

## シャワー拡散層付エマルジョンチェンバーによるエネルギー決定

晴山 慎<sup>2</sup>・藤井 正美<sup>1</sup>・V. I. Galkin<sup>6</sup>・後藤 祐樹<sup>2</sup>・市村 雅一<sup>3</sup>  
上岡 英史<sup>9</sup>・小林 正<sup>2</sup>・V. Kopenkin<sup>7</sup>・倉又 秀一<sup>3</sup>・A. K. Managadze<sup>7</sup>  
松谷 秀哉<sup>4</sup>・N. P. Misnikova<sup>5</sup>・R. A. Mukhamedshin<sup>8</sup>・南條 宏肇<sup>3</sup>・S. N. Nazarov<sup>6</sup>  
D. S. Oshuev<sup>7</sup>・P. A. Publichenko<sup>6</sup>・I. V. Rakobolskaya<sup>6</sup>・T. M. Roganova<sup>7</sup>・G. P. Sazhina<sup>7</sup>  
仙波 宏史<sup>11</sup>・柴田 徹<sup>2</sup>・杉本 久彦<sup>10</sup>・L. G. Sveshnikova<sup>7</sup>・高橋 清輝<sup>2</sup>  
I. V. Yashin<sup>7</sup>・E. A. Zamchalova<sup>7</sup>・G. T. Zatsepin<sup>8</sup> and I. S. Zayarnaya<sup>5</sup>

## Energy determination by means of the emulsion chamber with diffuser module

By

M. HAREYAMA<sup>2</sup>, M. FUJII<sup>1</sup>, V. I. Galkin<sup>6</sup>, Y. GOTO<sup>2</sup>, M. ICHIMURA<sup>3</sup>, E. KAMIOKA<sup>9</sup>, T. KOBAYASHI<sup>2</sup>,  
V. Kopenkin<sup>7</sup>, S. KURAMATA<sup>3</sup>, A. K. Managadze<sup>7</sup>, H. MATSUTANI<sup>4</sup>, N. P. Misnikova<sup>5</sup>,  
R. A. Mukhamedshin<sup>8</sup>, H. NANJO<sup>3</sup>, S. N. Nazarov<sup>6</sup>, D. S. Oshuev<sup>7</sup>, P. A. Publichenko<sup>6</sup>,  
I. V. Rakobolskaya<sup>6</sup>, T. M. Roganova<sup>7</sup>, G. P. Sazhina<sup>5</sup>, H. SEMBA<sup>11</sup>, T. SHIBATA<sup>2</sup>, H. SUGIMOTO<sup>10</sup>,  
L. G. Sveshnikova<sup>7</sup>, K. TAKAHASHI<sup>2</sup>, I. V. Yashin<sup>7</sup>, E. A. Zamchalova<sup>7</sup>, G. T. Zatsepin<sup>8</sup>  
and I. S. Zayarnaya<sup>5</sup>

**Abstract** : We report a new energy determination method using the emulsion calorimeter with diffuser module. The idea of diffuser method is based on the energy estimation for a PeV proton observed by the first RUNJOB(RUSSIA-Nippon JOint Balloon-program) experiment in 1995 and we have used a new type of emulsion chamber with diffuser module since 1997.

The diffuser module was set below calorimeter, and the electromagnetic cascade shower develops in the calorimeter, and spreads geometrically in the diffuser.

In general, it is very hard to determine the energy unless we detect the shower maximum, but it

---

<sup>1</sup>Faculty of Engineering, Aomori University, Aomori 030-0943, Japan

<sup>2</sup>Department of Physics, Aoyama Gakuin University, Tokyo 157-8572, Japan

<sup>3</sup>Faculty of Science and Technology, Hirosaki University, Hirosaki 036-8561, Japan

<sup>4</sup>School of Medicine, Hirosaki University, Hirosaki 036-8562, Japan

<sup>5</sup>P.N.Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow 117924, Russia

<sup>6</sup>Physical Department of Moscow State University, Moscow 119899, Russia

<sup>7</sup>D.V.Skolbel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119899, Russia

<sup>8</sup>Institute for Nuclear Researches of Russian Academy of Sciences, Moscow 117312, Russia

<sup>9</sup>Multimedia Information Research Division, National Institute of Informatics The Ministry of Education, Tokyo 101-8430, Japan

<sup>10</sup>Shonan Institute of Technology, Fujisawa 251-8511, Japan

<sup>11</sup>Department of Management, Urawa College, Urawa 337-0974, Japan

might be possible to determine the shower energy with help of the diffuser module.

We find the energy resolution is better than  $\sigma \sim 0.2$  for proton with several tens TeV and for iron with 100TeV if the path length of calorimeter and the diffuser are 6c.u. and 4cm respectively. With the thickness of calorimeter of 9c.u. with 4cm diffuser, we can estimate the energy up to nearly 100TeV for proton with the resolution of better than  $\sigma \sim 0.2$ .

In this report, we discuss the energy resolution in the present method based on the simulation calculation of cascade shower in the calorimeter with diffuser module. We show several events observed by RUNJOB experiment in 1997 and apply the present method for the energy determination.

## 概 要

シャワー拡散層付エマルジョンチェンバーによるエネルギー決定法について報告する。この方法は、1995年の日口共同気球実験(RUNJOB-program, RUSSIA-Nippon JOint Balloon-program)で観測されたPeV陽子のエネルギー推定方法を基に開発され、1997年のRUNJOB実験より導入した。

シャワー拡散層はカロリメーター層の下部に設置され、カロリメーター層で発達した電磁カスケードシャワーはシャワー拡散層で幾何学的に広がり、電子数密度が減少する。普通、電磁カスケードシャワーによるエネルギー決定の場合、シャワー最大発達点を捉えていないとそのエネルギーは信頼できない。しかし、本論文で報告する方法により、シャワー極大を捉えていない場合でもエネルギー決定が可能となった。

約4cmの厚さのシャワー拡散層があれば陽子の場合、6c.u.の鉛厚で数10TeVまで、9c.u.あれば100TeV近くまでシャワーエネルギーを $\sigma \sim 0.2$ 以内の精度で決定できる。又、鉄核の場合、6c.u.の鉛厚で100TeVまでのシャワーエネルギーをやはり $\sigma \sim 0.2$ 以内の精度で決定できる。したがって、これまでシャワー極大を捉えていないためデータとして採用できないような高エネルギーシャワーについてもエネルギー決定が行え、特に高エネルギー領域の統計量を増やすことができる。

本論文では、主にシャワー拡散層付エマルジョンチェンバー内でのカスケードシャワーシミュレーション方法およびエネルギー決定精度について議論する。また実際にRUNJOB実験データに対して適用した例についても報告する。

## 1. はじめに

これまで宇宙線を直接観測するために様々な検出器が開発されてきた。特に近年は、エレクトロニクス技術の進歩に伴い、非常に高精度で電荷やエネルギーを決定できるカウンター型の検出器が様々な観測グループによって開発されている。しかし多くのカウンター型検出器はその検出器特性のために、主に低エネルギー(数100 MeV/n～数10 GeV/n)の宇宙線観測で用いられている。シカゴ大学のグループが開発した遷移放射検出器(TRD)は $\sim 1$  TeV/nucleonの鉄核を検出しているが、陽子、ヘリウム核に対しては、やはりcalorimeter型検出器の使用を計画している[5]。

このように、1 TeVを超えるような高エネルギーの宇宙線を観測するためには、電磁カスケードシャワーを利用したcalorimeter型検出器が現在においても有効な方法であり、エマルジョンcalorimeter(EC)はその代表的な検出器である。

高エネルギー領域の宇宙線を直接観測するためには、気球や人工衛星等の飛翔体を用いて長時間、大面積の観

測をしなくてはならない。しかし、calorimeter型検出器では鉛吸収層を必要とし、飛翔体のペイロードの重量制限から大面積化は難しい。

我々日共同気球実験グループ (RUNJOB) は、1995年から1999年まで100 TeV領域の宇宙線組成を明らかにするためエマルジョンチェンバーを用いて気球による長時間観測を行ってきた。しかしながら気球に搭載できる検出器の重量はロシアでは250 kgと厳しい重量制限があるため、calorimeter中の鉛の厚さを充分にとることができなかった。そのため、高エネルギーイベントについて通常のカスケードシャワーの発達、減衰の様子からエネルギーを決定することは困難であった。そこで我々は、核衝突後の2次 $\gamma$ 線の開き角からエネルギーを決定する $\gamma$ -core法を開発した。しかし、この方法は1つ1つのイベントについて顕微鏡で $\gamma$ -coreの位置座標 $(x, y)$ を様々な深さで測定しなければならないため、解析に大変な労力を必要とする。

そうした中、1995年度に行った最初のRUNJOB実験でPeV領域の陽子が検出された。そこで用いたエネルギー決定法が拡散層付エマルジョンチェンバー導入のきっかけである(詳しいことは第2節で述べる)。この経験を基に、シャワー拡散層を用いた新しいエネルギー決定法を開発し、1997年のRUNJOB実験より導入した。これにより、高エネルギーシャワーのエネルギー決定がこれまでのエネルギー決定精度と同程度の精度を保ちながら、簡単な作業で効率良く行えるようになった。また、この方式はRUNJOB実験だけでなくcalorimeter型検出器の軽量化につながり、今後様々な実験に応用できるであろう。

本論文では、シャワー拡散方式によるエネルギー決定方法について報告する。第2節では開発のきっかけとなったPeV陽子のエネルギー決定について説明し、第3節で1997年に導入したシャワー拡散層(以後diffuser層と呼ぶ<sup>\*1</sup>)の構造とそこで観測されたシャワーの様相について示す。第4節でdiffuser層付EC内でのカスケードシミュレーションについて説明をする。第5節では、diffuser層を用いたエネルギー決定の方法とその分解能について議論し、最後に第6節でまとめを行う。

なお、 $\gamma$ -core法を含め、RUNJOB実験の全体の解析方法および1996年までのRUNJOB実験の結果については文献[1]を参照していただきたい。

## 2. PeV陽子のエネルギー決定

diffuser層のきっかけは、1995年のRUNJOB実験で検出されたPeV陽子のエネルギー決定にある。このイベントは世界ではじめて直接検出された $10^{15}$  eVを超える陽子であり、 $10^{15}$  eV領域まで陽子が加速されているという証拠でもある。

RUNJOB実験で用いられている検出器はECであるが、気球の重量制限(約250 kg)のため搭載できる鉛の厚さは4~5 c.u.と薄く(図1)、通常の気球実験で使用されている厚さの半分くらいになっている。そのため電磁カスケードシャワーの発達、減衰の様子からエネルギーを決定(以後、photometer法と呼ぶ)することは、シャワー極大を検出できないため特にエネルギーが大きい場合には困難である。

この問題を解決するため我々は、核衝

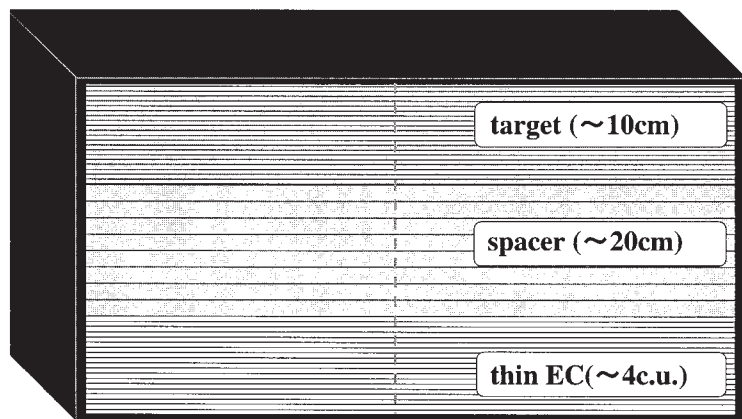


図1 1995年度RUNJOB気球実験でのエマルジョンチェンバーの構造。それぞれのモジュールの役割については文献[1]を参照。

\*1 “diffuser層”という名称は適当でないかもしれない。つまりcalorimeter層を出たあとの電子シャワーは幾何学的に広がるだけなので、いわゆる通常の意味での拡散過程とは違う。しかし本論文ではわかりやすい名称なのでこの呼び方を使う。

突後に放出される $\gamma$ 線( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ )の放出角からシャワーエネルギーを決定する方式( $\gamma$ -core法)を開発した。しかしPeV陽子のイベントにはいずれの方法も適用できず、エネルギーを決定するための工夫が必要であった。そこで考え出された方法がdiffuser方式である。以下に検出されたPeV陽子の様相とその際に用いられたエネルギー決定方法を説明する。

### 2.1. PeV陽子の様相

図2にPeV陽子の検出器内での様相を示す。この陽子はcalorimeter部の横から天頂角 $64.5^\circ$ で入射してきた。衝突点は鉛板中であり、その上に置かれていた原子核乾板上で入射陽子の飛跡を確認することができた。核衝突後の2次粒子群はX線フィルム上だけでなく原子核乾板上でも裸眼で確認することができ、いかにエネルギーが大きいことを示している。

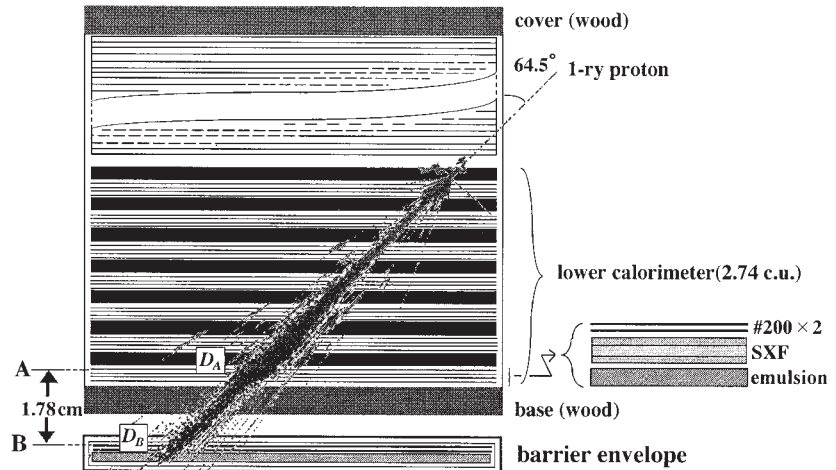


図2 観測器中でのPeV陽子の様相

図3にFuji-200型X線フィルム(以後X-ray filmと略す)から得られ

たシャワーの発達の様子を示す。縦軸は $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ のスリットで測定した黒化度、横軸はcalorimeter厚(c.u.)である。図にはシミュレーションで得られた遷移曲線も同時に示している。図3からもエネルギーが非常に大きいことがわかる。斜め効果を入れると最下層までの厚さは約6 c.u.であるがシャワー極大に達していないため、photometer法でエネルギーを決定することができない。また、calorimeter中で衝突したエネルギーも大きすぎるため $\gamma$ -coreを分離できず、 $\gamma$ -core法によるエネルギー決定も不可能であった。

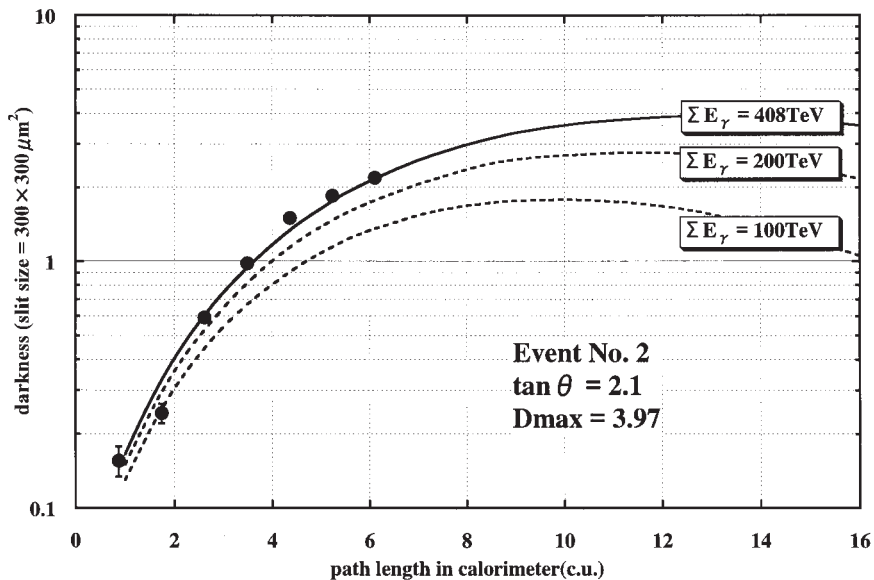


図3 photometer法から得られるPeV陽子の遷移曲線。Dmaxはフィッティングから予想される最大黒化度である。

\*2文献[1]で示した遷移曲線は、入射粒子を $\gamma$ 線と仮定したため、本論文のカーブと若干違う。この図からも陽子を仮定した場合のカーブのほうが立ち上がり部分でも実験データとよく一致する。

## 2. 2. diffuser方式によるエネルギー決定

このように、エネルギーが非常に高い陽子にもかかわらず、エネルギー決定が困難なので検出対象からはずさざるを得ないかと当初は悲観的に考えていた。しかし、幸いなことに観測器本体（感光材封入用の暗箱）の下に現像テスト用のフィルムが挿入されており、このフィルムの黒化度情報よりエネルギーを推定することが可能ではないかと考えた。calorimeter最下層のフィルム $X_A$ からテストフィルム $X_B$ までの物質中には吸収層がほとんどなく（図2参照）、この間でカスケードシャワーは幾何学的に広がるのみである。その広がり方はシャワーエネルギーに関係しているはずである。

そこで、6通りのスリットサイズ（ $100 \times 100$ ,  $200 \times 200$ ,  $300 \times 300$ ,  $400 \times 400$ ,  $500 \times 500$ ,  $600 \times 600 \mu\text{m}^2$ ）で、 $X_A$ ,  $X_B$ 上のシャワースポットの黒化度 $D_A$ ,  $D_B$ を測定した。その黒化度比 $D_B/D_A$ がシャワーの減衰度であり、その大きさがエネルギーを反映するはずである。そこで、縦軸に $D_B/D_A$ 比、横軸にスリットサイズをとって相関図をつくり、測定結果とシミュレーション計算で得られるカーブを比較することでエネルギーを決定することにした。結果を図4に示す。図を見る限り、スリット依存性はあまりないようである。これはエネルギーが非常に高いため電子シャワーはほとんど平行であることによると思われる。

シミュレーションコードは、我々がphotometer法で使用しているコードを用いた。シミュレーション結果から、予想されたようにシャワーエネルギーと減衰度には明らかな相関が見取れる。また、測定結果とシミュレーション計算の傾向がよく一致していることがわかる。シミュレーションは $\Sigma E_\gamma = 200, 300, 500, 1000 \text{ TeV}$ について行っているが、この図から、 $\Sigma E_\gamma = 500 - 1000 \text{ TeV}$ の範囲のエネルギーとよく一致していることがわかる。残念ながらA, B間の距離が斜め効果を入れても4 cm程度と短いため、500 TeV以上のエネルギーを精度よく決定することは難しい。図からわかるように200～500 TeV程度のシャワーエネルギーを決定するためには4 cm程度のスペーサーが有効であろう。

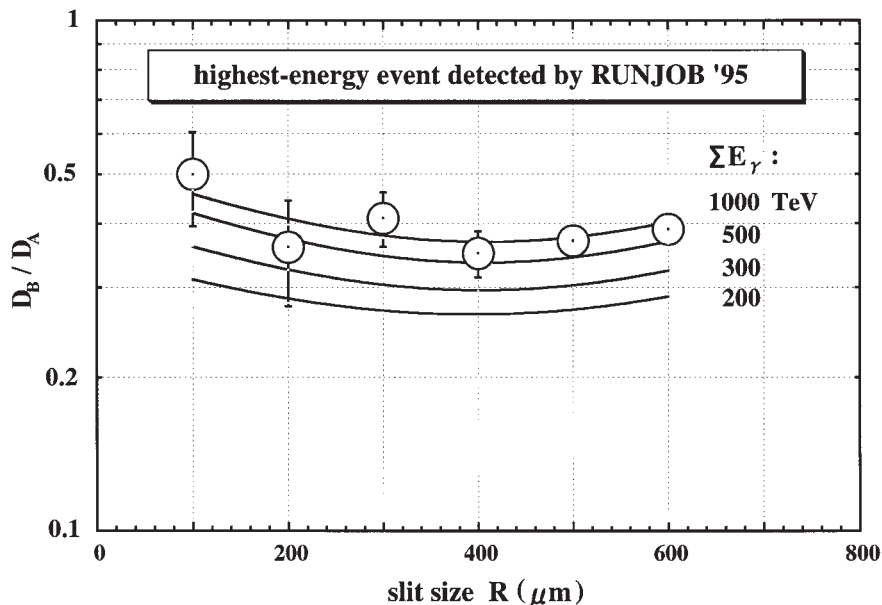


図4 カロリメーター最下層のX線フィルムと約4 cm下に設置されたテスト用X線フィルムで得られた黒化度比。誤差棒は、測定者の違いによる上限と下限を表している。

エネルギー不確定性はあるものの、 $\gamma$ 線に放出されたエネルギー流が $\Sigma E_\gamma = 500 - 1000 \text{ TeV}$ であることは間違いなく、親陽子のエネルギーは変換因子が $\sim 4$ であることを考えると [1], 2-4 PeVという結果が得られる。もちろんこの変換因子は少数例の場合には信頼性が低い、衝突の非弾性度の揺らぎを考えても、PeVを超える陽子であることは間違いのないといえる。

### 3. シャワー拡散層つきエマルジョンチェンバーの導入

前節で述べたように、シャワー拡散の様子はシャワーエネルギーを反映していることがわかった。そこで1997年気球実験よりdiffuser層を積極的に導入し、diffuser方式によってエネルギー決定をすることにした。

図5に1997年度観測のチェンバー全体の構造を、図6にdiffuser層の詳細な構造を示す。diffuser層はcalorimeter層（鉛直厚さで約5 c.u.）の下部に置かれ、約4 cmの厚さ（物質厚で約0.2 c.u.）を持っている。diffuser層の中にはX-ray film、原子核乾板、スクリーンタイプX線フィルム [2]、そしてスペーサーとして薄いアクリル板もしくは発泡スチロールがセットで6層挿入されており、さまざまな位置で拡散したシャワーの黒化度を測定することができる。検出器中の感光材と吸収材の総重量は約210 kg（面積は $80 \times 50 \text{ cm}^2$ ）であるが、diffuser層の重量は約12 kgであり、検出器全体の重量からみればわずかである。1999年の観測ではdiffuser層にはX-ray filmとスペーサーのみとしたので、重量は約2 kgとなり、検出器全体の重量からみれば無視できる。このことは気球のような飛行体による観測を行う際には大変重要となってくる。

PeV陽子のエネルギー決定の際には、calorimeter最下層の黒化度 $D_A$ と拡散層での黒化度 $D_B$ の比 $D_B/D_A$ のみを使ってエネルギーを決定していた。しかしここでは黒化度比ではなく、シャワーのcalorimeter層での発達、diffuser層での減衰の様子を様々な位置で測定し、それをシミュレーション計算から得られるカーブと比較してエネルギー決定する。この方法は、calorimeter層で推定するシャワーの年齢 $s$ （遷移曲線の理論カーブを何層かの黒化スポットにフィッティングすることに対応）を拡散層での幾何学的な広がりとは矛盾がないように決定していると理解してよい。シミュレーション計算については次節で説明をする。

図7に実際に観測されたシャワーイベントの発達、減衰の様子を示す。縦軸は黒化度、横軸はcalorimeter部に対してはc.u.単位の物質厚、diffuser部では幾何学的長さ（mm）となっていることに注意してほしい。path lengthの基準はcalorimeterの底にとっている。もちろん path length は斜め

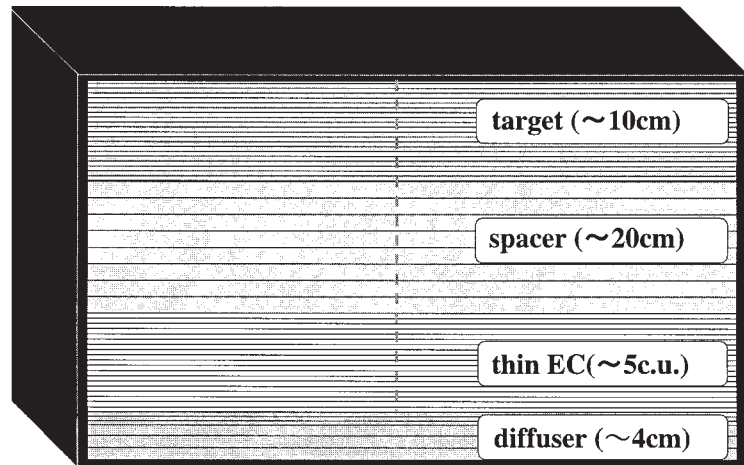


図5 1997年度RUNJOB気球実験での拡散層付エマルジョンチェンバーの構造

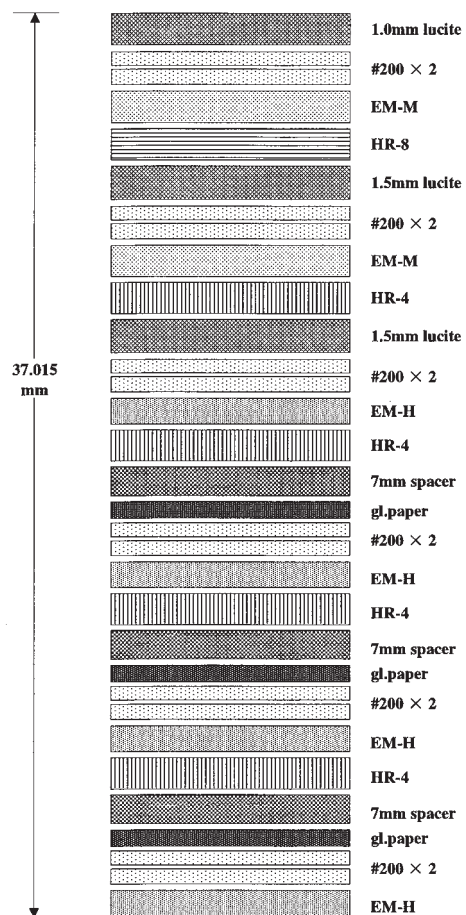


図6 拡散層の詳細。ここで、EM-H、EM-M：800 $\mu\text{m}$ 、500 $\mu\text{m}$ ベースの原子核乾板（乳剤厚はともに両面60 $\mu\text{m}$ ）、HR-4、HR-8：感度の異なるスクリーン型X線フィルム、#200：Fuji-200型X線フィルムとなっている。

効果を考慮してプロットしてある。これらの図から、diffuser層でシャワーは徐々に減衰しているが、diffuserの浅い部分では急激に減衰し、深いところでは減衰が緩やかになっていることがわかる。これは、シャワー周辺部の電子はエネルギーも小さく広がりやすいが、中心部の電子は比較的エネルギーが大きいためあまり広がらず遠くまで進むためであろう。また、シャワーの発達度合いの違いにより減衰の早さが明らかに違うことも見て取れる。このことから、やはりdiffuser層でのシャワーの減衰の様子がシャワーエネルギーについて何らかの情報を持っていることがわかる。

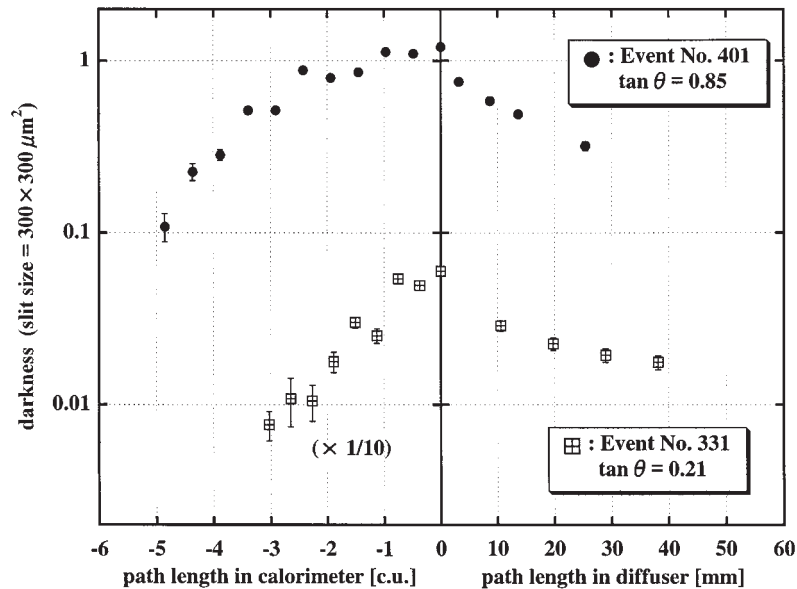


図7 1997年度RUNJOB気球実験で観測されたイベントの黒化度変化の例。No. 331の黒化度は1/10掛けている。

#### 4. シャワー拡散層付calorimeterのカスケードシミュレーション

##### 4.1. シミュレーション計算

カスケードシミュレーションは、T. Shibataらによって作成されたコードを用いている [3], [4]。このコードは、RUNJOB実験でのphotometer法でも用いられている。詳細については文献 [3] にゆずるが、簡単に説明する。

このコードは観測器内にある混合物質中（鉛だけでなく、乳剤、プラスチック…）でのカスケードシャワーのシミュレーションを行うことができ、発生した電子、 $\gamma$ 線1本1本に対し、様々な素過程（電子対生成、制動放射、電離損失、多重散乱など）についてモンテカルロシミュレーションを行っている。実際には電子、 $\gamma$ 線のエネルギーが1 MeV以下になるまで追いかけ、様々な位置での電子数をカウントすることができる。また入射粒子については、電子、 $\gamma$ 線（電子対）はもちろん、ジェットについても可能である。ジェットの具体的発生コードは、ここではFRITIOFコード（Ver.7.02）を用いてジェットを生成し、 $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$ 過程で生成された $\gamma$ 線を電磁カスケードシミュレーションコードに渡している。したがって拡散層付calorimeterのためのシミュレーションコードを新しく作成することなく、ほぼ原型のまま使用することができる。

シミュレーション条件を図8に示す。calorimeter層は吸収層を鉛とし、厚さは30層（1層2 mm）で6 cm、約11 c.u.である。鉛間隔は $\Delta = 1.13$  mm（'97年度のRUNJOB実験に対応）でこれは2枚のX-ray filmと1枚の原子核乾板の厚さに相当する。実際のRUNJOB実験で使用しているcalorimeterの厚さ（ $\sim 4$  c.u.）に比べて11 c.u.と厚くしているのは、斜め入射の場合（つまりpath lengthが伸びる）を考えたためである。

diffuser層については物質が何も無いと仮定し、電子数カウント位置（ $\delta$ ）を各鉛板直下から様々な位置で10 cmの距離（詳細は図8を参照）までシミュレートした。ただし実際の観測器ではdiffuser層にもX線フィルムのよう

### Simulation condition :

incident particle: electron-pair, proton, iron

shower energy  $\Sigma E_{\gamma}$  :

0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500 TeV

lead thickness D: 0.2cm/layer  $\times$  30 layers = 6cm

gap between alternate lead plates  $\Delta$  : 1.13 mm

electron counting position from bottom of lead  $\delta$  :

0, 2, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 75, 100 mm

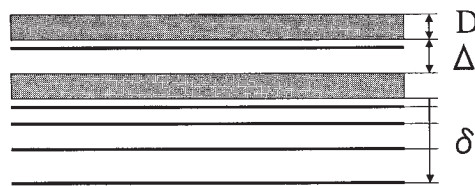


図8 拡散層付電磁カスケードシャワーシミュレーション計算の条件

な感光材が挿入されているため、diffuser層内でも若干の電子を生成する。したがって、実際の測定データと比較する際にはこの効果に対する補正を行う必要がある。この補正については4.2節で議論する。入射粒子は、 $\gamma$ 線（電子対）、陽子、鉄核について、入射シャワーエネルギーは0.5 – 500 TeVまでの10通りを行い、入射角は鉛直方向のみ行った。斜め入射の場合の電子数分布は鉛直方向の場合の分布から解析的に求めている。さらに電子数密度からX-ray film上の黒化度へ変換を行い、測定結果と比較する。これらの詳細な計算についても文献 [3] を参照してほしい。

#### 4.2. Materialization 効果

4.1節で述べたように、カスケードシミュレーションはdiffuser層内に物質が何もないとして計算しているが、実際にはX線フィルム等の感光材が入っており、それらの物質により電子生成を起こす可能性がある。我々はこれをmaterialization効果（以下M-効果と略す）と呼ぶ。もちろん我々のシミュレーションは混合物質にも対応しているので、チェンバー構造を仮定すれば、いろいろなエネルギーに対してM-効果を含んだ遷移曲線を得ることが可能である。ここでは、このM-効果とその補正について考える。

##### 4.2.1. materialization効果の様子

まずM-効果を確認するためdiffuser層内に積算値で0.2 c.u.分の原子核乳剤があるとしてシミュレーションを行い、M-効果のない場合の電子数と比較した。その結果を図9に示す。ここでは、入射粒子を100 TeVの $\gamma$ 線とした。これをみて明らかなように、M-効果を含んだ結果と含まない結果を比較すると、0.2 c.u.程度でもM-効果ははっきりと現れていることがわかる。これをcalorimeter通過厚について変えたのが図10である。横軸はdiffuserでの物質厚(c.u.)、縦軸は、M-効果を考えたときと考えなかったときの電子数の比となっている。1997年度のECに導入したdiffuser層の厚さは約0.2 c.u.であり、斜め効果を考えると、最大20～30%のM-効果があると考えられる。

##### 4.2.2. materialization効果の補正

前にも述べたように、我々はM-効果を含んだシミュレーションコードをもっている。しかし実際のデータは、いろいろなエネルギー、いろいろな天頂角で入射してきており、これら全てをカバーするような大量の遷移曲線データを保存しておくのは現実的でない。現在の高速コンピュータをもってしても、100～500 TeVの電子シャワーシミュレーション計算を大量に行うことはできない（なめらかな遷移曲線を得るためには、少なくとも100



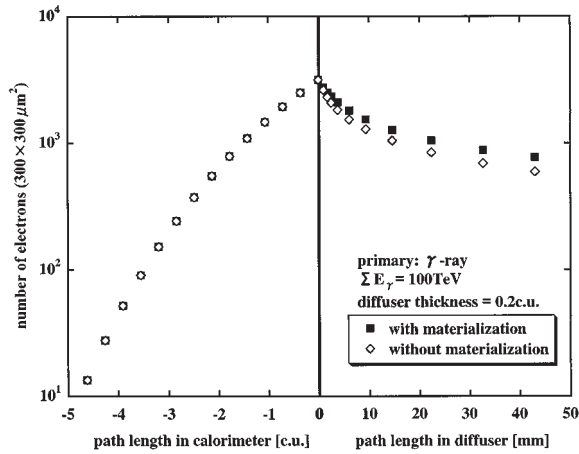


図9 シミュレーションでM-効果を考慮した場合としない場合の電子数の変化

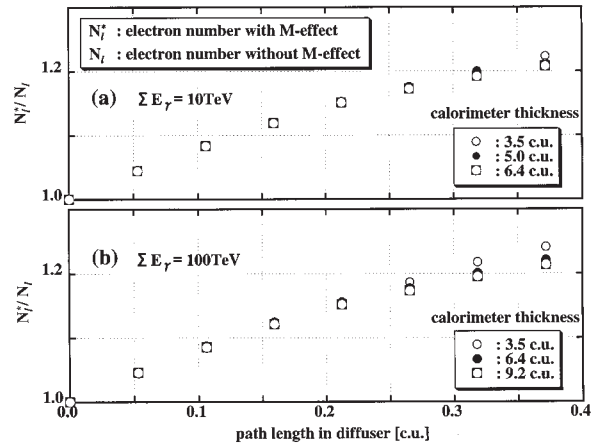


図10 M-効果を考慮した場合と考慮しない場合の電子数の比。エネルギーは(a)10TeV, (b)は100TeVである。

例の統計量が必要であり、その計算には数日かかる)。

そこで、M-効果を無視した遷移曲線データをあらかじめシミュレーション計算で用意しておき（この場合には約1ヶ月程度で全ての計算が可能である）、M-効果の補正については準解析的に求めることにした。

今、calorimeter層の深さが $t_i$  (c.u.) ( $t_i = 1, 2, \dots$ ) のところで電子シャワーはcalorimeterを離れ、diffuser内を幾何学的に広がっていくことを考える。もちろん $i$ 番目のcalorimeter層を離れたあとには、鉛吸収層はないものとする。この仮定はあくまでも仮想的なものであり、 $i+1$ 番目のcalorimeter層への接続は、diffuserのことを忘れ、図8に示したgap厚 $\Delta$ を通過後の電子、 $\gamma$ 線の分布から $i+1$ 番目のcalorimeter中のカスケードシミュレーションを再開する。このような仮想的なdiffuser空間を考える理由は、鉛板を離れたあと感光材までに走る距離が天頂角の大きさによっていろいろな場合があることを想定したためである。

図11に示すように、calorimeterの下には $L$ 層の感光材があり、それぞれの物質厚を $\delta t_1, \delta t_2, \dots, \delta t_L$  (いずれもc.u.単位) とし、第 $l$ 層目までのその積算値を $\Delta t_l$ とする。

今 calorimeter 直下の電子数を $N_0(t_i, 0)$ 、 $l$ 層目の感光材直上のそれを $N_l(t_i, \Delta t_l)$  とする。もちろん電子シャワーは三次元的に広がっていくので、ある半径内の電子数を考えなくてはいけないが、Appendix-Aに示すように、今の場合一次的に扱ってよい。

M-効果を無視した場合には

$$N_l(t_i, 0) = \eta_{il} N_0(t_i, 0), \quad (1)$$

で表せ、 $\eta_{il}$ は幾何学的広がり効果による減衰率である。

M-効果を考慮した場合には

$$N_{l, true}^* \equiv N_l(t_i, \Delta t_{i,l-1}) = \eta_{il}^* N_0(t_i, 0), \quad (2)$$

であるが、Appendix-Aに示すように充分よい近似で

$$\eta_{il}^* \approx \left( \frac{N_l(t_{i+1}, 0)}{N_l(t_i, 0)} - 1 \right) \frac{\Delta t_{i,l-1}}{t_{i+1} - t_i}, \quad (3)$$

与えられ、M-効果を無視したシミュレーションデータ $N_l(t_i, 0)$  ( $i=1, 2, \dots; l=1, 2, \dots, L$ ) を使って簡単に補正ができる。したがって、補正によって得られる電子数は、

$$N_{l, est}^* = \frac{N_l(t_{i+1}, 0) - N_l(t_i, 0)}{t_{i+1} - t_i} \Delta t_{i,l-1}, \quad (4)$$

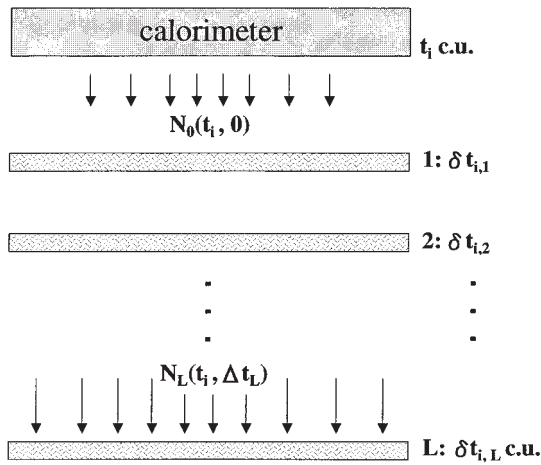


図11 拡散層内でのM-効果の模式図。  
ここで、 $\Delta t_L = \sum_{i=1}^L \delta_{i,L}$  である。

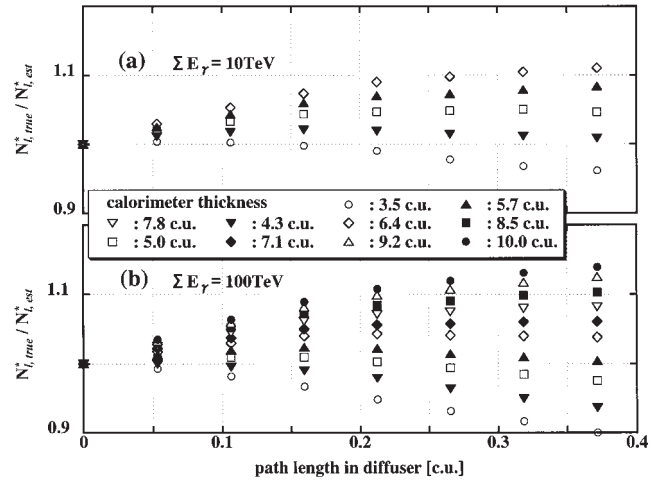


図12 M-効果を考慮したシミュレーションでの電子数  $N_{L,true}^*$  とM-効果補正による電子数  $N_{L,est}^*$  の比。エネルギーは、(a) 10TeV, (b) 100TeV である。

と求めることができる。

M-効果を無視した場合は真の電子数より 20 ~ 30 % 低めの値を示すことを前節で示したが、(3) 式の減衰率を使った補正結果を図 12 に示そう。縦軸は、M-効果による真の電子数  $N_{L,true}^*$  と補正による電子数  $N_{L,est}^*$  の比、横軸は diffuser の物質厚 (c.u.) となっている。これからわかるように、補正をしたことにより 10 % 以内に収まっており、photometer 法のエネルギー決定精度の  $\sigma \sim 0.2$  以下になっている。

#### 4. 3. simulation result

M-効果の補正を加えた結果を図 13 に示す。ここでは陽子のみについて、いくつかの calorimeter 通過厚に対しての diffuser 層でのシャワー減衰の様子を示している。縦軸は黒化度、横軸は path length になっているが、calorimeter 層では c.u. 単位の物質厚、diffuser 層では mm 単位の幾何学的距離になっている。電子数密度から黒化度の変換は文献 [3] にまとめている。この図を見て明らかのように、シャワー極大に近い場合にはシャワーの減衰が早いことがわかる。これは、シャワー極大に近いほど生成された電子個々のエネルギーが小さくなっているため減衰が早くなっていると考えられる。また、拡散の様子は長く尾を引くような形になっている。これは、シャワー周縁部より中央部に比較的能量の大きな電子が集中しているため (Appendix-A 参照)、なかなか電子が広がらずに残っているものと考えられる。

特に注目すべき点として、calorimeter 層だけでは各エネルギーの遷移曲線を分離することが難しかったものが、diffuser 層では容易に分解できるようになっていることがわかる。このことから、薄型の calorimeter でも diffuser を用いることによってエネルギー決定精度が向上し、シャワー極大を捕まえていない場合でもエネルギー決定が可能となった。もちろん calorimeter 層内の通過物質厚が短い場合には、diffuser 層を用いても充分分離されない場合があり、ある程度の calorimeter の厚さが必要であることは言うまでもない。この問題については第 5 節で再び議論する。

### 5. エネルギー決定と決定精度

#### 5. 1. エネルギー決定

図 7 で示した実際の測定データに対して、シミュレーションデータをフィッティングをした。これらのイベントの親粒子はどちらも陽子であることが原子核乾板からわかっている。そこで、陽子のシミュレーション結果からこれらの測定データを扶むような 2 つの遷移曲線データを選択し、最小二乗法によって内挿曲線を決定した。

図14を見て明らかなように、非常に良く測定データを再現していることがわかる。これらの結果からそれぞれのイベントのエネルギーは約16 TeV, 17 TeVということが判った。ちなみにdiffuser層を使わない場合には、そ

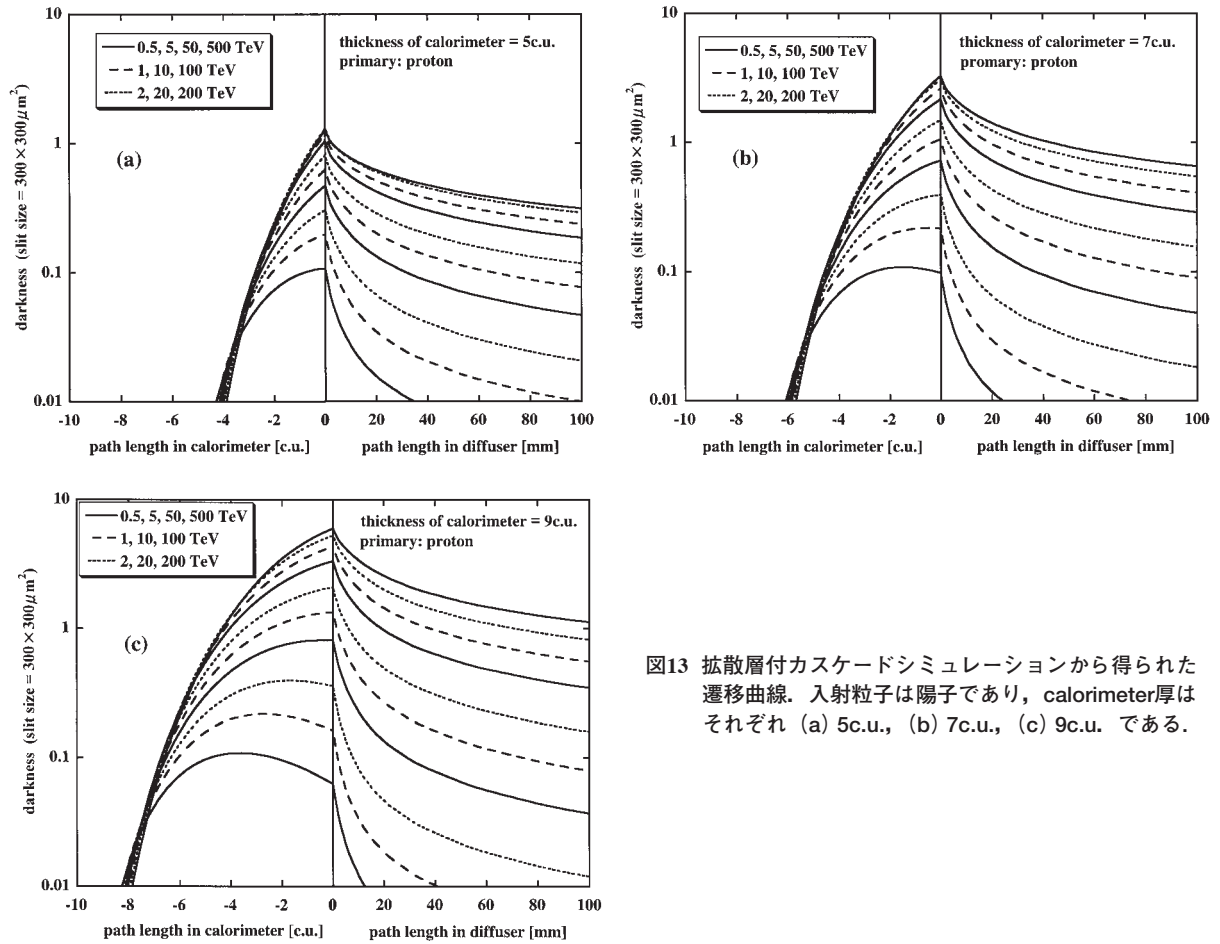


図13 拡散層付カスケードシミュレーションから得られた遷移曲線。入射粒子は陽子であり、calorimeter厚はそれぞれ (a) 5c.u., (b) 7c.u., (c) 9c.u. である。

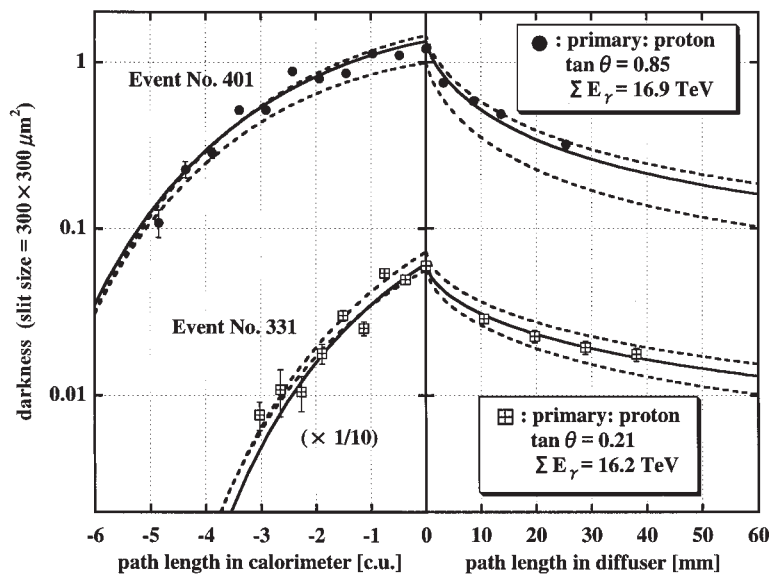


図13 図7で示した測定データへのフィッティング。点線はシミュレーションカーブ、実線はフィッティングした結果である。No.331の黒化度は1/10掛けてある。

れぞれ、9.5 TeV、14.4 TeVである。この例でもわかるように、前者の場合はシャワー極大を捕まえていないため大きく違っているが、後者の場合はシャワー極大近くまでcalorimeterで捉えているため両者のエネルギーにそれほど大きな違いはない。

## 5.2. 決定精度

この節ではエネルギー決定精度について議論する。本来ならば、加速器ビーム等を用いてシャワーを生成し、そのデータを用いて評価しなければならない。しかし、我々の関心のある数10 TeV～数100 TeVのカスケードシャワーを加速器で作出すことは現在のところ不可能である。そこで、シミュレーションコードを用いてイベントを生成し、個々のイベントに対してフィッティングを行い決定精度の評価をする。入射粒子は $\gamma$ 線（電子対）、陽子、鉄核とし、いろいろなエネルギー、そしていろいろなcalorimeter厚に対してそれぞれ500イベント生成しフィッティングを行った。尚、我々の使用しているシミュレーションコードの信頼性は、すでに300 GeVのFNAL-電子ビームを使って非常によく一致していることは確認している[3]。

図15に陽子の場合について、真のエネルギー $\Sigma E_{\gamma, \text{true}}$ と推定エネルギー $\Sigma E_{\gamma, \text{est}}$ の比の分布を示す。また図にはdiffuserのないcalorimeterのみでエネルギー決定をした場合も示している。これを見てわかるように、明らかにdiffuserを使った場合決定精度が向上していることがわかる。ただし、diffuserを用いてもcalorimeter厚が薄く、エネルギーが非

常に高い場合（たとえば5 c.u.、100 TeV）はエネルギーを正しく決定できないようである。また、シャワー極大を捕まえている場合（9 c.u.、5 TeV）はdiffuserを使っても使わなくても、決定精度に大きな差が無いこともわかる。

定量的に評価するため、真のエネルギーとdiffuser方式で推定したエネルギー比の分布の標準偏差を計算した。結果を図16に示す。縦軸が標準偏差、横軸はシャワーエネルギーとなっている。これらの結果から、いずれの場合もdiffuser無しの場合よりdiffuser有りの決定精度が良いことがわかる。

シャワー極大を捕まえている場合のphotometer法の決定精度は $\sigma \sim 0.2$ であることを考えると[3]、陽子成分の場合数10 TeVまでのエネルギーで、6 c.u.程度のcalorimeter厚があれば満足できるエネルギー決定精度が得られることがわかる。またシャワーエネルギーが100 TeVの場合でも9 c.u.の厚さがあれば、diffuser法により充分エネルギーを決定できる。photometer法で100 TeVのシャワーエネルギーを決定するためには、12 c.u.以上のcalorimeter厚が必要である。

このようにdiffuser法を用いることによって観測器中の鉛の量を大幅に減らすこと（ $80 \times 50 \text{ cm}^2$ の場合、3 c.u.の鉛の重量は約75 kg）ができ、飛翔体を用いた観測には非常に有効な方法である。また鉄核の場合、約6 c.u.あれば100 TeVまでのシャワーのエネルギー決定が可能である。RUNJOB実験の観測器の厚さは約5 c.u.あり、斜め効果を考えるとシャワー極大を捕らえていないほとんどのイベントについてdiffuser法を適用できる。

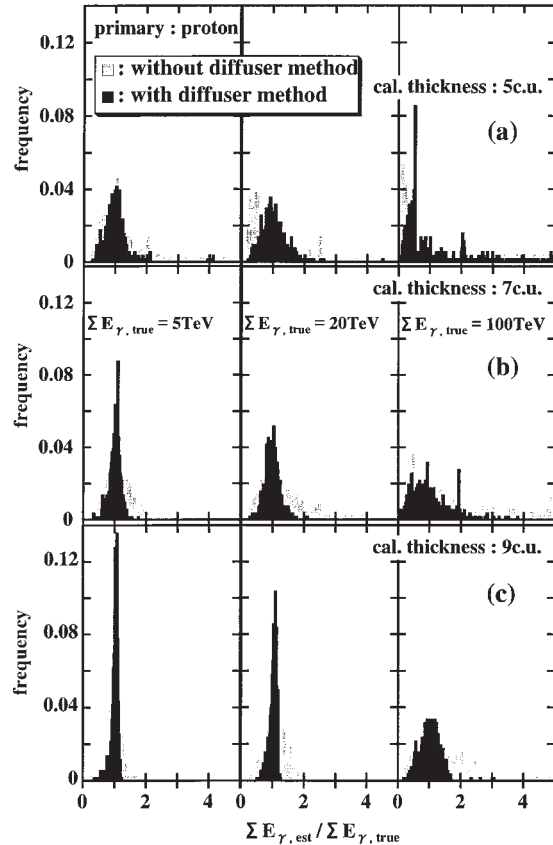


図15 真のエネルギー $\Sigma E_{\gamma, \text{true}}$ と推定されたエネルギー $\Sigma E_{\gamma, \text{est}}$ の比の分布。 $\Sigma E_{\gamma, \text{true}} = 5 \text{ TeV}$  (左)、 $20 \text{ TeV}$  (中)、 $100 \text{ TeV}$  (右) について、異なるcalorimeter厚 (a) 5c.u., (b) 7c.u., (c) 9c.u. の場合の結果を示している。

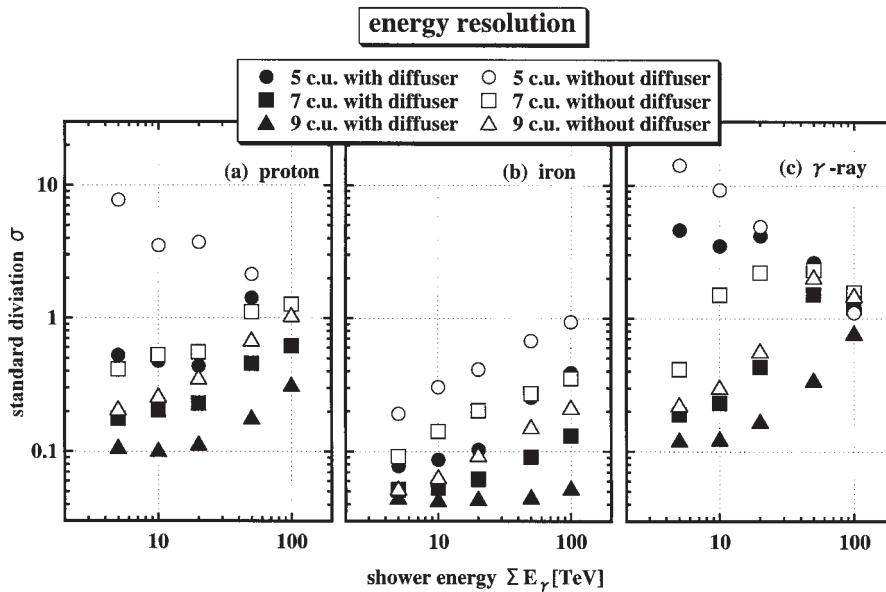


図16 calorimeter厚の違いによるエネルギー決定精度の変化. 入射粒子は (a) 陽子, (b) 鉄核, (c)  $\gamma$ 線 (電子対) である.

## 6. まとめ

1995年のRUNJOB実験で検出されたPeV陽子の経験をもとに、シャワー拡散方式によるエネルギー決定法を開発した。これはcalorimeter層の下にdiffuser層を設け、calorimeter層でのシャワーの発達とdiffuser層での減衰の様子からエネルギーを決定する方式である。この方法により、シャワー極大を捕らえていないようなシャワーについても6c.u.程度の鉛厚があれば陽子の場合で数10 TeVまでのエネルギー決定が可能となり、 $\leq 100$  TeVのシャワーでも9 c.u.の鉛厚で $\sigma \sim 0.2$ 程度の精度でエネルギー決定が可能であることが明らかになった。鉄核の場合では、6 c.u.の厚さで $\sigma \sim 0.2$ 以下の精度で100 TeVまでのエネルギー決定が可能である。

このように、鉛吸収層を減らしても通常のphotometer法によるエネルギー決定精度 $\sigma \sim 0.2$ と同程度でエネルギーの推定が可能になった。

diffuser層は感光材以外の物質を必要としないため、これまでと同量の鉛でも観測器の重量を増すことなく設置できる。したがって飛翔体を用いた観測、特にRUNJOB実験のような長時間で高エネルギー領域の観測を目的とした実験には非常に有効である。また、これまでの多くの実験ではシャワー極大を捕らえていないようなイベントについてはデータとして使えなかったが、diffuser層を用いることによりこのようなイベントについても使用でき、効率良く高エネルギーシャワーの統計量を増やすことができる。この方法を利用したRUNJOB実験の結果は近日中に報告する予定である。

diffuser層の解析は、photometer法と同様のX線フィルム上のシャワースポットの黒化度測定でよいいため、新しい測定装置や解析に対する労力を増やすことなく行える。また、シミュレーション計算もこれまでのカスケードシミュレーションコードをほぼそのまま用いることができるため、エマルジョンチェンバーだけでなく様々なcalorimeter型の観測器に対し簡単に導入することができる。

本報告で用いられているすべての測定データは1997年のRUNJOB実験で得られたものであり、この実験は日本側では宇宙科学研究所気球工学部門、そしてロシア側ではヴォルスク気球基地のスタッフの皆様のご協力により行うことができました。さらに東大宇宙線研究所エマルジョン部の皆様にもご協力をいただきました。ここに感謝申し上げます。

## Appendix A —Materialization 効果の準解析的補正法—

こまかい議論をする前に、簡単なモデルを使ってM-効果を考えてみる。1.c.u.の間にシャワーの粒子数は（電子、 $\gamma$ 線を区別しないで）ほぼ2倍になるので、最初 $N_0$ 本の $\gamma$ 線は $\Delta t$  (c.u.) 後には

$$N_e \approx N_0 2^{\Delta t} \approx N_0 (1+0.69 \Delta t). \quad (\text{A.1})$$

例えば、RUNJOB'97の場合 $\Delta t \approx 0.2$  c.u.なので、14%程度の補正が必要となる。斜め入射の効果を考えるとさらに大きく20%以上の補正になるであろう。もちろん実際には shower age  $s$  によって補正は違ってくるので、もう少しきちんと計算する。

本文中で導入した $\eta_{i,l}$ ,  $\eta_{i,l}^*$ は、カロリメータ層を離れるときの $\gamma$ 線と電子の広がり $r_0$ と角度 $\theta_0$ の分布、そして第 $l$ 層までの幾何学的距離 $h_l$ で決まっており、

$$r_l = r_0 + h_l \theta_0, \quad \theta_l = \theta_0. \quad (\text{A.2})$$

Materialization中の散乱は原子核乳剤が一番効くが、厚さは $60 \mu\text{m}$ であるため、無視してよいだろう。従ってdiffuser層内でのM-効果は単に粒子数の増減だけで決まるので、一次的に扱ってよい。

今一つ重要なことは、減衰率を測定する場合の半径は（photometer測定のスリットサイズは $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ ）

$$r \lesssim 170 \mu\text{m} \approx 6 \times 10^{-3} \text{c.u.} \quad (\text{A.3a})$$

であり、この中に入っている電子のエネルギーは $rE \sim E_s = 20 \text{MeV}$ より、

$$E \gtrsim \frac{E_s}{r} \approx 3 \text{GeV}, \quad (\text{A.3b})$$

つまり、A-近似でよい。

そこで、一次元A-近似でこの問題を考えてみると、エネルギーが $E$ 以上の電子数は深さ $t$ で

$$Ne(t) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left( \frac{E_0}{E} \right)^s \sqrt{s} M(s) e^{\lambda_1(s)t}, \quad (\text{A.4a})$$

ここで、 $E_0$ は親の $\gamma$ 線のエネルギー、そして $M(s)$ ,  $\lambda_1(s)$ はカスケード理論でよく知られた関数である。さて鉛吸収層を出た後、あるdiffuser層内の感光材までの積算物質厚は $\Delta t_{l-1}$ なので、この場合の電子数は

$$\begin{aligned} Ne(t + \Delta t_{l-1}) &= \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds}{s} \left( \frac{E_0}{E} \right)^s \sqrt{s} M(s) e^{\lambda_1(s)(t + \Delta t_{l-1})} \\ &\simeq Ne(t) e^{\lambda_1(\bar{s}) \Delta t_{l-1}} \simeq Ne(t) [1 + \lambda_1(\bar{s}) (t + \Delta t_{l-1})]. \end{aligned} \quad (\text{A.4b})$$

ここで、 $\bar{s}$  (saddle point) は

$$\ln \left( \frac{E_0}{E} \right) + \lambda'(\bar{s}) t = 0, \quad (\text{A.5})$$

の解である。(A.4b)式は(A.1)式に対応している。 $\bar{s}$ はまさにカロリメータ層を離れる時点でのシャワーの年齢である。従って、本文中に定義した減衰率 $\eta_{i,l}^*$ は近似的に

$$\eta_{i,l}^* \approx \frac{N_e(t + \Delta t_{l-1})}{N_e(t)} \left( \approx e^{\lambda_1(\bar{s}) \Delta t_{l-1}} \right), \quad (\text{A.6a})$$

と書ける。

ところで、我々はチェンバー構造を厳密に考慮した三次元カスケードシミュレーションコードを持っており、

深さ  $t_i$  での電子数  $N_i(t_i, 0)$  ( $i=1, 2, \dots; l=1, 2, \dots, L$ ) は計算機の中に入っている。ただし、ここではM-効果は入っていない。つまり、本文中の減衰率  $\eta_{il}$  は

$$\eta_{il} = \frac{N_i(t_i, 0)}{N_0(t_i, 0)}. \quad (A.6b)$$

一方、M-効果が入った場合は、(A.6a) で与えられるが、 $N_i$  を使って書くと、

$$\eta_{il}^* \approx \frac{N_i(t_i, \Delta t_{i-1})}{N_0(t_i, 0)}. \quad (A.7)$$

前にも述べたように、遷移曲線データ、 $N_i(t_i, 0)$  ( $i=1, 2, \dots; l=1, 2, \dots, L$ ) は計算機に入っているが、 $t_i + \Delta t_i$  の深さでのデータはない。しかし、 $t_{i+1}$  の深さでのデータ、 $N_i(t_{i+1}, 0)$  はあるので、近似的に以下の比例配分法

$$\Delta t_{i-1} : [t_{i+1} - t_i] = [N_i(t_i, \Delta t_{i-1}) - N_i(t_i, 0)] : [N_i(t_{i+1}, 0) - N_i(t_i, 0)], \quad (A.7)$$

を適用してよいだろう。これから、本文の(3)式を得る。

### 参 考 文 献

- [1] A. V. Apanasenko et. al., 'Composition and spectra of cosmic-ray primaries in the energy range  $10^{13}$ - $10^{15}$  eV/particle observed by Japanese-Russian joint balloon experiment', *Astrop. phys.*, 16 (2001) 13
- [2] M. Ichimura et. al., 'Possibility of screen-type X-ray film for observation of heavy cosmic-ray primaries', *Nucl. Instr. Meth. A*300 (1991) 374
- [3] T. Fujinaga et. al., 'Energy determination of electron-photon showers induced by heavy cosmic-ray primaries' *Nucl. Instr. and Meth. A*276 (1989) 317
- [4] M. Okamoto et. al., 'A new simulational approach to electron-photon showers in heterogeneous media' *Nucl. Instr. Meth. A*257 (1987) 155
- [5] S. P. Swody et. al., 'The composition of cosmic rays at the knee' *Astrop. Phys.*, 18 (2002) 129