

## 日露共同気球実験による高エネルギー1次宇宙線の観測

A.V. Apanasenko<sup>\*1</sup> · V.A. Berezovskaya<sup>\*2</sup> · 藤井正美<sup>\*3</sup> · 福田 哲<sup>\*4</sup>  
晴山 慎<sup>\*4</sup> · 橋本玄徳<sup>\*4</sup> · 市村雅一<sup>\*5</sup> · 上岡英史<sup>\*6</sup>  
小林 正<sup>\*4</sup> · V. Kopenkin<sup>\*7</sup> · 倉又秀一<sup>\*5</sup> · V.I. Lapshin<sup>\*1</sup>  
A.K. Managadze<sup>\*7</sup> · 松谷秀哉<sup>\*8</sup> · N.P. Misnikova<sup>\*1</sup> · 三栖孝行<sup>\*4</sup>  
R.A. Mukhamedshin<sup>\*9</sup> · 中村 晃<sup>\*4</sup> · 南條宏肇<sup>\*5</sup> · S.I. Nikolsky<sup>\*1</sup>  
小倉一洋<sup>\*5</sup> · D.S. Oshuev<sup>\*2</sup> · P.A. Publichenko<sup>\*2</sup> · I.V. Rakobolskaya<sup>\*2</sup>  
T.M. Roganova<sup>\*7</sup> · G.P. Sazhina<sup>\*7</sup> · 仙波宏士<sup>\*10</sup> · 柴田 徹<sup>\*4</sup>  
塩田哲也<sup>\*4</sup> · 杉本久彦<sup>\*11</sup> · L.G. Sveshnikova<sup>\*7</sup> · V.M. Taran<sup>\*12</sup>  
渡辺善二郎<sup>\*3</sup> · I.V. Yashin<sup>\*7</sup> · E.A. Zamchalova<sup>\*7</sup> · G.T. Zatsepin<sup>\*2</sup>  
and I.S. Zayarnaya<sup>\*1</sup>

## Observation of High Energy Primary Cosmic-rays by Japanese-Russo Joint Balloon Experiment

RUNJOB COLLABORATION  
(RUSSIA-NIPPON JOINT BALLOON-PROGRAM)

By

A.V. APANASENKO<sup>\*1</sup>, V.A. BEREZOVSKAYA<sup>\*2</sup>, M. FUJII<sup>\*3</sup>, T. FUKUDA<sup>\*4</sup>,  
M. HAREYAMA<sup>\*4</sup>, G. HASHIMOTO<sup>\*4</sup>, M. ICHIMURA<sup>\*5</sup>, E. KAMIOKA<sup>\*6</sup>,  
T. KOBAYASHI<sup>\*4</sup>, V. KOPENKIN<sup>\*7</sup>, S. KURAMATA<sup>\*5</sup>, V.I. LAPSHIN<sup>\*1</sup>,  
A.K. MANAGADZE<sup>\*7</sup>, M. MATSUTANI<sup>\*8</sup>, N.P. MISNIKOVA<sup>\*1</sup>, T. MISU<sup>\*4</sup>,  
R.A. MUKHAMEDSHIN<sup>\*9</sup>, A. NAKAMURA<sup>\*4</sup>, H. NANJO<sup>\*5</sup>, S.I. NIKOLSKY<sup>\*1</sup>,  
K. OGURA<sup>\*5</sup>, D.S. OSHUEV<sup>\*2</sup>, P.A. PUBLICHENKO<sup>\*2</sup>, I.V. RAKOBOLSKAYA<sup>\*2</sup>,  
T.M. ROGANOVA<sup>\*7</sup>, G.P. SAZHINA<sup>\*7</sup>, H. SEMBA<sup>\*10</sup>, T. SHIBATA<sup>\*4</sup>,  
T. SHIOTA<sup>\*4</sup>, H. SUGIMOTO<sup>\*11</sup>, L.G. SVESHNIKOVA<sup>\*7</sup>, V.M. TARAN<sup>\*12</sup>,  
Z. WATANABE<sup>\*3</sup>, I.V. YASHIN<sup>\*7</sup>, E.A. ZAMCHALOVA<sup>\*7</sup>, G.T. ZATSEPIN<sup>\*2</sup>  
and I.S. ZAYARNAYA<sup>\*1</sup>

**Abstract:** We report experimental results obtained by the wide-gap type emulsion

<sup>\*1</sup>P. N. Lebedev Physical Institute, Moscow, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, <sup>\*2</sup>Department of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia, <sup>\*3</sup>青森大工, <sup>\*4</sup>青学大理工, <sup>\*5</sup>弘前大理工, <sup>\*6</sup>宇宙科学研究所, <sup>\*7</sup>D. N. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia, <sup>\*8</sup>弘前大医, <sup>\*9</sup>Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Science, Moscow, Russia, <sup>\*10</sup>浦和短大, <sup>\*11</sup>湘南工大, <sup>\*12</sup>Volsk Expeditionary Base of Lebedev Physical Institute, Volsk, Russia

chamber on board the first Japanese-Russo joint balloon, called RUNJOB (RUSSIA-Nippon JOint Balloon-program). Two balloons were launched subsequently from Kamchatka on July 1995, and the both were recovered successfully near Volga River. The exposure time is 130 hrs for the first flight and 168hrs for the second. Altitude of the level flight is both approximately 32km on average, corresponding to  $10\text{g}/\text{cm}^2$ . Total area of the emulsion chamber is  $0.8\text{m}^2$ , and the thickness is 0.385 and 2.28 collision m.f.p.'s in vertical for proton- and iron-primaries, respectively.

We detected 381 showers on Fuji-#200-type X-ray film, among which 174 showers originate in atmospheric secondary  $\gamma$ 's, and the rest 207 come from nuclear components. The energy range covers 20~200TeV for proton-primary, 3~30TeV/nucleon for helium-primary, and 0.7~5TeV/nucleon for iron-primary. It is remarkable that a very high energy proton with a few PeV is detected in the present experiment. It means no spectral break appears at around  $10^{14}\text{eV}$ , in contrast to the maximum energy predicted by the current shock wave acceleration (first stage acceleration). This evidence indicates either some second stage acceleration occurs beyond a few hundreds TeV, or an extragalactic proton is detected directly.

We give energy spectra for various elements (proton, helium, ..., iron) as well as a new method for the energy determination using the opening-angle of  $\gamma$ -ray core. We show also the feature of the PeV proton and discuss the estimation of primary energy. All-particle spectrum and the average mass of primary cosmic ray are also presented.

## 概 要

広間隙型エマルジョンチェンバーを搭載した最初の日露共同気球実験 (RUNJOB-program: RUSSIA-Nippon JOint Balloon-program) の結果を報告する。1995年7月に2機の気球がカムチャッカ半島から放球され、両機ともヴォルガ川の近くで無事回収された。飛行時間は1号機が130時間、2号機が168時間であり、水平浮遊の高度は両機とも約32kmであった。エマルジョンチェンバーの総面積は $0.8\text{m}^2$ 、厚さは陽子の衝突平均自由行程にして0.385m.f.p.、鉄核の場合には2.28m.f.p.である。

Fuji-#200型X線フィルム上で検出された宇宙線飛跡の総数は381ケであるが、そのうち174ケが大気中で生成された $\gamma$ 線であり、解析対象となる宇宙線1次核は207ケであった。観測エネルギー領域は、陽子の場合には20~200TeV、ヘリウム核では3~30TeV/nucleon、鉄核では0.7~5TeV/nucleonであった。このなかでPeVのエネルギーをもった陽子が1例検出されたことは注目すべきことである。よく知られている衝撃波加速(第一段加速)ではその寿命の制限から、高々数10TeVが陽子加速の限界とされている。PeV陽子の存在は数100TeV以上の領域でなんらかの第二段階の加速が起きている可能性、あるいは銀河系外陽子の可能性を示唆している。

この論文では、主に1次宇宙線の各成分についてエネルギースペクトルを報告するが、エネルギー決定法についても議論し、PeV陽子の様相およびそのエネルギー推定の方法についても議論する。さらに全粒子スペクトル、1次宇宙線の平均質量数についても報告する。

**重要語:** RUNJOB, 1次宇宙線, エマルジョンチェンバー

## 1. はじめに

1995年7月に日本とロシアの研究者は初めて共同で大気球を放球し、高エネルギー1次宇宙線の観測を行った。この計画はRUNJOB-program (RUSSIA-Nippon JOint Balloon) と呼ばれ、観測機器の製作は日本側が、気球関連作業(含回収)はロシア側が分担している。回収、現像後の観測データは両国の研究者が協力して測定、

表1. 研究者の交流と観測経過

|                  |     |   |
|------------------|-----|---|
| Jul. 5           | '94 | mail from Shibata to Zatsepin   |
| Jul. 24-30       |     | Waseda symposium<br>meeting of Nikolsky, Roganova, Shibata<br>Nanjo, Sugimoto, Kuramata |
| Oct. 28 - Nov. 4 |     | Shibata to Moscow   |
| Mar. 20-25       | '95 | Lapshin to Tokyo  |
| May 15-20        |     | Nanjo to Moscow   |
| May 24           |     | chamber assembling finished   |
| Jun. 8           |     | shipped chambers to Khabarovsk  |
| Jun. 22          |     | launching crew left Moscow  |
| Jun. 29          |     | picked up chambers at Khabarovsk  |
| Jul. 15          |     | launched RUNJOB 1   |
| Jul. 17          |     | Ichimura, Sugimoto to Moscow  |
| Jul. 19          |     | launched RUNJOB 2   |
| Jul. 24          |     | recovered RUNJOB 1  |
| Jul. 31          |     | recovered RUNJOB 2  |
| Aug. 8           |     | Apanasenko, Ichimura, Sugimoto to Tokyo<br>with emulsion and films                      |
| Aug. 9-10        |     | processing at ICRR in Tokyo   |
| Sep. 1           |     | Prompt report at ICRC in Rome   |
| Dec. 16-23       |     | Shibata to Moscow   |

解析を進める。表1に研究者の交流と観測経過をまとめる。

RUNJOBの実験環境の特徴は

◎南極に比べ宇宙線切断運動量が高く（～1GV）バックグラウンドが少ない。

◎放球地点（カムチャッカ）が日本に近く、輸送が容易である。

実際、表1からもわかるようにチェンバーの組み立てから現像までの期間が2ヶ月半で完了し、切断運動量が比較的高いこともあってバックグラウンドは少なく、原子核乾板の状態は長時間露出とは思えないほどきれいであった。

この共同研究の目的は、超高エネルギー領域（ $10^{13} \sim 10^{15}$  eV/particle）における1次宇宙線の組成とエネルギースペクトルを直接的に観測し、“Knee”問題の解決をめざすことである。宇宙線の起源となる天体を同定するためには、エネルギーの収支勘定（～ $10^{40}$  erg/secの放出）、そして、地球上でのエネルギースペクトルの形状（2.7の冪）を矛盾なく説明しなくてはならない。こうした必要条件を考えると、宇宙線が超新星爆発に起因していることはほぼ間違いないと思われる。もちろん細かくみれば、第一電離ポテンシャルと存在度相関にみられるH, Heの異常な低さ、あるいは $^{22}\text{Ne}$ の過剰問題等があるが致命的なものではない。（これらの問題に対してはYanagita達の仕事がある[1]）

しかしながら、より高いエネルギー領域の観測データを説明しようとする困った問題に直面する。すなわち、衝撃波面で宇宙線をより高いエネルギーに加速するためには長い時間を要することになるが、衝撃波自身は寿命がありそれは加速エネルギーに上限を与える[2]。たとえば、陽子の場合最大到達エネルギーは

$$E_{\max} = 32 \text{ TeV} \times \left[ \frac{U_1}{5 \cdot 10^8 \text{ cm/s}} \right] \left[ \frac{B}{3 \mu\text{G}} \right] \left[ \frac{t_{\text{sh}}}{10^3 \text{ years}} \right],$$

で与えられる[3]。ここで、 $U_1$ は衝撃波面に上流から下流に流れ込むプラズマの速度、 $B$ は上流外部磁場の強さ、 $t_{\text{sh}}$ は衝撃波の寿命である。したがって典型的な超新星衝撃波を考えると最大到達エネルギーは～30 TeV程度ということになる。もちろん、斜め衝撃波衝突の効果を考慮すると加速に要する時間が大幅に短縮し、もっと高いところまで加速できる可能性が指摘されているが[4]、それでも最大限数 PeV程度であり“Knee”以上の

宇宙線スペクトルを説明することはできない。一方、パルサーの強力な磁場によって  $10^{16}$  eV 程度まで加速は可能だとするモデル [5] も提唱されているが、強い磁場内ではエネルギー損失も大きくなるので本当に有効な加速が行われているかどうか疑わしい点もある。

こうしたなか日米共同気球グループ (JACEE) が 1993 年のカルガリー宇宙線国際会議で 40 TeV 領域で陽子の急激な折れ曲がり報告したときは大きな反響を与えた [6]。現在では JACEE グループはそれほど急激な変化を与えていないが [7]、超高エネルギー領域のスペクトルの形状の重要性に変わりはない。もしも陽子スペクトルが数 100 TeV 領域でも低エネルギー領域からの外挿上であれば、何らかの再加速、たとえば Axford [8] が提案している多重衝撃波衝突のような過程による加速 (第 2 段階加速) が起きているかもしれない。あるいは Protheroe [9] が提案している銀河系外 (活動銀河核?) 陽子の存在を示唆しているのかもしれない。実際 6.2. で議論するように、この実験で PeV のエネルギーをもった陽子が観測されている。

このような背景のもとに、日本とロシアの宇宙線研究者はエマルジョンチェンバーを大気球に搭載し、広大なシベリア大陸で長時間の宇宙線観測を開始した。両国ともエマルジョンチェンバーに関しては豊富な経験があるため計画立案はスムーズに進み、立案の翌年 (1995 年) には早くも共同観測が実行された。ただロシア側の使用している気球の最大容量は 18 万  $\text{m}^3$  とそれほど小さくなく、また、気球自重も 650 kg と重いため、我々の観測機器は必然的に軽量化が要求される。そのため、鉛を多層的に挿入したエマルジョンチェンバーは使用できず、従来の考え方を根本的に変更しなくてはならなかった。放球状況とチェンバー構造については第 2 章、第 3 章で詳しく議論する。

エマルジョンチェンバーは TeV 以上の 1 次宇宙線の検出器として非常に優れているが、その理由は 2 つある。第 1 番目の理由としては、膨大な数の低エネルギー事象に対しては感度が低く、高エネルギー事象のみを (電子シャワーの形で) 選択的に拾い出すことが可能である。X 線フィルムの感度を下げれば、バックグラウンドにはあまり影響されずに、超高エネルギーの宇宙線核のみを検出することができる。たとえば、Fuji-#100 型の X 線フィルムは数 10 TeV 以上のシャワーのみが裸眼検出できるので、宇宙ステーション環境での長時間観測には有効かもしれない。

2 番目の理由としては、電子シャワーの素過程は理論的に確立しており、現在の計算機能力をもってすれば PeV 領域のシャワーシミュレーションも十分対応できる環境にある。もちろん入射粒子そのもののエネルギー  $E_p$  を推定することは困難であるが、電磁成分に渡されたエネルギー流  $\Sigma E_\gamma$  は精度よく決定できる。鉛層が厚ければ、原理的にはどんなに高いシャワーエネルギーでも  $\sim 15\%$  の精度で決定することが可能である [15, 16]。ただし、 $\Sigma E_\gamma$  から  $E_p$  への変換は個々の入射粒子では困難であるが、平均的なエネルギースペクトルは求めることができる。(より詳しい議論は第 5 章参照) そこで我々は第 1 番目の利点を生かして、エマルジョンチェンバーを高エネルギー事象のみを検出するモジュールとして位置づけ、2 番目のエネルギー決定については別の方法を考えることにした。すなわち軽量化のため、鉛層 (カロリメータ層) は 4 r.u. (radiation unit) 程度に抑さえ、電子シャワーの発達初期段階のみを検出する。したがって高エネルギー電子シャワーは、たとえ斜め効果による吸収層の伸びを考慮しても最大点 (shower maximum) を捕らえることは困難であろう。第 5 章ではこうした問題を解決するため、いくつかの新しい方法を示す。

第 6 章では解析結果をまとめる。まず、陽子、ヘリウム核の結果をまとめ、さらに PeV 陽子の様相とエネルギー推定法についても議論する。また、統計量は不十分であるが、CNO 核以上の重粒子成分についてのエネルギースペクトルも示し、他グループによって得られたデータと比較検討する。6.4. では全粒子スペクトル、平均質量数のエネルギー依存性についても示し、他グループのデータと比較する。第 7 章にまとめと今後の課題について述べる。なお、Appendix にはデータ解析する上で必要な事項をまとめた。

## 2. 放球状況

表2にロシア側から提供された放球に関するデータをまとめる。気球高度に関しては日本側からアルゴス通信システムと気圧計を準備したが、残念ながらロシア側の許可がおりず搭載できなかった。表に示した高度はロシア側の気圧計によって得られたデータである。図1には気球の航跡図、図2には気球高度の変化を示す。レベルフライト時の平均高度は、RUNJOB-I, RUNJOB-IIでそれぞれ、 $9.95\text{ g/cm}^2$ ,  $9.60\text{ g/cm}^2$ , 露出時間はそれぞれ129時間, 165時間であった。図2からわかるように、日没効果のため高度の変動が $\pm 4.0\text{ km}$ 程度あることがわかる。放球直後の水平浮遊の高度と、切り離し直前の高度の変化をみると

$$\text{RUNJOB-I} : 8.2\text{ mb} \implies 6.2\text{ mb}$$

$$\text{RUNJOB-II} : 8.6\text{ mb} \implies 4.9\text{ mb}$$

のように変化しており、これからパラスト投下量を推定すると、それぞれ534kg, 956kgとなる。実際には、表2にあるように800kgのパラストを搭載し、1号機はパラスト切れで自動的に飛翔が終了し、2号機はコマンドにより終了させている。上の計算結果と一致しないのはもっと複雑な要素があるのかもしれない。

このように大きな気球高度変動があっても、陽子、ヘリウム核の大気中での吸収の平均自由行程 (absorption mean free path) はそれぞれ $\sim 100\text{ g/cm}^2$ ,  $\sim 50\text{ g/cm}^2$ 程度なので、大気トップでの強度算出にはほとんど影響ない。しかし鉄核等の重核の場合、たとえば鉄核の吸収の平均自由行程は $\sim 15\text{ g/cm}^2$ なので影響するかもしれない。そのため Appendix A で、気球高度変動が大きい場合の取り扱いを述べ、有効高度を導入することで高度変動の影響を考慮する。

表2. 95年度の放球状況

|                                     | RUNJOB 1                      | RUNJOB 2                   |
|-------------------------------------|-------------------------------|----------------------------|
| Balloon type:                       |                               |                            |
| Envelop volume                      | 180,000m <sup>3</sup>         | 180,000m <sup>3</sup>      |
| Envelop weight                      | 650 kg                        | 650 kg                     |
| Ballast masses                      | 800 kg                        | 800 kg                     |
| Parachute weight                    | 180 kg                        | 180 kg                     |
| Control device weight               | 220 kg                        | 220 kg                     |
| Date of launching                   | July 15, '95                  | July 19, '95               |
| Time of launching (Moscow time)     | 10 h 57 m                     | 13 h 02 m                  |
| Flight duration                     | 130 h                         | 167 h                      |
| Wind velocity at launching position | 2-4 m/s                       | 2-4 m/s                    |
| Length of flight trajectory         | 5357 km                       | 7200 km                    |
| Altitude: initial                   | 32.1 km                       | 32.1 km                    |
| final                               | 34.8 km                       | 36.2 km                    |
| Altitude of ballasting              | 28.1 km                       | 28.1 km                    |
| Point of landing                    | Markushino<br>(Tyumen region) | Inza<br>(Ulyanovsk region) |
| Payload recovery after landing      | Saved<br>with helicopter      | Saved with car             |
| State of sci. equipment             | normal                        | normal                     |
| Weight of PI                        | 230 kg                        | 230 kg                     |
| Area of PI                          | 0.4m <sup>2</sup>             | 0.4m <sup>2</sup>          |
| Total weight of ballon              | 2080 kg                       | 2080 kg                    |

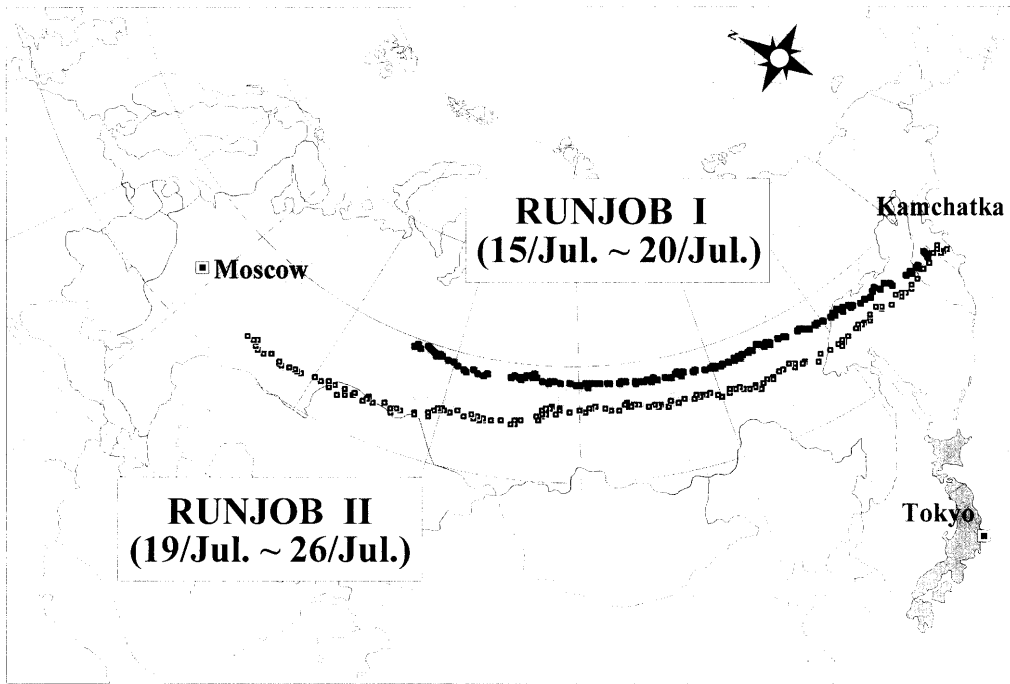


図 1. 95年度 RUNJOB 実験の航跡図

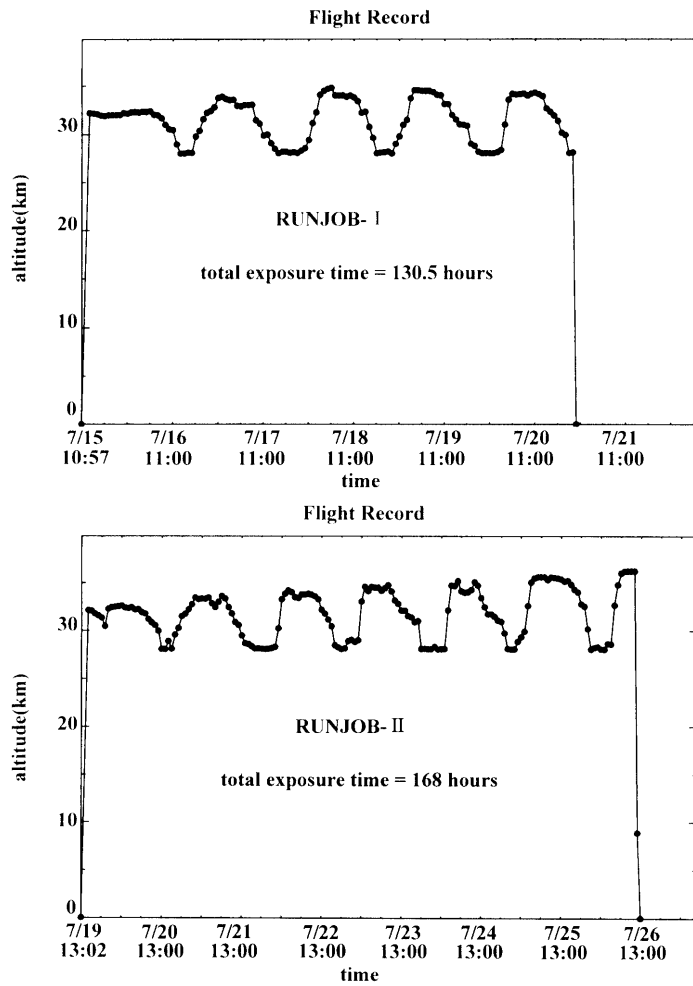


図 2. 95年度 RUNJOB 実験の気球高度変化

### 3. チェンバー構造

図3にチェンバー構造の詳細を示す。上から primary 部 (A), target 部 (B, C), spacer 部 (D), upper calorimeter 部 (E, F), lower calorimeter 部 (G, H) の5つのモジュールから構成されている。このようなモジュールを2ブロック製作し(それぞれAブロック, Bブロックと呼ぶ), これを一つの遮蔽箱に入れて気球に搭載した(Appendix Cの図32参照)。したがって我々は全部で4ブロック製作し, 2ブロック毎に2回に分けて放球した。

感光材としては, 原子核乾板, Fuji-#200型X線フィルム(non-screen-type), そしてscreen-type X線フィルム(以後SXFと呼ぶ)も挿入している。SXFは1989年[10], 1991年[11]に三陸気球実験で威力を発揮したが(HR-8型SXF), RUNJOBの場合には長時間露出のため感度の低いHR-4型SXFも併用している。SXFについての解析結果については別の論文にまとめる。

このチェンバーの特徴は, 重量軽減化のため calorimeter 部を薄くし(3.6 r.u.), 高エネルギー領域はあらゆる場所(主に target 部)で起きた核衝突を, 低エネルギー領域は calorimeter 部だけで起きた核衝突を使用してスペクトルをつなぐ。つまり, calorimeter 部の役割は高エネルギー電子シャワー(主に target-jet 起源)の発達初期段階を検出すると同時に, calorimeter-jet も拾い出して低エネルギー領域のシャワーエネルギーを決定する。したがって, エネルギー決定は電子シャワーの遷移曲線方式だけでは不十分で(斜めシャワーの場合には使用可能), 重核の場合には破碎粒子, 軽核(陽子, ヘリウム核)の場合には $\gamma$ 線コアの開き角度を使ってエネルギーを決定する。これらの詳細は第5章で述べる。

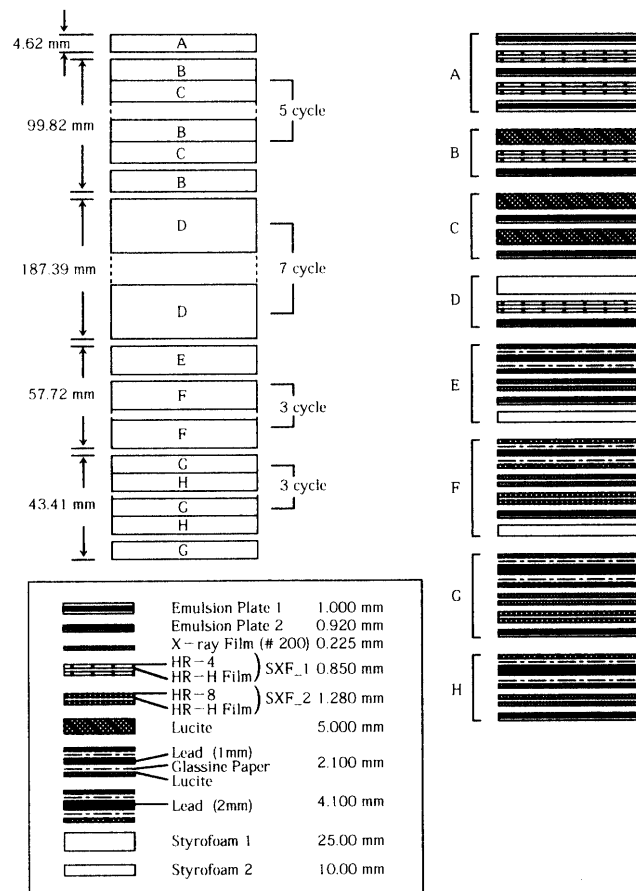


図3. チェンバー構造の詳細

2次粒子あるいは破碎粒子の開き角度を測定するため、spacer部は十分広くとってあり、target中央部からlower calorimeter トップまでの間隔は垂直高さにして30cm程度ある。この距離は破碎粒子に対して、10 TeV/nucleon (以後、核子あたりのエネルギーは TeV/n と書く) 程度の領域もカバーしており(斜め効果もいれれば20 TeV/n も可能)、露出時間を考えれば実用上全く問題ない。ちなみに、この実験で検出された最大の鉄核エネルギーは4.6 TeV/n である。 $\gamma$ 線の開き角の場合には、横向き運動量が破碎粒子のそれに比べて2倍程度大きいことと、エネルギーが多重度の数(と非弾性度の分)だけ細分化されることにより、500 TeV 程度の陽子入射の場合でも開き角度を測定できる。

こうしたデザインングにより、1ブロック(40cm×50cm)の正味の重量は90kgに軽量化され、典型的なカロリメーター型チェンバー[12]の重量の約半分に押さえられている。さらに、単に軽量化したということだけでなく、第5章でも述べるように拡散層の導入により薄型カロリメーターでも高エネルギー電子シャワーのエネルギー決定が可能となった。

## 4. 測定作業

### 4.1. シャワー検出とトレーシング

最初の作業は、Fuji-#200型X線フィルム上に記録されている電子シャワー黒化スポットの裸眼検出である。この実験で使用したX線フィルムは、残念ながら製造後1年以上経過していたために $\Sigma E_{\gamma}$ ( $\gamma$ 線成分に放出されたエネルギー流)の閾エネルギーは高く、たとえば入射粒子が陽子の場合、calorimeter-jetで3-4 TeV、target-jetで7-8 TeVである<sup>1)</sup>。そのため、低エネルギー領域もカバーするため高感度のSXFも使用して裸眼検出したが、長時間露出の場合には閾エネルギーは期待したほど下がらなかった。

シャワー検出後はdigitizerにより各層について黒化スポットの座標を取り込み、第1近似で飛跡の再構成(mappingと呼ぶ)を行う。このmapをもとに原子核乾板に記録されている電子シャワー飛跡を顕微鏡により追いつけ(トレーシングと呼ぶ)核衝突点(vertex point)を探す。もちろんこの段階ではmapの精度が悪いためほとんどの場合核衝突点は見つからないが、とりあえず追いつけられるところまで追う。この際、核衝突起源の $\gamma$ -core( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ )の収斂もチェックし、収斂が有為に観測された場合には核衝突点を幾何学的に予測しておく。この測定方法については文献[13]に詳しい。

次にmappingの精度を上げるため、チェンバーのtopからbottomまで貫通した重粒子を原子核乾板上で約20ヶ検出し、それらなるべく直線上に乗るように各層の乾板をずらす。実際には、多重散乱のためいくつかの飛跡は直線上に乗らない場合もあるので(主に低エネルギー重粒子による)、それらは除外して最終的には10ヶの重粒子(heavy reference track)を使用した。原子核乾板上で検出されたreference trackと電子シャワーの座標を大型ステージ(三鷹光器製;MLS-54)上で同時に取り込み、reference trackから乾板のずれ補正をまず行う。その後すべての検出シャワーに対して上層部分の予想座標を計算し、大型プロッター(Roland製;DPX-2000)を使用して出力する(第2近似のmap)。

図4に大型ステージの制御システムを、また、図5にはこうして取り込んだreference trackの座標と直線から期待される予想座標の距離の差 $\Delta r$ をあらゆる層、あらゆるreference trackについての分布を示す。これからわかるように約100 $\mu$ mの精度で飛跡の再構成をやっていることがわかる。もちろん入射核種の同定のためには(特に陽子の場合)数10 $\mu$ mの精度が必要であるが、その場合には局所的なreference heavy trackを利用した三角法により行っている。詳細は文献[14]にまとめられている。

### 4.2. フォトメーター測定

第3章でも述べたように、使用しているcalorimeter部は薄いため、衝突点の場所、あるいはエネルギーの大

<sup>1)</sup> 1996年度使用したX線フィルムは製造直後だったため、閾エネルギーは $\sim 2$  TeV になっていることが確認されている。



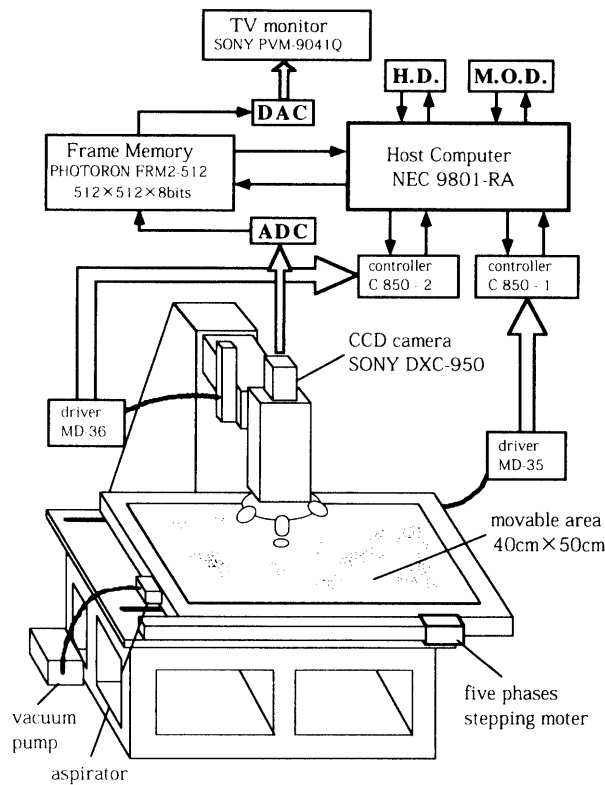


図 4. 大型スキャンニングステージを中心とする測定システムのブロックダイアグラム

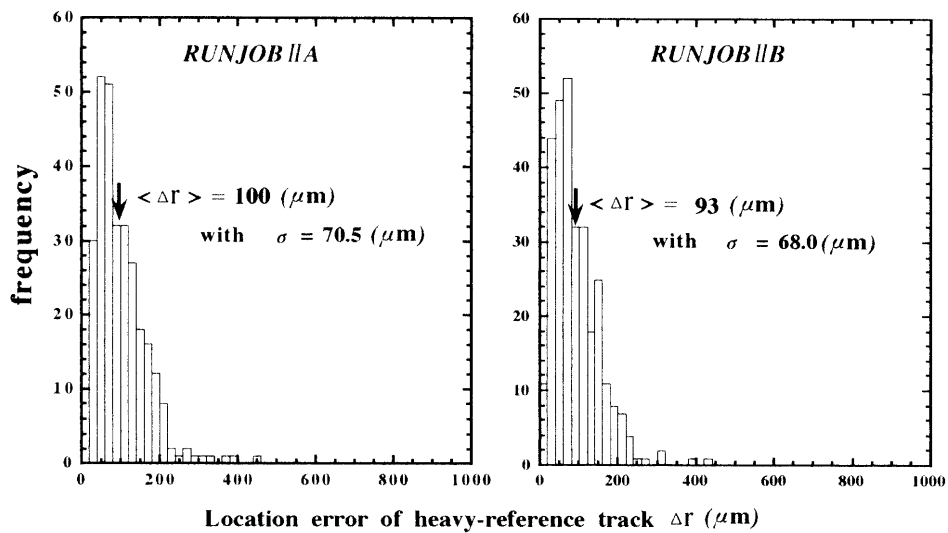


図 5. RUNJOB-II のチェンバーにおける原子核乾板のセッティング精度

きさによってはシャワーの極大点を捕えられず、シャワーエネルギーの決定ができない場合がある。しかし斜め入射の場合には十分可能で、2つの例を図6に示そう。(a)の場合がエネルギー決定できない場合で、(b)の場合ができる場合である。なお、(a)の場合のエネルギー決定方法については5.2.で議論する。

フォトメーター測定の詳細は省略するが(詳しくは文献[12]および[15]参照), RUNJOBの場合の遷移曲線はいくつか気をつけなくてはならない。第1に calorimeter 部の空隙部分大きいこと(文献[16]で定義されている, いわゆる  $\Delta$ -effect), 第2にカスケードシャワーの発達点から衝突点までの高さの変動(文献[16]で

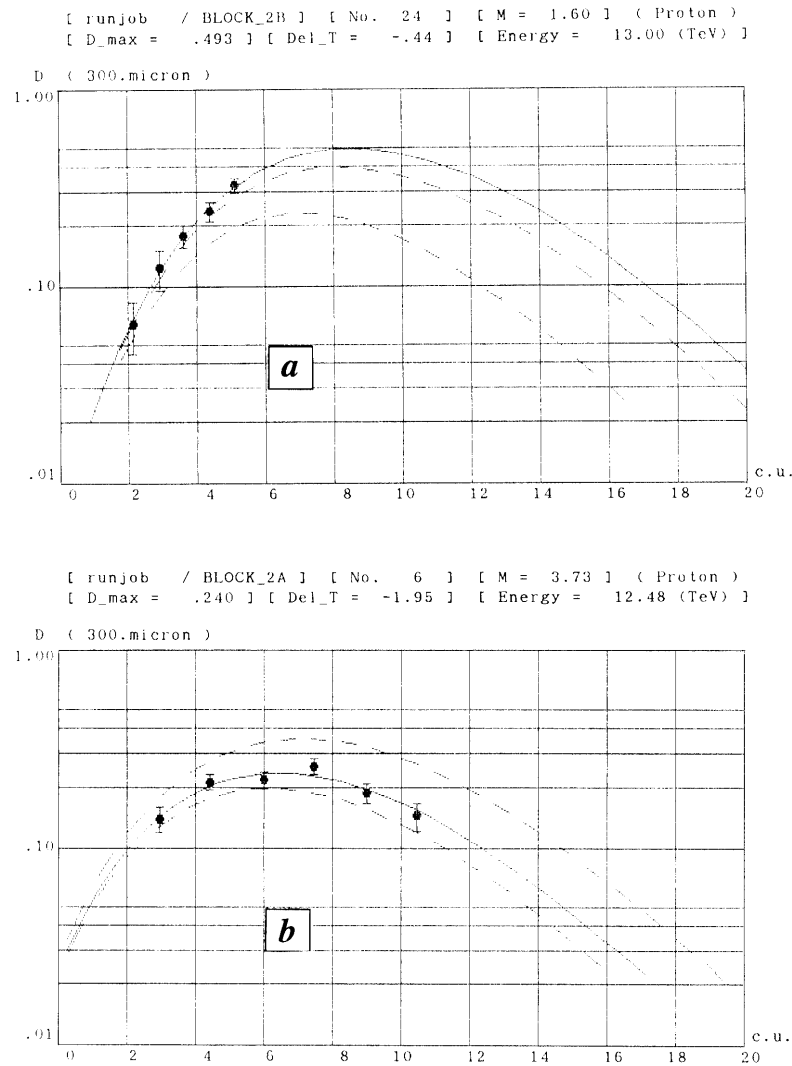


図 6. 黒化度遷移曲線の例

(a) は黒化度ピークを捕えてない例で, (b) はピークを捕えている例.

定義されている, いわゆる  $H$ -effect), 第 3 に calorimeter 部の鉛の厚さの非一様性 (upper calorimeter と lower calorimeter), および挿入感光層中でのカスケード化 (いわゆる heterogeneous effect) である. これらについては文献 [16] に詳しいが, 我々はそれをさらに改良して RUNJOB-program のための cascade-analysis system を構築した [17].

実際の測定は,  $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$  のスリットサイズで行ったが, エネルギーの大きなシャワー, あるいはスタートのおそいシャワーは図 6(a) のように最大黒化度を捕えられず, 遷移曲線を外挿してフィッティングすることがしばしばある. その場合, 外挿した遷移曲線の最大値  $D_{\text{max}}$  と測定点の最大値  $D_{\text{peak}}$  の差が 20% 以内に収まっていれば, つまり  $D_{\text{max}} < 1.2 D_{\text{peak}}$  の場合には外挿した  $D_{\text{max}}$  を shower maximum とした. この条件の正当性は文献 [17] に詳しい.

もしも, シャワーのエネルギーが非常に高く, 遷移曲線が激しく増大するようなイベントに対しては 5.2. で述べる方法をとった. すなわち, チェンバー底板ベースのさらに下に設置してあるテスト用 #200 型 X 線フィルムを使用して黒化度の減衰を測定し, シミュレーション計算と比較する [17]. 一方, target-jet に起因するシャワーについては  $H$ -effect が大きすぎるために, photometer 測定によるシャワーエネルギー  $\Sigma E_7$  は採用せずに

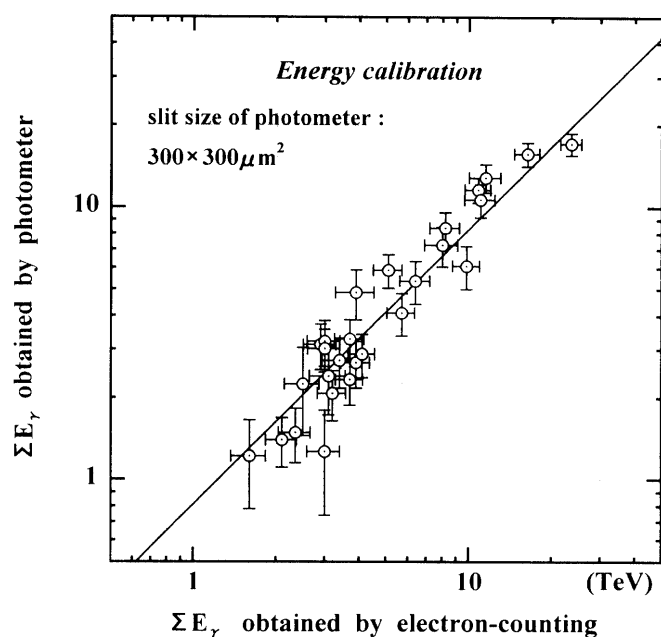


図 7. 電子数カウントによる X 線フィルムの黒化度エネルギー較正

表 3. 各種グループに対する変換因子

 $\beta$  は各グループのエネルギースペクトルの冪.

| l-ry                           | proton | helium | Li, Be, B | C, N, O | Ne, Mg, Si | sub-Fe | iron  |
|--------------------------------|--------|--------|-----------|---------|------------|--------|-------|
| $\beta$                        | 1.8    | 1.8    | 1.7       | 1.7     | 1.7        | 1.6    | 1.6   |
| $\langle C_{\gamma,p} \rangle$ | 0.250  | 0.179  | 0.150     | 0.130   | 0.120      | 0.110  | 0.102 |

$\gamma$ -ray の開き角法により  $\Sigma E_{\gamma}$  を決定した (第 5 章参照)。

このようにして photometer 測定によりエネルギー決定できた 1 次核の総数は 139 シャワーである。フォトメーター測定によって得られたシャワーエネルギーは、原子核乾板を使用して電子数カウントの絶対較正をしておく必要がある。比較的カウントのしやすいシャワーで、shower maximum を捕えているイベントを選択し、較正した結果が図 7 である。つまり、フォトメーターで決定したエネルギーは 22% 低く見積もっていることがわかった。もちろんこうして得られたエネルギーは  $\gamma$  線成分に放出されるエネルギー流  $\Sigma E_{\gamma}$  であるが、それを親の (粒子あたりの) エネルギー  $E_p$  に変換しなくてはならない。これについては過去いくつかの計算があるが [12, 18] RUNJOB 用に計算し、それを表 3 にまとめる。変換因子  $\langle C_{\gamma,p} \rangle = \Sigma E_{\gamma} / E_p$  は入射粒子のエネルギースペクトル (ここでは積分型とする) の傾き  $\beta$  によるので、その値についても示す。(詳しくは文献 [19] 参照)

#### 4. 3. 親粒子の電荷決定

SXF を使用した電荷決定法は文献 [20] で確立しているが、長時間露出の場合にはそのままでは適用できない。現在のところ鉄核に対しては可能であるが [21]、それ以外の核に対しては難しい。RUNJOB 実験では高エネルギー粒子の検出を原子核乾板を使って行っているので、原子核乾板に記録されている飛跡から粒子の電荷を決定することにした。その場合電荷決定は、 $\delta$ -ray counting、あるいは gap-length measurement の方法が知られているが、個人差があり、また、労力もかかる。とくに初心者にとっては非常に困難な作業である。

そこで、原子核乾板上の宇宙線飛跡に沿って平行な狭い幅のスリットを設定し、その黒化度情報から電荷を決定することにした。この方式を narrow-slit method と呼ぶことにする。その測定は CCD カメラを顕微鏡筒に装着し、画像をフレームメモリーに取り込み黒化度を計算する。この際注意しなくてはならないのは、乳剤中の飛

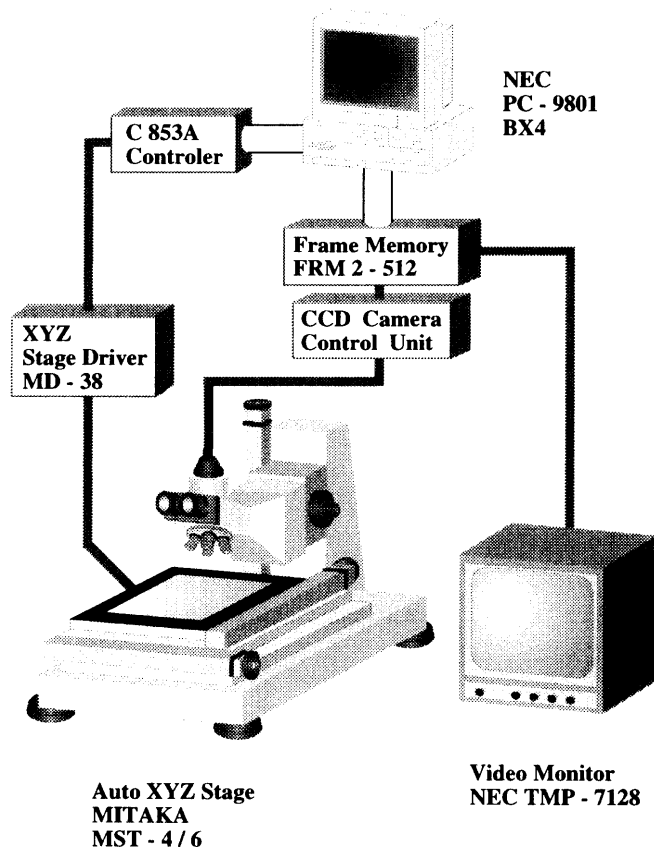


図 8. 電荷決定のための顕微鏡測定システムのブロックダイアグラム

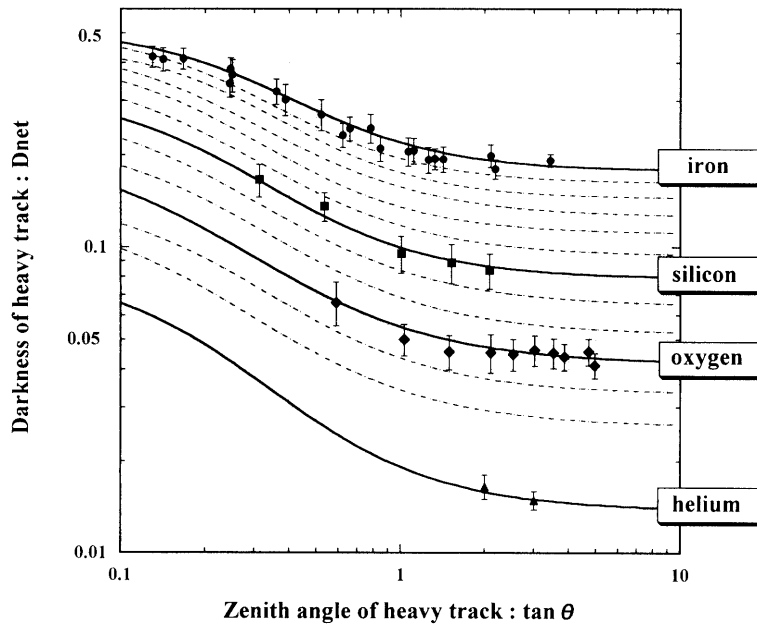


図 9. 原子核乾板を用いた宇宙線飛跡の電荷別黒化度分布  
実験点は 1989 年の三陸観測データであり、電荷は SXF から決定している。  
曲線はシミュレーション計算から求めている。

跡に対しては焦点深度も考慮して黒化度を計算しなくてはならないことである。そのため顕微鏡は水平方向の自動化 (auto-xy-axis-stage) だけではなく、垂直方向の自動化 (auto-z-axis stage) も行っている。図8に測定システムを、また図9に宇宙線飛跡の電荷別黒化度分布を示す。宇宙線飛跡は1989年の三陸での実験で観測されたものであり [10]、電荷はSXFから決定されている。これからわかるように narrow-slit 方式は十分実用的であることがわかる。

実際の RUNJOB 実験に応用するため、膨大な数の  $\delta$ -ray simulation [22] を行った。RUNJOB のバックグラウンドも考慮して電荷分解能を調べた結果、鉄核で  $\sim 1$  charge unit, CNO 核で  $\sim 0.5$  charge unit 程度の結果が得られた [23]。

## 5. エネルギー決定

### 5.1. 基本的な考え方

第3章でも述べたように、RUNJOB chamber は軽量化のため calorimeter 部を薄くしている。そのため、フォトメーターによる黒化度遷移曲線によるエネルギー決定方式は適当でなく、2次粒子 (あるいは破砕核) の開き角を使って入射エネルギーを決定しなくてはならない。破砕核を使った方式はすでに文献 [10] に詳しいので、ここでは2次粒子 ( $\gamma$ 線,  $\pi^\pm$ ) の開き角法について述べる。

もっとも単純な方法は、横向き運動量の平均値がほぼ一定であるという事実から、2次粒子に渡されるエネルギー流,  $\Sigma E_\gamma$  あるいは  $\Sigma E_{\pi^\pm}$  はただちに

$$\Sigma E_{\gamma, \pi^\pm} = \sum_i^n \frac{p_{i, \perp}}{\theta_i} \approx \langle p_\perp \rangle \sum_i^n \frac{1}{\theta_i} \quad (1)$$

ここで  $\theta_i$  は  $i$  番目粒子の開き角度,  $n$  は2次粒子の多重度,  $\langle p_\perp \rangle$  は平均横向き運動量である。もちろん重心系の中心領域 (central region) では横向き運動量がエネルギーとともに増大することは実験的に確立しているので、(1)式は適当でない。しかし、実験室系のエネルギー流は前方粒子がほとんど運び、さらに前方領域 (fragmentation region) では  $\langle p_\perp \rangle$  はほぼ一定 (増大したとしても log 程度である) なので問題にならない。

それよりも重要な問題は、たとえ入射エネルギーを固定したとしても、横向き運動量は開き角度が小さくなるにつれて小さくなることである。RUNJOB の場合、前方放出の2次粒子 ( $\pi^\pm$ ,  $\gamma$ -ray) を使ってエネルギーの決

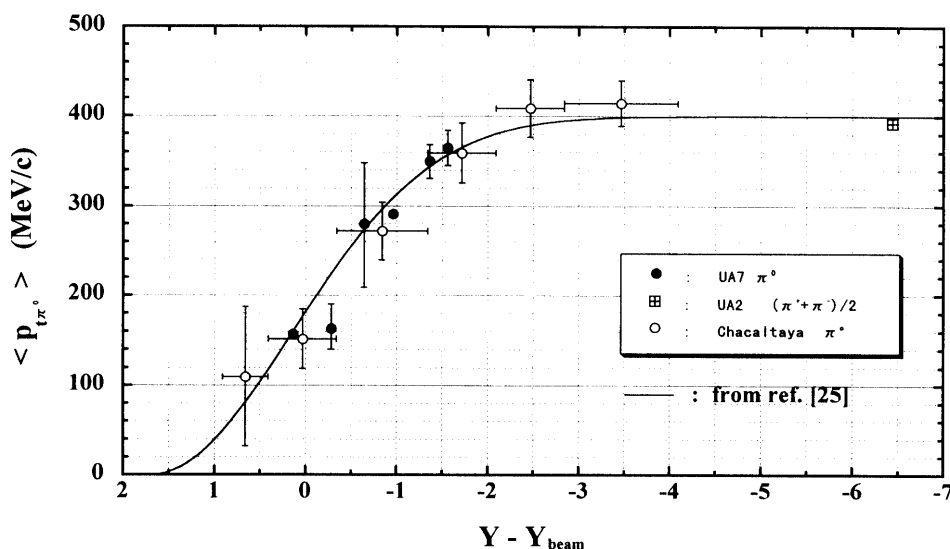


図10.  $\pi^0$  中間子に対する平均横向き運動量とラピディティの相関  
UA2 データは  $\pi^+$  と  $\pi^-$  の平均をとっている。曲線は文献 [25] で与えられている。

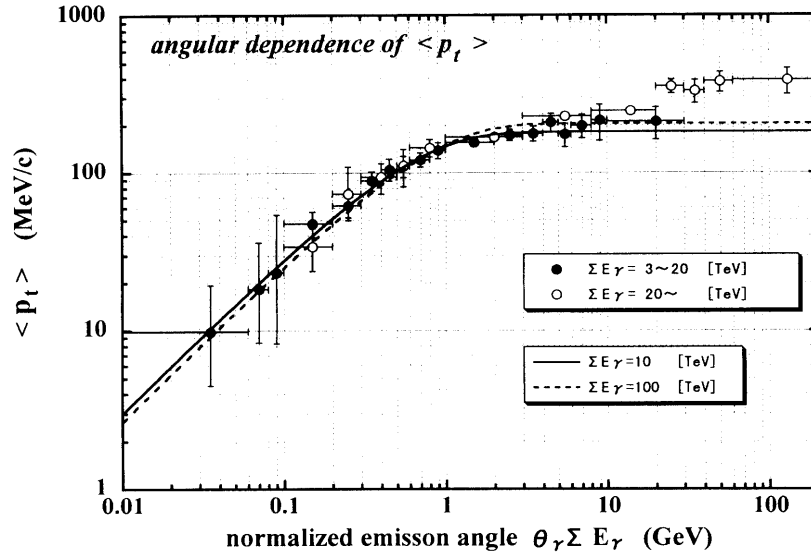


図 11. チャカルタヤ二段型チェンバーから得られた  $\gamma$  線に対する平均横向き運動量と規格化した開き角の相関  
曲線は本文 (2) 式に対応している。

定を行うのでとくに重要である。この事実を最初に明らかにしたのは Brasil-Japan Emulsion Group (以後 BJEG と呼ぶ) であるが [24], UA 7 等の加速器の実験 [25] によっても確かめられている。図 10 に加速器実験と BJEG によって得られた  $\pi^0$  中間子に対する  $\langle p_t \rangle$  と rapidity  $y \equiv \ln \sqrt{(E+p_z)/(E-p_z)}$  の相関を示すが、よく一致しているのがわかる。ただし、横軸は beam rapidity  $y_{\text{beam}} = \ln \sqrt{s}/m_p$  ( $m_p$ : 陽子質量) で規格化しており、BJEG データに対しては  $\gamma$  線非弾性度の平均値  $\langle k_\gamma \rangle = 1/3$  を仮定している。

一方、RUNJOB では 2 次粒子としては  $\gamma$ -ray core に絞って系統的に開き角を測定しているので、 $\gamma$ -ray に対する  $\langle p_t \rangle$  と開き角  $\theta$  の相関を図 11 に示そう。データはやはり BJEG であるが、横軸は  $\gamma$  線に放出されたエネルギー流  $\Sigma E_\gamma$  で規格化してある。この規格化はもちろん図 10 の beam rapidity の規格化と同等である。この場合にも、前方の角度領域では横向き運動量が小さくなっていくのがわかる。

このような実験事実をふまえて、我々は  $\gamma$  線に対しては以下のような実験式を仮定する。

$$\langle P_t \rangle(\theta) = p_0 (1 - e^{-\theta \varepsilon / \varepsilon_0}), \quad (2)$$

ここで  $\varepsilon$  は  $\Sigma E_\gamma$  を意味しており、さらに

$$p_0 = a[\varepsilon/\text{TeV}]^\nu \quad \text{with } a = 160 \text{ MeV/c and } \nu = 0.054, \quad (3a)$$

$$\varepsilon_0 = b[\varepsilon/\text{TeV}]^\mu \quad \text{with } b = 470 \text{ MeV and } \mu = 0.107. \quad (3b)$$

図 11 には BJEG データと (2) 式および (3a), (3b) 式に対応した曲線も示す。大角度のところでは不一致が見られるが、これは  $\gamma$  線検出の閾エネルギーが高い (0.1~0.2 TeV) ために  $\langle p_t \rangle$  が大き目に見積られることからきている。(もちろん深部非弾性散乱による大  $p_t$  の効果も効いているであろう [26]) しかし、エネルギー決定ではカーブの折れ曲がり部分が本質的に効くので、大角度でのずれはほとんど影響ない。(2) 式を基に具体的方法を以下にまとめよう。

## 5. 2. $\langle p_t \rangle_\theta$ -summation method

(2) 式からただちに  $\gamma$  線のエネルギー流は

$$\varepsilon = p_0 \sum_i^n \frac{1 - e^{-u_i}}{\theta_i} \quad \text{with } u_i = \theta_i \varepsilon / \varepsilon_0,$$

で与えられるので、 $\varepsilon$  に関して以下のような超越方程式を得る。

$$F_n(\epsilon) \equiv \sum_{i=1}^n f(u_i) = 1. \quad (4)$$

ここで

$$f(u) = \frac{p_0}{\epsilon_0} \frac{1 - e^{-u}}{u}, \quad (5)$$

与えられるが、 $f$ は放出 $\gamma$ 線の fractional energy  $E_\gamma / \Sigma E_\gamma$  に対応している。(5.3. 参照)

(4)式を $\epsilon$ について解けばよいわけであるが、実際のRUNJOBデータに適用する場合2つの問題が生じる。すなわち、実際のデータでは、放出 $\gamma$ 線の重心、 $(x_G, y_G)$ はわからず、わかっているのはそれぞれのコアの座標、 $(x_i, y_i)$ 、と核衝突点までの高さ $H$ だけである。この問題については(2)式を利用すると近似的に求めることができ、実用上全く問題ないことがわかった。詳しい議論はAppendix Bにまとめる。

今一つの問題は入射粒子が原子核の場合である。つまり出発点となった(2)式は入射粒子が核子の場合であり、したがって、 $\epsilon$ は1ケの入射核子に対するエネルギー流である。これに対して入射原子核の場合のエネルギー流は損傷核子がいくつか重なったものである。したがって損傷核子の数を $n_w$ とすると、(4)式は

$$F_n(\epsilon) = n_w, \quad (4')$$

で置き換えなくてはならない。この場合、 $\epsilon$ は $n_w$ ケの損傷核子に対する平均のエネルギー流  $\langle \Sigma E_\gamma \rangle$  になっている。 $n_w$ はこの段階では不明なので $\epsilon$ について解くことはできない。そのため重粒子にも適用できる fitting 法を以下の章で示す。

### 5.3. Energy-flow-fitting method

よく知られているように、核子衝突で放出される $\gamma$ 線の fractional energy  $f$ は前方領域では

$$f \frac{dn}{df} = n_0 e^{-n_0 f}, \quad (6)$$

の形で表される[24, 27]。 $n_0$ は放出エネルギー流に有効な $\gamma$ 線多重度で、平均的には4~6の値である。たとえばBJEGと過去の気球実験[28]によって得られた inclusive な  $f$ -spectrum を図12に示そう。

もちろんRUNJOBの場合には個々の $\gamma$ 線エネルギー $E_i$ は測定してないので、 $f_i$ を直接的に求められないが、(5)式を使って近似的に求めることができる。ただし、その場合あらかじめエネルギー流 $\epsilon$ を知っておく必要があ

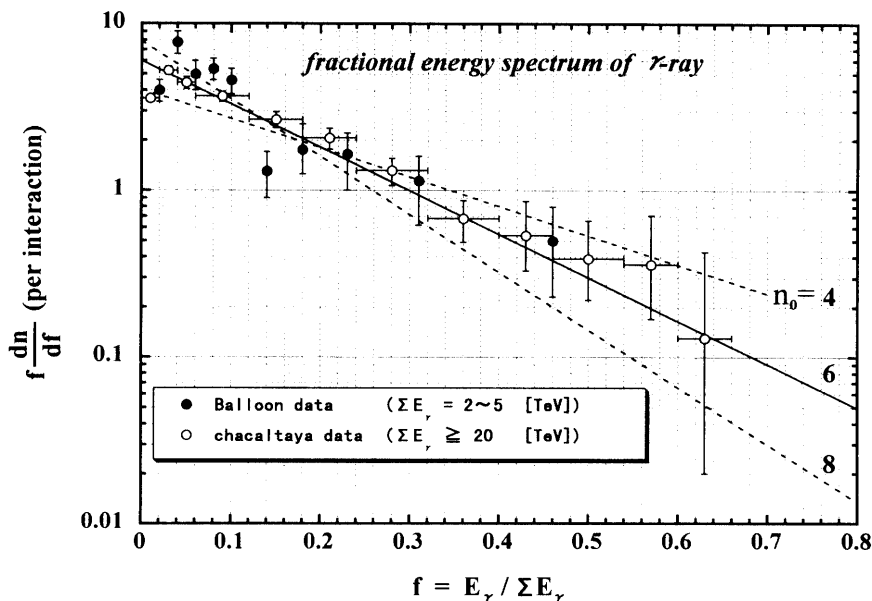


図12. チャカルタヤ二段型チェンバーと過去の気球実験から得られた fractional  $\gamma$ -ray energy spectrum

るが、第0近似の $\varepsilon$ は(1)式を使って求めておく。

原子核入射の場合にも放出 $\gamma$ 線のエネルギースペクトルは(6)式のタイプで表せるが、損傷核子の数 $n_w$ を考慮して右辺に $n_w$ を掛けなくてはならない。さらにエネルギー流 $\varepsilon$ は損傷核子あたり放出する平均のエネルギー流 $\varepsilon \equiv \langle \Sigma E_\gamma \rangle$ とすべきである。したがって、 $f$ 以上の energy fraction から構成されるエネルギー流の積分スペクトルは

$$\Sigma E_\gamma(\geq f) = \int_f^\infty E_\gamma \frac{dn}{df} df = n_w \varepsilon e^{-n_0 f}. \quad (7)$$

$\varepsilon$ で規格化すると

$$X(f) \equiv \frac{1}{\varepsilon} \Sigma E_\gamma(\geq f) = n_w e^{-n_0 f}. \quad (8)$$

一方、 $f_\ell \equiv f(u_\ell)$ に対応した $X(f_\ell)$ の測定値は、(4)式あるいは(4')式で $n = \ell$ と置いてやればよい。ただし、 $f_1 > f_2 > \dots > f_\ell > \dots > f_n$ が満足するように $\ell$ の順番は並べ替えておく。また、 $n_w$ は $\varepsilon$ と(4')式で結びついており、未知量としては $(\varepsilon, n_0)$ あるいは $(n_w, n_0)$ の2つである。したがって、以下の量を最小にするように $(\varepsilon, n_0)$ を決定すればよい。

$$q^2(\varepsilon, n_0) = \sum_{\ell=1}^n [\ln F_\ell(\varepsilon) - \ln X(f_\ell)]^2. \quad (9)$$

つまり $(\varepsilon, n_0)$ の最適解は

$$\frac{\partial q^2}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial q^2}{\partial n_0} = 0, \quad (10)$$

を解けばよい。詳細は文献[19]にまとめる。

#### 5. 4. チャカルタヤ二段型チェンバーデータとの比較

BJEGの二段型チェンバーデータは、エネルギー領域がちょうどRUNJOBのそれとほぼ同じ、 $\Sigma E_\gamma =$ 数TeV~数10TeVなので $\gamma$ -ray coreを使ったエネルギー決定法をチェックする上で非常に参考になる。もちろんBJEGデータは、一つ一つの $\gamma$ 線の座標 $(x_i, y_i)$ だけでなく、それぞれのエネルギー $E_i$ も電子数をカウントして

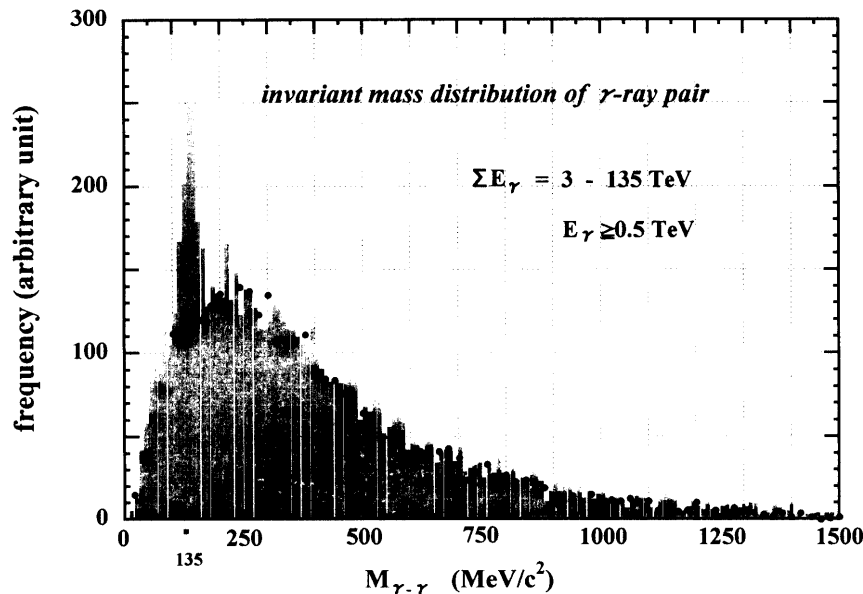


図13. チャカルタヤ二段型チェンバーから得られた $\gamma$ -ray pairに対する不変質量分布  
黒丸は無相関の $\gamma$ -ray放出を仮定したときのシミュレーションによる不変質量分布。



決めている。図13に $\gamma$ -pairの不変質量 $M_{\gamma\text{-}\gamma}$ の分布を示すが、 $\pi^0$ 中間子のピークがきれいに見られる。同図には $\gamma$ 線が無相関に放出されたとして、シミュレーション計算により求めた $M_{\gamma\text{-}\gamma}$ の分布も示す。これからエネルギー決定はほぼ15%程度であることがわかるが、実際の解析では、衝突点までの距離( $\sim 170$ cm)に対して衝突点の不確かさ( $\sim \pm 12$ cm)が小さい( $\leq 7\%$ )ので、 $\pi^0$ 質量を与えるようにエネルギーを再規格化した。

このようなデータに対して、RUNJOBデータの場合と全く同じように、 $\gamma$ -coreの座標( $x_i, y_i$ )のみを使って $\langle p_i \rangle_\theta$ -summationの方法でエネルギー流 $\Sigma E_{\gamma, \text{est}}$ を決定した。図14に $\Sigma E_{\gamma, \text{est}}$ と真のエネルギー $\Sigma E_{\gamma, \text{true}}$ (個々の $\gamma$ -coreに対して、電子数カウント法によって決めたエネルギー和)の比の分布を示す。 $\sigma$ は $\log_{10} [\Sigma E_{\gamma, \text{est}} / \Sigma E_{\gamma, \text{true}}]$ のスケールで0.197であり充分満足する結果が得られた。

図15には同じデータに対して $\langle p_i \rangle_\theta$ -summation法とenergy-flow-fitting法から得られたエネルギー流の相関を示す。ただしこの場合には $n_w=1$ としている。この図からわかるように差はほとんどない。さらに、図16にはRUNJOBで検出された1次陽子に対して、同じように2つの方法で得られたエネルギーを比較したが、図15と同じようによく一致しているのがわかる。つまり、energy-flow-fitting法は充分満足できる精度で( $\sigma \approx 0.2$ ) $\gamma$ 線に放出されたエネルギー流 $\Sigma E_\gamma$ を決定できることがわかった。

したがって、5.3の方法で1次原子核(含ヘリウム核)に対しても、損傷核子あたりの平均のエネルギー流 $\langle \Sigma E_\gamma \rangle$ を推定することが可能である。ただし、 $\langle \Sigma E_\gamma \rangle$ を入射原子核の(核子あたりの)エネルギー $E_0$ に変換するためには、信頼できる原子核シミュレーションを使って変換因子(conversion factor) $\langle C_{\gamma, 0} \rangle = \langle \Sigma E_\gamma \rangle / E_0$ を用

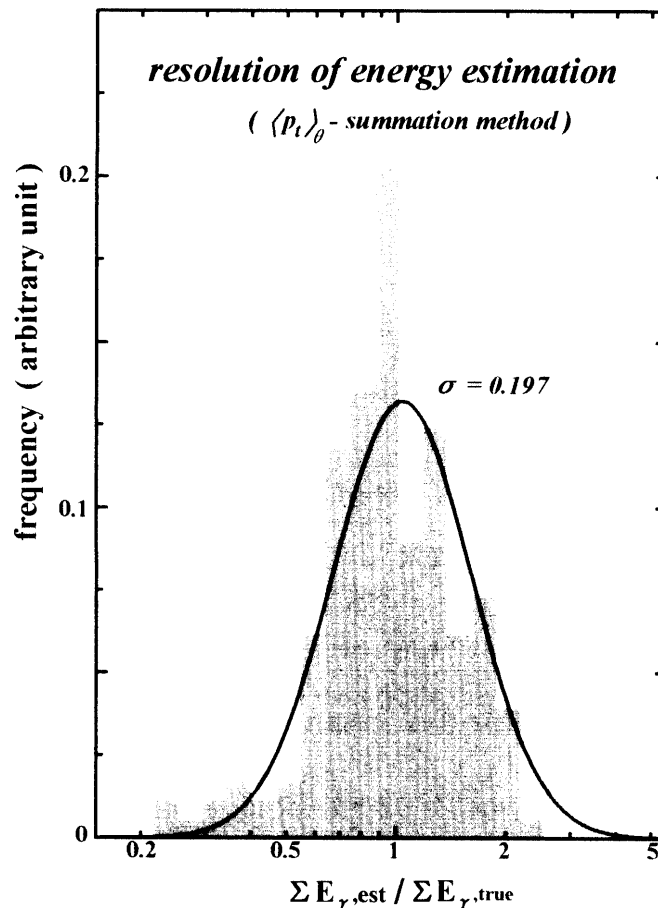


図14.  $\langle p_i \rangle_\theta$ -summation法によって求めたエネルギー流 $\Sigma E_{\gamma, \text{est}}$ に対する電子数カウント法によって求めたエネルギー流 $\Sigma E_{\gamma, \text{true}}$ の比の分布

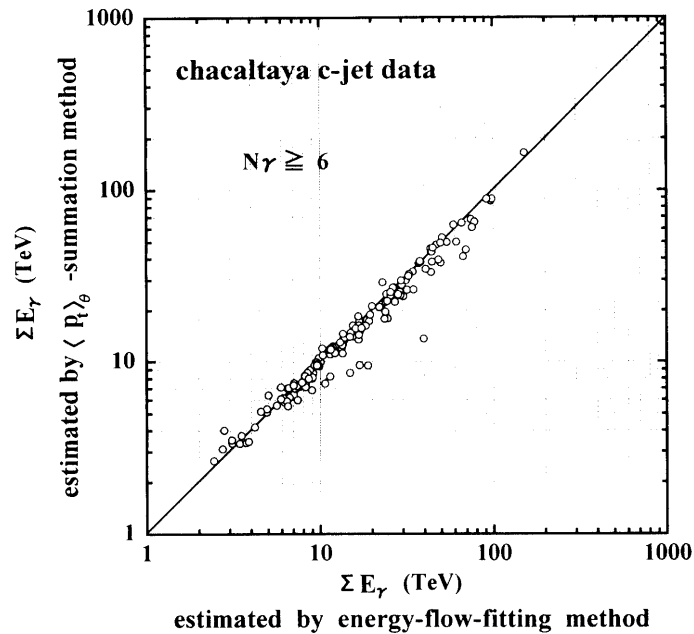


図 15. チャカルタヤ二段型チェンバーで得られた個々のイベントについて  $\langle p_t \rangle_\theta$ -summation 法によって求めたエネルギー流と energy-flow-fitting 法によって求めたエネルギー流の相関

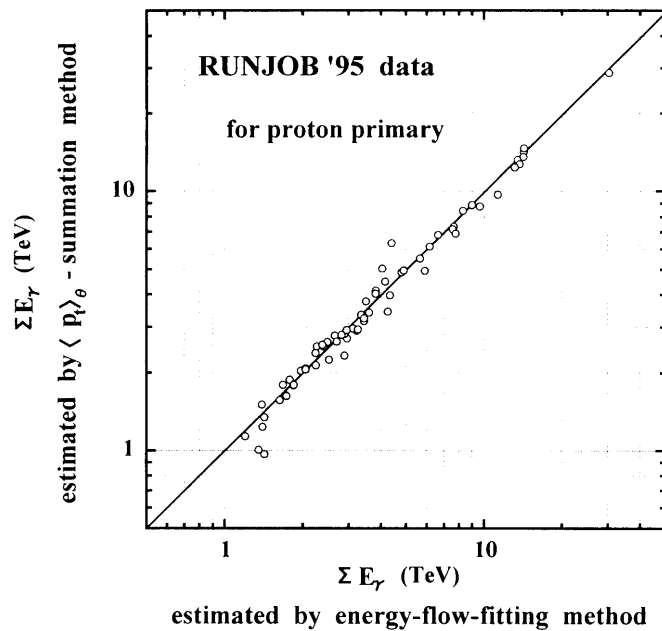


図 16. RUNJOB で得られた個々の入射陽子イベントについて  $\langle p_t \rangle_\theta$ -summation 法によって求めたエネルギーと energy-flow-fitting 法によって求めたエネルギーの相関

意しなくてはならない<sup>2)</sup>。それに対してこの論文では核破碎の開き角によって決定したエネルギーを基準にして変換因子を求めた。その結果、CNO 以上の重核に対しては  $\langle C_{\gamma,0} \rangle = 0.40$  を得た。一方、陽子とヘリウム核に対し

<sup>2)</sup>この変換因子  $\langle C_{\gamma,0} \rangle$  は、4.2. で定義した変換因子  $\langle C_{\gamma,P} \rangle$  とは陽子の場合には同一であるが、原子核の場合には若干意味が違う。もちろん粒子あたりのエネルギーへの変換と核子あたりのエネルギーへの変換という定義の差もあるが、 $\langle C_{\gamma,0} \rangle$  は損傷核子数の揺らぎを減らして親のエネルギーを推定している。詳しくは文献 [19] 参照。

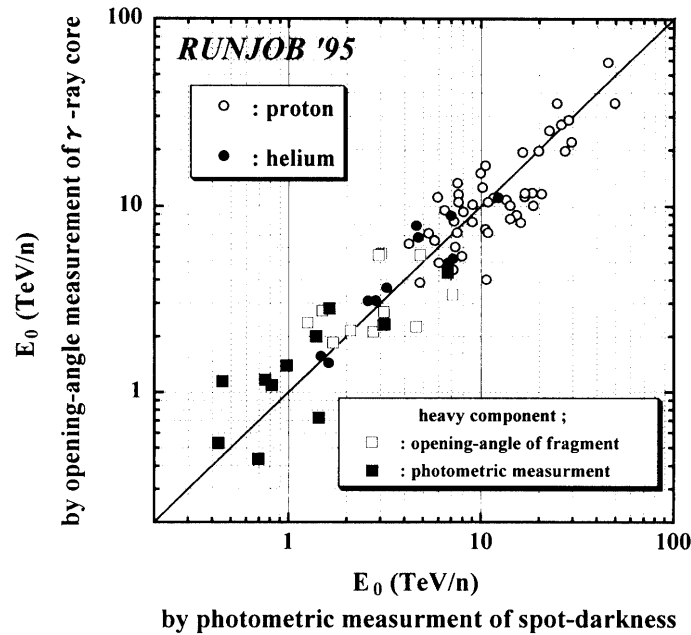


図 17.  $\gamma$ -ray core の開き角によって求めた入射エネルギーとフォトメーター法（陽子，ヘリウム核）あるいは破砕核の開き角法（重核）によって求めた入射エネルギーの相関

ではフォトメータ測定との比較から，それぞれ 0.25, 0.36 を得た．シミュレーション法を使った変換因子については，いくつかのモデルを使った計算が進められており，別の論文にまとめる [19]．

こうして決定したエネルギーと photometer 法，および破砕核の開き角法によって得られたエネルギーの相関を図 17 に示す．当然重核のほうが揺らぎが大きいのが，全体として 45 度の直線上に乗っていることがわかる．核破砕の開き角法の信頼性は  $\sigma \approx 0.25$  程度なので [10]，少なくともこの程度の揺らぎは覚悟しなくてはならない．エネルギー決定の揺らぎ  $\sigma$  は，真の微分絶対強度  $dI_{\text{true}}/dE_0$  を求める際に影響し，積分スペクトルの傾きを  $\beta$  とすると

$$\frac{dI_{\text{true}}}{dE} = e^{-\delta^2} \frac{dI_{\text{est}}}{dE} \quad \text{with} \quad \delta = \frac{\ln 10}{\sqrt{2}} \beta \sigma, \quad (11)$$

の関係で結ばれている．たとえば， $\beta = 1.5$ ， $\sigma = 0.25$  とすると，見積もった強度を 31% 減らす必要がある．

## 6. 観測結果

### 6.1. 陽子とヘリウム核

まず，表 4 に検出されたすべての 1 次粒子のトレーシング結果をまとめる．不定イベント (not identified event) は核衝突点がわからなかったことを意味しているが，これらの粒子はエネルギーがほとんどの場合小さいので結果にはそれほど影響しない．重粒子の場合には核衝突点は確実に検出できるので，恐らくこれらのイベントは陽子，あるいは中性子と思われる．

絶対強度に直すためには，検出効率をきちんと計算しておかなくてはならない．とくに，低エネルギー領域は calorimeter-jet だけを採用しているために，全検出効率に対する calorimeter-jet の検出効率の比が重要である．検出効率については Appendix C にまとめる．

図 18 に陽子とヘリウム核の微分強度を示す．横軸は核子あたりのエネルギー  $E_0$  である．なお，本論文で使用している統計誤差は Gaussian error-bar,  $\pm \sqrt{N}$  ( $N$ : statistics), ではなく Poissonian error-bar を使用している [29]．前者は統計量が無限大の極限でのみ正しい結果を与えるが，実際にはエネルギーの高い領域ではほとん

表4. トレーシング結果のまとめ  
 $\geq$  Wall は核衝突の場所が遮蔽箱中か大気中である.

| Primary        | Target | Spacer | Upper-cal. | Lower-cal. | Sub-total |
|----------------|--------|--------|------------|------------|-----------|
| Proton         | 10     | 5      | 57         | 45         | 117       |
| Helium         | 2      | 2      | 12         | 10         | 26        |
| Li, Be, B      | 0      | 0      | 2          | 1          | 3         |
| C, N, O        | 6      | 0      | 1          | 2          | 9         |
| Ne, Mg, Si     | 3      | 1      | 1          | 1          | 6         |
| Sub-Fe         | 1      | 0      | 1          | 1          | 3         |
| Fe             | 3      | 0      | 1          | 2          | 6         |
| $\geq$ Wall    | —      | —      | —          | —          | 24        |
| $\gamma$       | —      | —      | —          | —          | 174       |
| not identified | —      | —      | —          | —          | 13        |
| Total          | 25     | 8      | 75         | 62         | 381       |

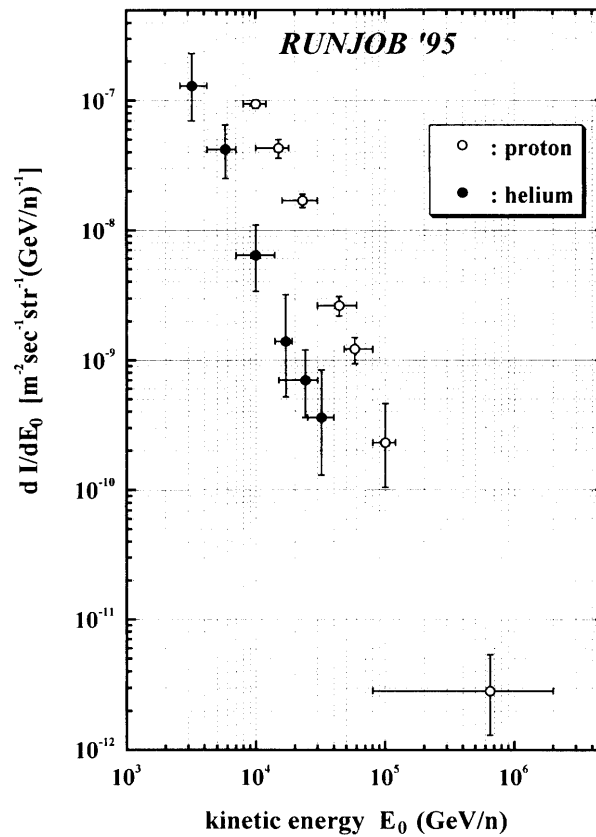


図18. RUNJOB-I, RUNJOB-IIから得られた陽子とヘリウム核の微分強度

ど少数例なので後者を使うべきである。

エネルギーの低いところで若干検出バイアスのため落ち込んでいるが、重要な点はほぼ平行で、傾きは2.8程度である。図19は他グループのデータ [7, 12, 30, 32, 35] ものせ、縦軸は微分強度に  $E_0^{2.5}$  を掛けて表示している。陽子成分はどのグループも大体一致しているが、RUNJOBで得られたヘリウム核は JACEE [7], SOKOL [32] に比べて半分以下の強度になっている。また、統計量は少ないが Kawamura et al. [12] のデータに比べても RUNJOB のヘリウムは系統的に少ない。

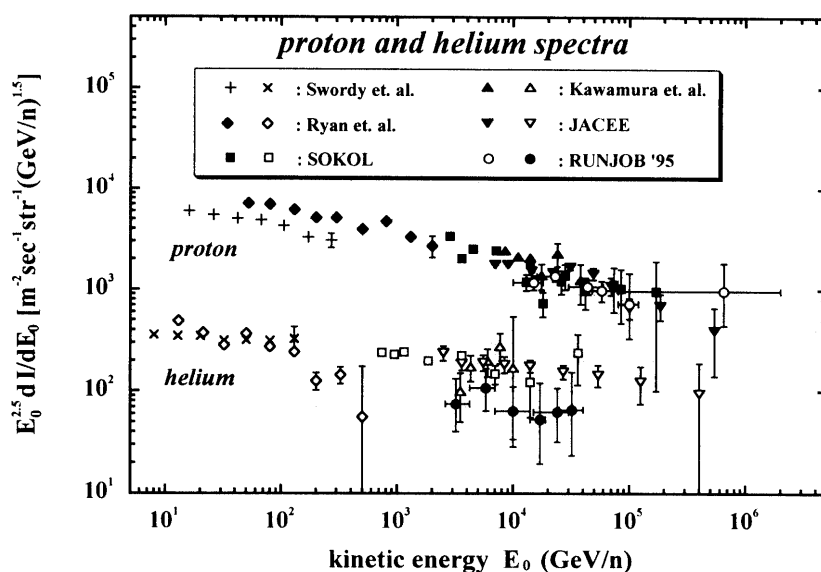


図 19. 他グループのデータを含めた陽子とヘリウム核の微分強度  
縦軸は  $E_0^{2.5}$  をかけている。

最近, IMAX グループ [33] は超伝導マグネットを使って陽子とヘリウム核のエネルギースペクトルを観測した。エネルギー領域は数 100 MeV/n—数 100 GeV/n と RUNJOB に比べて低いが, 興味ある結果を報告しているので図 20 に示そう。図には Ryan et al. [30] のデータと RUNJOB のデータものせている。これをみると, 数 10 GeV/n から数 10 TeV/n 領域まで, 陽子とヘリウム核は平行で, ベキはほぼ 2.75 である。これに対して JACEE と SOKOL は数 TeV/n 領域からヘリウム核のベキは  $\sim 2.6$  に変化し (図 19 参照), 緩やかなエネルギースペクトルに変化している。

陽子とヘリウム核のエネルギースペクトルの比較は, 非線型衝撃波加速の問題とからんで重要な意味をもつ。陽子とヘリウム核以上の原子核では電荷/質量数の比が 2 倍違うので, その差が加速効率に影響してヘリウム核のベキと陽子のそれでは 0.05~0.1 程度違ってくる [34]。実際 Swordy [35] らは Chicago-group のデータと JACEE のデータを比較しそのような可能性を指摘している。ただし, ダーバンの国際会議で Müller [36] は陽子の絶対強度を再解析し, カルガリーで報告した結果を修正している (口頭発表のため具体的な数値がわからず, 図 19 には古いデータをそのままのせている)。そのため Swordy らの考察は興味ある可能性を指摘しているが, まだ実験的に不確定な要素があるため今後のデータの蓄積が望まれる。

## 6. 2. PeV 陽子の検出

このイベントはカロリメータ部の横から天頂角  $64.5^\circ$  で入射してきた。幸いにして衝突点は鉛部であり, その上に置かれている原子核乾板で入射陽子の飛跡を確認することができた。チェンバー内での様相を図 21 に示そう。核衝突直後の 2 次粒子 (ほとんどが  $\pi^\pm$ ) は X 線フィルムはもちろんのこと, 原子核乾板上でも裸眼ではっきりと確認でき, エネルギーがいかに大きいかを示している。

図 22 に, #200 型 X 線フィルムから得られたカスケードシャワーの黒化度遷移曲線を示そう。この図からもシャワーのエネルギーが非常に高いことがわかる。もちろん, この遷移曲線では, チェンバー本体最下層の #200 型 X 線フィルム (以後  $X_A$  と記す) に至るまでに黒化度ピークに到達していないので, カスケードシャワーの発達・減衰からエネルギーを決定することはできない。

しかし, 幸いなことにチェンバー本体の外 (チェンバーの底板の外側) にテスト用の #200 型 X 線フィルム (以後  $X_B$  と記す) が挿入されているので, このフィルムの黒化度情報からエネルギーを推定することが可能である。すなわち,  $X_A$  から  $X_B$  に至るまでの物質中には吸収層はほとんどなく, 幾何学的にカスケードシャワーが広がる

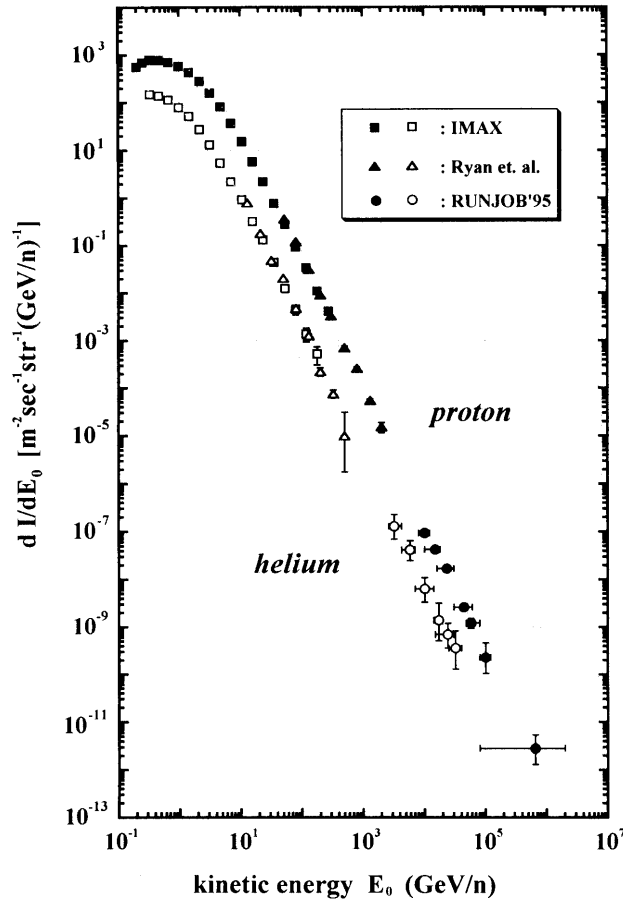


図 20. IMAX グループの陽子, ヘリウム核微分強度と RUNJOB, Ryan et al. の強度の比較

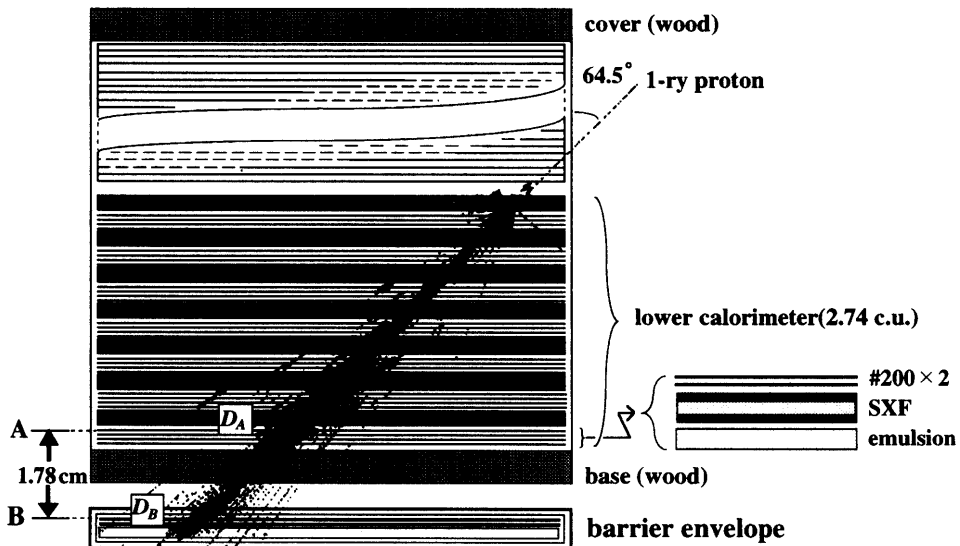


図 21. 1 次線 PeV 陽子のチェンバー内での様相

```
[ runjob / BLOCK_2A ] [ No. 2 ] [ M = 2.10 ] ( Proton )
[ D_max = 3.974 ] [ Del_T = -2.25 ] [ Energy = 407.80 (TeV) ]
```

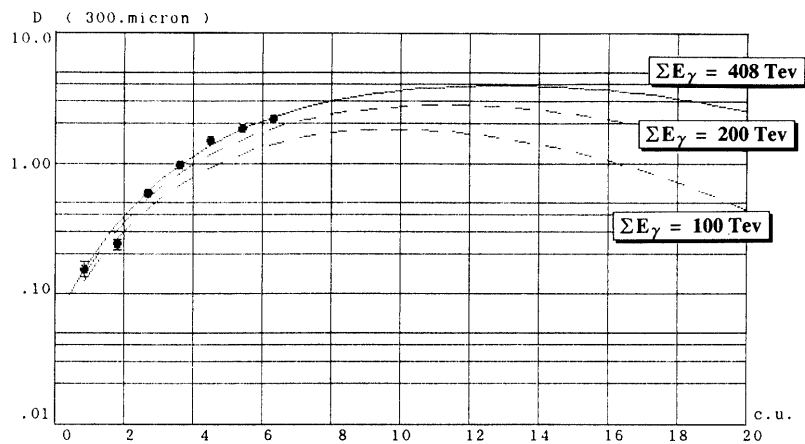


図 22. PeV 陽子の黒化度遷移曲線

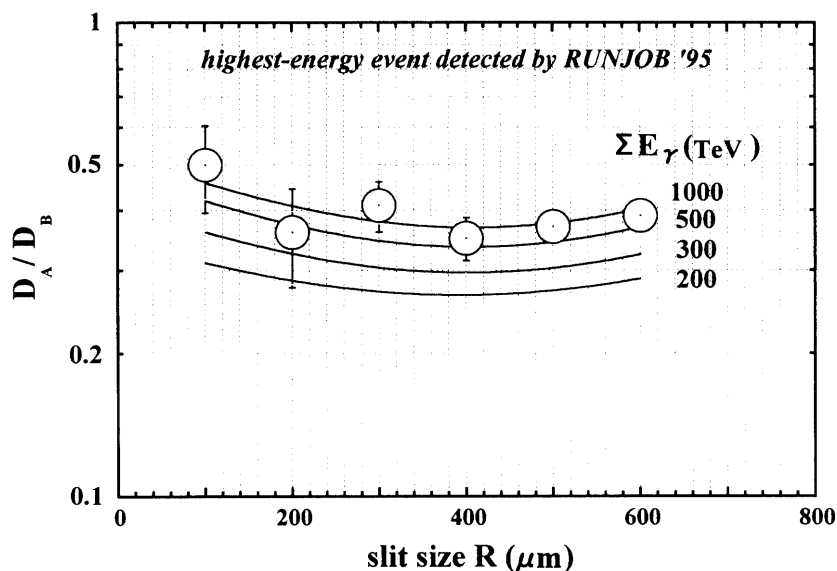


図 23. 図 21 の A 点と B 点における X 線フィルム黒化度の比とスリットサイズの関係  
曲線はシミュレーション計算から求めている。

だけである。その広がり方がシャワーのエネルギーに関係しているわけである。

具体的には、スリットサイズを5通り ( $R \times R = 100 \times 100, 200 \times 200, 300 \times 300, 400 \times 400, 500 \times 500 \mu\text{m}^2$ ) に変化させて、 $X_A, X_B$  位置での黒化度  $D_A, D_B$  を測定する。

その比  $D_B/D_A$  がシャワーの減衰度であり、その値のスリットサイズ依存性はエネルギーを反映するはずである。したがって、縦軸に  $D_B/D_A$ 、横軸にスリットサイズをとった相関図を作り、測定結果とシミュレーション計算のカーブを比較することによってエネルギーを決めればよい。

図 23 にそれを示す。これから、スリットサイズによる減衰度の変化はあまりないが、シミュレーション計算とは傾向が非常によく一致している。シミュレーション計算は、 $\gamma$ 線成分 ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  に起因する) に放出されたエネルギー流  $\Sigma E_\gamma$  が 200, 300, 500, 1000 TeV の4つの場合について行っている。この図から  $\Sigma E_\gamma$  の値にして 500 TeV から 1000 TeV の範囲のエネルギーを持った陽子であることがわかる。残念ながら A, B 間の距離がここで

は斜め効果もいれても4cm程度なので500 TeV以上のシャワーエネルギーを決定するためにはやや不十分である。4cm程度のスペーサーは図からもわかるように200–500 TeV領域では有効ようである。

このように不定性があるものの、 $\gamma$ 線成分に放出されたエネルギー流 $\Sigma E_\gamma$ が500–1000 TeVの間にあることは間違いなく、親陽子のエネルギーは変換因子( $\approx 4$ )をかけると2–4 PeVという結果が得られる。もちろんこの変換因子は統計量が多い(数10例以上)場合には問題ないが、少数例の場合には信頼性は低く $\sim 50\%$ 程度である[19]。とはいえPeV陽子であることは間違いなく、今後の統計量の増大が期待される。

なお、上に示したエネルギー決定の方法は、吸収層(鉛)が薄くてもspacer中でのシャワーの(幾何学的な)拡散を利用すれば、高エネルギーシャワーのエネルギーも決定できることを意味している。実際1997年度のRUNJOB実験では拡散層をカロリメーターの下にセットしている。詳細は文献[17]にまとめる。

### 6.3. 重粒子成分

統計量はまだ不十分であるが、RUNJOBで得られた結果を図24に示す。明らかに軽核(図18)に比べてスペクトルの傾きが緩やかである。鉄核に関してはすでに文献[10]で数GeV/n–TeV/nの範囲で微分スペクトルを報告しているのでそれと比較してみる。エネルギーの決定法は両方とも破碎核の開き角法である。図25にそれを示すが、RUNJOBの結果とよく一致していることがわかり、鉄核は10 GeV/n–5 TeV/nの範囲では傾きが2.6の直線で表せることがわかる。

図26には他グループの重粒子データ[7, 32, 37]とRUNJOBデータを比較する。ただし、縦軸は微分強度に

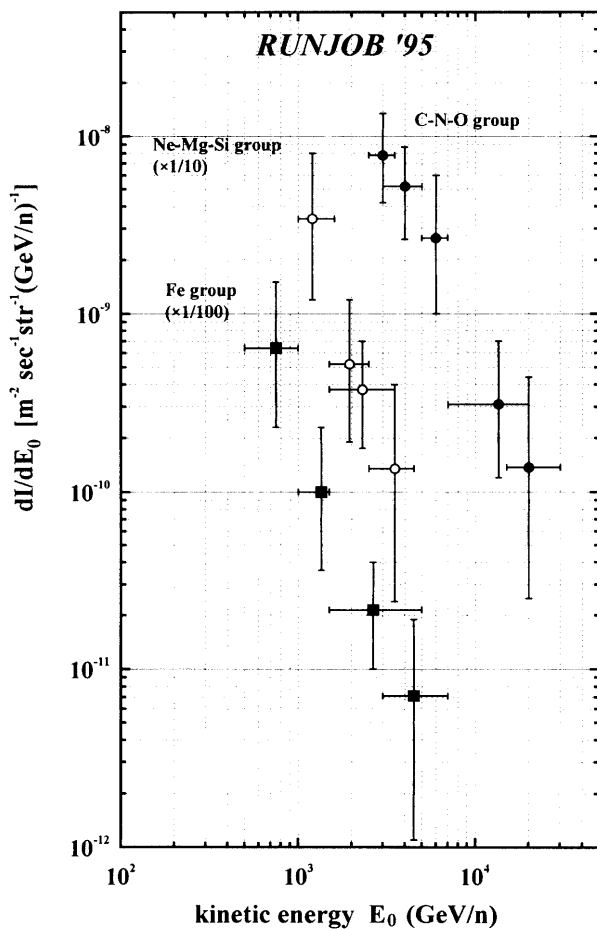


図24. RUNJOB-I, RUNJOB-IIから得られた重核(CNO, NeMgSi, Fe)の微分強度

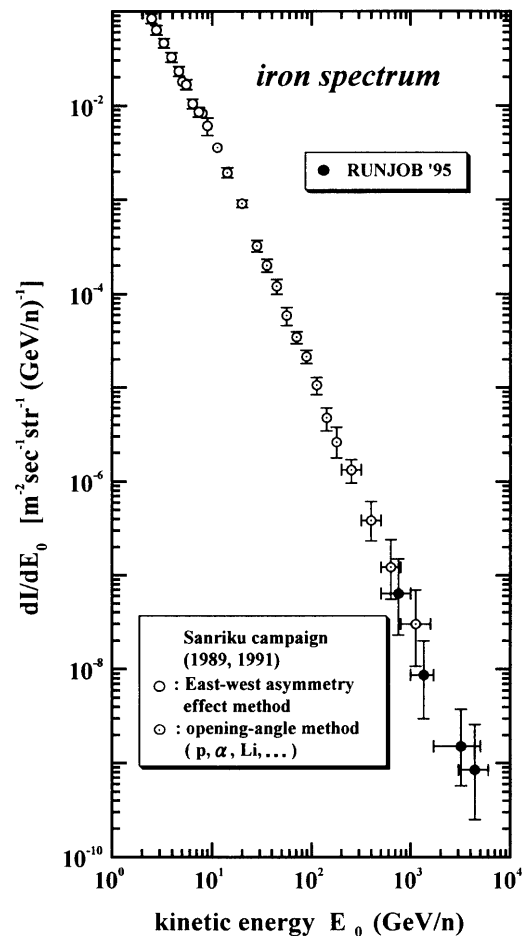


図25. 三陸での鉄核の微分強度とRUNJOBの鉄核微分強度の比較



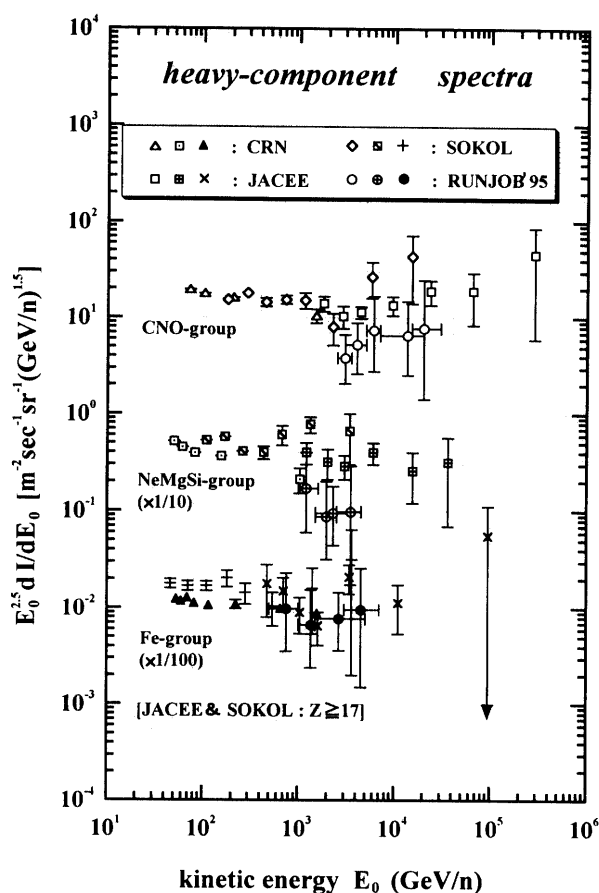


図 26. 他グループによって得られた重核の微分強度と RUNJOB データの比較  
縦軸は  $E_0^{2.5}$  をかけている。

$E_0^{2.5}$  を掛けている。鉄核に関しては（ただし、JACEE と SOKOL は  $Z \geq 17$  のサブ鉄核も含んでいる）、どのグループも大体一致しているが、CNO 核と NeMgSi 核については、RUNJOB の強度は JACEE と SOKOL に比べて低い。Chicago グループのデータ [37] が正しいとすると、JACEE, SOKOL は TeV/n 領域でハードなスペクトルに変化しているのに対し、RUNJOB はその外挿上にあり、50 GeV/n のエネルギー領域から数 TeV/n 領域まで単調に減少しているようである。もちろんまだ RUNJOB の統計量が少ないので結論はいま少し待たなくてはならない。

#### 6. 4. 全粒子スペクトルと平均質量数

全粒子スペクトルは、空気シャワーなどの間接データ [38] と飛翔体を使った直接データが接点をもつ観測量として重要な意味をもつ。もちろん全粒子スペクトル自身のもつ物理的重要性は序文ですでに述べている。両データの接点領域は、10 TeV/particle ~ 1000 TeV/particle であるが、この領域は間接的実験においても直接的実験においてもちょうど観測が難しい領域である。とくに後者の実験では飛翔体を使うため、頻度の少ない超高エネルギーの1次宇宙線を検出することは現在の実験環境では限界がある。そのため接点領域での観測データは、直接、間接データともグループによってばらつきが大きく、まだ一致した結果が得られていない。

6. 1. ~ 6. 3. で示した組成別スペクトルに、Li, Be, B 核, sub-鉄核も加えて全粒子スペクトルを作る。それを図 27 に示す。最尤法により直線フィットするとベキは  $\beta = 2.65 \pm 0.04$  で与えられる。図 28 は微分強度に  $E_p^{2.5}$  を掛けて表示し、他グループデータも含めて示す。また、過去の直接観測データから得られている組成別のデータを積算して求めた全粒子スペクトルも灰色の領域で示す [10]。これからわかるように誤差範囲の中で Grigorov et

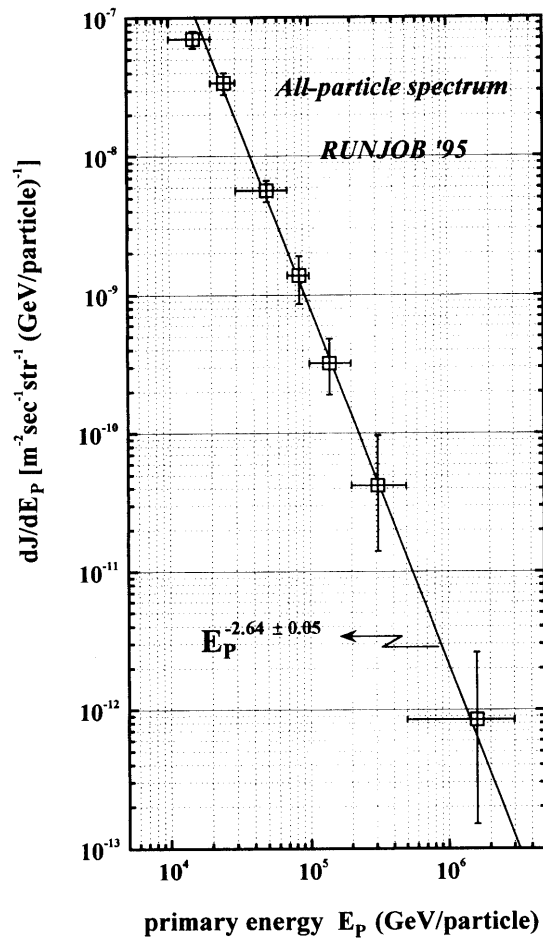


図 27. RUNJOB によって得られた全粒子スペクトル

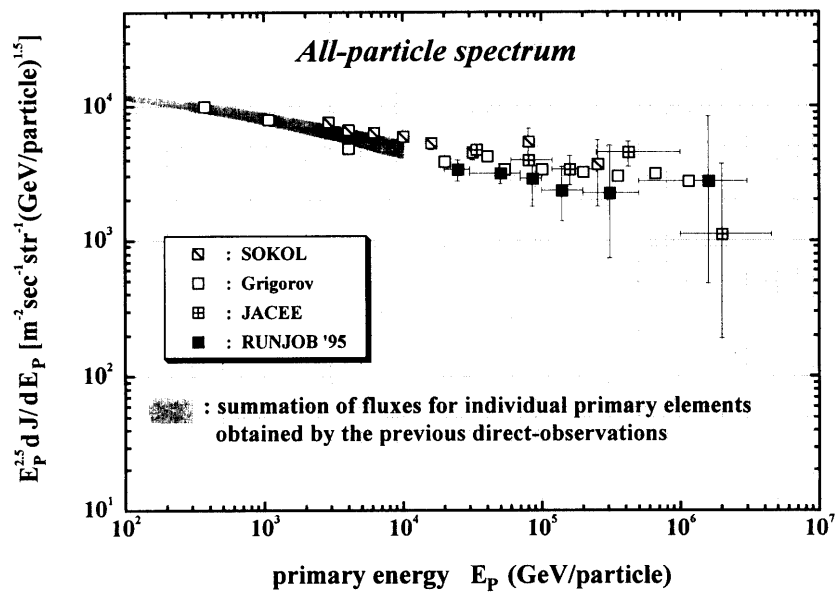


図 28. 他グループによって得られた全粒子スペクトルと RUNJOB データの比較  
縦軸は  $E_p^{2.5}$  をかけている。灰色の部分は過去の直接観測データを加え合わせたものである。

al. [39], JACEE [31], SOKOL [32], RUNJOB のデータは一致しているが、詳細にみると RUNJOB データはやや低目の強度を与えている。RUNJOB データは灰色領域とはスムーズに単調減少しながらつながっている。これに対して他の3グループは単調に減少せず、数10 TeV/particle 以上では一定の冪 ( $\approx 2.5$ ) になっているようである。

数 PeV/particle 以上の空気シャワーデータは、絶対値はグループによってばらついているが、冪はどのグループも  $\sim 3.1$  を与えている [40]。したがって、冪が2.6程度の直接観測データとどのように接続するか興味あるところである。たとえば、激しく変化しながら接続していれば (bump の存在)、なにか新しい成分が効いてくることを示唆し [9], スムーズに減少していけば、Axford [8] が指摘するような第2段階の加速が起きているのかもしれない。したがって、直接的データから数100 TeV/particle 領域での絶対強度を信頼できる形で押さえることは非常に重要である。PeV 以上の領域で絶対強度を直接的に求めることは、現在の観測環境、測定技術 (とくに写真乾板などを使用した passive-type detector) では、ほとんど不可能であるが数100 TeV/particle 領域は可能であり、それが RUNJOB-program の主要目的でもある。

次に平均質量数をみてみよう。1次線の組成が宇宙線起源の問題に決定的であることはいうまでもないが、残念なことに超高エネルギー領域で組成比をきちんと押さえることは困難である。そのため、平均の質量数を調べるのが重要になってくる。図29に RUNJOB の結果と他グループのデータ [31, 41] を示す。また、図には過去の直接観測で得られた平均質量数も灰色で示す [10]。誤差棒が長いのでなんともいえないが、数10 TeV/particle まではほぼ一定であるが、それ以上のところでは少しずつ大きくなっている。この程度の増大は、折れ曲がりエネルギー (bending energy) が  $Z$  に比例して増大するモデル (rigidity-cutoff model) と矛盾しない [40]。ちなみに数10 TeV/particle までの平均質量数は4~6 (He~Li) 程度である。

図29をみて気がつくことは、6.1. (軽核) と6.3. (重核) で示した RUNJOB の結果は JACEE とやや違う結果だったにもかかわらず (図19と図26参照)、平均質量数は誤差範囲でよく一致している。JACEE は RUNJOB に比べて重核の強度が有意に高かったが、陽子は双方でよく一致していた。したがって、JACEE の平均質量数は RUNJOB に比べて大きいはずであるがそうになっていない。この理由はヘリウム核にあると思われる。つまり、JACEE はヘリウム核の強度が RUNJOB に比べて2倍以上大きいため、ヘリウム核の過多が平均質量数の増大を押さえているようである。したがって、図29をみる場合、JACEE と RUNJOB は同じ結果を示しているが、組

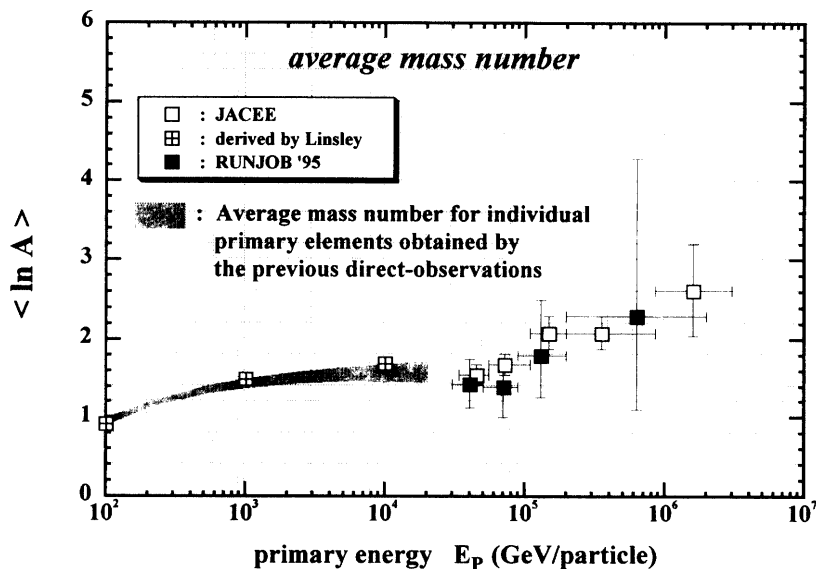


図29. 1次宇宙線の平均質量数と入射エネルギーの相関  
灰色の部分は過去の直接観測データを加え合わせて求めた平均質量数である。

成の中身は双方で違っていることに注意しなくてはならない。

## 7. ま と め

最初の RUNJOB 観測で得られたデータを報告した。統計量は不十分であるが、技術的な問題はほぼ解決し、今後は  $10^{13} \sim 10^{15}$  eV/particle の領域で統計量を増やす。現在まで 6 機のフライトが成功し、解析が進行中であり、統計量は 3 倍になる。以下に RUNJOB-campaign の成果を箇条書きにまとめる。

- ◎ 観測機器の輸送方法、税関手続き方法が確立した。
- ◎ ロシア側の測定システムが改善された。
- ◎ 大型ステージを導入したトレーシングシステムを構築した。
- ◎ narrow-slit 方式による電荷決定システムを完成した。
- ◎  $\gamma$ -core を使ったエネルギー決定方法を確立した。
- ◎ 拡散層 (diffuser) の導入により薄型カロリメータでも高エネルギーシャワーのエネルギー推定が可能になった。
- ◎ 日本側とロシア側ではほぼ矛盾のない結果が得られた。
- ◎ p, He のエネルギースペクトルはほぼ平行で、ベキは 2.75 である。
- ◎ IMAX, Ryan et al. の p, He のスペクトルの延長上に RUNJOB のデータはある。
- ◎ p の強度は、RUNJOB, JACEE, SOKOL でよく一致している。
- ◎ RUNJOB の He 強度は、JACEE, SOKOL に比べて約半分である。
- ◎ 鉄核の強度は、三陸で得られたスペクトルの外挿上にあり、鉄核のスペクトルは  $10 \text{ GeV/n} \sim 5 \text{ TeV/n}$  の広い範囲でベキが 2.6 の直線で単調に減少する。
- ◎ 鉄核強度は、CRN, JACEE, SOKOL, RUNJOB で矛盾がない。
- ◎ RUNJOB の CNO 核と NeMgSi 核のフラックスは JACEE, SOKOL に比べて少ない。
- ◎ RUNJOB の全粒子スペクトルは冪が 2.65 で単調に減少している。
- ◎ RUNJOB の全粒子強度は JACEE, SOKOL に比べてやや少ない。
- ◎ 平均質量数は数  $10 \text{ TeV/particle}$  まではほぼ一定で、大体 He $\sim$ Li 程度の質量数である。
- ◎  $10 \text{ TeV/particle}$  以上では少しずつ重くなっているが、rigidity-cutoff model から期待される増大とは矛盾しない。

以上であるが、RUNJOB-I, -II の統計量はまだ不十分で上のまとめは最終的なものではない。過去のデータとの矛盾点については、エネルギー決定法、検出効率の計算法について今後さらに検討していきたい。現在まで RUNJOB-III, IV, V, VI のキャンペーンが終了しており、その解析作業が進行中である。このシリーズの解析が完了すれば、数  $100 \text{ TeV/particle}$  までの領域についてはその組成とスペクトルが明らかになるであろう。

## 謝 辞

RUNJOB 実験は三陸での重 1 次線気球実験の発展的形態としてスタートした。そのため宇宙科学研究所のスタッフの方々には当初からいろいろなレベルでご支援と貴重なご助言をいただけてきました。ここにあらためて感謝いたします。また、ロシア側ではヴォルスク気球基地の方々のご努力により、放球から回収までの作業が無事進められたことに感謝します。さらに、この実験を遂行するにあたり、東大宇宙線研究所エマルション部の方々にも多くの点でご支援をいただいたことを感謝します。なお、この実験は日本側では、文部省科学研究費基盤 A、重点領域 (超高エネルギー天体物理)、さらに宇宙科学研究所、東大宇宙線研究所、日本学術振興会、ロシア側では、ロシア科学技術省、ロシア科学アカデミー、ロシア基礎科学財団の支援を受けて行っています。関係者の方々に感謝いたします。

## Appendix A

## —気球高度変動に対する有効高度—

RUNJOB 実験では本文図2をみてもわかるように、日没効果による気球高度の変動が数グラムある。この変動は軽核（陽子、ヘリウム核）などのように、吸収の平均自由行程が  $100 \sim 50 \text{ g/cm}^2$  程度の場合にはほとんど問題にならないが、重核の場合には考慮する必要があるかもしれない。そこで以下にその効果を考えて有効高度を計算する。

高度  $t \text{ g/cm}^2$  における宇宙線粒子の鉛直絶対強度  $I_{\perp}$  は、大気トップでの絶対強度を  $I_0$ 、吸収の自由行程を  $\Lambda$  とすれば

$$I_{\perp}(t) = I_0 e^{-t/\Lambda}, \quad (\text{A1})$$

で与えられる。一方、高度  $t$  で、 $T$  秒間にチェンバー面積  $S$  の中に入射してくる観測粒子数  $N_{\text{obs}}$  は、天頂角効果を考えればただちに

$$N_{\text{obs}} = ST \int \int_{\Omega \leq 2\pi} \cos \theta I_{\perp}(t/\cos \theta) d\Omega = [S\Omega(t)T] I_{\perp}(t). \quad (\text{A2})$$

ここで

$$\Omega(t) = 2\pi \int_0^1 x e^{-(1/x-1)t/\Lambda} dx, \quad (\text{A3})$$

は高度  $t$  での有効立体角を与える。

ところで、本文図2でわかるように、RUNJOB では高度  $t$  が一定でなく、かなり時間的に変動している。そこで総露出時間  $T$  を  $n$  ケの微小時間  $\Delta T_i = T/n$  ( $i=1, 2, \dots, n$ ) に分け、各微小時間に対応した高度を  $t_i$  とすると (A2) 式より

$$N_{\text{obs}} = \sum_{i=1}^n [S\Omega(t_i) \Delta T_i] I_{\perp}(t_i) \equiv [S\langle\Omega\rangle T] I_0. \quad (\text{A4})$$

ここで

$$\langle\Omega\rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Omega(t_i) e^{-t_i/\Lambda}, \quad (\text{A5})$$

は飛行記録からわかる量である。

(A4) 式より、高度変動があっても一次宇宙線の絶対強度  $I_0$  を求める上で問題にはならない。しかし、実際のデータ解析、たとえば、検出効率の計算等 (Appendix C 参照) を行う上で非常に煩雑になるので、高度が変動している場合には有効高度を導入したほうがわかりやすい。そのためには、(A2) 式と (A4) 式が等しくなるような  $t$  を有効高度  $t_e$  と定義すればよい。つまり次の式を  $t_e$  について解けばよい。

$$\Omega(t_e) e^{-t_e/\Lambda} = \langle\Omega\rangle. \quad (\text{A6})$$

$t_e$  は以下のようにして求められる。 $t_e$  は単純平均の高度  $\bar{t}$  からそれほど大きく変わらないだろう。したがって

$$t_e = \bar{t} + \Delta t \quad \text{with} \quad \bar{t} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i, \quad (\text{A7})$$

と置いて (A6) 式に代入し、 $\Delta t$  について展開すればただちに以下の解を得る。

$$\frac{\Delta t}{\Lambda} = \frac{E_3(\bar{t}/\Lambda) - \langle\Omega\rangle}{E_2(\bar{t}/\Lambda)}, \quad (\text{A8})$$

ここで

表5. 各種粒子に対する大気中での吸収の平均自由行程, 有効高度, 有効立体角

| Z  | $\Lambda_z(\text{g/m}^2)$ | $t_e(\text{g/cm}^2)$ |           | $\Omega(t_e)(\text{str.})$ |           |
|----|---------------------------|----------------------|-----------|----------------------------|-----------|
|    |                           | RUNJOB I             | RUNJOB II | RUNJOB I                   | RUNJOB II |
| 1  | 110.00                    | 11.08                | 10.64     | 2.89                       | 2.90      |
| 2  | 48.67                     | 10.94                | 10.48     | 2.66                       | 2.67      |
| 6  | 30.27                     | 10.82                | 10.34     | 2.47                       | 2.49      |
| 8  | 26.68                     | 10.78                | 10.29     | 2.41                       | 2.43      |
| 10 | 24.04                     | 10.74                | 10.25     | 2.36                       | 2.38      |
| 12 | 22.07                     | 10.71                | 10.21     | 2.31                       | 2.34      |
| 14 | 20.64                     | 10.68                | 10.18     | 2.28                       | 2.30      |
| 16 | 19.39                     | 10.66                | 10.15     | 2.24                       | 2.27      |
| 20 | 17.14                     | 10.60                | 10.09     | 2.18                       | 2.20      |
| 26 | 14.97                     | 10.54                | 10.01     | 2.10                       | 2.13      |

$$E_k(z) = 2\pi \int_1^\infty \frac{1}{x^k} e^{-zx} dx \quad (\text{A9})$$

もし、近似が悪い場合には、 $t_e = \bar{t} + \Delta t$  を  $\bar{t}$  で置き換えて上の操作を繰り返せばよい。実際には1~2回の操作で充分である。このようにして求めた有効高度  $t_e$  とそれに対応した有効立体角  $\Omega(t_e)$  を核種別に表5にまとめる。

## Appendix B

### 一重心軸の推定方法一

本文5.2.でも述べたように、 $\gamma$ -ray coreの測定から得られる情報量は、ある基準層(普通はもっともcoreが読みやすい層を選ぶ)でのコア座標  $(x_i, y_i)$  だけである。一方、チャカルタヤ二段型チェンバーでは座標だけでなく、それぞれの $\gamma$ 線エネルギー  $E_i$  も電子数カウント法で決定している。その場合、重心は

$$x_G = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{i=1}^n E_i x_i, \quad y_G = \frac{1}{\varepsilon} \sum_{i=1}^n E_i y_i, \quad \text{with } \varepsilon = \sum_{i=1}^n E_i. \quad (\text{B1})$$

で決定している。もちろんこの重心軸は入射軸と違っているであろうが、今の場合 $\gamma$ 線に放出されたエネルギー流を求めるのが目的であるから問題にしないでよい。

本文の図11で示した、 $\langle p_i \rangle - \theta$  相関は非常に重要なグラフであるが、放出 $\gamma$ 線の開き角 $\theta$ は(B1)式で決めた重心を使って求めている。一方、RUNJOBの場合には個々の $\gamma$ -ray coreのエネルギーは測っていないので、(B1)式を使って重心座標を求めることはできない。したがって、幾何重心

$$x_G = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad y_G = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i, \quad (\text{B2})$$

を使って $\gamma$ 線の開き角を求めるしかない。幾何重心(B2)式から求めた開き角を使って本文5.2.の方法で求めたエネルギー流を $\Sigma E_{\gamma, \text{geo}}$  (geometrical center) とし、エネルギー重心(B1)式を使った場合のそれを $\Sigma E_{\gamma, \text{ewc}}$  (energy-weighted center) として比較すると図30のような結果となる。幾何重心を使った方法では系統的にエネルギーを低く見積もる傾向にあり、結果は必ずしも満足すべきものではない。そこで、(B1)式に戻って考えてみる。ここでは簡単のため、陽子入射の場合を考える。

(B1)式は以下の運動量バランスからきている。

$$\sum_{i=1}^n P_{i,i} = 0,$$

つまり

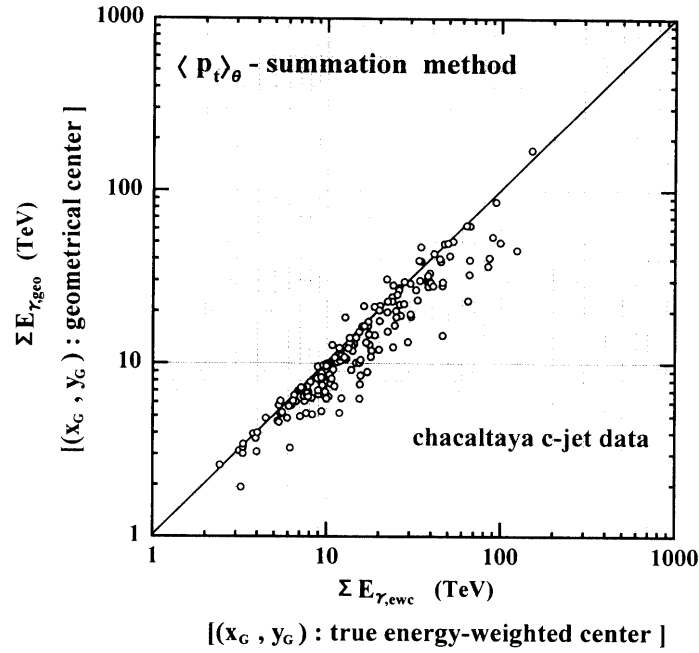


図 30. チャカルタヤ二段型チェンバーより得られた個々のイベントに対し、真のエネルギー重心から求めたエネルギー流  $\Sigma E_{r,ewc}$  と幾何重心から求めたエネルギー流  $\Sigma E_{r,geo}$  の相関ただし、エネルギー流は  $\langle p_t \rangle_\theta$ -summation 法を使って求めている。

$$\sum_i p_{tx,i} = \sum_i p_{t,i} \cos \varphi_i = 0, \quad (\text{B3a})$$

$$\sum_i p_{ty,i} = \sum_i p_{t,i} \sin \varphi_i = 0. \quad (\text{B3b})$$

今基準層（ターゲットダイアグラムを作成した層）から核衝突点までの距離を  $H$  とすると簡単な幾何学的考察から

$$\cos \varphi_i = (x_i - x_G) / r_i, \quad (\text{B4a})$$

$$\sin \varphi_i = (y_i - y_G) / r_i, \quad (\text{B4b})$$

ここで

$$r_i^2 = (x_i - x_G)^2 + (y_i - y_G)^2, \quad \text{and} \quad \theta_i = r_i / H. \quad (\text{B5})$$

そこで (B3a), (B3b) 式の中の  $p_{t,i}$  を本文の (2) 式の平均値で置き換え、さらに (B1) 式の  $\varepsilon$  の関係式にも注意すれば、以下の 3 つの式を得る。

$$1 = \sum_i f(u_i), \quad (\text{B6a})$$

$$x_G = \sum_i x_i f(u_i), \quad (\text{B6b})$$

$$y_G = \sum_i y_i f(u_i), \quad (\text{B6c})$$

ここで

$$u_i = \theta_i \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sqrt{(x_i - x_G)^2 + (y_i - y_G)^2}}{H} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}. \quad (\text{B7})$$

は  $(x_G, y_G; \varepsilon)$  の 3 つの変数の関数、 $u_i = u_i(x_G, y_G; \varepsilon)$  である。したがって、方程式は 3 つあるので同時に  $(x_G,$

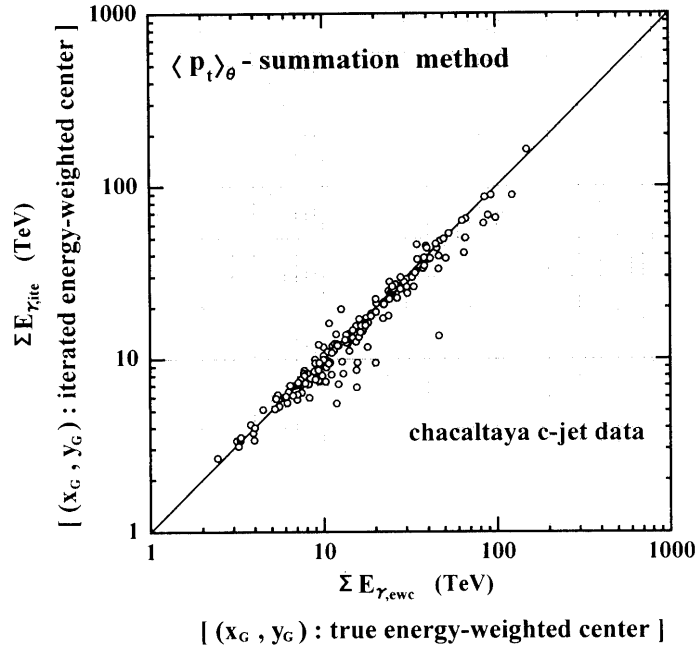


図 31. 図 30 と同じであるが、幾何重心を使って求めたエネルギー流  $\Sigma E_{\gamma, \text{geo}}$  の代わりに iteration 法によるエネルギー重心を使って求めたエネルギー流  $\Sigma E_{\gamma, \text{ite}}$  と真のエネルギー重心から求めたエネルギー流  $\Sigma E_{\gamma, \text{ewc}}$  の相関

$y_G; \varepsilon$ ) を解くことができる。

(B 6 a)~(B 6 c) は逐次近似法で解く。その場合初期値  $(x_G^{(0)}, y_G^{(0)}; \varepsilon^{(0)})$  が必要であるが以下のように設定する。幾何重心 (B2) を初期重心座標  $(x_G^{(0)}, y_G^{(0)})$  とし、それに対応して得られる開き角  $\theta_i$  を本文 (1) 式に適用すれば初期エネルギー流  $\varepsilon^{(0)}$  を得る。実際の計算では、2, 3 回の iteration で収束することがわかった。

この方法で決定したエネルギー流を  $\Sigma E_{\gamma, \text{ite}}$  (iterated energy-weighted center) とし、真のエネルギー重心から決定したエネルギー流  $\Sigma E_{\gamma, \text{ewc}}$  と比較したのが図 31 である。図 30 に比べて格段に改善されているのがわかる。なお、本文 5.4. で定義したエネルギー流  $\Sigma E_{\gamma, \text{est}}$  はこの方法で求めた  $\Sigma E_{\gamma, \text{ite}}$  と同じである。

入射粒子が原子核の場合には、(B 6 a) 式の左辺を  $n_w$  に置き換えればよい。

## Appendix C

### —検出効率の計算—

検出効率を計算する上で最も重要な仮定は、衝突の断面積としてどのようなモデルを使うかである。ここでは 2 つの典型的なモデル、hard-sphere model [42] と soft-sphere model [43] について計算を行う。前者の場合には

$$\sigma_R = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \zeta)^2 \quad (\text{C1})$$

ここで  $A_P, A_T$  は入射核、標的核の質量数であり、

$$r_0 = 1.29 \times 10^{-13} \text{ cm}, \quad \text{and} \quad \zeta = 1.189 \exp[-0.05446 \min(A_P, A_T)]. \quad (\text{C2})$$

後者の場合には

$$\sigma_R = \pi (a_p^2 + a_t^2) [\ln \chi + \text{Ei}(\chi) + \gamma], \quad (\text{C3})$$

ただし

$$\chi = \sigma_{NN} \frac{A_P A_T}{\pi (a_p^2 + a_t^2)}. \quad (\text{C4})$$



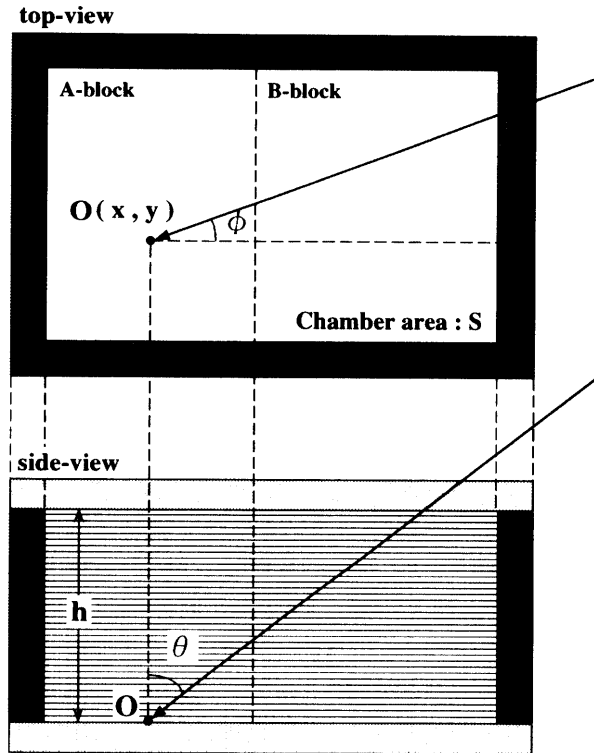


図 32. 遮蔽箱とチェンバー本体の概観と入射宇宙線の様子

ここで  $\gamma$  はオイラー定数 ( $=0.5772$ ),  $Ei(x)$  は積分指数関数,  $\sigma_{NN}$  は核子-核子の衝突断面積 (エネルギー依存性を入れる),  $a_P, a_T$  は核半径の 2 乗平均に関係した量で詳しくは [43] 参照.

具体的手順を示す前に, まず, 我々の測定器の top view と side view を図 32 に示そう. 実際の構造はもう少し複雑であるが (たとえば, primary module の最上層感光材 (原子核乾板) と遮蔽カバーの間には 7.2mm の発砲スチロールが入っている), 検出効率の計算法を説明するため簡単にしている. (実際の計算はもちろん厳密にチェンバー構造を入力している) ここでチェンバー本体の面積  $S=50 \times 80 \text{ cm}^2$ , 幾何学的高さは  $h=38.3 \text{ cm}$  である. 遮蔽箱の側面は厚さ 1.2cm のアクリル板, カバーは厚さ 1.5cm のラワン材である.

今, チェンバー底面の点  $O(x, y)$  に  $(\theta, \phi)$  方向から, 吸収の平均自由行程が  $\Lambda$  の 1 次線が入射する場合を考える. 微小面積  $\Delta S = \Delta x \Delta y$ , 微小立体角  $\Delta \Omega = \Delta \cos \theta \Delta \phi$  に入ってくる粒子数  $\Delta N$  は, 観測時間を  $T$  とすれば

$$\Delta N = [\Delta S \Delta \Omega T] \cos \theta I_{\perp}(t / \Lambda \cos \theta). \quad (C5)$$

ここで  $I_{\perp}(t)$  は高度  $t$  での鉛直強度で, (A1) 式で与えられている. また, 実際の気球は高度変動があるが (本文図 2 参照), Appendix A で述べた有効高度  $t_e$  を導入すれば一定の高度として取り扱ってよいので, 以後の議論では  $t$  を有効高度とする.

さて, 実際に我々の測定器で観測される粒子数  $N_{\text{obs}}$  は, ある検出条件を満足する粒子だけが検出されるわけである. たとえば, 本文 4.2. でも述べたように calorimeter-jet の場合, 最大黒化度の 80% に達しているシャワーは採用する. また, 斜めシャワーの黒化度は垂直方向からのシャワーよりも小さくなるので閾エネルギーが高い (天頂角効果). さらに, 天頂角効果は入射粒子の種類によっても違う (重粒子の方が影響を受ける).

一方, target-jet の場合には黒化度値でエネルギーを決めているわけではないのでこのような影響は考えなくてよい. もちろん target-jet の場合でも天頂角効果によるシャワー黒化度の減衰は存在するが, 実際の解析ではその効果が効かないような高エネルギー領域のみをデータとして採用するので問題にしなくてよい. ただし, この場合にも calorimeter 部でシャワーの出始めを検出するため, チェンバーの外に出るまで 3.5 r.u. 以上の path

lengthがあることを検出条件として設定する(後述).

以上のような実験条件を考慮した検出確率を  $P(x, y; \theta, \phi)$  とすれば, 観測粒子数は

$$N_{\text{obs}} = \int \dots \int P(x, y; \theta, \phi) \Delta N = \eta [S\Omega(t) T] I_0 e^{-t/\Lambda},$$

つまり

$$I_0 = \frac{1}{\eta S\Omega(t) T} e^{t/\Lambda} N_{\text{obs}}, \quad (\text{C6})$$

ここで

$$\eta = \frac{1}{S\Omega(t)} \iint_S dx dy \iint_{\Omega < 2\pi} P(x, y; \theta, \phi) \cos \theta e^{-(\sec \theta - 1)t/\Lambda} d\Omega, \quad (\text{C7})$$

が求めるべき検出効率である.

(C7) 式の計算はシミュレーション法で行う. この際, カスケードシャワーの揺らぎも考慮する必要があり,  $P(x, y; \theta, \phi)$  は単純な幾何学的条件だけで決まるものではない. 具体的手順を簡単に述べよう. まず, 入射エネルギーは粒子 (p, He, LiBeB, CNO, ..., Fe) によって変え, それぞれについて 13 通りのエネルギー値について計算を行う. たとえば, 陽子の場合には 7~750 TeV, 鉄核の場合には 0.5~40 TeV/n の範囲で 12 分割して計算する. それぞれの粒子, エネルギーについて 10 万例のシミュレーションを行う. 以下 step 別にまとめる.

step 1: チェンバー底面に入射す宇宙線の座標  $(x, y)$  をサンプリングする.

step 2: 宇宙線の入射方向  $(\theta, \phi)$  を (C7) 式の被積分項に含まれる入射角分布関数,  $\propto \cos \theta \exp[-t/\Lambda \cos \theta] d\Omega$  にしたがってサンプリングする.

step 3:  $(x, y)$ , と  $(\theta, \phi)$  を使って入射宇宙線のチェンバー内 trajectory を決定し, 通過物質グラム数を計算する. この際遮蔽箱のカバー, 側面板も考慮する.

step 4: 衝突点のサンプリングを行い, チェンバー外にでる場合は step 1 に戻る. 一方チェンバー内で衝突を起こした場合には, 衝突点から外にでるまでの residual radiation length  $T_{\text{res}}$  を計算しておく.

step 5: target-jet の場合には  $T_{\text{res}} > 3.5 \text{ r.u.}$  を満足すれば検出する (実際のデータより). 一方 calorimeter-jet の場合には shower generator [16] より, 最大黒化度値の 80% に達するまでの radiation length  $T'_{\text{max}}$  を計算し,  $T'_{\text{max}} < T_{\text{res}}$  を満足すれば検出する. step 1 に戻る.

シミュレーション計算の詳細は [44] にまとめるが, 結果のみを図 33 に示す.

実際の強度を計算するためには, 検出バイアスを考慮しなくてはならない. つまり, 高エネルギー領域はチェンバーのどこでやっても見落とさないが, target 層で起こしたエネルギーの低い核衝突事象は spacer effect のため見落とす. 一方, calorimeter 層で起こした核衝突事象は低エネルギー事象まで検出することができるが, 斜めシャワーのみが対象となる. そのため, 低エネルギー領域は calorimeter-jet のみを使って強度を求め, 高エネルギー領域は jet の起きた場所に関係なく使う. したがって, 両者を重ねあわせてスペクトルを作るためには相対的な検出効率を考慮しなくてはならない. 図 34 には全検出効率  $\eta_{\text{tot}}$  (図 33) に対する calorimeter-jet の検出効率の割合  $\kappa = \eta_{\text{cal}}/\eta_{\text{tot}}$  も示す.

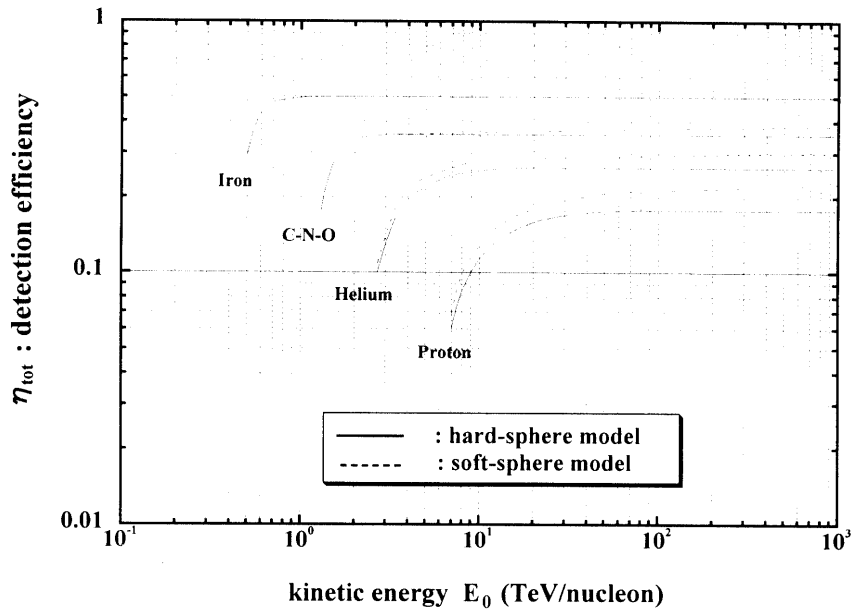


図 33. 各種1次核に対する検出効率  $\eta_{tot}$  のエネルギー依存性

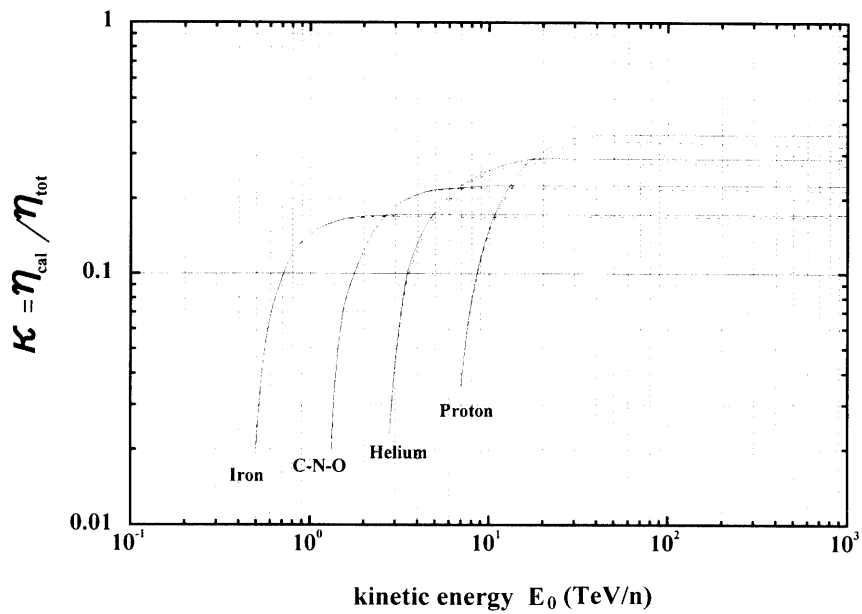


図 34.  $\eta_{tot}$  に対する calorimeter-jet の検出効率  $\eta_{cal}$  の割合

参 考 文 献

- [ 1 ] S. Yanagita, et al., Proc. 21st ICRC (Adelaide) 4, 44 (1990).
- [ 2 ] P.O. Lagage and C.J. Cesarsky, Astron. Astrophys. 118, 223 (1989).
- [ 3 ] T. Gaisser, Cosmic ray and particle physics, Cambridge University Press (1990).
- [ 4 ] J.R. Jokipii, Astrophys. J. 313, 842 (1989); F. Takahara and T. Terasawa, Proc. ICRR Int. Symp. (Kofu), 291 (Nov. 1990).
- [ 5 ] J.E. Gunn and J.P. Ostriker, Phys. Rev. Lett. 22, 728 (1969); P. Goldreich and W.H. Julian, Ap. J. 157, 869 (1969).

- [ 6 ] K. Asakimori, et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary) **2**, 21 (1993).
- [ 7 ] T. Tominaga, et al., Proc. 24th ICRC (Rome) **2**, 707 (1995).
- [ 8 ] W.I. Axford, Proc. ICRR Int. Symp. (Kofu), edited by M. Nagano and F. Takahara, 406 (Nov. 1990).
- [ 9 ] R.J. Protheroe and A.P. Szabo, Phys. Rev. Lett. **69**, 2885 (1992).
- [10] M. Ichimura, et al., Phys. Rev. D **48**, 1949 (1993).
- [11] E. Kamioka, et al., Astrop. Phys. **6**, 155 (1997).
- [12] Y. Kawamura, et al., Phys. Rev. D **40**, 729 (1989).
- [13] D.S. Oshuev, et al., Proc. 25rd ICRC (Durban) **5**, 301 (1997).
- [14] 上岡英史, 博士論文 (青山学院大学, 1996).
- [15] I. Ohta, Suppl. Prog. Theor. Phys. **47**, 271 (1970).
- [16] T. Fujinaga, et al., Nucl. Instr. & Methods A276, 317 (1989).
- [17] 中村 晃, 修士論文 (青山学院大学, 1997).
- [18] 普喜満生, 松商学園短大報告 No. 390-12, 137 (1987).
- [19] 福田 哲, 修士論文 (青山学院大学, 1997).
- [20] M. Ichimura, et al., Nucl. Instr. & Methods A300, 374 (1991).
- [21] 市村雅一, 他, 平成8年度大気球シンポジウム, 120 (1996).
- [22] M. Ichimura, et al., Nucl. Instr. & Methods A300, 616 (1991).
- [23] 塩田哲也, 修士論文 (青山学院大学, 1997).
- [24] C.M.G. Lattes, et al., Suppl. Prog. Theor. Phys. **47**, 1 (1970).
- [25] Y. Muraki, Proc. 21st ICRC (Rome) **11** (Rapporteur paper), 257 (1990).
- [26] T. Shibata, Phys. Rev. D **22**, 100 (1980).
- [27] P.K. Malhotra, et al., Nuovo Cim. **40A**, 404 (1965).
- [28] H. Sugimoto, Y. Sato and T. Saito, Prog. Theor. Phys. **53**, 1541 (1975).
- [29] A.A. Watson and A.W. Wolfendale, Proc. ICRR Int. Symp. (Kofu), edited by M. Nagano and F. Takahara, 406 (Nov. 1990).
- [30] J.M. Ryan, et al., Phys. Rev. Lett. **28**, 985 (1972).
- [31] K. Asakimori, et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary) **2**, 25 (1993).
- [32] I.P. Ivanenko, et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary) **2**, 17 (1993).
- [33] W. Menn, et al., Proc. 25rd ICRC (Durban) **3**, 409 (1997).
- [34] D.C. Ellison, Proc. 23rd ICRC (Calgary) **2**, 763 (1993).
- [35] S.P. Swordy, et al., Proc. 24th ICRC (Rome) **2**, 652 (1995).
- [36] E. Diehl, et al., Proc. 25rd ICRC (Durban) **3**, 405 (1997).
- [37] S.P. Swordy, et al., Astrophys. J. **403**, 658 (1993).
- [38] M. Nagano, et al., J. Phys. G. **10**, 1295 (1984).
- [39] N.L. Grigorov, et al., Proc. 12th ICRC (Tasmania) **5**, 1746, 1752, 1760 (1971).
- [40] T. Shibata, Proc. 24th ICRC (Rome), Rapporteurs papers, 713 (1995).
- [41] J. Linsley, Proc. 18th ICRC (Bangalore) **12**, 135 (1983).
- [42] F.A. Hagen, et al., Astrphys. J. **212**, 262 (1977).
- [43] P.J. Karol, Phys. Rev. C**11**, 1203 (1975).
- [44] 橋本玄徳, 修士論文 (青山学院大学, 1997).