 10–290 GeV の領域において高精度で実験を再現することを示した。1 粒子通過時の出力値分布を Landau 成分と Gauss 成分の畳み込みで記述する 1 MIP 較正手法を確立し、実験データから導出した検出器応答特性をシミュレーションに組み込むことによって、エネルギー分解能、角度分解能、粒子識別性能について実験とシミュレーションで矛盾のない結果を得た。

さらに Monte Carlo シミュレーションによって ISS 軌道上の宇宙線フラックスを再現し、陽子・ヘリウムを用いた定期的な装置較正によって、長期にわたり高い装置性能が維持可能であることを示した。シミュレーションによって見積もられた軌道 1 周あたりの陽子・ヘリウムの取得イベント数は、太陽変調パラメータを $\Phi = 0.4$ GV と仮定した場合それぞれ 7.8×10^5 例、 1.3×10^5 例であり、そのうち 2–4% が検出器内を 1 粒子のまま通過する。これらのイベントはデータ解析によって 76% 以上の純度で選別可能であり、その出力値分布から軌道 1 周 (90 分) につき 2% の精度で TASC 各チャンネルを出力較正することができる。シミュレーションによる見積もりでは、TeV 領域電子のエネルギー分解能を 3% 以内に抑えるために必要な較正精度の目安は約 10% であり、本解析で得られた結果は、定期的に 90 分～数時間のタイムスケールで較正用データを取得することにより、CALET の高い装置性能が軌道上で十分維持可能であることを示している。

CALET は H-IIB ロケットによる 2015 年夏期の打ち上げを目標としており、JEM-EF の No.9 ポートにて 2–5 年間の長期観測を開始する。CALET が提供する高精度のエネルギースペクトルは、宇宙線加速源の同定、近傍パルサー起源の成分と暗黒物質起源の成分の識別等を可能にし、宇宙線の加速・伝播パラメータの導出や暗黒物質のモデル決定に大きく寄与すると期待できる。

付録 A

太陽活動と装置較正精度の関係

第 6 章で述べた軌道上装置較正精度は、較正に使用する陽子・ヘリウム の到来頻度とエネルギースペクトルに依存する。本文では太陽活動を表す変調パラメータ Φ を 0.4 GV と仮定したが、ここでは本文中に示した結果が Φ に応じてどのように変化するかを、以下のケースについて示す。

- A.1 $\Phi = 0.0$ GV の場合 (太陽活動の影響を無視した場合)
- A.2 $\Phi = 0.2$ GV の場合
- A.3 $\Phi = 0.4$ GV の場合 (本文中と同じ)
- A.4 $\Phi = 0.6$ GV の場合
- A.5 $\Phi = 0.8$ GV の場合
- A.6 $\Phi = 1.0$ GV の場合
- A.7 $\Phi = 1.2$ GV の場合

Φ が小さい方が取得イベント数が増加するため統計誤差は減少するが、低エネルギーのイベントが増えると弾性散乱の影響により粒子の通過位置を正しく特定できないイベントの混入率も増加するため、出力値分布の形状が変化すると予想される。ここでは Φ を 0.0 GV から 1.2 GV まで 0.2 刻みで変化させ、各ケースにおける軌道上エネルギースペクトルと、イベント選別後の PWO の出力値分布を示す。また TASC 各層についてのイベント選別精度、フィッティングで得られる MPV、および MPV の決定誤差を示す。MPV は本文中と同様、垂直入射の 2 GeV のミューオンによるエネルギー損失量の最頻値を基準として導出している。

A.1 変調パラメータ $\Phi = 0.0$ GV の場合

図 A.1 に、 $\Phi = 0.0$ GV と仮定した場合の陽子およびヘリウムの軌道上フラックスを示す。1 周期で取得可能なシングルイベントは陽子 3,448 例、ヘリウム 173 例であり、表 A.1 に示す精度で MPV が導出可能である。

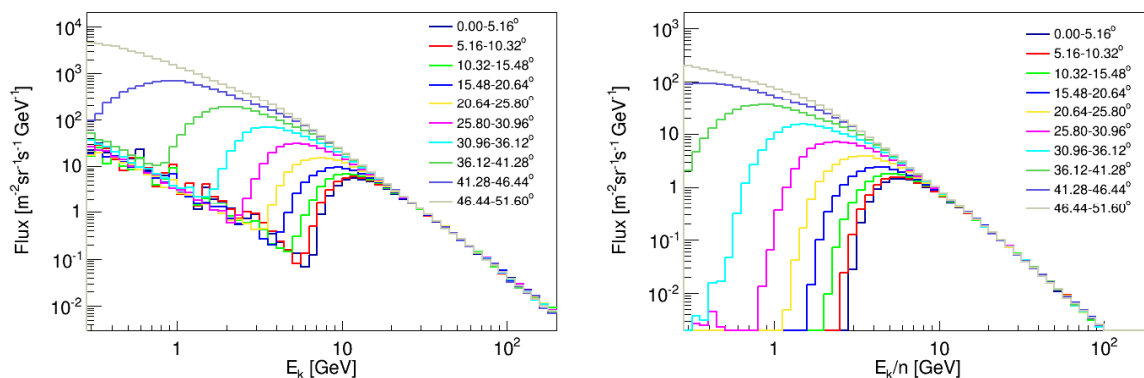


図 A.1: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の軌道上フラックス。

表 A.1: TASC 各層の出力較正精度

Layer #	Calibration using protons				Calibration using He			
	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]
1	68.6	85.3	1.02	0.45	82.4	80.7	4.17	1.44
2	67.6	83.6	1.00	1.36	81.5	79.7	4.19	2.32
3	67.0	82.9	1.00	1.33	81.1	79.4	4.20	2.33
4	66.8	82.5	1.01	1.32	80.6	78.8	4.20	2.26
5	66.0	81.5	1.01	1.35	80.2	78.4	4.20	2.36
6	65.5	80.8	1.01	1.33	79.6	77.9	4.21	2.34
7	64.5	79.5	1.01	1.35	78.8	77.1	4.21	2.27
8	63.6	78.5	1.01	1.40	78.2	76.4	4.21	2.28
9	62.3	76.8	1.00	1.50	77.1	75.4	4.21	2.21
10	61.0	75.3	0.99	1.55	76.0	74.3	4.19	2.10
11	59.1	73.0	0.98	1.64	74.9	73.3	4.18	2.08
12	57.4	71.3	0.97	1.75	74.1	72.6	4.16	2.03

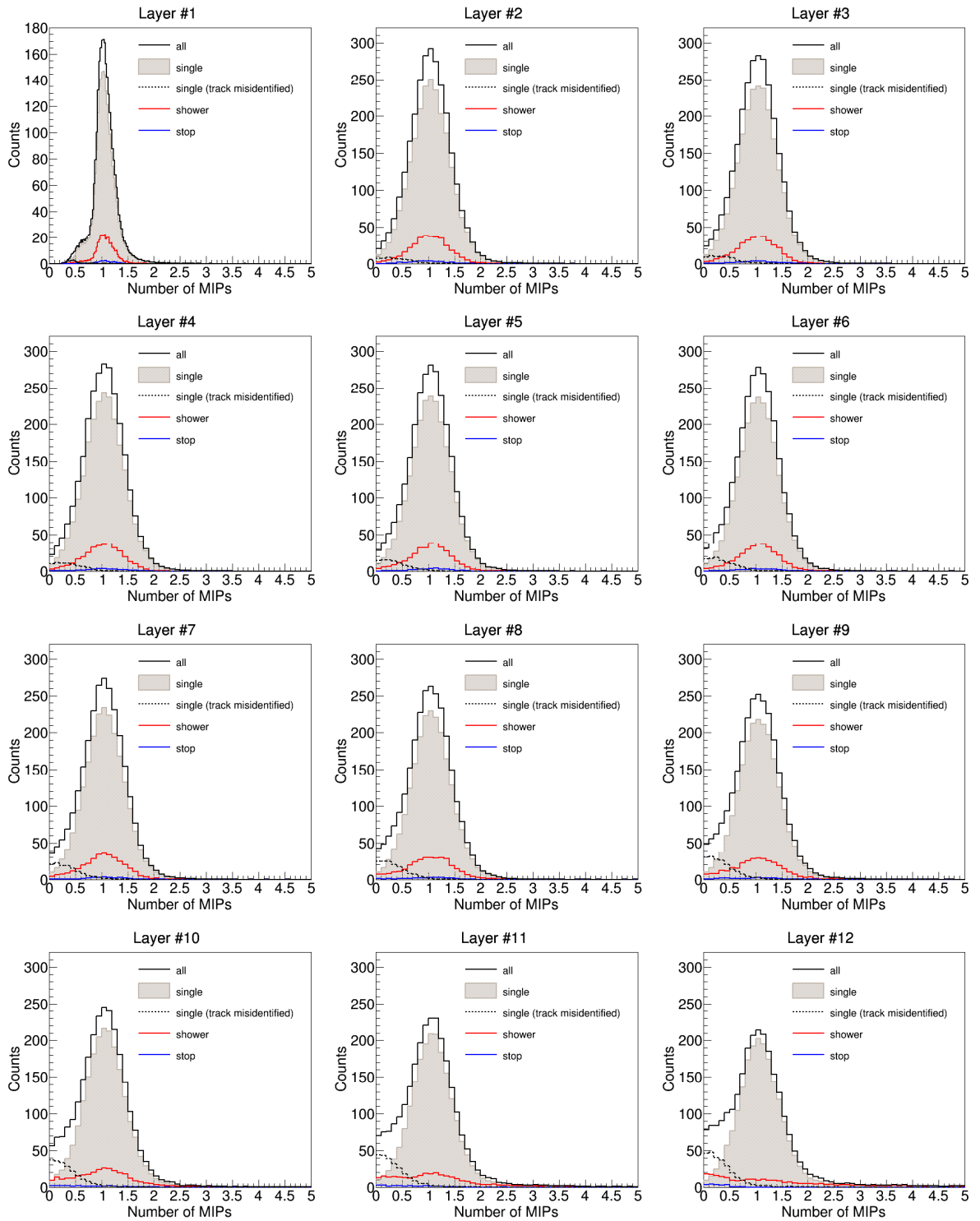


図 A.2: 陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布。

A.2 変調パラメータ $\Phi = 0.2$ GV の場合

図 A.3 に、 $\Phi = 0.2$ GV と仮定した場合の陽子およびヘリウムの軌道上フラックスを示す。1 周期で取得可能なシングルイベントは陽子 2,545 例、ヘリウム 163 例であり、表 A.2 に示す精度で MPV が導出可能である。

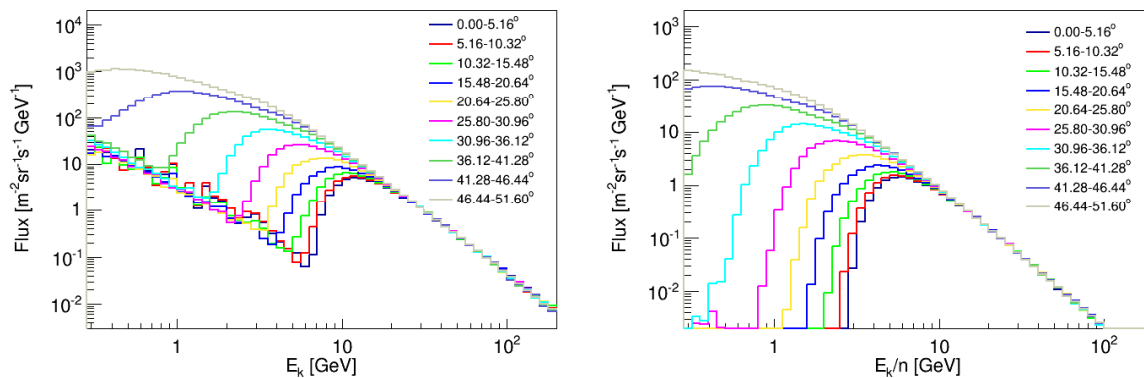


図 A.3: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の軌道上フラックス。

表 A.2: TASC 各層の出力較正精度

Layer #	Calibration using protons				Calibration using He			
	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]
1	73.6	87.0	1.01	0.51	83.2	81.2	4.17	1.52
2	72.5	85.4	0.99	1.54	82.3	80.3	4.19	2.45
3	71.9	84.8	0.99	1.58	81.9	80.0	4.19	2.37
4	71.8	84.4	1.00	1.64	81.4	79.4	4.19	2.37
5	71.0	83.5	1.00	1.57	81.0	79.0	4.20	2.42
6	70.5	82.9	1.00	1.54	80.4	78.4	4.20	2.43
7	69.5	81.7	1.00	1.55	79.6	77.7	4.21	2.34
8	68.8	80.8	1.00	1.59	79.0	77.0	4.21	2.35
9	67.5	79.2	1.00	1.69	77.9	76.0	4.21	2.26
10	66.3	77.9	0.99	1.71	76.8	74.9	4.19	2.17
11	64.6	75.9	0.99	1.78	75.8	73.9	4.18	2.13
12	63.0	74.5	0.97	1.88	75.0	73.2	4.17	2.10

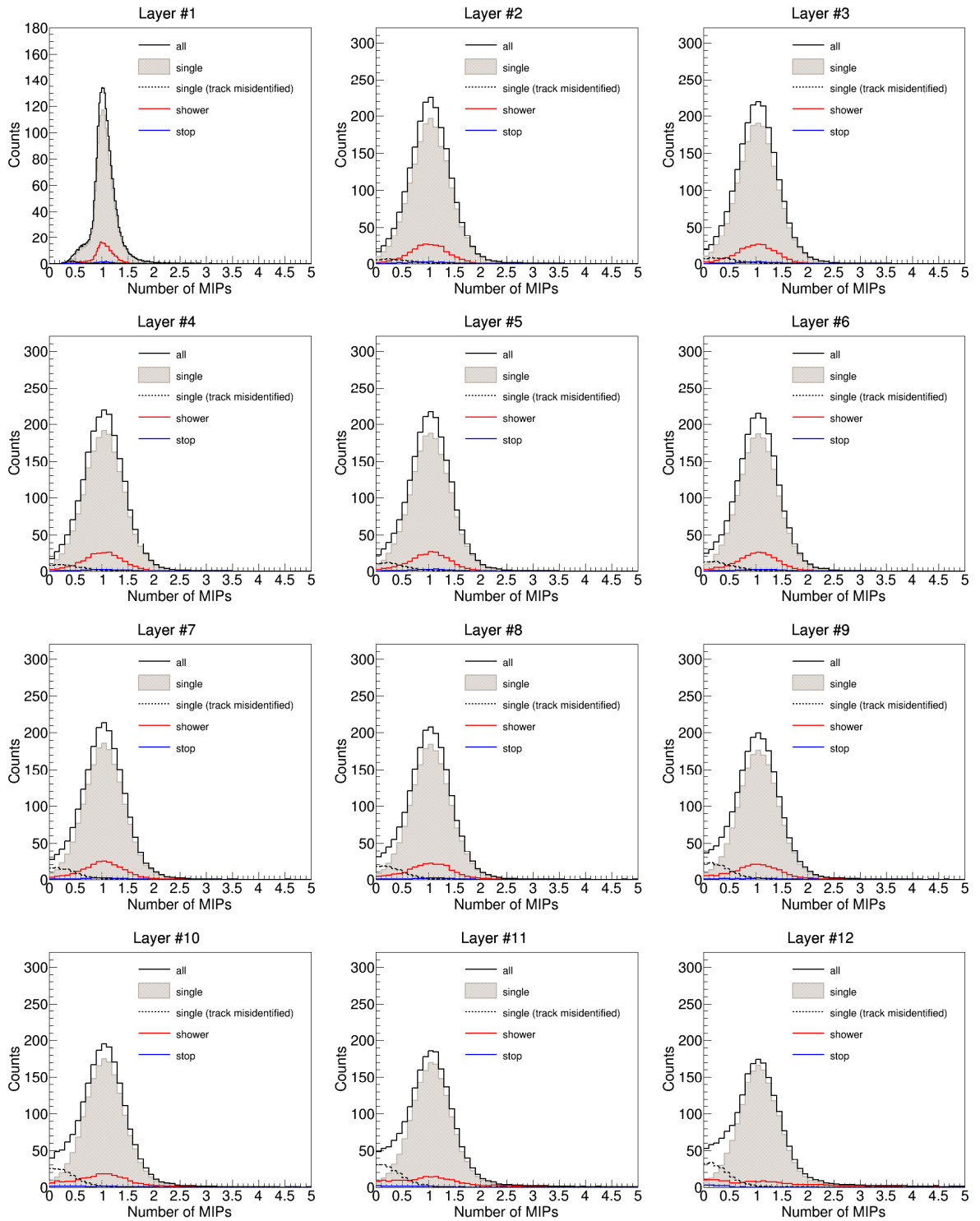


図 A.4: 陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布。

A.3 変調パラメータ $\Phi = 0.4$ GV の場合

図 A.5 に、 $\Phi = 0.4$ GV と仮定した場合の陽子およびヘリウムの軌道上フラックスを示す。1 周期で取得可能なシングルイベントは陽子 2,018 例、ヘリウム 153 例であり、表 A.3 に示す精度で MPV が導出可能である。

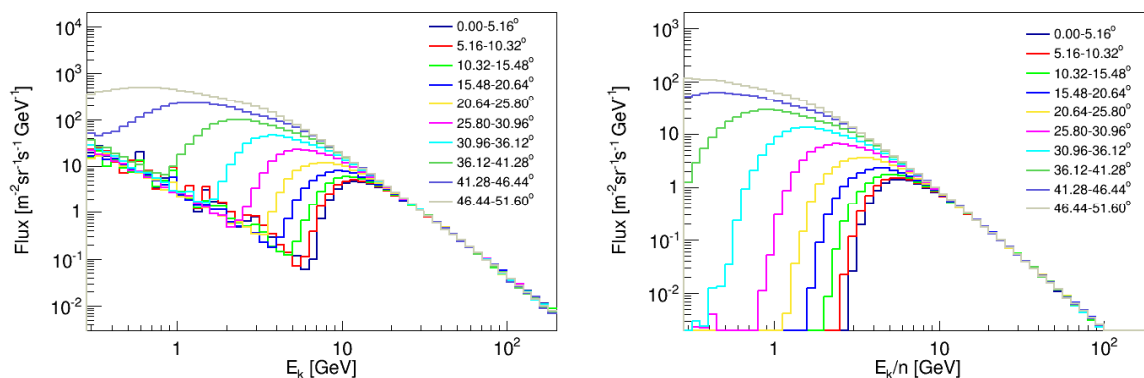


図 A.5: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の軌道上フラックス。

表 A.3: TASC 各層の出力較正精度

Layer #	Calibration using protons				Calibration using He			
	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]
1	77.3	87.9	1.01	0.55	83.5	81.9	4.16	1.53
2	76.2	86.4	0.99	1.78	82.6	81.0	4.18	2.48
3	75.7	85.8	0.99	1.83	82.3	80.7	4.18	2.41
4	75.5	85.4	0.99	1.75	81.7	80.1	4.18	2.40
5	74.8	84.6	0.99	1.77	81.4	79.8	4.19	2.49
6	74.3	84.0	1.00	1.76	80.8	79.2	4.19	2.45
7	73.3	82.9	0.99	1.78	80.0	78.4	4.20	2.38
8	72.6	82.0	0.99	1.80	79.4	77.8	4.20	2.40
9	71.4	80.6	0.99	1.85	78.4	76.8	4.20	2.38
10	70.2	79.4	0.99	1.89	77.3	75.7	4.18	2.25
11	68.6	77.7	0.99	1.95	76.3	74.8	4.17	2.19
12	67.1	76.4	0.97	2.04	75.5	74.1	4.16	2.13

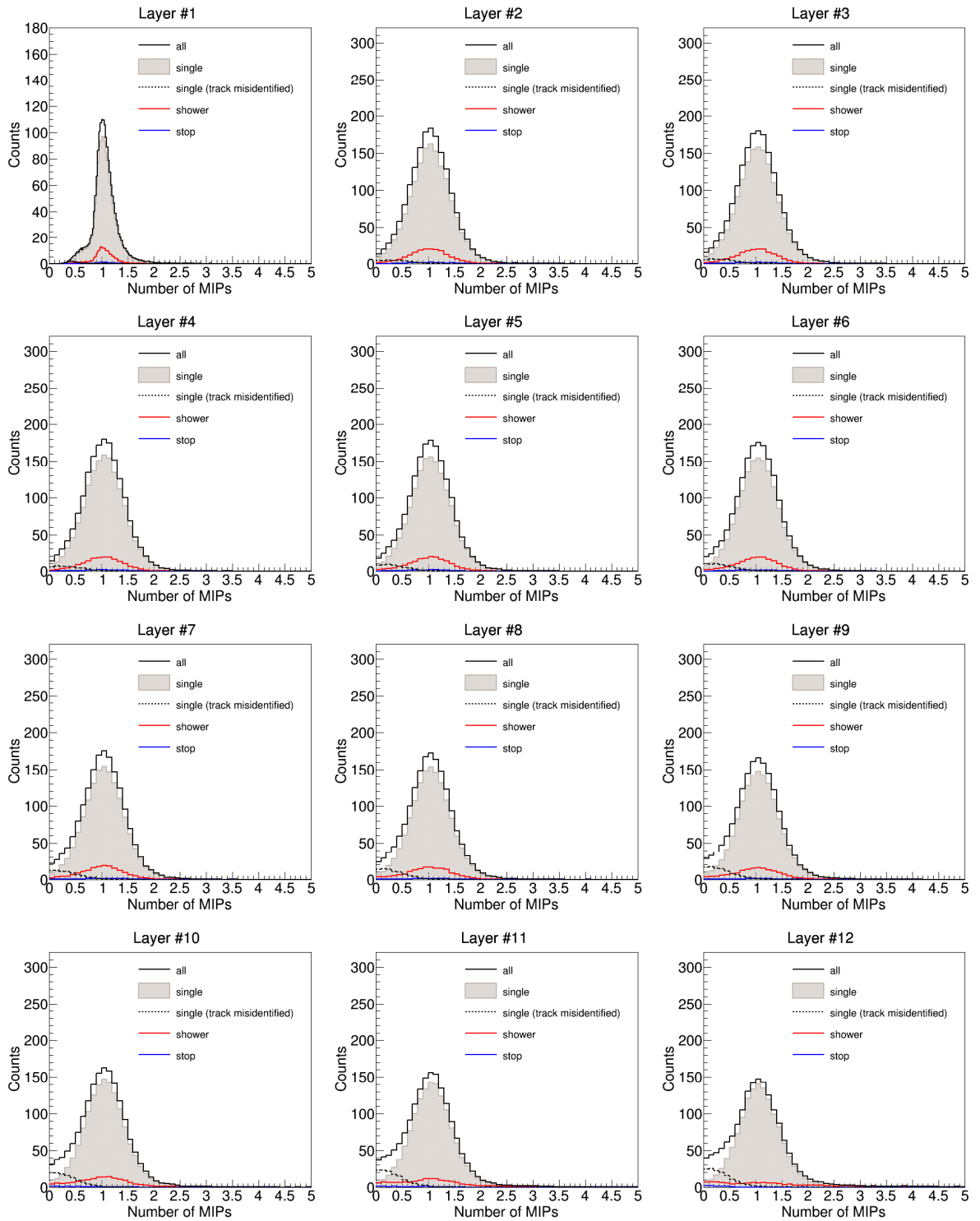


図 A.6: 陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布。

A.4 変調パラメータ $\Phi = 0.6$ GV の場合

図 A.7 に、 $\Phi = 0.6$ GV と仮定した場合の陽子およびヘリウムの軌道上フラックスを示す。1 周期で取得可能なシングルイベントは陽子 1,667 例、ヘリウム 145 例であり、表 A.4 に示す精度で MPV が導出可能である。

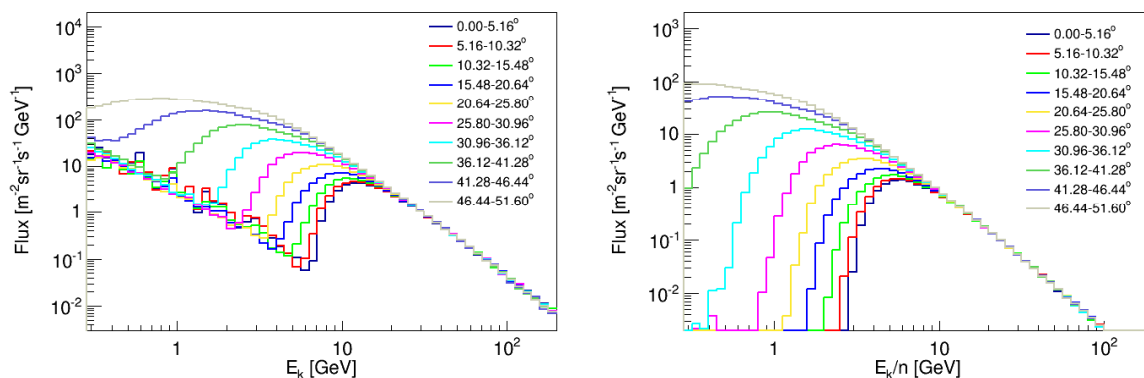


図 A.7: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の軌道上フラックス。

表 A.4: TASC 各層の出力較正精度

Layer #	Calibration using protons				Calibration using He			
	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]
1	80.1	88.5	1.01	0.59	84.2	82.5	4.16	1.61
2	79.0	86.9	0.99	1.96	83.3	81.5	4.17	2.63
3	78.5	86.4	0.98	1.97	82.9	81.2	4.18	2.57
4	78.3	86.1	0.99	1.97	82.4	80.6	4.18	2.58
5	77.6	85.3	0.99	2.00	82.0	80.3	4.19	2.62
6	77.1	84.7	1.00	1.92	81.5	79.7	4.19	2.63
7	76.2	83.7	0.99	1.95	80.7	79.0	4.19	2.53
8	75.5	82.9	0.99	1.96	80.1	78.4	4.19	2.46
9	74.3	81.6	0.99	2.03	79.1	77.4	4.20	2.48
10	73.2	80.4	0.99	2.06	78.0	76.3	4.18	2.33
11	71.8	78.8	0.99	2.11	77.0	75.4	4.17	2.32
12	70.3	77.7	0.98	2.20	76.2	74.7	4.16	2.25

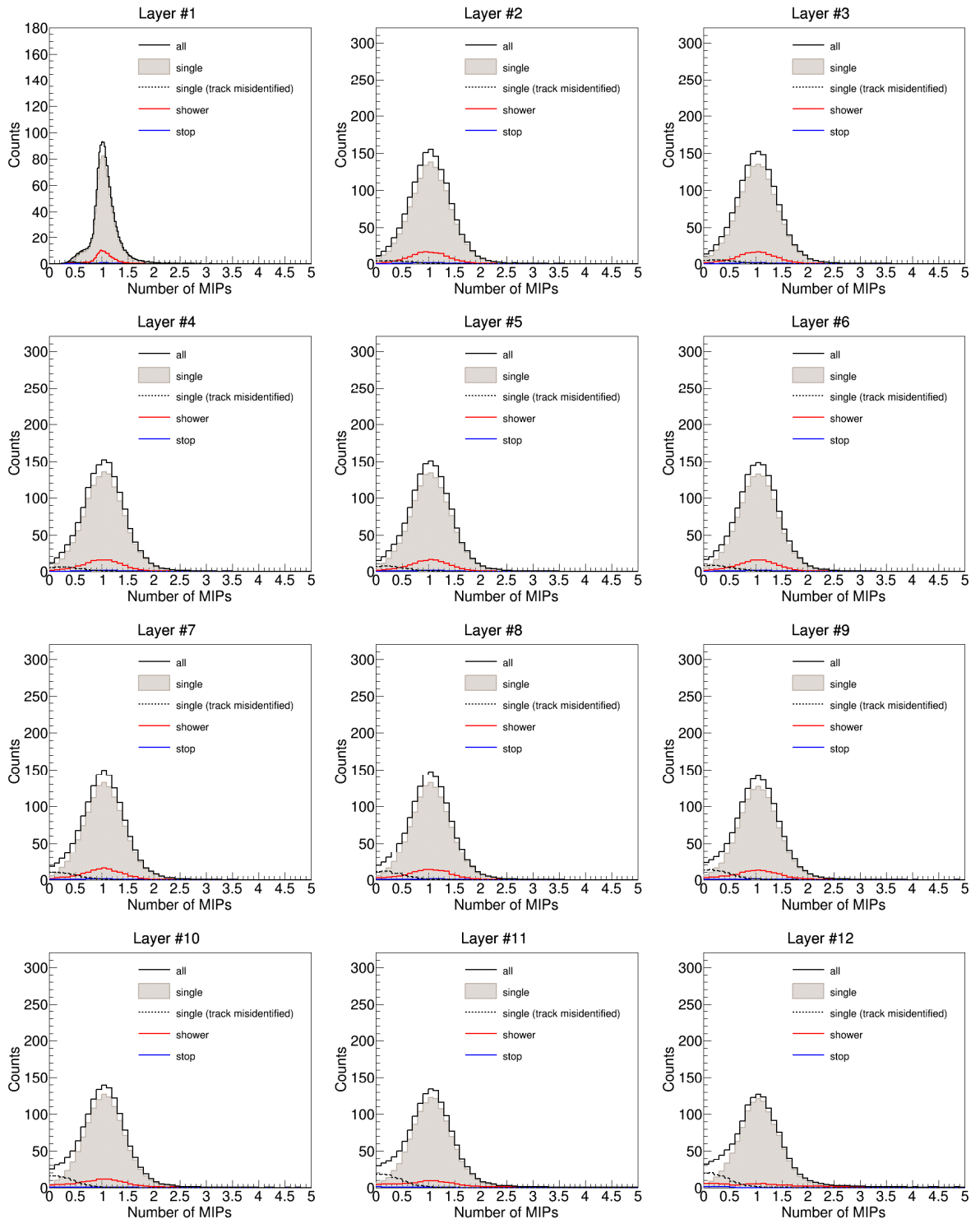


図 A.8: 陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布。

A.5 変調パラメータ $\Phi = 0.8$ GV の場合

図 A.9 に、 $\Phi = 0.8$ GV と仮定した場合の陽子およびヘリウムの軌道上フラックスを示す。1 周期で取得可能なシングルイベントは陽子 1,414 例、ヘリウム 137 例であり、表 A.5 に示す精度で MPV が導出可能である。

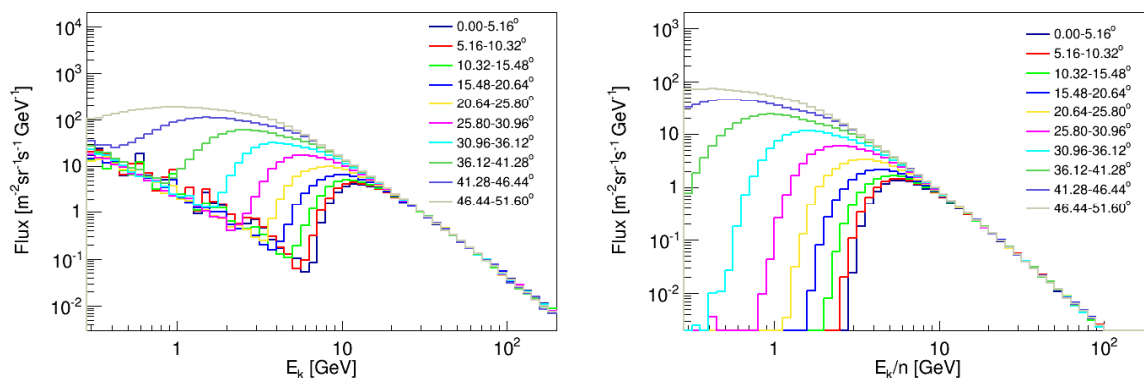


図 A.9: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の軌道上フラックス。

表 A.5: TASC 各層の出力較正精度

Layer #	Calibration using protons				Calibration using He			
	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]
1	81.8	89.2	1.00	0.63	84.8	83.0	4.15	1.65
2	80.7	87.7	0.99	2.13	83.9	82.0	4.16	2.64
3	80.2	87.2	0.98	2.13	83.5	81.7	4.17	2.62
4	80.0	86.9	0.99	2.12	83.0	81.1	4.17	2.56
5	79.4	86.2	0.99	2.11	82.6	80.8	4.18	2.64
6	78.9	85.6	0.99	2.10	82.1	80.2	4.18	2.67
7	78.0	84.6	0.99	2.12	81.3	79.5	4.19	2.60
8	77.4	83.9	0.99	2.15	80.7	78.9	4.19	2.58
9	76.2	82.7	0.99	2.21	79.7	77.9	4.19	2.53
10	75.2	81.6	0.99	2.21	78.6	76.9	4.18	2.40
11	73.8	80.1	0.99	2.26	77.7	75.9	4.17	2.33
12	72.5	79.1	0.98	2.32	76.9	75.2	4.16	2.31

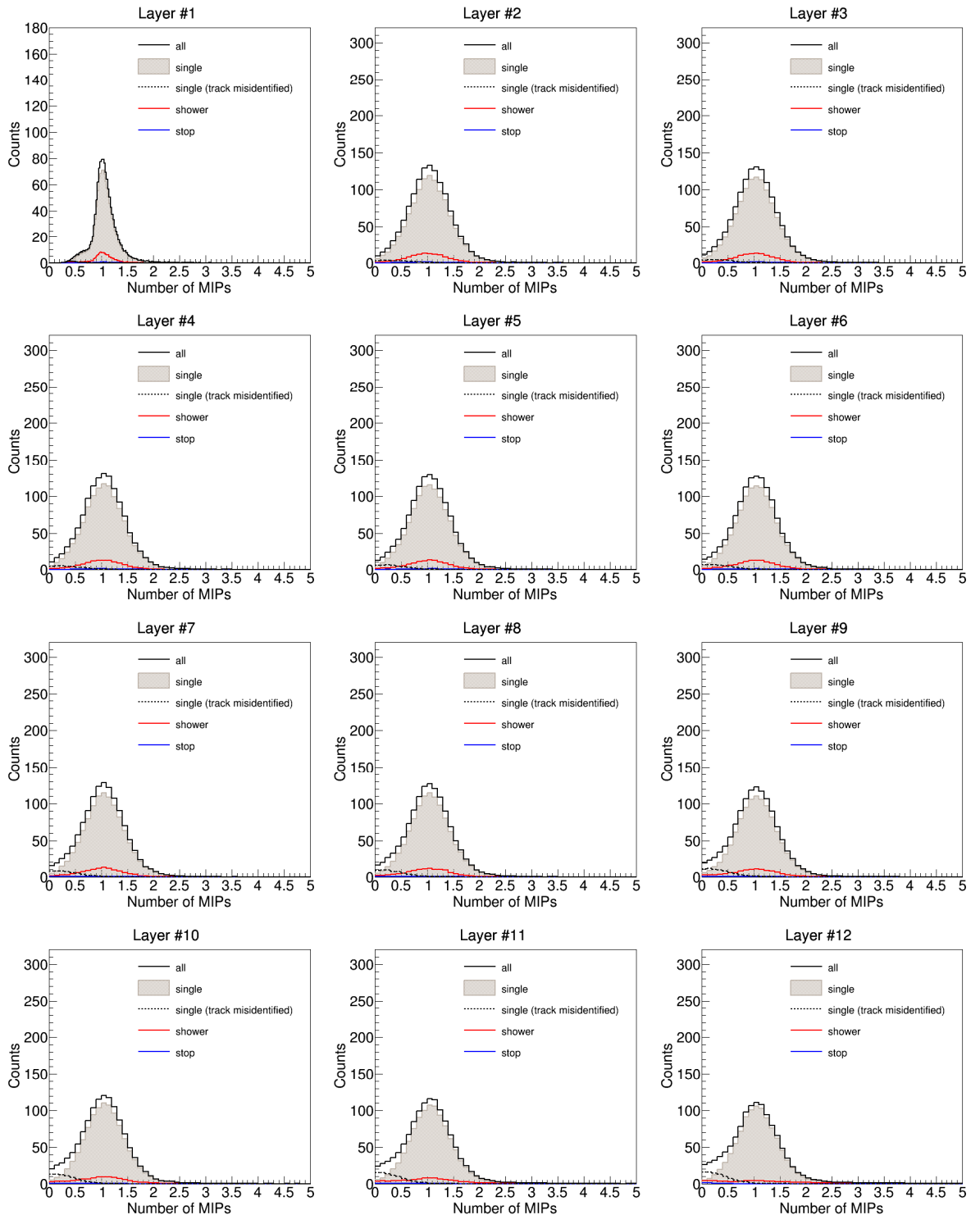


図 A.10: 陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布。

A.6 変調パラメータ $\Phi = 1.0$ GV の場合

図 A.11 に、 $\Phi = 1.0$ GV と仮定した場合の陽子およびヘリウムの軌道上フラックスを示す。1 周期で取得可能なシングルイベントは陽子 1,223 例、ヘリウム 130 例であり、表 A.6 に示す精度で MPV が導出可能である。

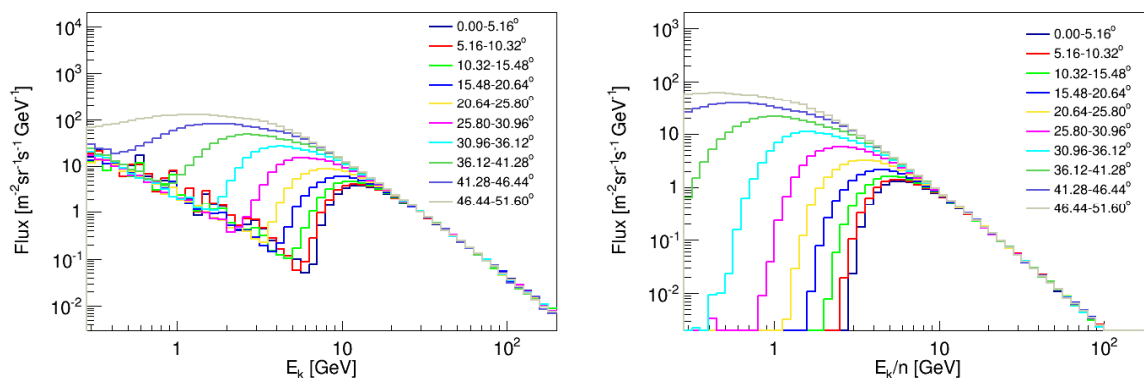


図 A.11: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の軌道上フラックス。

表 A.6: TASC 各層の出力較正精度

Layer #	Calibration using protons				Calibration using He			
	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]
1	83.0	89.8	1.00	0.67	85.3	83.2	4.15	1.72
2	82.0	88.3	0.99	2.30	84.5	82.2	4.17	2.72
3	81.5	87.9	0.98	2.35	84.1	81.9	4.17	2.67
4	81.3	87.5	0.99	2.37	83.5	81.3	4.18	2.70
5	80.7	86.9	0.99	2.35	83.2	81.0	4.18	2.75
6	80.2	86.3	0.99	2.30	82.7	80.5	4.18	2.77
7	79.4	85.4	0.99	2.32	81.9	79.7	4.19	2.63
8	78.8	84.7	0.99	2.33	81.3	79.1	4.19	2.62
9	77.7	83.5	0.99	2.40	80.3	78.2	4.19	2.58
10	76.8	82.6	0.99	2.37	79.2	77.1	4.18	2.51
11	75.5	81.2	0.99	2.43	78.3	76.2	4.17	2.41
12	74.2	80.2	0.98	2.47	77.5	75.5	4.15	2.38

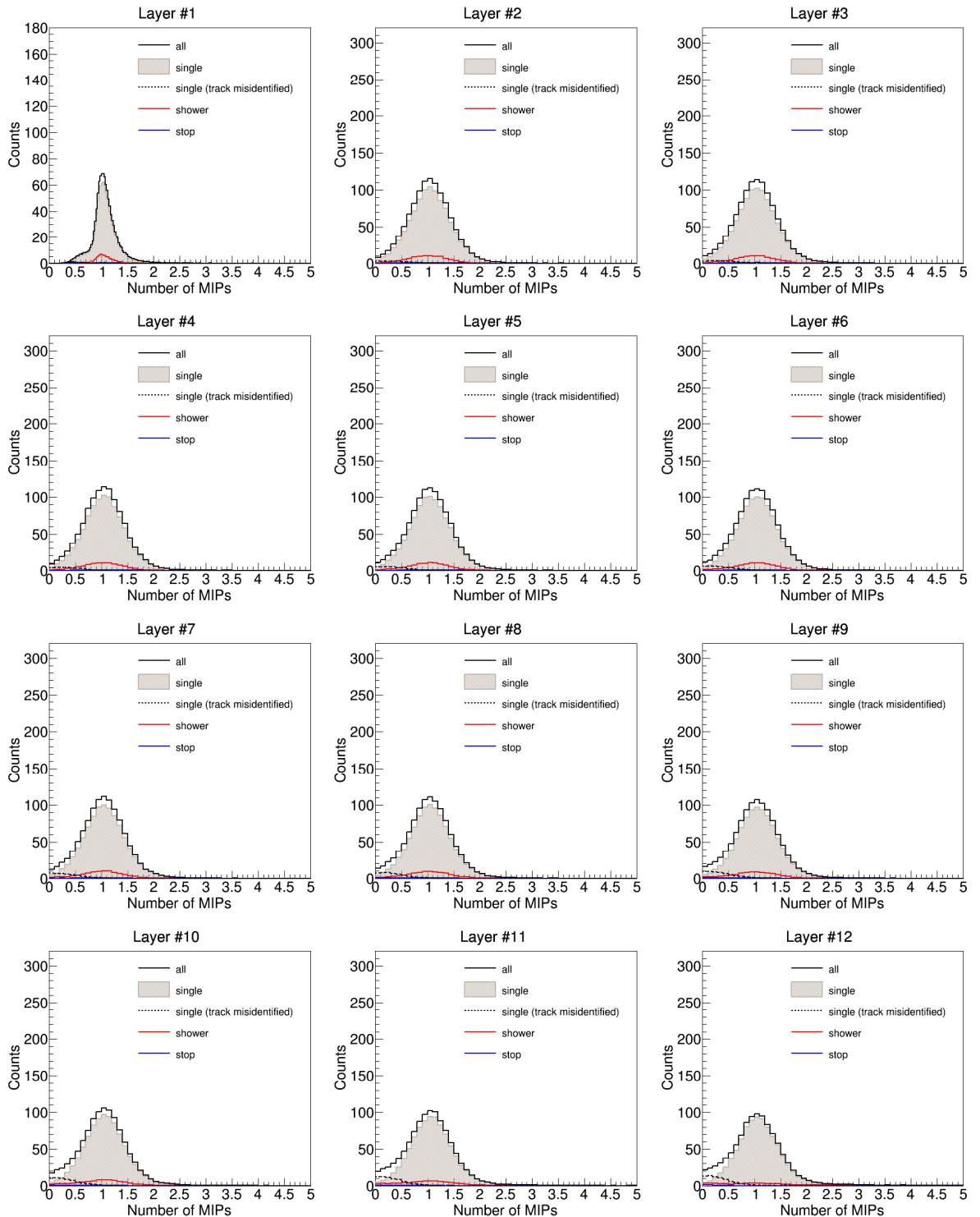


図 A.12: 陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布。

A.7 変調パラメータ $\Phi = 1.2$ GV の場合

図 A.13 に、 $\Phi = 1.2$ GV と仮定した場合の陽子およびヘリウムの軌道上フラックスを示す。1 周期で取得可能なシングルイベントは陽子 1,073 例、ヘリウム 124 例であり、表 A.7 に示す精度で MPV が導出可能である。

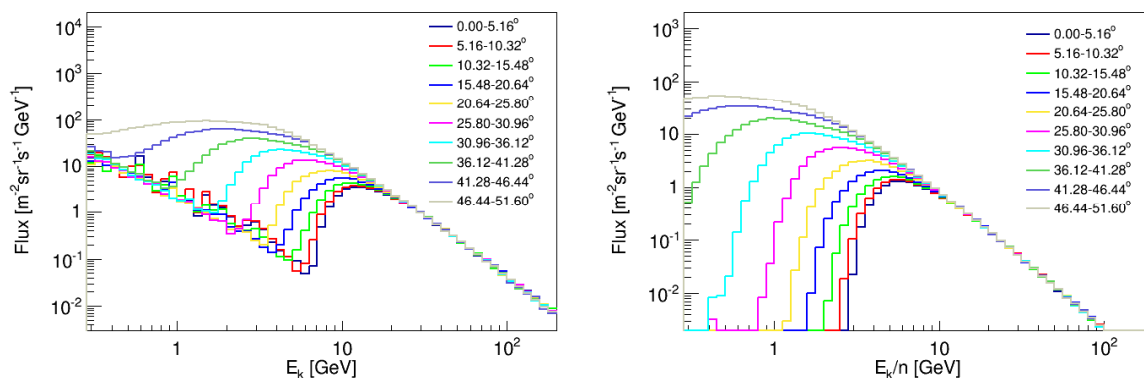


図 A.13: 陽子 (左) およびヘリウム (右) の軌道上フラックス。

表 A.7: TASC 各層の出力較正精度

Layer #	Calibration using protons				Calibration using He			
	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]	Efficiency [%]	Purity [%]	MPV [MIPs]	Error [%]
1	84.5	90.0	1.00	0.70	85.5	83.8	4.15	1.72
2	83.5	88.6	0.99	2.47	84.6	82.8	4.15	2.71
3	83.1	88.2	0.98	2.51	84.3	82.6	4.16	2.70
4	82.8	87.8	0.99	2.45	83.7	82.0	4.16	2.68
5	82.2	87.2	0.99	2.47	83.4	81.7	4.16	2.67
6	81.8	86.7	0.99	2.45	82.9	81.1	4.17	2.67
7	80.9	85.7	0.98	2.48	82.1	80.4	4.18	2.64
8	80.4	85.2	0.98	2.51	81.5	79.8	4.18	2.67
9	79.3	84.0	0.99	2.59	80.6	78.9	4.18	2.60
10	78.4	83.1	0.99	2.51	79.5	77.8	4.17	2.54
11	77.2	81.8	0.99	2.58	78.6	76.9	4.16	2.48
12	76.0	80.9	0.98	2.60	77.8	76.3	4.15	2.47

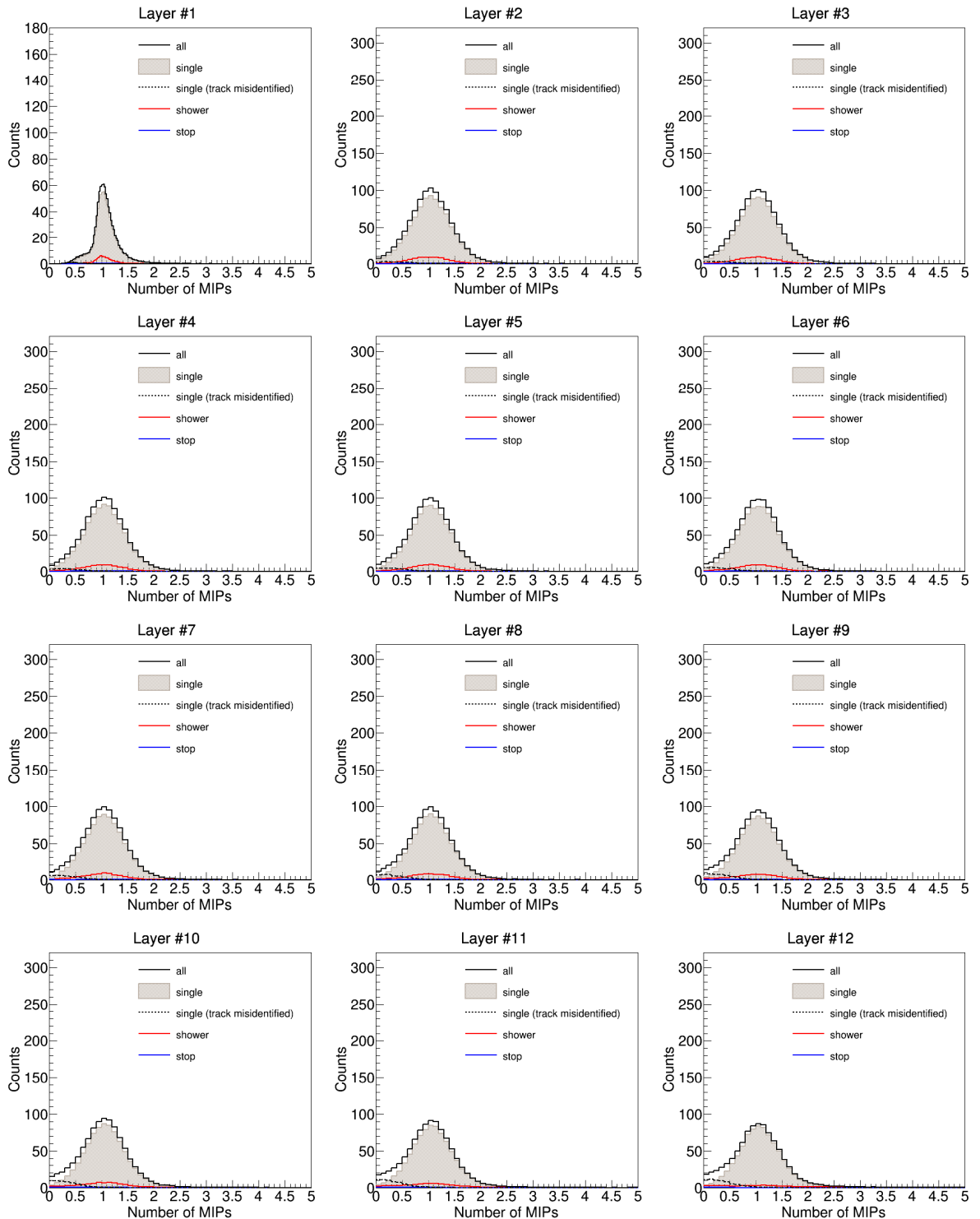


図 A.14: 陽子選別イベントによる各層の PWO の出力値分布。

謝辞

本論文は多くの方々のお力添えのもとに完成しました。指導教官である早稲田大学理工学術院の鳥居祥二教授には、CALET という国際的なプロジェクトに参加する機会を与えていただき、計画が採択されてから ISS に搭載されるまでの数々の重要なプロセスに携わるといふ得がたい経験をさせていただきました。未熟な私を忍耐強く指導して研究発表の機会を与えてくださったこと、6年間にわたり真心をもって教え導いてくださったことに、心から感謝の意を表します。また早稲田大学の笠原克昌客員教授は、日頃から気さくに解析の相談にのってくださり、必要に応じてご自身の開発なさったシミュレーションコードを改良してくださいました。この論文で用いた Monte Carlo シミュレーションデータのほとんどは、笠原教授の開発・改良なさったコードで作成したものです。そのご功績とご好意に、深く尊敬と感謝の意を表します。またワシントン大学の Martin Israel 教授は、たびたび私の国際会議の発表内容や投稿論文に注意深く目を通し、丁寧かつ適切なコメントをくださいました。ルイジアナ大学の John Wefel 教授もたびたび発表資料の英語を直してくださり、またシチリアで行なわれた宇宙線夏の学校に参加する機会を与えてくださいました。国を超えて同じ研究に勤しむ同年輩の友人と知り合えたことは、忘れがたい思い出となりました。シエナ大学の Pier Simone Marrocchesi 教授、ルイジアナ大学の Michael Cherry 教授にも、たびたび英語を直していただきました。

気球実験においては、JAXA の気球グループの皆様にお世話になりました。気球が無事飛んで有意義なデータが得られたのも、安全な放球と回収のために早朝から立ち働いてくださったの方々のおかげです。CERN-SPS における加速器実験は、CERN 職員の方々、および Marrocchesi 教授をはじめとするイタリアチームの方々、NASA/GSFC の John Mitchell 教授をはじめとするアメリカチームの方々の協力のもとで行なわれました。神奈川大学の田村忠久教授をはじめとする日本チームの皆様には、シフト中も、また実験期間中の生活に関しても何かとお世話になりました。

早稲田大学の小澤俊介研究員、JAXA/SEUCの清水雄輝研究員には、研究の初期から何事につけ親切に教えていただきました。東京大学宇宙線研究所の赤池陽水研究員は、卒業論文から博士論文に至るまで、いざというときは常に黙々と手助けしてくださいました。早稲田大学の浅岡陽一研究員は、お忙しい中でも真摯に相談に乗ってくださり、的確かつ有益なアドバイスをくださいました。早稲田大学理工学術院国際教育センターのHolger Motz助教には、たびたび私のつたない英語論文の校正を引き受けていただきました。CALET Modeling & Simulation チームの打ち合わせにおいては、芝浦工業大学の吉田健二教授、弘前大学の市村雅一准教授、立命館大学の森正樹教授をはじめとする皆様に、解析に関する貴重なご意見をたまわりました。

また本論文で述べたデータ解析結果の多くは、研究室の先輩・後輩の皆さんとの協力のもとで導出したものです。ここに全員の名前を挙げることは叶いませんが、一人一人の努力と成果に敬意を表すると同時に、本論文の完成に快く協力してくれたことに対して心から感謝の意を表します。また面倒な事務手続きを一手に引き受けてくださり、博論執筆を温かく応援して下さった秘書の高木充子さんにも、御礼を申し上げます。

本研究は、日本学術振興会（特別研究員 No.244098）の支援を受けて行ないました。慎んで感謝の意を表します。またお忙しい中副査を引き受けて下さった早稲田大学理工学術院の長谷部信行教授、東京大学宇宙線研究所の寺澤敏夫教授、立命館大学の森正樹教授にも、感謝の意を表します。

最後にこの場を借りて、陰ながら常に私の健康と幸せを祈ってくれた家族に感謝します。そして本論文を、私の最初の物理の師である父に捧げます。

略語一覽

ADC	Analog-to-Digital Converter
AGN	Active Galactic Nuclei
APD	Avalanche PhotoDiode
ASC	Advanced Stellar Compass
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
ATCS	Active Thermal Control System
BBM	BreadBoard Model
BGO	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (bismuth germanate)
CAD	Computer Aided Design
CAL	CALET CALorimeter
CFRP	Carbon-Fiber-Reinforced Plastic
CGBM	CALET Gamma-ray Burst Monitor
CHD	CHarge Detector
CMB	Cosmic Microwave Background
CNB	Cosmic Neutrino Background
CPU	Central Processing Unit
CSA	Charge Sensitive Amplifier
DAQ	Data AcQuisition
EGB	Extragalactic Gamma-ray Background
ESR	Enhanced Specular Reflector
FEC	Front End Circuit
FPGA	Field-Programmable Gate Array

GPSR	GPS Receiver
GRB	Gamma-Ray Burst
HES	High Energy Shower trigger
HK	House Keeping
IDYN	IMC DYNode
IMC	IMaging Calorimeter
ISS	International Space Station
JEM-EF	Japanese Experiment Module Exposed Facility
LES	Low Energy Shower trigger
LHC	Large Hadron Collider
LKP	Lightest Kaluza-Klein Particle
LSP	Lightest Supersymmetric Particle
LVDS	Low Voltage Differential Signaling
MAPMT	Multi-Anode PhotoMultiplier Tube
MDC	Mission Data Controller
MDR	Maximum Detectable Rigidity
MIP	Minimum Ionizing Particle
MPV	Most Probable Value
MSSM	Minimul Supersymmetric Standard Model
PD	PhotoDiode
PMT	PhotoMultiplier Tube
PWO	PbWO ₄ (lead tungstate)
QL	Quick Look
SA	Shaping Amplifier
SAA	South Atlantic Anomaly
SciFi	Scintillating Fiber
SNR	SuperNova Remnant
SPS	Super Proton Synchrotron
SUSY	SUperSYmmetry

TASC	Total AbSorption Calorimeter
TTOP	TASC TOP layer
VME	Versa Module Eurocard
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle

実験名称一覧

略称	正式名称	文献
ACE/CRIS	Cosmic Ray Isotope Spectrometer on the Advanced Composition Explorer spacecraft	[59]
AMS-01	Alpha Magnetic Spectrometer (prototype)	[73][123][124]
AMS-02	Alpha Magnetic Spectrometer	[56][57][58][68][76]
ASCA	Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics	[31]
ATIC	Advanced Thin Ionization Calorimeter	[48][69]
BESS	Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer	[78][79]
BETS	Balloon-borne Electron Telescope with Scintillating fibers	[122][126]
CREAM	Cosmic Ray Energetics And Mass	[47][54][55]
CRN	Cosmic Ray Nuclei detector	[49]
DAMPE	Dark Matter Particle Detection Satellite	[90]
Fermi	Fermi Gamma-ray Space Telescope	[71][74][80][81] [84][139][132]
Gamma-400	Gamma Astronomical Multifunctional Modular Apparatus	[92]
HEAO-3	High Energy Astronomy Observatory 3	[61][125]
HEPCaT	High Energy Particle Calorimeter Telescope	[91]
H.E.S.S.	High Energy Stereoscopic System	[64]

ISS-CREAM	Cosmic Ray Energetics And Mass on the International Space Station	[89]
MAGIC	Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope	[65]
PAMELA	Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics	[53][67][75][77] [131]
PPB-BETS	Polar Patrol Balloon experiment with Balloon-borne Electron Telescope with Scintillating fibers	[70]
TIGER	Trans-Iron Galactic Element Recorder	[62]
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe	[82][102]

参考文献

- [1] V. F. Hess, “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten”, *Phys. Zeits.* 13 (1912) 1084–1091.
- [2] W. Kolhörster, “Messungen der durchdringenden Strahlungen bis in Höhen von 9300 m”, *Dtsch. Phys. Ges.* 16 (1914) 719–721.
- [3] J. Clay, “The Absolute Value of Cosmic-Ray Ionization at Sea Level in Different Gases”, *Rev. Mod. Phys.* 11 (1939) 123–127.
- [4] W. Bothe, W. Kolhörster, “Das Wesen der Höhenstrahlung”, *Z. Phys.* 56 (1929) 751–777.
- [5] T. H. Johnson, “The Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation”, *Phys. Rev.* 43 (1933) 834–835.
- [6] B. Rossi, “Directional Measurements on the Cosmic Rays near the Geomagnetic Equator”, *Phys. Rev.* 45 (1934) 212–214.
- [7] M. Schein et al., “The Nature of the Primary Cosmic Radiation and the Origin of the Mesotron”, *Phys. Rev.* 59 (1941) 615.
- [8] C. D. Anderson, “The Positive Electron”, *Phys. Rev.* 43 (1933) 491–494.
- [9] S. H. Neddermeyer, “Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles”, *Phys. Rev.* 51 (1937) 884–886.
- [10] Y. Nishina et al., “On the Nature of Cosmic-Ray Particles”, *Phys. Rev.* 52 (1937) 1198–1199.
- [11] C. M. G. Lattes et al., “Processes Involving Charged Mesons”, *Nature* 159 (1947) 694–697.
- [12] H. Yukawa, “On the Interaction of Elementary Particles. I”, *Proc. Phys.-Math. Soc. Jpn.* 17 (1935) 48–57.

- [13] S. Sakata, T. Inoue, “On the Correlations between Mesons and Yukawa Particles”, *Prog. Theor. Phys.* 1 (4) (1946) 143–150.
- [14] G. D. Rochester, C. C. Butler, “Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles”, *Nature* 160 (4077) (1947) 855–857.
- [15] S. E. Forbush, “On the Effects in Cosmic-Ray Intensity Observed during the Recent Magnetic Storm”, *Phys. Rev.* 51 (1937) 1108–1109.
- [16] P. Morrison, “Solar Origin of Cosmic-Ray Time Variations”, *Phys. Rev.* 101 (1956) 1397–1404.
- [17] S. E. Forbush, “World-Wide Cosmic-Ray Variations, 1937–1952”, *J. Geophys. Res.* 59 (1954) 525–542.
- [18] L. F. Burlaga et al., “Magnetic Field Fluctuations Observed in the Heliosheath and Interstellar Magnetic Field by Voyager 1 at 115.7–124.9 AU during 2011–2013”, *Astrophys. J.* 792 (2014) 134.
- [19] E. Fermi, “On the Origin of the Cosmic Radiation”, *Phys. Rev.* 75 (1949) 1169–1174.
- [20] E. Fermi, “Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation”, *Astrophys. J.* 119 (1954) 1–6.
- [21] S. Hayakawa, “Supernova Origin of Cosmic Rays”, *Prog. Theor. Phys.* 15 (1956) 111–121.
- [22] V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, “Origin of Cosmic Rays”, *Sov. Phys. Usp.* 9 (1966) 223–235.
- [23] W. I. Axford et al., “The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves”, *Proc. 15th ICRC* 11 (1977) 132–137.
- [24] G. F. Krymskii, “A Regular Mechanism for the Acceleration of Charged Particles on the Front of a Shock Wave”, *Sov. Phys. Doklady* (1977) 327–328.
- [25] A. R. Bell, “The Acceleration of Cosmic Rays in Shock Fronts”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 182 (1978) 147–156.
- [26] R. D. Blandford, J. P. Ostriker, “Particle Acceleration by Astrophysical Shocks”, *Astrophys. J.* 221 (1978) L29–L32.
- [27] R. Giacconi et al., “Evidence for X Rays from Sources outside the Solar System”, *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962) 439–443.

-
- [28] S. Hayakawa, “Propagation of the Cosmic Radiation through Interstellar Space”, *Prog. Theor. Phys.* 8 (1952) 571–572.
- [29] V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, “The Origin of Cosmic Rays”, Pergamon Press.
- [30] W. L. Kraushaar et al., “OSO-III High-Energy Gamma-Ray Experiment”, *Solar phys.* 6 (1969) 228–234.
- [31] K. Koyama et al., “Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN1006”, *Nature* 378 (1995) 255.
- [32] K. Hirata et al., “Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A”, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1490–1493.
- [33] R. M. Bionta et al., “Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud”, *Phys. Rev. Lett.* 58.
- [34] M. G. Aartsen et al., “Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of Ice Cube Data”, *Phys. Rev. Lett.* 113 (2014) 101101.
- [35] B. P. Abbott et al., “LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory”, *Rep. Prog. Phys.* 72 (2009) 076901.
- [36] T. Accadia et al., “Virgo: A Laser Interferometer to Detect Gravitational Waves”, *J. Instrum.* 7 (2012) P03012.
- [37] K. Somiya et al., “Detector Configuration of KAGRA—the Japanese Cryogenic Gravitational-Wave Detector”, *Class. Quantum Grav.* 29 (2012) 124007.
- [38] E. S. Seo et al., “Measurement of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra during the 1987 Solar Minimum”, *Astrophys. J.* 378 (1991) 763–772.
- [39] N. L. Grigorov et al., “Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays in the 10^{11} – 10^{15} eV according to the Data of Proton-4 Measurements”, *Proc. 12th ICRC* 1 (1971) 172.
- [40] M. Nagano et al., “Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays above $10^{17.0}$ eV Determined from Extensive Air Shower Experiments at Akeno”, *J. Phys. G* 18 (1992) 423–442.
- [41] D. J. Bird et al., “The Cosmic-Ray Energy-Spectrum Observed by the Fly’s Eye”, *Astrophys. J.* 424 (1994) 491–502.
- [42] B. N. Afanasiev et al., “Some Characteristics of EAS and Primary Cosmic Rays

- on Yakutsk Array Data”, Proc. Int. Symp. on Extremely High Energy Cosmic Rays; Astrophysics and Future Observations (1996) 32–49.
- [43] M. A. Lawrence et al., “The Cosmic Ray Energy Spectrum above 4×10^{17} eV as Measured by the Haverah Park Array”, J. Phys. G 17 (1991) 733–757.
- [44] K. Greisen, “End to the Cosmic-Ray Spectrum ?”, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748–750.
- [45] G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, Zh. Eksp. Theor. Fiz. 4.
- [46] K. A. Olive et al. (Particle Data Group), “Cosmic Rays”, Chin. Phys. C 38 (2014) 090001.
- [47] H. S. Ahn et al., “Energy Spectra of Cosmic-Ray Nuclei at High Energies”, Astrophys. J. 707 (2009) 593–603.
- [48] A. D. Panov et al., “The Energy Spectra of Heavy Nuclei Measured by the ATIC Experiment”, Adv. Space. Res. 37 (2006) 1944–1949.
- [49] D. Müller et al., “Energy Spectra and Composition of Primary Cosmic Rays”, Astrophys. J. 374 (1991) 356–365.
- [50] M. Ave et al., “Composition of Primary Cosmic-Ray Nuclei at High Energies”, Astrophys. J. 678 (2008) 262–273.
- [51] K. Asakimori et al., “Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment”, Astrophys. J. 502 (1998) 278–283.
- [52] V. A. Derbina et al., “Cosmic-Ray Spectra and Composition in the Energy Range of 10–1000 TeV per Particle Obtained by the RUNJOB Experiment”, Astrophys. J. 628 (2005) L41–L44.
- [53] O. Adriani et al., “PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra”, Science 332 (2011) 69–72.
- [54] Y. S. Yoon et al., “Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra from the First CREAM Flight”, Astrophys. J. 728 (2011) 122.
- [55] H. S. Ahn et al., “Discrepant Hardening Observed in Cosmic-Ray Elemental Spectra”, Astrophys. J. Lett. 714 (2010) L89–L93.
- [56] S. Haino et al., “Precision Measurement of the Proton Flux with AMS”, Proc. 33rd ICRC (2013) ID–1265.
- [57] V. Choutko et al., “Precision Measurement of the Cosmic Ray Helium Flux

- with AMS Experiment”, Proc. 33rd ICRC (2013) ID–1262.
- [58] M. Aguilar et al., “AMS-02 Provides a Precise Measure of Cosmic Rays”, CERN Cour. 53 (2013) 23–26.
- [59] M. H. Israel et al., “Isotopic Composition of Cosmic Rays: Results from the Cosmic Ray Isotope Spectrometer on the ACE Spacecraft”, Nucl. Phys. A 758 (2005) 201c–208c.
- [60] R. Cowsik, B. Burch, “Positron Fraction in Cosmic Rays and Models of Cosmic-Ray Propagation”, Phys. Rev. D 82 (2010) 023009.
- [61] W. R. Binns et al., “Abundances of Ultraheavy Elements in the Cosmic Radiation: Results from HEAO 3”, Astrophys. J. 346 (1989) 997–1009.
- [62] B. F. Rauch et al., “Cosmic Ray Origin in OB Associations and Preferential Acceleration of Refractory Elements: Evidence from Abundances of Elements ^{26}Fe through ^{34}Se ”, Astrophys. J. 697 (2009) 2083–2088.
- [63] W. R. Binns et al., “The Super-TIGER Experiment”, Proc. 33rd ICRC (2013) ID–0645.
- [64] F. Aharonian et al., “Probing the ATIC Peak in the Cosmic-Ray Electron Spectrum with H.E.S.S.”, Astron. Astrophys. 508 (2009) 561–564.
- [65] D. B. Tridon et al., “Measurement of the Cosmic Electron plus Positron Spectrum with the MAGIC Telescopes”, Proc. 32nd ICRC 6 (2011) 47–50.
- [66] T. Kobayashi et al., “Observations of High-Energy Cosmic-Ray Electrons from 30 GeV to 3 TeV with Emulsion Chambers”, Astrophys. J. 760 (2012) 146.
- [67] O. Adriani et al., “Cosmic-Ray Electron Flux Measured by the PAMELA Experiment between 1 and 625 GeV”, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 201101.
- [68] M. Aguilar et al., “Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”, Phys. Rev. Lett. 113 (2014) 121102.
- [69] J. Chang et al., “An Excess of Cosmic Ray Electrons at Energies of 300–800 GeV”, Nature 456 (2008) 362–365.
- [70] K. Yoshida et al., “Cosmic-Ray Electron Spectrum above 100 GeV from PPB-BETS Experiment in Antarctica”, Adv. Space Res. 42 (2008) 1670–1675.
- [71] M. Ackermann et al., “Fermi LAT Observations of Cosmic-Ray Electrons from

- 7 GeV to 1 TeV”, *Phys. Rev. D* 82 (2010) 092004.
- [72] J. J. Beatty et al., “New Measurement of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 5 to 15 GeV”, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 241102.
- [73] M. Aguilar et al., “Cosmic-Ray Positron Fraction Measurement from 1 to 30 GeV with AMS-01”, *Phys. Rev. Lett. B* 646 (2007) 145–154.
- [74] M. Ackermann et al., “Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope”, *Phys. Rev. Lett.* 2012 (108) 011103.
- [75] O. Adriani et al., “An Anomalous Positron Abundance in Cosmic Rays with Energies 1.5–100 GeV”, *Nature* 458 (2009) 607–609.
- [76] L. Accardo et al., “High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”, *Phys. Rev. Lett.* 113 (2014) 121101.
- [77] O. Adriani et al., “PAMELA Results on the Cosmic-Ray Antiproton Flux from 60 MeV to 180 GeV in Kinetic Energy”, *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010) 121101.
- [78] K. Abe et al., “Measurement of the Cosmic-Ray Antiproton Spectrum at Solar Minimum with a Long-Duration Balloon Flight over Antarctica”, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 051102.
- [79] K. Abe et al., “Search for Antihelium with the BESS-Polar Spectrometer”, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012) 131301.
- [80] F. Acero et al., “Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog” (2015) arXiv:1501.02003.
- [81] A. A. Abdo et al., “Fermi Large Area Telescope Measurements of the Diffuse Gamma-Ray Emission at Intermediate Galactic Latitudes”, *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009) 251101.
- [82] D. P. Finkbeiner, “Microwave Interstellar Medium Emission Observed by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe”, *Astrophys. J.* 614 (2004) 186–193.
- [83] M. Su et al., “Giant Gamma-Ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind?”, *Astrophys. J.* 724 (2010) 1044–1082.
- [84] M. Ackermann et al., “The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission

- between 100 MeV and 820 GeV”, *Astrophys. J.* 799 (2015) 86.
- [85] “http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/new-structure.html”.
- [86] A. A. Penzias, R. W. Wilson, “A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s”, *Astrophys. J.* 142 (1965) 419–421.
- [87] P. A. R. Ade et al., “A Measurement of the Cosmic Microwave Background B-Mode Polarization Power Spectrum at Sub-Degree Scales with POLARBEAR”, *Astrophys. J.* 794 (2014) 171.
- [88] P. A. R. Ade et al., “Detection of B-Mode Polarization at Degree Angular Scales by BICEP2”, *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014) 241101.
- [89] E. S. Seo et al., “Cosmic Ray Energetics And Mass for the International Space Station (ISS-CREAM)”, *Adv. Space Res.* 53 (2014) 1451–1455.
- [90] J. Wu et al., “Progress of DAMPE: Chinese High Energy Cosmic Particle Detector to Be in Space”, *Proc. 33rd ICRC* (2013) ID–0868.
- [91] J. W. Mitchell et al., “Electron Measurements with the High Energy Particle Calorimeter Telescope (HEPCaT)”, *Proc. 31th ICRC* (2009) 1444.
- [92] A. M. Galper, “Status of the GAMMA-400 Project”, *Adv. Space Res.* 51 (2013) 297–300.
- [93] L. A. Anchordoqui, “Ultrahigh Energy Cosmic Rays: Facts, Myths, and Legends”, Lectures given at the 6th CERN-Latin-American School of High-Energy Physics.
- [94] A. M. Hillas, “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays”, *Annu. Rev. Astron. Astr.* 22 (1984) 425–444.
- [95] 井上一, 小山勝二, 高橋忠幸, 水本好彦, 『シリーズ現代の天文学 17 宇宙の観測 II I—高エネルギー天文学』, 日本評論社, 2008.
- [96] T. Kobayashi et al., “The Most Likely Sources of High-Energy Cosmic-Ray Electrons in Supernova Remnant”, *Astrophys. J.* 601 (2004) 340–351.
- [97] L. J. Gleeson et al., “Solar Modulation of Galactic Cosmic Ray”, *Astrophys. J.* 154 (1968) 1011–1026.
- [98] J. R. Jokipii, “Propagation of Cosmic Rays in Solar Wind”, *Rev. Geophys. Space Phys.* 9 (1971) 27–87.
- [99] C. Rastoin et al., “Time and Space Variations of the Galactic Cosmic Ray Elec-

- tron Spectrum in the 3-D Heliosphere Explored by Ulysses”, *Astron. Astrophys.* 307 (1996) 981–995.
- [100] Y. Komori, “Solar Modulation of Galactic Electrons and Their Diffusion Coefficient in the Heliosphere”, *Proc. 28th ICRC* (2003) 3847–3850.
- [101] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”, *Helv. Phys. Acta.* 6 (1933) 110.
- [102] D. N. Spergel et al., “First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters”, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 148 (2003) 175–194.
- [103] D. Clowe et al., “A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter”, *Astrophys. J.* 648 (2006) L109–L113.
- [104] P. de Jong et al., “Supersymmetry Searches at the LHC”, *Proc. 32nd PIC* (2012) 241–254.
- [105] R. Bernabei et al., “First Results from DAMA/LIBRA and the Combined Results with DAMA/NaI”, *Eur. Phys. J. C* 56 (2008) 333–355.
- [106] Z. Ahmed et al., “Dark Matter Search Results from the CDMS II Experiment”, *Science* 327 (2010) 1619–1621.
- [107] E. Aprile et al., “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data”, *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 181301.
- [108] K. Abe et al., “The XMASS Experiment”, *J. Phys. Conf. Ser.* 120 (2008) 042022.
- [109] W. M. Yao et al. (Particle Data Group), “Particle Detectors”, *J. Phys. C* 33 (2006) 1.
- [110] G. F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement—4th ed.”, John Wiley & Sons. Inc., 2010.
- [111] “<http://cosmos.n.kanagawa-u.ac.jp/EPICSHome/index.html>”.
- [112] S. Roesler et al., “The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III”, *Proc. Monte Carlo 2000* 71 (2000) 23.
- [113] S. Ostapchenko, “QGSJET-II: Towards Reliable Description of Very High Energy Hadronic Interactions”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 151 (2006) 143–146.
- [114] Y. Nara et al., “Relativistic Nuclear Collisions at 10A GeV Energies from p+Be

- to Au+Au with the Hadronic Cascade Model”, *Phys. Rev. C* 61 (1999) 024901.
- [115] K. Niita et al., “PHITS—A Particle and Heavy Ion Transport Code System”, *Radiat. Meas.* 41 (2006) 1080–1090.
- [116] L. V. Gribov et al., “Semihard Processes in QCD”, *Phys. Rep.* 100 (1983) 1–150.
- [117] N. Metropolis et al., “Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I. Low-Energy Studies”, *Phys. Rev.* 110 (1958) 185–202.
- [118] M. Karube et al., “Performance of the CALET Prototype: CERN Beam Test”, *Proc. 32nd ICRC* 6 (2011) 383–386.
- [119] K. A. Olive et al. (Particle Data Group), “Passage of Particles through Matter”, *Chin. Phys. C* 38 (2014) 090001.
- [120] Y. Shimizu et al., “Balloon Borne Experiment with CALET Prototype”, *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A* 78 (2009) 165–168.
- [121] “<http://cosmos.n.kanagawa-u.ac.jp/cosmosHome/index.html>”.
- [122] S. Torii et al., “The Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons from 10 to 100 GeV Observed with a Highly Granulated Imaging Calorimeter”, *Astrophys. J.* 559 (2011) 973–984.
- [123] J. Alcaraz et al., “Protons in Near Earth Orbit”, *Phys. Lett. B* 472 (2000) 215–226.
- [124] J. Alcaraz et al., “Helium in Near Earth Orbit”, *Phys. Lett. B* 494 (2000) 193–202.
- [125] J. J. Engelmann et al., “Charge Composition and Energy Spectra of Cosmic-Ray Nuclei for Elements from Be to Ni Results from Heao3-c2”, *Astron. Astrophys.* 233 (1990) 96–111.
- [126] K. Kasahara et al., “Atmospheric Gamma-ray Observation with the BETS Detector for Calibrating Atmospheric Neutrino Flux Calculations”, *Phys. Rev. D* 66 (2002) 052004.
- [127] “<http://cern-accelerators-optics.web/cern.ch>”.
- [128] M. Honda et al., “New Calculation of the Atmospheric Neutrino Flux in a Three-Dimensional Scheme”, *Phys. Rev. D* 70 (2004) 043008.
- [129] “<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>”.

- [130] “http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/atmos/us_standard.html”.
- [131] P. Papini et al., “In-Flight Performances of the PAMELA Satellite Experiment”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 588 (2008) 259–266.
- [132] A. Moiseev et al., “Fermi LAT Observations of Cosmic-Ray Electrons”, *Proc. 32nd ICRC* 6 (2011) 156–159.
- [133] P. A. Caraveo et al., “The Distance to the Vela Pulsar Gauged with Hubble Space Telescope Parallax Observations”, *Astrophys. J.* 561 (2001) 930–937.
- [134] P. P. Plucinsky et al., “ROSAT Survey Observations of the Monogem Ring”, *Astrophys. J.* 463 (1996) 224–245.
- [135] E. Miyata et al., “The Plasma Structure of the Northeast Rim of the Cygnus Loop as Observed with ASCA”, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* 46 (1994) L101–L104.
- [136] C. S. Shen, C. Y. Mao, “Anisotropy of High Energy Cosmic-Ray Electrons in the Discrete Source Model”, *Astrophys. Lett.* (1971) 169–174.
- [137] “<http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat>”.
- [138] M. Ibe et al., “AMS-02 Positrons from Decaying Wino in the Pure Gravity Mediation Model”, *J. High Energy Phys.* 07 (2013) 063.
- [139] A. A. Adbo et al., “Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived from First-Year Fermi Large Area Telescope Data”, *Phs. Rev. Lett.* 104 (2010) 101101.

研究業績

論文

(査読有)

1. T. Niita, S. Torii, Y. Akaike, Y. Asaoka, K. Kasahara, S. Ozawa, T. Tamura, “Energy Calibration of Calorimetric Electron Telescope (CALET) in Space”, *Adv. Space Res.*, (掲載決定)
2. T. Niita, S. Torii, K. Kasahara, H. Murakami, S. Ozawa, Y. Ueyama, Y. Akaike, T. Tamura, K. Yoshida, Y. Katayose, Y. Shimizu, H. Fuke, “A Balloon Experiment Using CALET Prototype (bCALET-2)”, *Adv. Space Res.*, 55, pp.753–760, 2015
3. 赤池陽水, 浅岡陽一, 上野史郎, 田村忠久, 寺澤敏夫, 富田洋, 鳥居祥二, 中川友進, 仁井田多絵, 「CALET の運用及びデータ解析・管理システムの概要」, *宇宙科学情報解析論文誌*, 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) , 第三号, pp.99–108, 2014
4. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 小澤俊介, 笠原克昌, 村上浩之, 赤池陽水, 植山良貴, 伊藤大二郎, 苅部幹彦, 近藤慧之輔, 九反万理恵, 田村忠久, 吉田健二, 片寄祐作, 清水雄輝, 福家英之, 「気球搭載型 CALET プロトタイプ (bCALET-2) による電子・ガンマ線観測」, *大気球研究報告*, 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) , JAXA-RR-11-008, pp.17–46, 2012
5. P. S. Marrocchesi, O. Adriani, Y. Akaike, M.G.Bagliesi, A. Basti, G. Bigongiari, S. Bonechi, M. Bongi, M. Y. Kim, T. Lomtadze, P. Maestro, T. Niita, S. Ozawa, Y. Shimizu, T. Torii, “Beam Test Performance of a Scintillator-Based Detector for the Charge Identification of Relativistic Ions”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 659, pp.477–483, 2011

学会論文

(査読無)

1. T. Niita, and the CALET Collaboration, “CALET Calibration on ISS Orbit Using Cosmic Rays”, Proc. 33rd International Cosmic Ray Conference (Rio de Janeiro), ID-0435, 2013
2. Y. Ueyama, S. Torii, K. Kasahara, T. Niita, P. S. Marrocchesi, Y. Katayose, T. Tamura, Y. Akaike, S. Ozawa, M. Nakamura, S. Kaneko, R. Katahira, A. Murata, J. W. Mitchell, “The CALET Structure and Thermal Model Used for Beam Test at CERN”, Proc. 33rd International Cosmic Ray Conference (Rio de Janeiro), ID-0647, 2013
3. T. Niita, S. Torii, K. Kasahara, T. Tamura, K. Yoshida, Y. Katayose, H. Murakami, S. Ozawa, Y. Shimizu, Y. Akaike, Y. Ueyama, D. Ito, M. Karube, K. Kondo, M. Kyutan, “Measurements of Cosmic-Ray Electron and Gamma-Ray Flux with Balloon-Borne CALET Prototype”, Proc. 32nd International Cosmic Ray Conference (Beijing), 6, pp.21–24, 2011
4. S. Ozawa, S. Torii, K. Kasahara, H. Murakami, Y. Akaike, Y. Ueyama, D. Ito, M. Karube, K. Kondo, T. Niita, T. Tamura, Y. Katayose, K. Yoshida, Y. Saito, H. Fuke, J. Kawada, “The Balloon-Born CALET Prototype Detector (bCALET)”, Proc. 32nd International Cosmic Ray Conferen (Beijing), 6, pp.71–74, 2011
5. Y. Ueyama, S. Torii, K. kasahara, H. Murakami, S. Ozawa, Y. Akaike, T. Niita, M. Nakamura, K. Yoshida, T. Tamura, S. Okuno, Y. Katayose, Y. Shimizu, “The Event Trigger System for CALET”, Proc. 32nd International Cosmic Ray Conference (Beijing), 6, pp.387–390, 2011
6. Y. Shimizu, O. Adriani, Y. Akaike, C. Avanzini, M. G. Bagliesi, A. Basti, G. Bigongiari, M. Bongi, G. Castellini, D. Ito, M. Karube, K. Kasahara, M. Y. Kim, K. Kondo, T. Lomtadze, M. Nakamura, P. Maestro, P. S. Marrocchesi, F. Morsani, T. Niita, S. B. Ricciarini, S. Torii, Y. Ueyama, “The CALET CHD for Determination of Nuclear Charge”, Proc. 32nd International Cosmic Ray Conferen (Beijing),

- 6, pp.391–394, 2011
7. 清水雄輝, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 赤池陽水, 相場俊英, 植山良貴, 甲斐友一朗, 仁井田多絵, 田村忠久, 吉田健二, 片寄祐作, 他 bCALET グループ, 「bCALET による電子エネルギースペクトルの観測」, 大気球シンポジウム:平成22年度, 宇宙科学研究所, pp.124–127, 2010
 8. 小澤俊介, 鳥居祥二, 笠原克昌, 清水雄輝, 村上浩之, 赤池陽水, 相場俊英, 植山良貴, 甲斐友一朗, 伊藤大二郎, 近藤慧之輔, 仁井田多絵, 田村忠久, 吉田健二, 片寄祐作, 他 bCALET グループ, 「気球搭載型宇宙線電子観測装置 bCALET の開発」, 大気球シンポジウム:平成22年度, 宇宙科学研究所, pp.128-131, 2010

国際学会

(oral)

1. T. Niita, S. Torii, S. Ozawa, K. Kasahara, H. Murakami, Y. Akaike, Y. Ueyama, D. Ito, M. Karube, K. Kondo, M. Kyutan, T. Tamura, K. Yoshida, Y. Katayose, Y. Shimizu, H. Fuke, “Cosmic-ray Electrons and Atmospheric Gamma-Rays in 1-30 GeV Observed with Balloon-Borne CALET Prototype Detector”, 39th COSPAR, PSB.1-0027-12, Mysore India, Jul 2012

(poster)

1. T. Niita, and the CALET Collaboration, “CALET Calibration on ISS Orbit Using Cosmic Rays”, 40th COSPAR, E1.6-0051-14, Moscow Russia, Aug 2014
2. Y. Akaike, O. Adriani, G. Bigongiari, S. Bonechi, G. Castellini, G. Collazuol, V. di Felice, A. Gherardi, K. Kasahara, R. Katahira, Y. Yusaku, T. Kotani, M. Kyutan, P. Maestro, P. S. Marrocchesi, L. Marcelli, J. Mitchell, N. Mori, A. Murata, Y. Nakagawa, M. Nakamura, T. Niita, S. Okuno, S. Ozawa, F. Palma, S. Ricciarini, C. de Santis, Y. Shimizu, R. Sparvoli, T. Tamura, S. Torii, Y. Ueyama, E. Vannuccini, K. Yoshida, K. Yoshida, “Performance of a CALET Prototype Calorimeter at the CERN-SPS”, 39th COSPAR, E1.15-0069-12, Mysore India, Jul 2012

国内学会

(口頭)

1. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 笠原克昌, 浅岡陽一, 小澤俊介, 赤池陽水, 他 CALET チーム, 「CALET の軌道上装置較正手法の開発」, 日本物理学会第 70 回年次大会, 21pDC-4, 早稲田大, 2015 年 3 月
2. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 浅岡陽一, 小澤俊介, 田村忠久, 清水雄輝, 赤池陽水, 木村寿利, 他 CALET チーム, 「CALET フライトモデルミュオン試験結果」, 日本物理学会 2014 年秋期大会, 19aSC-3, 佐賀大, 2014 年 9 月
3. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 浅岡陽一, 片平亮, 村田彬, 赤池陽水, 他 CALET チーム, 「シミュレーションを用いた CALET の粒子識別手法の開発」, 日本物理学第 69 回年次大会, 28aTS-1, 東海大, 2014 年 3 月
4. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 赤池陽水, 他 CALET チーム, 「CALET 検出器の軌道上キャリブレーション方法の開発」, 日本物理学会 2013 年秋期大会, 22pSP-5, 高知大, 2013 年 9 月
5. 仁井田多絵, 赤池陽水, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 中川友進, 植山良貴, 九反万里恵, 中村政則, 吉田圭佑, 渡辺仁規, 「シミュレーション計算を用いた CALET 搭載モデルの性能検証」, 日本物理学会第 68 回年次大会, 29aBF-1, 広島大, 2013 年 3 月
6. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 中川友進, 植山良貴, 九反万里恵, 中村政則, 吉田圭祐, 渡辺仁規, 赤池陽水, 吉田健二, 田村忠久, 片寄祐作, 清水雄輝, 他 CALET チーム, 「シミュレーション計算による CALET 搭載装置の軌道上性能検証」, 日本物理学会 2012 年秋期大会, 13aSP-1, 京都産業大, 2012 年 9 月
7. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 小澤俊介, 赤池陽水, 植山良貴, 中村政則, 田村忠久, 奥野祥二, 「CALET-IMC のシンチファイバーベルト開発」, 日本物理学会第 66 回年次大会, 26aGX-12, 新潟大 (中止・web 掲載), 2011 年 3 月
8. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 赤池陽水, 相場俊英, 植山良貴, 甲斐友一朗, 田村忠久, 吉田健二, 他 bCALET-チーム, 「bCALET-2 観測による宇宙線電子フラックスの解析報告」, 日本物理学会 2010 年秋期大会, 11aSH-5, 九州工業大, 2010 年 9 月

(ポスター)

1. 仁井田多絵, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 浅岡陽一, 赤池陽水, 他 CALET チーム, 「シミュレーション計算を用いた CALET の軌道上キャリブレーション手法の開発」, 第 14 回宇宙科学シンポジウム, P2-019, 宇宙科学研究所, 2014 年 1 月
2. 赤池陽水, 寺澤敏夫, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 浅岡陽一, 植山良貴, 仁井田多絵, 片平亮, 金子翔伍, 村田彬, 下村健太, 斎藤優, 田中真文, 土川恵理子, 田中忠久, 片寄祐作, 清水雄輝, P. S. Marrocchesi, P. Maestro, G. Bigongiari, S. Bonechi, P. Brogi, O. Adriani, N. Mori, S. Oleksandr, R. Sarvoli, L. Marcelli, V. Di Felice, F. Palma, A. Basti, S. Tolaini, A. Orsini, J. W. Mitchell, B. Rauch, 他 CALET チーム, 「CERN-SPS における熱構造モデルを用いた CALET 性能実証実験」, 第 14 回宇宙科学シンポジウム, P2-15, 宇宙科学研究所, 2014 年 1 月
3. 小澤俊介, 赤池陽水, 植山良貴, 笠原克昌, 金子翔吾, 斎藤優, 田村忠久, 鳥居祥二, 仁井田多絵, 村田彬, 他 CALET チーム, 「CERN-SPS 重粒子ビームによる CALET の電荷分解能測定」, 第 14 回宇宙科学シンポジウム, P.2-016, 宇宙科学研究所, 2014 年 1 月
4. 仁井田多絵, 赤池陽水, 鳥居祥二, 笠原克昌, 小澤俊介, 中川友進, 植山良貴, 九反万里恵, 中村政則, 吉田圭佑, 渡辺仁規, 「シミュレーション計算を用いた CALET の軌道上性能検証」, 第 13 回宇宙科学シンポジウム, P2-030, 宇宙科学研究所, 2013 年 1 月
5. 小澤俊介, 笠原克昌, 片平亮, 金子翔吾, 鳥居祥二, 仁井田多絵, 村田彬, 渡辺仁規, 片寄祐作, 荻野竜平, 清水雄輝, 「重イオンビーム実験による CALET-CHD の電荷分解能」, 第 13 回宇宙科学シンポジウム, P.2-032, 宇宙科学研究所, 2013 年 1 月