

方向規正気球による重一次宇宙線の観測

上岡英史¹・晴山 慎²・市村雅一²・石原義識¹・
小林 正¹・小松英樹²・倉又秀一²・丸口勝之¹・
松谷秀哉³・三橋 敦¹・三戸洋之²・中村孝弘²・
南條宏肇²・大内達美⁴・小澤友彦²・柴田 徹¹・
杉本久彦⁵・渡辺善二郎⁶

Azimuthally Controlled Observation of Heavy Cosmic-ray Primaries by Means of the Balloon-borne Emulsion Chamber

By

Eiji KAMIOKA, Makoto HAREYAMA, Masakatsu ICHIMURA,
Yoshinori ISHIHARA, Tadashi KOBAYASHI, Hideki KOMATSU,
Syuichi KURAMATA, Katsuyuki MARUGUCHI, Hideya MATSUTANI,
Atsushi MIHASHI, Hiroyuki MIITO, Takahiro NAKAMURA,
Hirotada NANJO, Tatsumi OUCHI, Tomohiko OZAWA,
Toru SHIBATA, Hisahiko SUGIMOTO and Zenjiro WATANABE

Abstract: We have exposed an emulsion chamber with the area of 1.22 m² on board the balloon at an atmospheric depth of 8.9 g/cm² for 15.8 h, which has been azimuthally controlled within the accuracy of $\Delta\phi = 0.5^\circ$. With use of the east-west asymmetry effect of arriving cosmic-ray primaries, we can obtain the energy spectra for individual elements in the kinetic energy range from a few GeV/nucleon up to ~ 15 GeV/nucleon. We present also the energy spectra obtained by the opening-angle method for the higher energy region, 5 \sim 1000 GeV/nucleon, for the elements not lighter than silicon.

We find that the energy spectra obtained by the former method continue smoothly to those obtained by the latter, indicating that the energy determination using the opening-angle method is performed correctly. We compare also the present results with those obtained by the previous work. We find that the iron flux is in nice agreement with that obtained by the previous observation, the differential spectral index being constant, ~ 2.5 , up to a few TeV/nucleon, while in the case of silicon component, it is ~ 2.7 for 10 \sim 1000 GeV/nucleon in this work, significantly harder than the previous one, ~ 2.9 .

We also report the flux of the sub-iron component and its abundance ratio to the iron

¹青山学院大学理工, ²弘前大学理, ³弘前大学医, ⁴東大宇宙線研, ⁵湘南工科大学, ⁶青森大学工

component. We find the abundance ratio of $[Z=21-25]/\text{iron}$ is slightly less than those obtained previously in the higher energy region, ≥ 100 GeV/nucleon.

概 要

スクリーン型X線フィルムを用いた新しいタイプのエマルジョン・チェンバーを大気球に搭載して重一次宇宙線の観測を行った。露出面積、露出時間および高度はそれぞれ 1.22 m^2 , 15.8 h , 8.9 g/cm^2 である。この気球は飛行中も常に一定の方位を保つように $\Delta\phi = 0.5^\circ$ 以内の精度で方向規正されている。これにより、チェンバー内に降り注いでくる一次宇宙線の到来方向を測定できるので、東西効果を用いて数 GeV/nucleon から ~ 15 GeV/nucleon のエネルギー領域でエネルギースペクトルを化学組成別に求めることができる。また、Si 核より重い核については opening-angle 法を用いて得られた $5 \sim 1000$ GeV/nucleon のエネルギー領域におけるエネルギースペクトルも紹介する。

前者によって得られたエネルギースペクトルは後者によるものと極めて滑らかに接続しており、これは opening-angle 法を用いたエネルギー決定法が信頼できるものであることを意味している。また、今回の観測における解析結果を前回の観測のものと比較してみると、Fe 核については非常に良い一致が見られ、微分型スペクトルの“べき”は数 TeV/nucleon まで ~ 2.5 の一定値が得られた。一方 Si 核については、今回の観測では $10 \sim 1000$ GeV/nucleon の範囲で“べき”は ~ 2.7 であり、前回の ~ 2.9 と比べるとゆるやかな傾きになっている。

さらに、sub-Fe 核の flux と Fe 核に対するその abundance ratio も報告する。 $[Z=21-25]/\text{Fe}$ abundance ratio は、 ~ 100 GeV/nucleon 以上のエネルギー領域で前回の観測結果よりわずかに減少しているのがわかる。

重要語：重一次宇宙線，東西効果，方向規正気球，エネルギースペクトル，opening-angle 法

1. はじめに

1989年5月と1991年5月の2回、大気球にスクリーン型X線フィルム(以下 SXF と記す)を用いた新しいタイプのエマルジョン・チェンバーを搭載し、成層圏高度で重一次宇宙線の観測を行った。放球は宇宙科学研究所三陸大気球観測所(北緯 39.2° ，東経 141.8°)にて行い、それぞれ、22.2時間、15.8時間後無事回収された(表1)。これらの観測によって、SXF に記録された宇宙線重粒子黒化スポットの濃度値からその電荷を、また、原子核破碎粒子の放出角からその入射エネルギーを決定し(opening-angle 法)、 $\sim 10^{12} \text{ eV/particle}$ までのエネルギー領域で重一次宇宙線の化学組成とエネルギースペクトルを求めることに成功した。1989年の観測についてはすでにその詳細を述べているので[1]，本論文では主に1991年の観測に焦点をあててその結果について報告する。

1991年に打ち上げられた気球は方向規正されており、飛行中も常に一定の方位を保つように制御されているので、入射宇宙線の到来方向を測定すれば、東西効果を用いて $2 \sim 15$ GeV/nucleon の領域でエネルギースペクトルを算出することができる。

エネルギー領域はそれほど高くはないが、東西効果を用いて宇宙線の flux を測定することは、地球磁場を巨大なスペクトロメーターとみなした実験的手法であり、非常に単純でかつ信頼できるものである。

東西効果を用いた宇宙線観測の利点として主に次の2点が上げられる。1点目は、SXF に記録された全ての重粒子が核衝突に関わりなく flux 測定に利用できるため、統計量を稼ぐことができる点である。一方、opening-angle 法はチェンバー内の target 部で核衝突を起こしたイベントにのみ適用されるので十分な統計量を得るのは難しい。2点目は、opening-angle 法でしばしば現れる 10 GeV/nucleon 以下の低いエネルギー領域における検出バイアスの削除である。これについては、参考文献[1]に述べられているように、低エネルギーイベントの核衝突においては原子核破碎粒子の放出角が大きく、核衝突点が原子核乾板ではなく acrylic target のような場合では、検出するのが時には困難である。入射粒子が C \sim Si 核のような軽い核で、入射天頂角の大きい

場合は特に難しい。しかし、東西効果を用いた flux の測定ではこのような心配はなく、opening-angle 法と併用すれば、検出バイアスなしに数 GeV/nucleon から数 TeV/nucleon までの広いエネルギー領域をカバーできる。

もちろん、このような方法で flux を算出するためには、前もって、宇宙線のあらゆる到来方向 (θ , ϕ) に対する切断エネルギー E_c の値を大量に計算しておかなければならないが、我々はすでに信頼性、速度ともに優れた切断エネルギーの計算方法を開発している (Appendix A および B 参照)。したがって、1991年の観測にそれを適用し、東西効果によって得られる flux 値と opening-angle 法によって得られるそれとを比較し、定量的な評価をすることができる。

一般的に言って、東西効果は地球に到来する宇宙線のうち、入射天頂角が小さいものより大きいものに対して、その効果がより顕著である。幸いなことに、SXF は、文献 [2] にあるように斜め入射の重粒子に対しても十分感度がよく、全立体角に対して重一次宇宙線の検出が可能である。他に主な固体飛跡検出器として CR-39 があるが、これは斜め入射の粒子に対して検出感度がかなり悪く [3]、例えば、Fe 核に関しては検出可能な入射天頂角は約 $\theta \leq 45^\circ$ 、C~Si 核のようなより軽い核ではさらに小さくなる。

第 2 章で実験手順、第 3 章で解析結果を述べ、そして、第 4 章では議論とまとめを行う。

2 実験手順

2.1 チェンバー構造

詳しい説明は文献 [1] に述べられているので、ここでは本質的な部分と新しい特徴についてのみ説明する。

図 1 に表されるように、気球に搭載したエマルジョン・チェンバーは主に、trigger 部、target 部、spacer 部の 3 つのモジュールから構成されている。

チェンバートップの trigger 部では、SXF 2 層を通過した宇宙線飛跡を捕らえるのが目的である。宇宙線の到来方向を精度よく測定するために、また、この部分での核衝突をできる限り避けるために、2 層の SXF の間にスペーサーとして 2 mm の styrofoam (SP) を挿入している。

2 番目のモジュールは target 部である。各層の acrylic target の厚さは 1 mm で原子核破碎粒子を容易に検出するために厚さ 50 μm の原子核乳剤を表面に塗布してある (EmA)。このモジュールの厚さは 5.14 cm で Fe 核に対する衝突の m.f.p. に換算すると 0.633 である。O 核以上の宇宙線原子核は SXF 上に黒化スポットを形成し、肉眼で容易に検出することができる。これらの膨大な数の黒化スポットを、コンピュータ制御化された CCD カメラ付き大型スキャンニングステージを用いて、チェンバートップから底まで追跡する。その際、各々の座標とその黒化度を自動的に取り込み、ハードディスクにセーブする。核衝突を起こした宇宙線飛跡はその黒化度に急激な変化が見られ、隣接する原子核乾板 (EmB) をスキャンすれば核破碎粒子が検出できるので、その opening-angle を測定してエネルギーを決定する。

最後のモジュールは高エネルギーの核破碎粒子の opening-angle を測定するための spacer 部で、各層 2 mm の styrofoam (SP) を挿入してあり、総計 8.4 mm である。target 部の中央から spacer 部の底までの厚さは 3.4 cm で、斜め効果を考慮に入れると数 TeV/nucleon の核破碎粒子を分離するのに十分な path length である。

我々は、上に述べた構造のチェンバーを 8 ブロック気球に搭載した。1 ブロック当たりの幾何学的な大きさは 35.6cm (D) \times 43.2cm (W) \times 6.5 cm (H) である。原理的には 1989 年のチェンバーとほとんど同じであるが若干 2 点の改良を行った。1 点目は、target 部には acrylic plate の代わりに stainless-steel plate を使用した。これによって、宇宙線重粒子成分に対する衝突の m.f.p. を減らすことなく、チェンバーの軽量化を実現することができた。2 点目は、CR-39 を取り去ったことである。なぜなら、SXF は入射天頂角の大きい宇宙線飛跡をも検出することが可能であり、かつ、その電荷も十分な精度で決定できるからである。SXF のこのような特徴は、東西効果に関する本研究において基本的かつ重要な性質である。

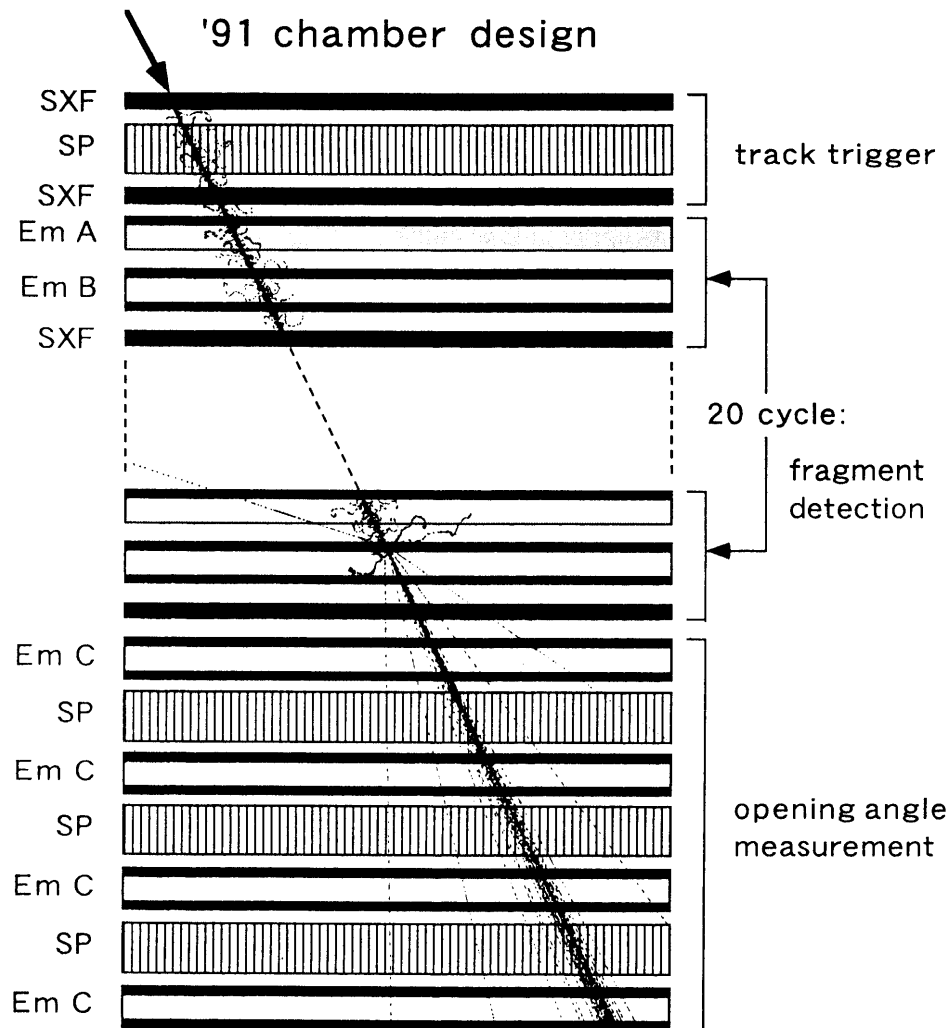


図1 1991年度実験のチェンバー構造.

SP: 2 mm の spacer (styrofoam). SXF: screen-type X-ray film. Em A: 1mm の acrylic target, 表面に50 μm のエマルジョン (Fuji ET7B-type) を塗布してある. Em B および Em C: 500 μm の acrylic base, 両面に55 μm のエマルジョン (Fuji ET7B-type) を塗布してある. Em B のうちいくつかは裏面のみ低感度エマルジョン (Fuji ET6B-type) を用いている.

2.2 フライト状況

気球は、1991年5月28日に宇宙科学研究所三陸大気球観測所より放球された。フライト状況は、比較のため1989年の観測と一緒に表1にまとめてあり、気球の高度変化は図2に記してある。また、図3は気球の航跡図であり、緯度にして2°程度北へ流されたのがわかるが、この観測緯度が切断エネルギーを計算する上で極めて重要である。

1991年の観測で注目すべき点は、気球が方向制御されていることである。これは、宇宙科学研究所気球工学部門で開発された *azimuthal control by twisting suspension rope* と呼ばれる方法によって、ゴンドラが常に一定の方角を向くように設計されている。方向制御の精度は図4に示すように $\Delta\phi \sim 0.5^\circ$ であり、我々の研究目的にとっては十分である。

表1 フライト状況. 1989年のデータも一緒に記してある.

| 放球日 | 1989年5月25日 | 1991年5月28日 |
|---------------------------|------------|------------|
| 露出時間 [h] | 22.2 | 15.8 |
| チェンバー面積 [m ²] | 1.53 | 1.22 |
| 平均高度 [g/cm ²] | 11.7 | 8.9 |
| 重量 [kg] | 200 | 150 |

気球番号 B30-61 (重一次宇宙線の観測)

平成3年5月28日 7時27分41秒 放球

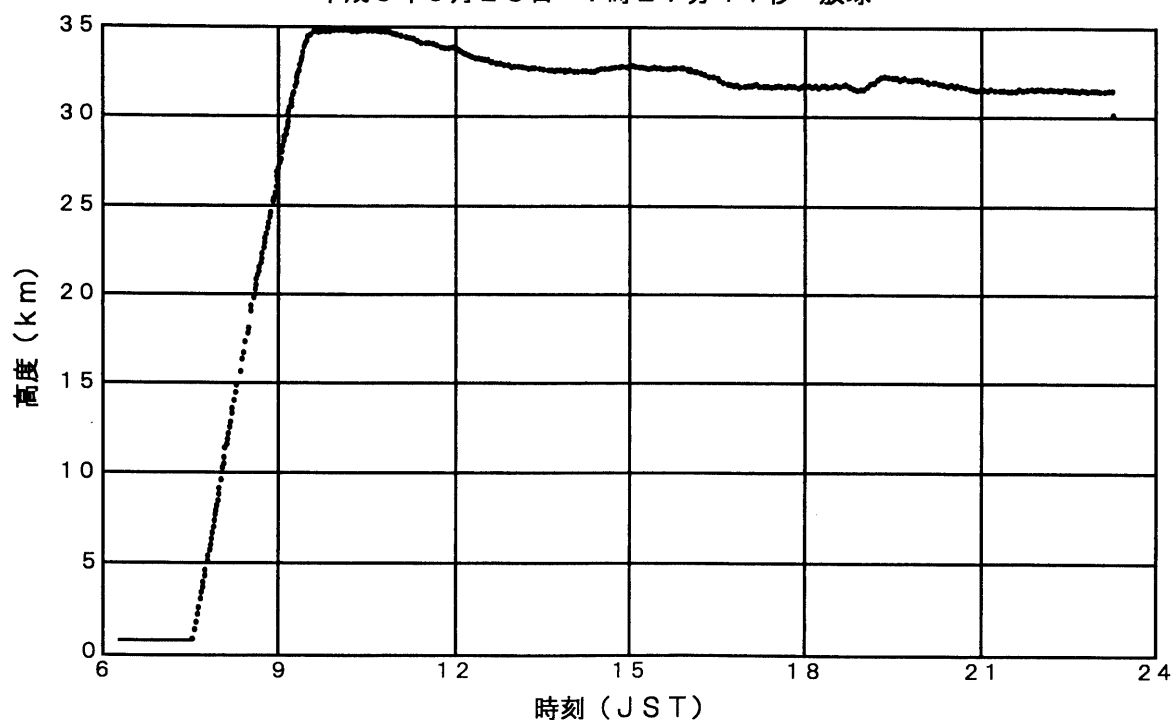


図2 気球の高度変化を表すグラフ.

2.3 イベントスキャンニング

スキャンニング手順を以下に示す.

1. trigger 部の2層の SXF を重ねて CCD カメラ付き大型スキャンニングステージにセットし, 宇宙線重粒子によって形成された対応する2層の黒化スポットを手動で, その位置と濃度値を取り込みコンピュータのハードディスクにセーブする.
2. trigger 部の測定から宇宙線飛跡の方向がわかるので, SXF 上の全ての飛跡を自動的に下方へ追跡する.
3. 宇宙線飛跡を追いかけている間に SXF 上の黒化スポットの濃度値に変化があれば, 原子核衝突を起こしたイベントの候補としてその情報を記録する. 核破碎粒子の検出については, このように濃度値に変化があった層の位置から, それに隣接する原子核乾板上の位置を計算し, その予想位置を顕微鏡を用いて探すことによって行われる.

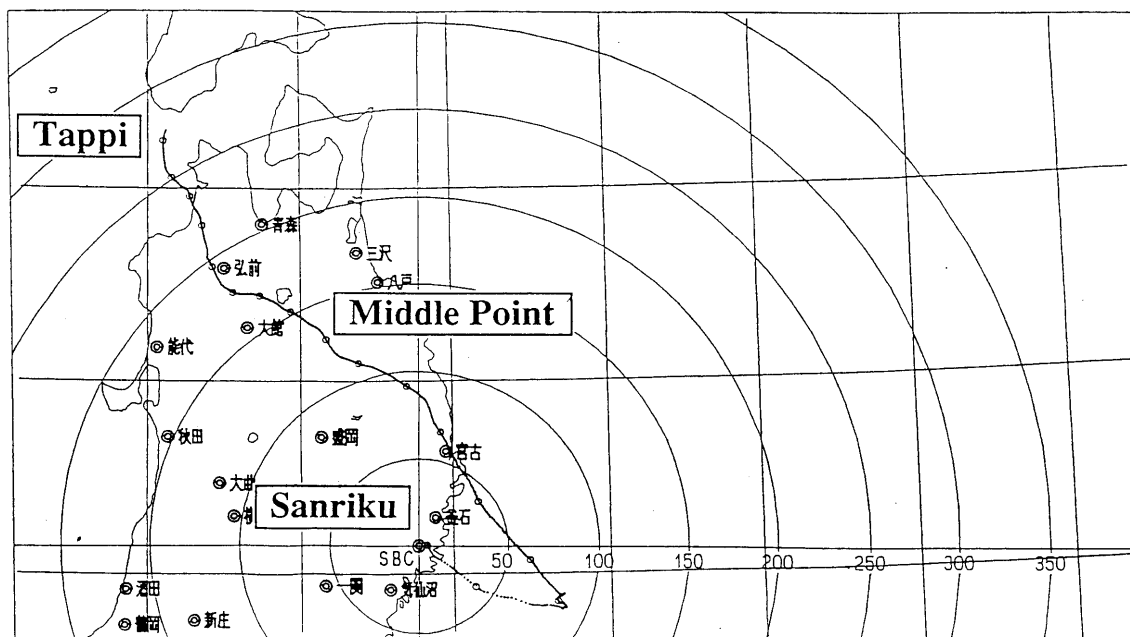


図3 気球の航跡図。気球は緯度方向に $\sim 2^\circ$ だけ北へ流されている。

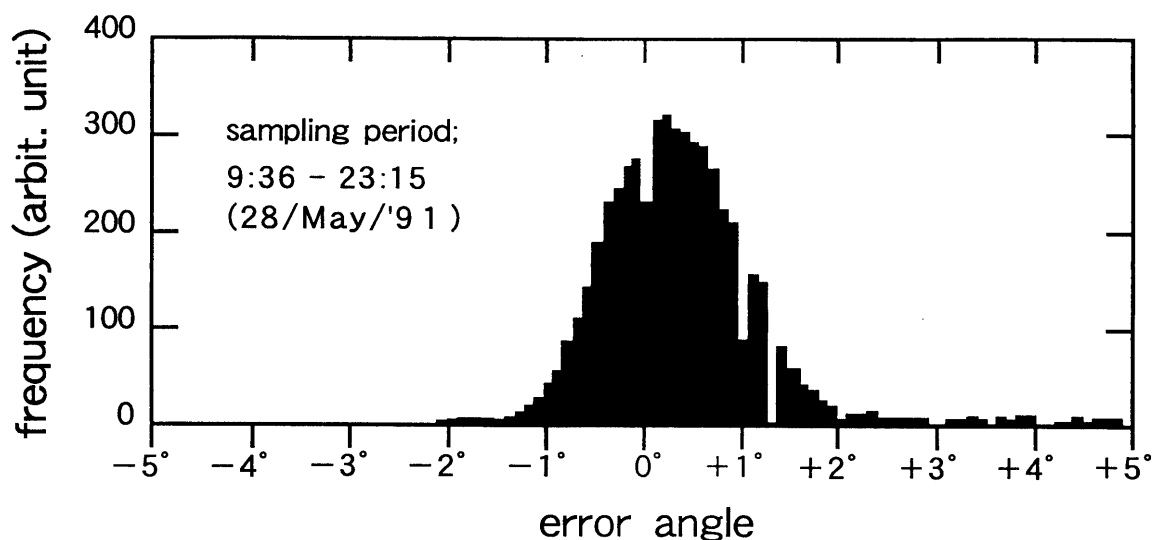


図4 ゴンドラの方角制御精度。

このような手順で、trigger部を通過した69236例の飛跡を検出した。各々の宇宙線原子核の電荷は、1989年の観測と同様に、SXF上に記録された黒化スポットの濃度値から決定される。詳細は文献[1]、[2]に述べてある。図5は今回の観測によって得られた電荷ヒストグラムである。これから、O、Ne核等、一次宇宙線成分のピークがはっきりと検出されているのがわかる。電荷分布はガウス分布であると仮定し、*maximum likelihood method*を適用することによって各々の成分に対してガウス分布のピーク値と半値幅を抽出した[1]。また、図5にはこれらの諸成分に対してfitting curveも描いてある。このような方法によって得られた電荷の分解能はSi核で0.44、Fe核で0.82であり、1989年の0.46、0.97に比べるとわずかに良くなっている。

この観測では、8ブロックのうち1ブロックは、入射宇宙線のエネルギーに関係なく全ての核衝突イベントを

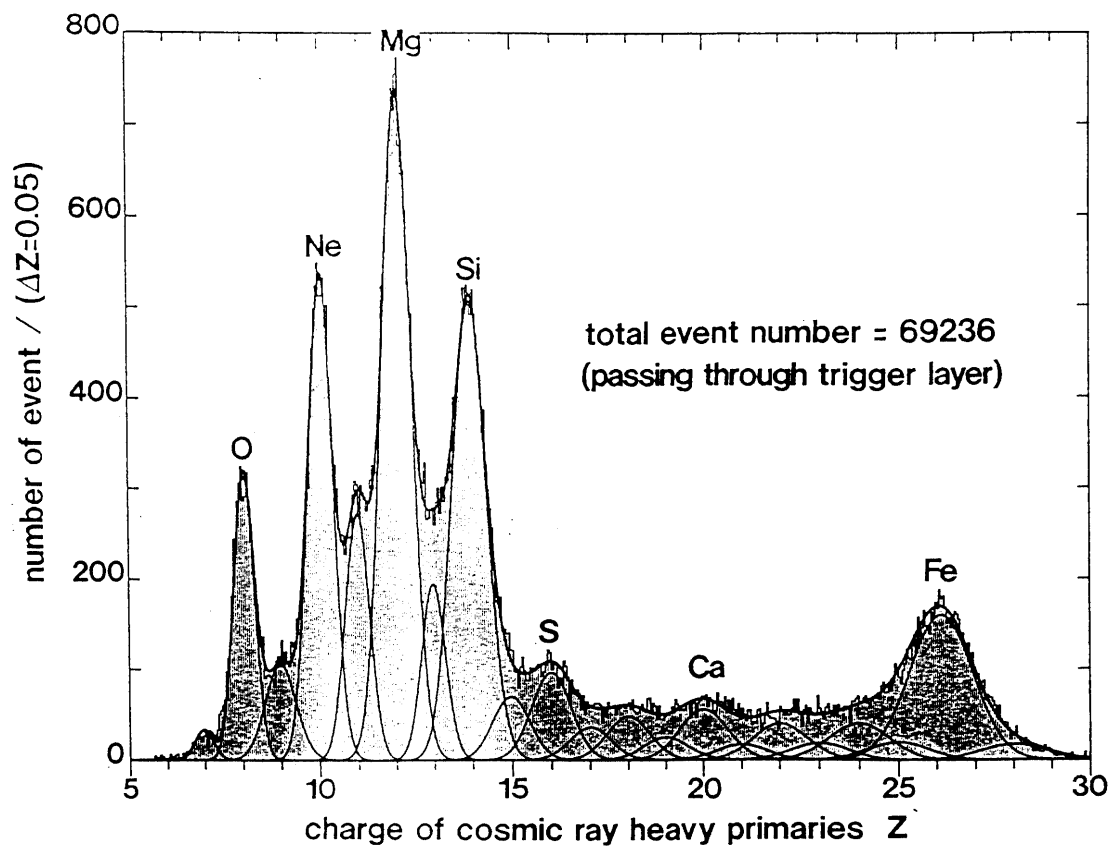


図5 trigger層を貫通した重一次宇宙線飛跡の電荷分布.

表2 target部で核衝突を起こしたイベント数とtrigger部を通過した諸成分の統計量. 1989年のデータも一緒に記してある.

| 電荷幅 | 入射粒子 | target部で核衝突を 起こしたイベント数 | | trigger部を通過した イベント数 | |
|-----------|------------|---------------------------|-------|------------------------|-------|
| | | 1989年 | 1991年 | 1989年 | 1991年 |
| 13.5-14.5 | Silicon | 3492 | 2688 | 11533 | 8188 |
| 15.5-16.5 | Sulfur | 952 | 714 | 2977 | 1927 |
| 17.0-25.0 | Sub-iron | 4840 | 3421 | 11754 | 9293 |
| ≥25.0 | Iron group | 2696 | 2122 | 9527 | 6968 |

表3 顕微鏡で破砕粒子の放出角を測定したイベント数. 1989年のデータも一緒に記してある.

| 電荷幅 | 1989年 | 1991年 |
|-----------|-------|-------|
| 13.5-14.5 | 1187 | 708 |
| 15.5-16.5 | 522 | 251 |
| 17.0-25.0 | 1753 | 726 |
| ≥25.0 | 1013 | 545 |

十分に解析し、残りの7ブロックは核破碎粒子の放出角が小さい高エネルギーイベントのみを解析した。なぜなら、低エネルギー領域の重一次成分のデータ収集は1ブロックあれば十分だからである。target部で核衝突を起こしたイベント数と trigger部を通過した各重粒子成分の統計量は表2にまとめている。また、表3には opening-angle法を用いてエネルギー決定を行うために実際に使用したイベント数を記している。

3 解析結果

3.1 エネルギースペクトル算出方法

3.1.1 opening-angle法

opening-angle法はもともととはKaplon et al. [5]によって提唱されたものであるが、それを我々のチェンバーに適用するため、重粒子加速器ビームによって得られた最近のデータをもとに大幅な改良を行った。特に、直接測定される原子核破碎粒子の opening-angle θ_f の代わりに以下のような換算角と呼ばれる Θ という量を導入した。

$$\Theta = \sqrt{\frac{A_f(A_p-1)}{A_p-A_f}} \theta_f \quad (1)$$

ここで、 A_p 、 A_f はそれぞれ入射粒子および核破碎粒子の質量数である。上のように定義された換算角を用いることによって、あらゆる種類の入射粒子および核破碎粒子に対しても opening-angle法を適用することができる。詳細は文献[1]に述べてある。

3.1.2 東西効果を用いた方法

第1章で議論したように、我々は地球磁場を用いて宇宙線のエネルギースペクトルを算出することができる。図6は1991年の観測における宇宙線の入射方向を示す、 $\cos\theta$ - ϕ 散布図である。ここで、 θ 、 ϕ はそれぞれ、観測された粒子の入射天頂角、方位角を表す。これから、 $\phi \approx 180^\circ \sim 360^\circ$ の西側半分を示す範囲で重一次宇宙線の頻度が多く、一方東側では特に $\phi \approx 90^\circ$ あたりで少ないことがわかる。このような非対称性は一般的に、入射天頂角が小さい場合より大きい場合のほうが顕著だと予想される。そこで、宇宙線の頻度の方位角分布を入射天頂角の範囲別に表わしたのが図7（黒丸記号）である。これから、 $\theta \approx 45^\circ$ のように天頂角が大きい場合、東西効果がはっきりと現れているのがわかる。また、図7にはシミュレーションデータもヒストグラム形式で示してあり（Appendix B 参照）、観測データと非常によく一致している。実際、観測データは ϕ 軸方向に 5° 平行移動してあるが、これは気球放球前にゴンドラの方角を 5° ずらしてあったからであり、それは、方向制御を機能させる上での校正のためであったと思われる。したがって、図7は我々のチェンバーが期待された通り方向制御されていることを示すものである。

この観測において方向制御システムが正しく機能していることが確認できたので、東西効果を用いて宇宙線原子核の積分型エネルギースペクトルを直ちに算出することができる。すなわち、ある方角（ θ 、 ϕ ）から微小立体角 $\Delta\cos\theta\Delta\phi$ 内に入射してくる宇宙線粒子数を各々の方角についてカウントし、切断エネルギー E_c 以上であるものを足し合わせればよいのである。詳細は Appendix C で説明する。

図8に Si、S、Ar および Ca 核の積分型エネルギースペクトルを、また、図9に Fe および sub-Fe 核のそれを示す。これらから、2～10 GeV/nucleon のエネルギー領域において全ての成分についてスペクトルが“べき”関数になっていることがわかる。また、図中に各々のスペクトルの“べき” β の値を記している。

微分型エネルギースペクトルは直ちに以下の関係式から得られる。

$$\frac{dI}{dE_0} = -\frac{\beta}{E_0} I (\geq E_0) \quad (2)$$

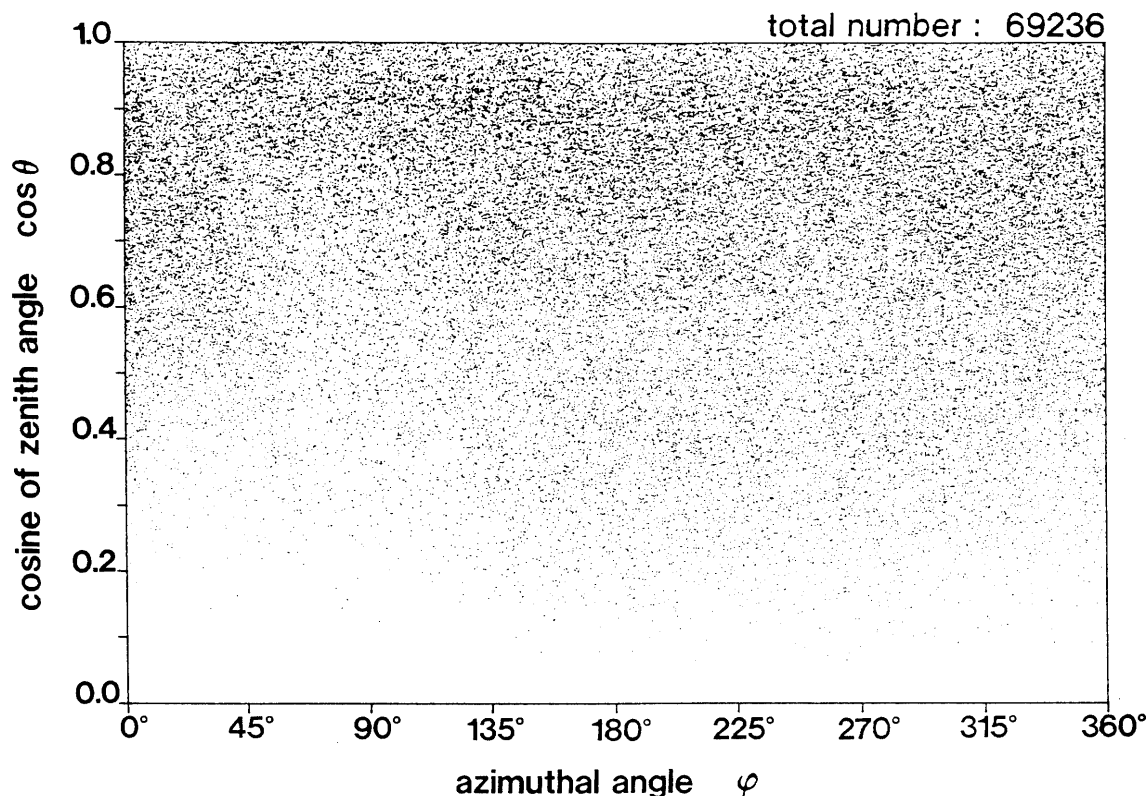


図6 1991年の観測における宇宙線の入射方向を示す、 $\cos\theta$ - ϕ 散布図。ここで、 θ, ϕ はそれぞれ、観測された粒子の入射天頂角、方位角を表わす。

すなわち、エネルギー E_0 での微分型強度は積分型強度 $I(\geq E_0)$ に β / E_0 を掛けることによって得られる。これらの結果については次の節でまとめる。

3.2 opening-angle 法と東西効果を用いた方法の比較

この節では opening-angle 法を用いて得られた1989年と1991年の観測データを合わせて議論する。これら2つの観測は、方向規正の有無を除いてチェンバー構造も観測高度もほとんど同じ条件である。また、双方のデータも統計誤差の範囲内でよく一致している。

図10, 11および12において、Si, Fe, S, Ar および Ca 核の各成分について、2つの方法によって得られた微分型エネルギースペクトルをまとめた。これらから、東西効果によって得られた低エネルギー領域のデータ（塗りつぶし記号）は opening-angle 法によって得られた高エネルギー領域のデータ（中抜き記号）と極めて滑らかに接続していることがわかる。ここで注目すべきことは、opening-angle 法によって得られたデータは、検出バイアスによって低エネルギー領域が落ち込んでいたが、東西効果によって得られたデータによって、よくリカバーされているということである。特に、Si 核についてはその効果が顕著である。

図10には比較のために HEAO-3 [6], と CRN [7] の Si 核のデータも一緒に示してある。この図から我々の結果は ~ 100 GeV/nucleon 以下の低エネルギー領域において他の2つのグループと非常によい一致を示している。しかしながら、高エネルギー領域では CRN のデータより我々のデータの方がわずかながらスペクトルの傾きがゆるやかになっているようだが、1989年のデータ [1] は良い一致を示していた。JACEE [8] と SOKOL [9] は、Ne-S 核グループについてのスペクトルは、 ~ 100 GeV/nucleon 以上の領域で2.5-2.6の“べき”を示しており、いくらか傾きがゆるやかであると報告しているが、これらのグループは純粋な Si 核の

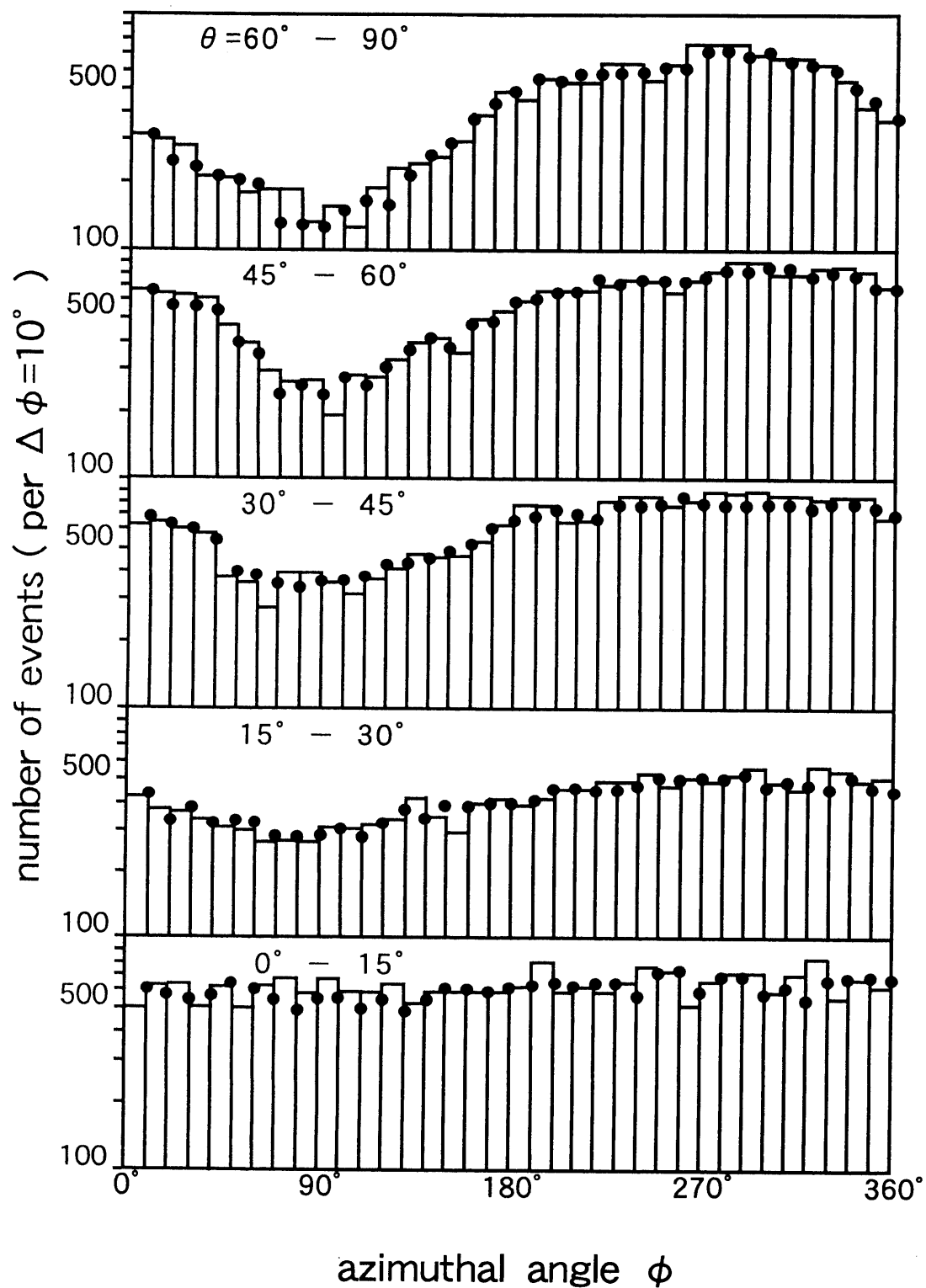


図7 チェンバーに到来した重一次宇宙線の方角分布 (黒丸記号). θ は入射天頂角の範囲を表す. シミュレーションデータもヒストグラム形式で表示してある.

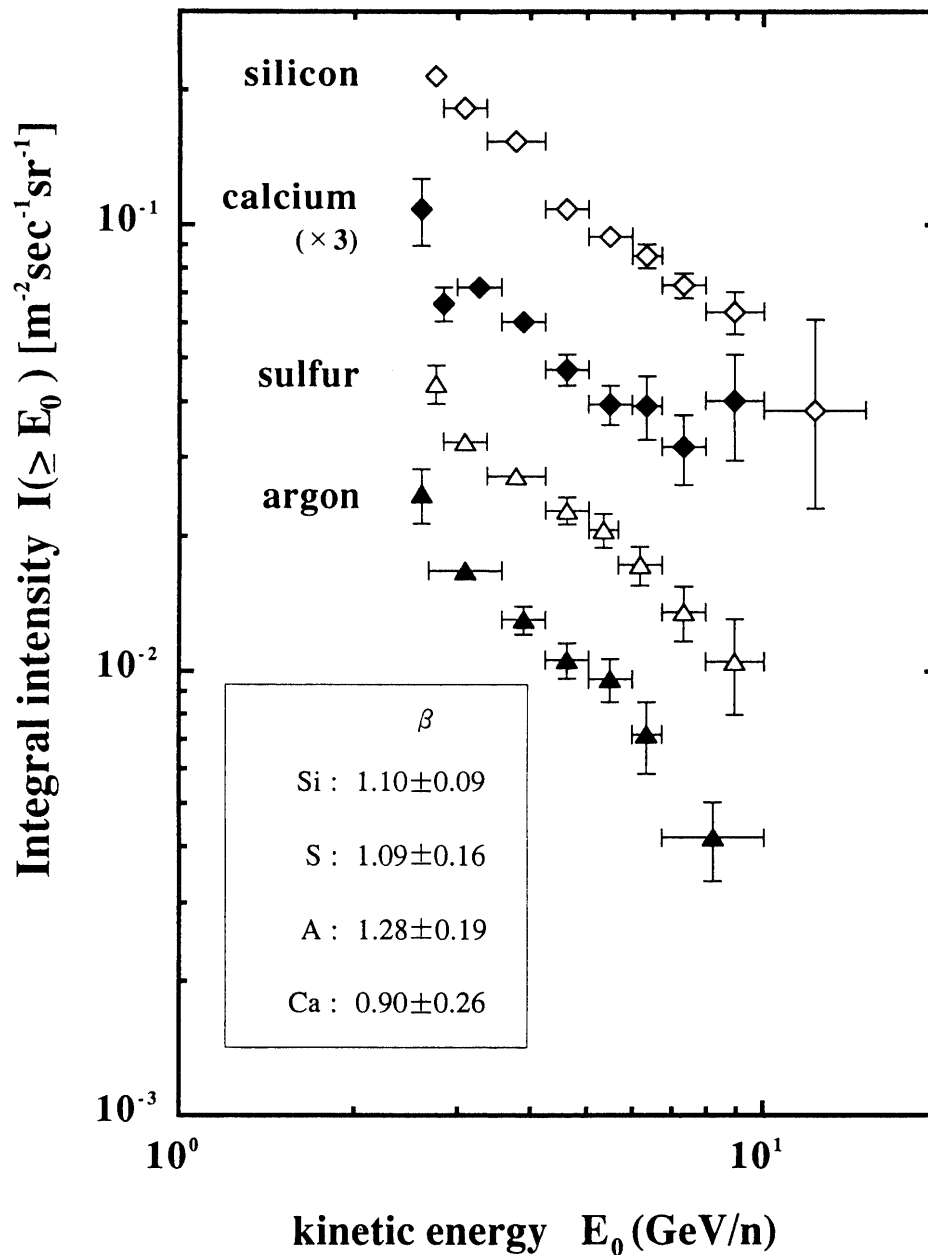


図8 数種類の成分に関する積分型エネルギースペクトル. β は各々のスペクトルを直線で fit したときの“べき”である.

データを提示していない。したがって、Si 核の“べき”が他の重粒子成分と異なっているかどうかをはっきりさせるためには、数 TeV/nucleon のエネルギー領域の統計量をもっと増やす必要がある。

図11には同様に Fe 核のエネルギースペクトルを示す。ただし、JACEE と SOKOL は sub-Fe 核 ($Z=17-25$) のデータを含んでいる。これから、各々のデータは統計誤差の範囲内でよく一致しているのがわかる。一つ気になることは、100 GeV/nucleon から数 TeV/nucleon のエネルギー領域で、JACEE と SOKOL のデータはわずかに flux 値が高めにでているが、これは上に述べたように sub-Fe 核を含めているため、純粋な Fe 核に比べて 20～30% 程度大きくなっていることによるとと思われる (図13参照)。Fe 核のスペクトルの“べき”は 10 GeV/nucleon から 10 TeV/nucleon の広いエネルギー領域において ~ 2.5 である。

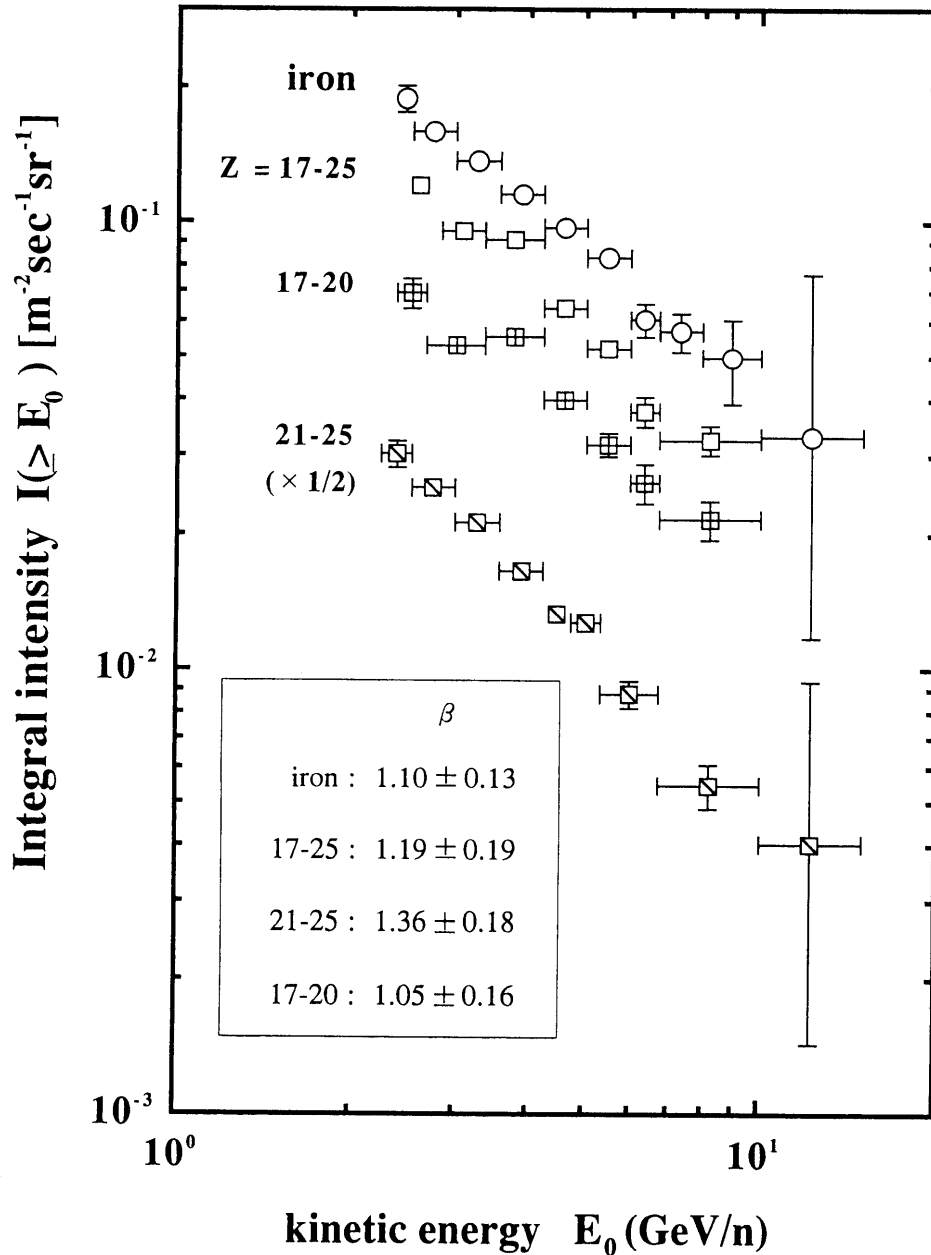


図9 Fe, sub-Fe 核に関する図8と同様の図.

Z=21-25の sub-Fe 核については, Fe 核が大気中で核衝突を起こした時に生成される破砕粒子の寄与を削除しなければならない. もちろんこの効果は1989年の観測 [1] に対しても注意深く行われたが, 今回 ~ 100 GeV/nucleon 以上の高エネルギー領域において, 統計量の少ないイベントに対してより合理的な取り扱いを行うように改善した. 詳細は Appendix D に述べてある.

図13で異なる3種類の sub-Fe 核, すなわち, Z=17-25, 21-25そして17-20について微分型スペクトルを示した. ここでもまた, 東西効果を用いたデータは opening-angle を用いたデータと滑らかに接続し, また, 前者が後者の検出バイアスをよくリカバーしていることがわかる. ここで示した二次成分 Z=21-25は, ~ 100 GeV/nucleon 以上のエネルギー領域において1989年の観測 [1] に比べて20%近く少ないことがわかるが, これは主に Fe 核からの核破砕粒子の寄与による減少であり, 詳細は Appendix D に述べる.

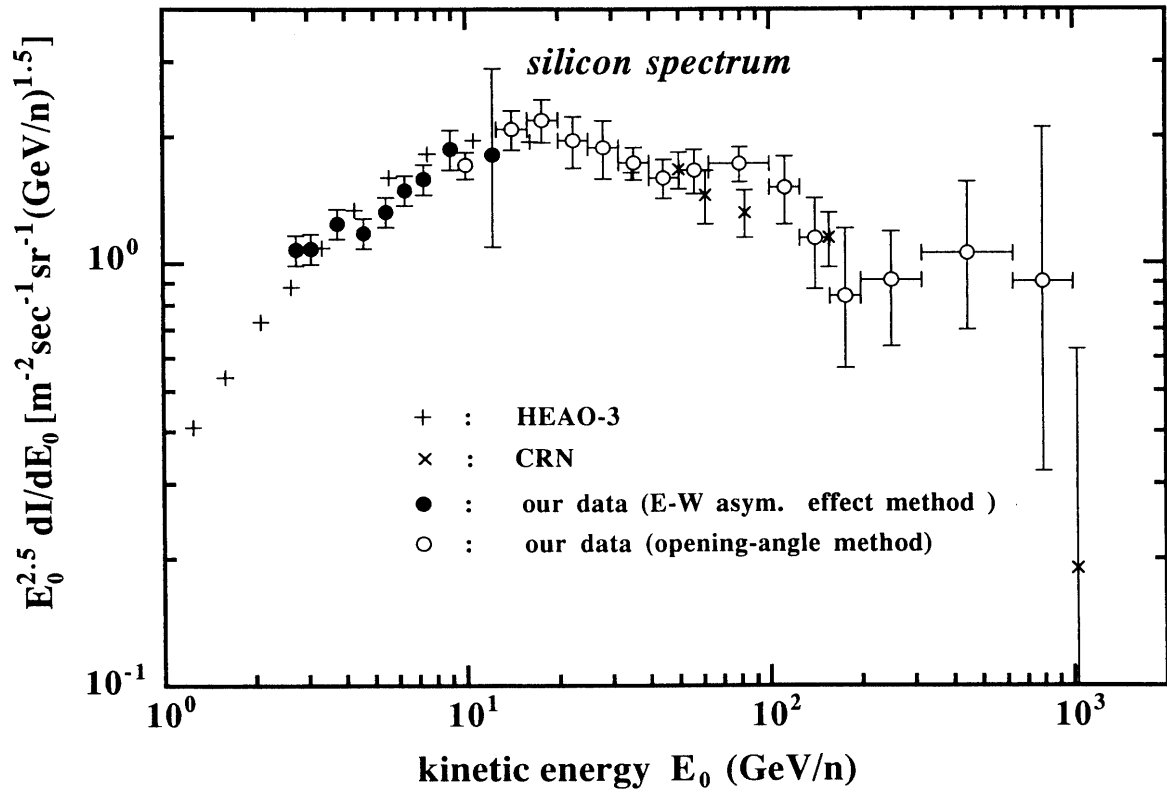
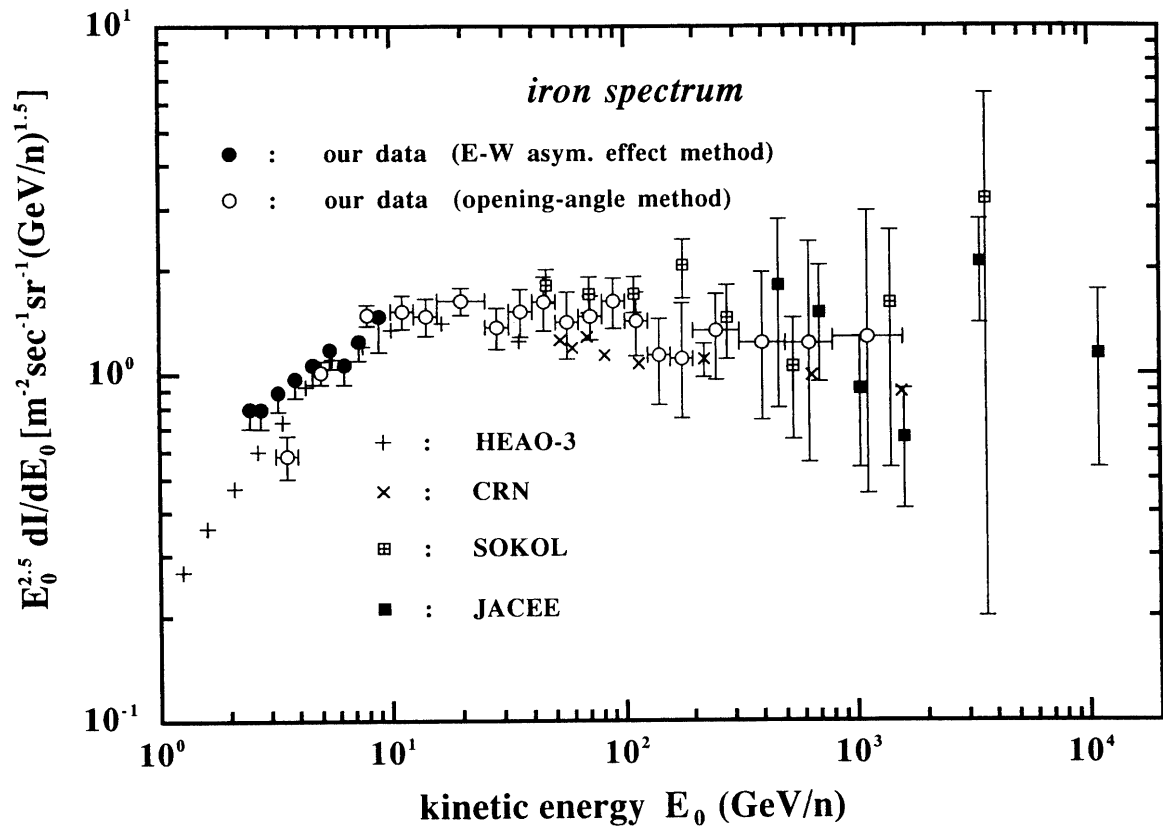


図10 HEAO-3, CRN および我々の観測から得られた, Si 核の微分型エネルギースペクトル。

図11 HEAO-3, CRN, JACEE, SOKOL および我々の観測から得られた Fe 核の微分型エネルギースペクトル。
JACEE と SOKOL のデータは sub-Fe 核 ($Z=17-25$) も含んでいる。

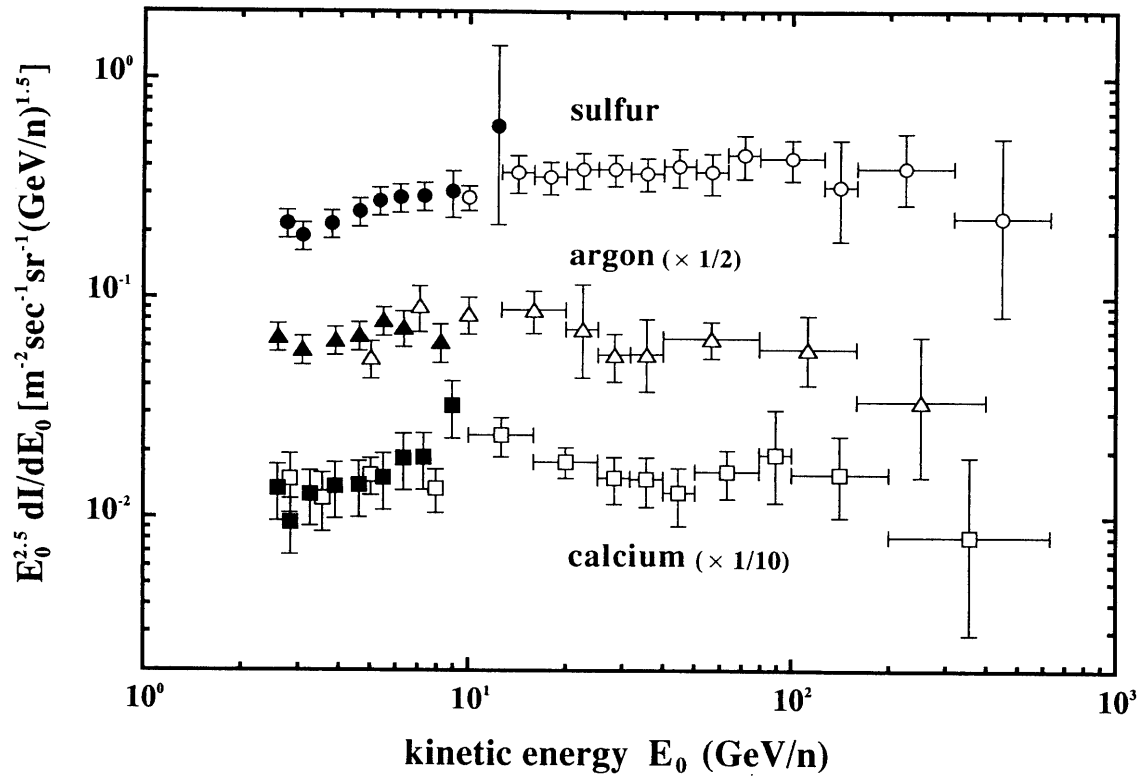


図12 S, Ar および Ca 核に関する図10, 11と同様の図.

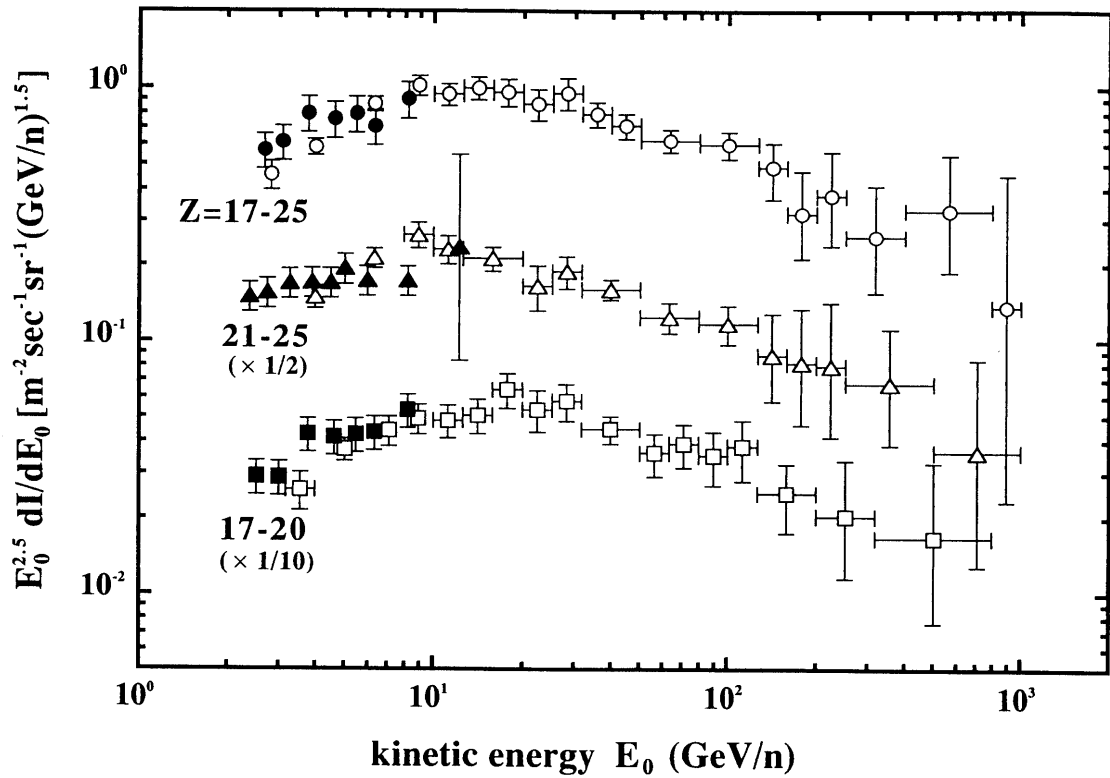


図13 3種類の sub-Fe 核に関する図10, 11と同様の図.

3.3 Fe 核に対する Abundance ratio

abundance ratio は銀河系における宇宙線の伝播機構を研究する上で重要である．特に $[\text{sub-Fe}]/\text{Fe}$ ratio は宇宙線の escape length の情報をもたらし，例えば，Garcia-Munoz et al. [10] は，100 MeV/nucleon から ~ 20 GeV/nucleon のエネルギー領域においてその報告を行っている．

図14, 15において $[\text{Si}, Z=21-25]/\text{Fe}$ および $[\text{S}, \text{Ar}, \text{Ca}]/\text{Fe}$ の abundance ratio を，HEAO-3 [6]，M. Simon et al. [11] および CRN [7] のデータと一緒に示す．100 MeV/nucleon から20 GeV/nucleon をカバーする $[Z=21-25]/\text{Fe}$ ratio のより完全なデータは Garcia-Munoz et al. [10] によって編集されている．

これから， $[Z=21-25]/\text{Fe}$ ratio は数 GeV/nucleon から数 TeV/nucleon の領域で単調に減少しているといえることができる．そして，この結果はエネルギーの増加とともに abundance ratio が増加すると予想される closed galaxy model [12] とは明らかに矛盾する．むしろ，我々の銀河系内で Fe 核が伝播する間にほとんどの sub-Fe 核成分が作り出され，そして，ゆっくりと銀河系から漏れ出していくという考えによく一致する．

他の4種類の成分の Fe 核に対する abundance ratio はエネルギーとは無関係で，ほぼ一定のようである．ただし，Si/Fe ratio は ~ 100 GeV/nucleon 以上のエネルギー領域においてゆるやかに減少しているようにも感じられる．今後，数 TeV/nucleon の領域まで連続的に減少しているのかどうか，より統計量を増やして検証する必要がある．もしそうだとすれば，その結果は現在提唱されているような星間空間内の伝播，あるいは，衝撃波加速のモデルだけでは理解できないかもしれない．

ここで， ~ 100 GeV/nucleon 以上の高エネルギー領域で不確かさを含む Si/Fe ratio は別として， $[\text{Ar}, \text{Ca}]/\text{Fe}$ ratio が $[\text{Si}, \text{S}]/\text{Fe}$ ratio と比較して減少の程度がゆるやかに感じられるのは，注意すべきことかも知れない．これは，超新星起源に加えて，銀河系空間を伝播中に Fe 核からの破碎によって生じる幾分かの Ar 核と Ca 核を意味しているのかも知れない．

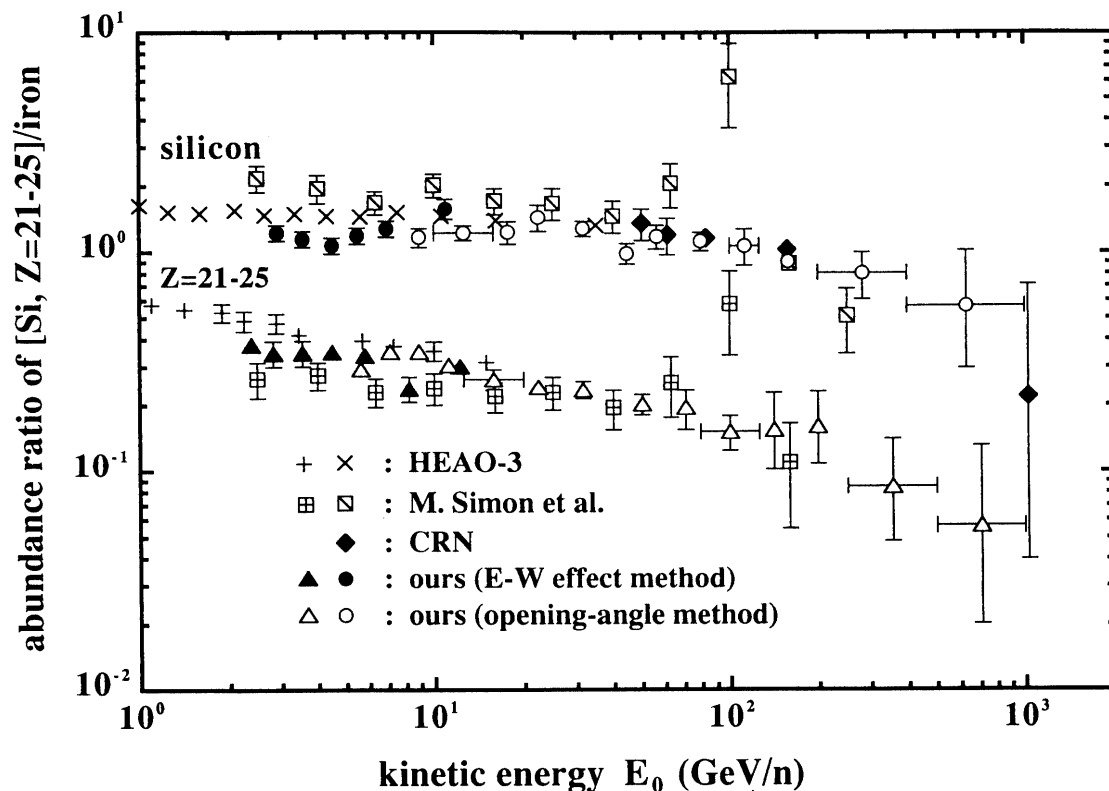


図14 $[\text{Si}, Z=21-25]/\text{Fe}$ の Abundance ratio.

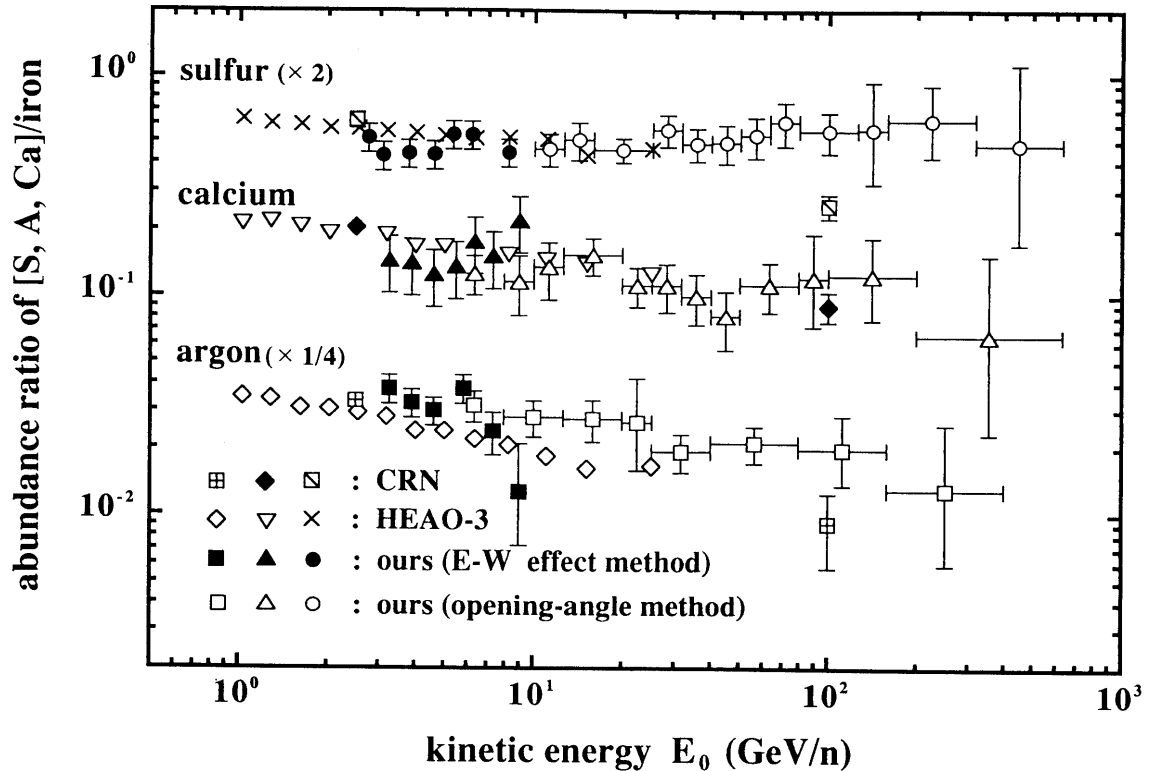


図15 [S, Ar, Ca]/Fe の Abundance ratio.

[secondary]/[primary] の abundance ratio の研究は、典型的な ~ 1 GeV/nucleon 以下の低エネルギー領域では solar modulation や衝突断面積のエネルギー依存などの寄与のため多少複雑であるが、我々の観測している ~ 10 GeV/nucleon 以上の領域においては、これらの問題にはほとんどとらわれない。さらに、重要な事として、Garcia-Munoz et al. [10] によって指摘されるように、[sub-Fe]/Fe ratio は [sub-C, O]/[C, O] ratio より少ない通過物質質量に対して感度がよい。なぜなら、Fe 核の非弾性断面積はより軽い成分のそれより大きからである。したがって、今後より高いエネルギー領域、すなわち ~ 1 TeV/nucleon 以上での [sub-Fe]/Fe の abundance ratio の統計量を増やす必要がある。

4 まとめと今後の課題

今回の観測から、opening-angle 法を用いて算出したエネルギースペクトルと東西効果を用いたものとを比較し、 ~ 10 GeV/nucleon 以下の低エネルギー領域で十分満足のいく一致を得ることができた。それに加えて、低エネルギー領域に見られる opening-angle 法の検出バイアスが、東西効果を用いた方法によってよくリカバーされていることがわかった。これによって、単一の測定器で数 GeV/nucleon から数 TeV/nucleon の広いエネルギー領域でエネルギースペクトルを得ることに成功した。

1.7 TeV/nucleon から 200 GeV/nucleon [1] のエネルギー領域で換算角の信頼性をチェックしたが、 ~ 1 TeV/nucleon 以上の高エネルギー領域で破砕過程のエネルギー依存性を心配するかもしれない。しかしながら、非常に高エネルギーの入射粒子の場合でさえ重心系での反応とみれば、この破砕過程は基本的に低エネルギー現象なので、opening-angle 法を適用することができる。ただし、核衝突が蒸発粒子を作り出さない中心衝突の場合は、エネルギーを決定するためには核破砕粒子 (p, α , Li, ...) の代わりに、荷電 π 中間子の psuedo-rapidity 分布を用いる必要があるだろう。これについて、参考文献 [13] に予備的な解析として報告されている。

本論文では 2 回の気球観測によって得られた実験データについてのみ焦点をあて、観測データと宇宙線の伝播モデルの考察については触れていない。予備的な解析は文献 [14] に述べられているが、十分な解析は近いうちに報告する予定である。

最近、別のタイプの SXF (HR-4 screen) を用いた新しい方法での宇宙線観測を開始した。これは、RUN-JOB (RUSSIA-NIPPON JOint Balloon) -program と呼ばれる日露共同気球実験である。1995年、1996年の夏に気球を 2 機ずつ計 4 機、カムチャッカ半島から放球し、約 130 時間以上の飛行後いずれもヴォルガ川周辺で無事回収されている。これらのチェンバー露出量は 1989 年、1991 年の観測を合わせたものの約 20 倍である。解析については現在ロシア側と日本側の両方で行っており、近々結果を報告する予定である。

謝 辞

本実験を遂行するにあたり、宇宙科学研究所気球工学部門の方々には多くの面でご助力いただき、深く感謝いたします。又、東京大学宇宙線研究所エマルション部の方々にも感光材の現像処理等で、お骨折りいただいたことに感謝いたします。

Appendix A

——地球磁場内での宇宙線軌道——

地球磁場内での宇宙線軌道の計算は多くの人によって行われてきており、古くは Störmer の双極子磁場内での計算 [17]、最近では Shea et al. [18] の球面関数による地球磁場内での系統的計算がある。さらに、Kondo et al. [19] は三陸緯度での宇宙線切断運動量、漸近方向についての詳しい計算を行っている。我々は、これらの計算に加え、宇宙線粒子の電離損失を考慮し、また、*penumbra* (Appendix B 参照) の詳細情報を得るための新しい計算方法を開発した。

磁場 \mathbf{B} 内で電荷 q 、質量 m 、速度 \mathbf{v} の粒子が従う運動方程式は、

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

で表わされる。ここで、 m は慣性質量で、粒子の静止質量 m_0 と速度 v との間に、

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (4)$$

という関係が成り立つ。ところで、ローレンツ力は粒子の運動方向に垂直であるから仕事をせず、速度の大きさは変わらないので慣性質量は保存量である。したがって、電離損失を考慮に入れない場合は、(3)式は、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5)$$

となる。一方、大気中での電離損失を考慮すると、粒子は減速されるので慣性質量は保存量ではなくなり、(5)式の代わりに、

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \mathbf{v} \frac{dm}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

を考えなくてはならない。左辺第 2 項が電離損失に関係しているわけである。

よく知られているように、重粒子の電離損失は、以下のような Bethe の式で記述される。

$$-\frac{d\epsilon}{dx} = a \frac{q^2}{v^2} \left(\ln \frac{2m_e}{I_{air}} \frac{v^2}{1-v^2/c^2} - \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (7)$$

ここで, m_e は電子の質量 ($=511 \text{ keV}/c^2$), I_{air} は空気の平均イオン化ポテンシャル ($=92 \text{ eV}$) を表わし,

$$a = 0.153 \text{ MeV} / (\text{g}/\text{cm}^2) \quad (8)$$

である.

さて, (6)式の左辺第2項を電離損失(7)式と結び付けるために, 以下の書き換えを行う.

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm}{dv} \frac{dv}{ds} \frac{ds}{dt} = m v^2 \gamma^2 \frac{dv}{ds} = m v^2 \gamma^2 \frac{dv}{d\epsilon} \frac{d\epsilon}{dx} \frac{dx}{dr} \frac{dr}{ds} \quad (9)$$

ここで, s は粒子軌道の幾何学的な path length であり, γ は粒子のローレンツ因子である. また, $dv/d\epsilon$ は運動学的な関係から $1/(\gamma^2 p)$ で与えられ (p は粒子の運動量), $d\epsilon/dx$ が電離損失(7)式に対応し, dx/dr は大気圧の高度変化 (r は地球の中心からの距離), そして, dr/ds は速度の動径方向成分比 v_r/v で与えられる. 大気の高高度変化は, ここでは宇宙科学研究所気球工学部門が三陸上空で実測したデータ [20] をもとに以下の実験式を仮定した.

$$x = T_0 \frac{e^{-(r-r_e)/h_s}}{1 + \tau e^{-(r-r_e)/h_s}} \quad (10)$$

ここで, r_e は地球半径 ($=6371.2 \text{ km}$) であり, また,

$$T_0 = 1366.8 \text{ g}/\text{cm}^2, \tau = 0.3219, h_s = 6.5 \text{ km} \text{ (scale height に対応)} \quad (11)$$

である.

以上(7)–(10)式より, (6)式の第2項は大気中での電離損失の式(7)で書き表されたことになる.

具体的な計算は, 観測点 (Θ_0, Φ_0) において負電荷の粒子に初期 rigidity \mathbf{R} を与え, (θ, ϕ) の方角に打ち放す. その後軌道を追跡し, もしこの粒子が地球に衝突したら, これは観測器に到達できないことを意味する. 一方, 粒子の軌道が十分地球から遠くまで, すなわちこの計算においては, r_e の30倍の距離まで到達できれば, 観測器まで到達可能であることを意味する. 粒子の速度, 運動量の初期値をそれぞれ v_0, p_0 とすると, 初期 rigidity R_0 は,

$$\frac{r_e q}{p_0 c} = \frac{190.99}{R_0} \text{ (gauss}^{-1}\text{)} \quad (12)$$

の関係で結ばれている. ただし, rigidity の単位は GV である. そこで, 地球磁場の単位として無次元の変数 \mathbf{b} を以下のように導入する.

$$\mathbf{b} = \frac{r_e q}{p_0 c} \mathbf{B} = \frac{190.99}{R_0} \mathbf{B} \quad (13)$$

(6)式を (r, Θ, Φ) 成分に分けて書くと,

$$\frac{dr}{ds} = u_r, \quad \frac{d\Theta}{ds} = \frac{u_\Theta}{r}, \quad \frac{d\Phi}{ds} = \frac{u_\Phi}{r} \frac{1}{\sin \Theta}; \quad \frac{dw}{ds} = k(w, r) \quad (14)$$

$$\frac{du_r}{ds} = \frac{1}{w} V_r + \frac{1}{r} (u_\Theta^2 + u_\Phi^2) \quad (15)$$

$$\frac{du_\Theta}{ds} = \frac{1}{w} V_\Theta - \frac{1}{r} (u_r u_\Theta - u_\Phi^2 \cot \Theta) \quad (16)$$

$$\frac{du_\Phi}{ds} = \frac{1}{w} V_\Phi + \frac{1}{r} (u_\Phi u_r + u_\Theta u_\Phi \cot \Theta) \quad (17)$$

となる。ここで、

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{v}}{v}, \quad \mathbf{V} = \mathbf{u} \times \mathbf{b} - k\mathbf{u}; \quad w = \frac{p}{p_0} = \frac{v\gamma}{v_0\gamma_0} \quad (18)$$

$$k(w, r) = \frac{a}{p_0} \frac{T_0}{h_s} \frac{q^2}{v^3} \left(\ln \frac{2m_e}{I_{air}} \frac{v^2}{1 - v^2/c^2} - \frac{v^2}{c^2} \right) \frac{e^{-(r-r_e)/h_s}}{\{1 + \tau e^{-(r-r_e)/h_s}\}^2} \quad (19)$$

である。

この、微分方程式は *Runge-Kutta-Gill method* を用いて解くが、積分の step を ΔS 、変数を $(r, \Theta, \Phi, u_r, u_\Theta, u_\Phi, w)$ 、その微係数を $(dr/ds, d\Theta/ds, d\Phi/ds, du_r/ds, du_\Theta/ds, du_\Phi/ds, dw/ds)$ として、数値積分を繰り返す。 ΔS は数値積分の精度に直接関係しているが、ここでは、McCracken の方法 [21] にしたがって運動量 p と動径半径 r の大きさによって決定する。

よく知られているように、磁気ポテンシャルは、

$$U(r, \Theta, \Phi) = r_e \sum_{n=1}^8 \left(\frac{r_e}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\Phi + h_n^m \sin m\Phi) P_n^m(\cos \Theta) \quad (20)$$

で与えられる。ここで、 r_e は地球の半径、 $P_n^m(\cos \Theta)$ は正規化された Legendre 関数を表し、また、国際標準地磁気分布係数 g_n^m 、 h_n^m の値は IGRF (International Geomagnetic Reference Field) にまとめられている。これらの係数は基準となる年の値が用いられているので、現在の値は文献 [16] に表されるように永年変化を表す係数 \dot{g}_n^m 、 \dot{h}_n^m を加えた g_n^m 、 h_n^m の値を使用している。これを用いて磁場の各成分を表示すると、以下ようになる。

$$B_r = - \frac{\partial U}{\partial r} = \sum_{n=1}^8 \left(\frac{r_e}{r} \right)^{n+2} C_r(n, \Theta, \Phi) \quad (21)$$

$$B_\Theta = - \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \Theta} = \sum_{n=1}^8 \left(\frac{r_e}{r} \right)^{n+2} C_\Theta(n, \Theta, \Phi) \quad (22)$$

$$B_\Phi = - \frac{1}{r \sin \Theta} \frac{\partial U}{\partial \Phi} = \sum_{n=1}^8 \left(\frac{r_e}{r} \right)^{n+2} C_\Phi(n, \Theta, \Phi) \quad (23)$$

ここで、

$$C_r(n, \Theta, \Phi) = (n+1) \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\Phi + h_n^m \sin m\Phi) P_n^m(\cos \Theta) \quad (24)$$

$$C_\Theta(n, \Theta, \Phi) = - \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\Phi + h_n^m \sin m\Phi) \frac{d}{d\Theta} P_n^m(\cos \Theta) \quad (25)$$

$$C_{\Phi}(n, \Theta, \Phi) = -\sum_{m=0}^n m (h_n''' \cos m\Phi - g_n''' \sin m\Phi) \frac{1}{\sin \Theta} P_n'''(\cos \Theta) \quad (26)$$

である。これによって得られた地球磁場の計算値と実測値を地球上の70の地点において比較したのが図16である。ただし、宇宙線軌道に影響を及ぼすのは水平磁場なので、それについて行った。これからわかるように、双方のデータは45°の直線上によく分布しており、宇宙線の軌道計算に適用するには十分である。

ところで、軌道計算で最も時間がかかるのは、数値積分の繰り返しで何度も現れる地球磁場の計算である。そこで、我々は、時間短縮のために以下のような手法を行った。すなわち、天頂角の余弦 $\cos \Theta (= -1 \sim 1)$ 、方位角 $\Phi (= 0 \sim 2\pi)$ をそれぞれ500等分、250等分し、さらに、各々の $n (= 1 \sim 8)$ に対してあらかじめ、 C_n 、 C_{Θ} 、 C_{Φ} を計算しておき、メモリに記憶させておく。すなわち、配列の形ではそれらを、 $C_{\lambda}(8, 500, 250)$ ($\lambda \equiv n, \Theta, \Phi$) のように表わすことができ、総計12M.B.のメモリ容量になる。もちろん、数値積分の過程において必要な天頂角、方位角は、こうして設定された離散的な Θ, Φ の値になるわけではなく、間の値なので補間することによって磁場の値を得る。この操作による計算誤差は、測定値のばらつきに比べると問題無いほど小さいことがわかった。なお、計算は青山学院大学情報科学研究センターのスーパーコンピュータ NEC SX-1EA で行った。

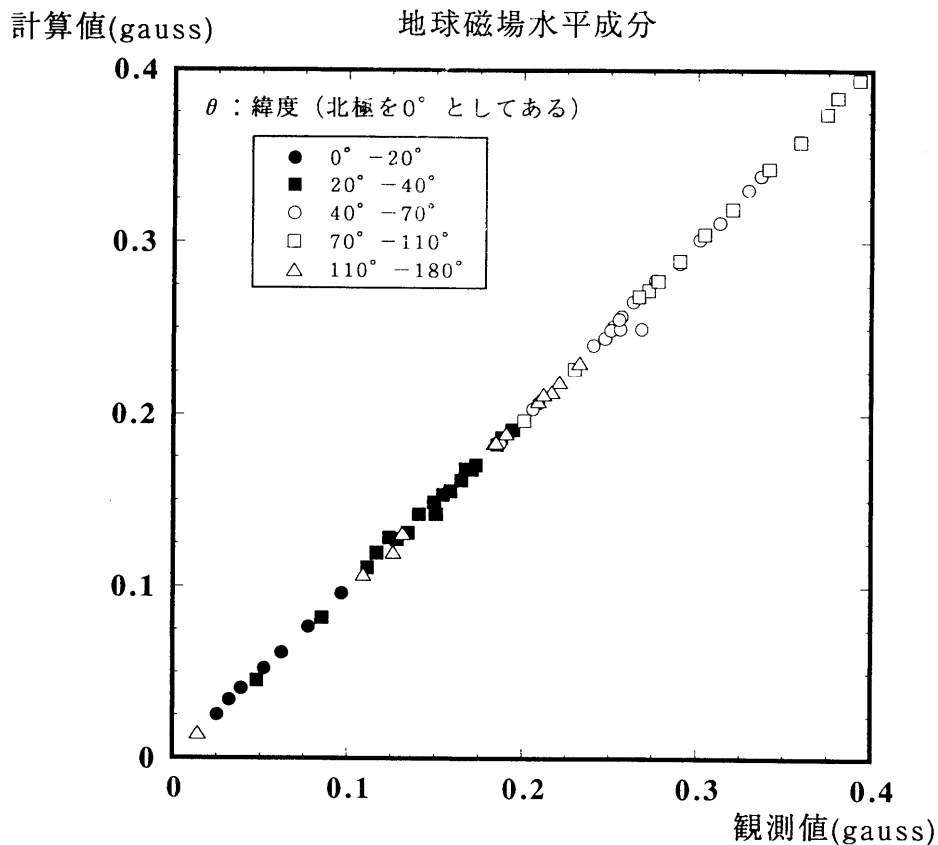


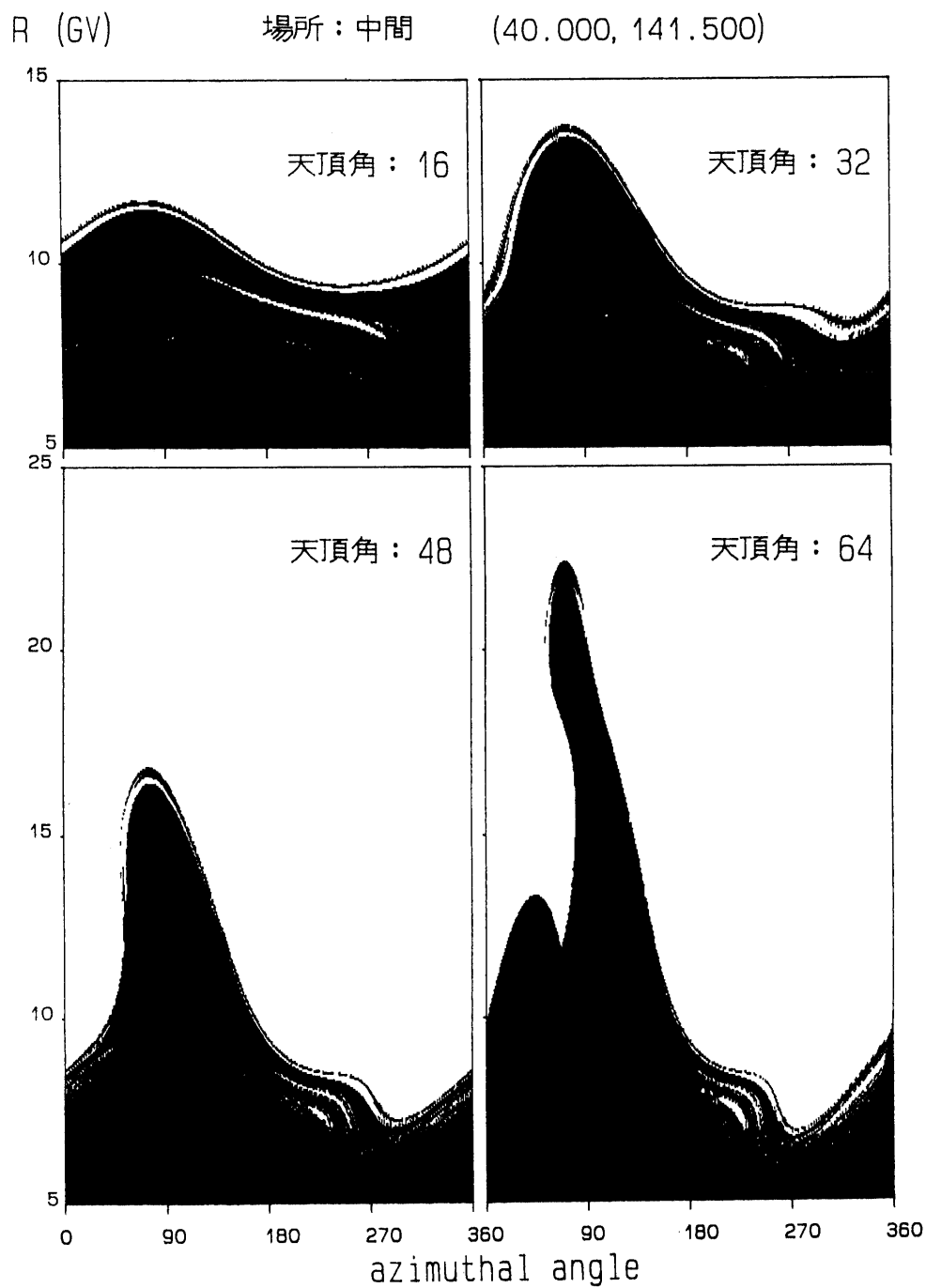
図16 地球磁場水平成分の計算値と実測値の比較。

Appendix B

——三陸大気球観測所での宇宙線切断運動量——

Appendix A で述べたような地球磁場内での宇宙線軌道の計算から、直ちに観測器まで到達可能な宇宙線の切

Cut-off rigidity

図17 三陸と竜飛岬の中間点 $[E, W] = [40.0^\circ, 141.5^\circ]$ における cutoff rigidity.

断運動量を求めることができる。1991年の観測では、気球は三陸大気球観測所から約 2° 北へ流されているので (図3 参照)、三陸 (39.16° , 141.83°)、中間点 (40.00° , 141.50°)、竜飛岬 (41.18° , 140.23°) の3つの観測点において切断運動量を計算している。

図17に中間点における4通りの入射天頂角に対して、方位角の相関として切断運動量の数値計算結果を示す。これを見ると禁止帯 (黒色の部分) の中に *penumbra* と呼ばれる多くの微細構造をもった許容帯 (白色の部分) が存在していることがわかる。これは、過去の計算においては明確には検出されていなかったものである。

しかしながら、図17は実際の解析に適用するには少々複雑である。そこで rigidity スペクトルは $\beta I_0 R^{-\beta-1}$ の形であると仮定し、以下の式で定義されるような、有効切断運動量 R_c という量を導入する。

$$\int_{R_c}^{\infty} \beta I_0 R^{-\beta-1} dR = \int_0^{\infty} K(R; \theta, \phi) \beta I_0 R^{-\beta-1} dR \quad (27)$$

ここで、

$$\begin{aligned} K(R; \theta, \phi) &= 0 && \text{for forbidden region} \\ &= 1 && \text{for allowed region} \end{aligned}$$

である。

これから、以下のような結果を得る。

$$R_c(\theta, \phi) = R_{max}(1 + \epsilon)^{-1/\beta} \quad (28)$$

ここで、 R_{max} は方角 (θ, ϕ) に対する、禁止帯内の rigidity の最大値である。すなわち、 $R \geq R_{max}$ に対しては *penumbra* は存在しない。また、 ϵ については次式が成り立つ。

$$\epsilon = \sum_i \left\{ \left(\frac{R_{max}}{R_i^{(-)}} \right)^\beta - \left(\frac{R_{max}}{R_i^{(+)}} \right)^\beta \right\} \quad (29)$$

ここで、 $R_i^{(\pm)}(\theta, \phi)$ は方角 (θ, ϕ) に対する i 番目の *penumbra* 内の最大値 (+) と最小値 (-) を表す。

β の実験値は重粒子成分 ($Z = 6 - 26$) に対して $5 \sim 20$ GV の rigidity 領域で $1.0 \sim 1.5$ 程度である。実際、(28) 式の数値計算では $\beta = 1.2$ を用いているが、 β の選択はこの研究では影響を及ぼさない。なぜなら、(29) 式は近似的に、

$$\epsilon \approx \beta \sum_i \frac{\delta R_i}{R_i^{(+)}} \left(1 + \beta \frac{\Delta R_i}{R_{max}} \right) \quad (29')$$

と表すことができるからである。

ここで、

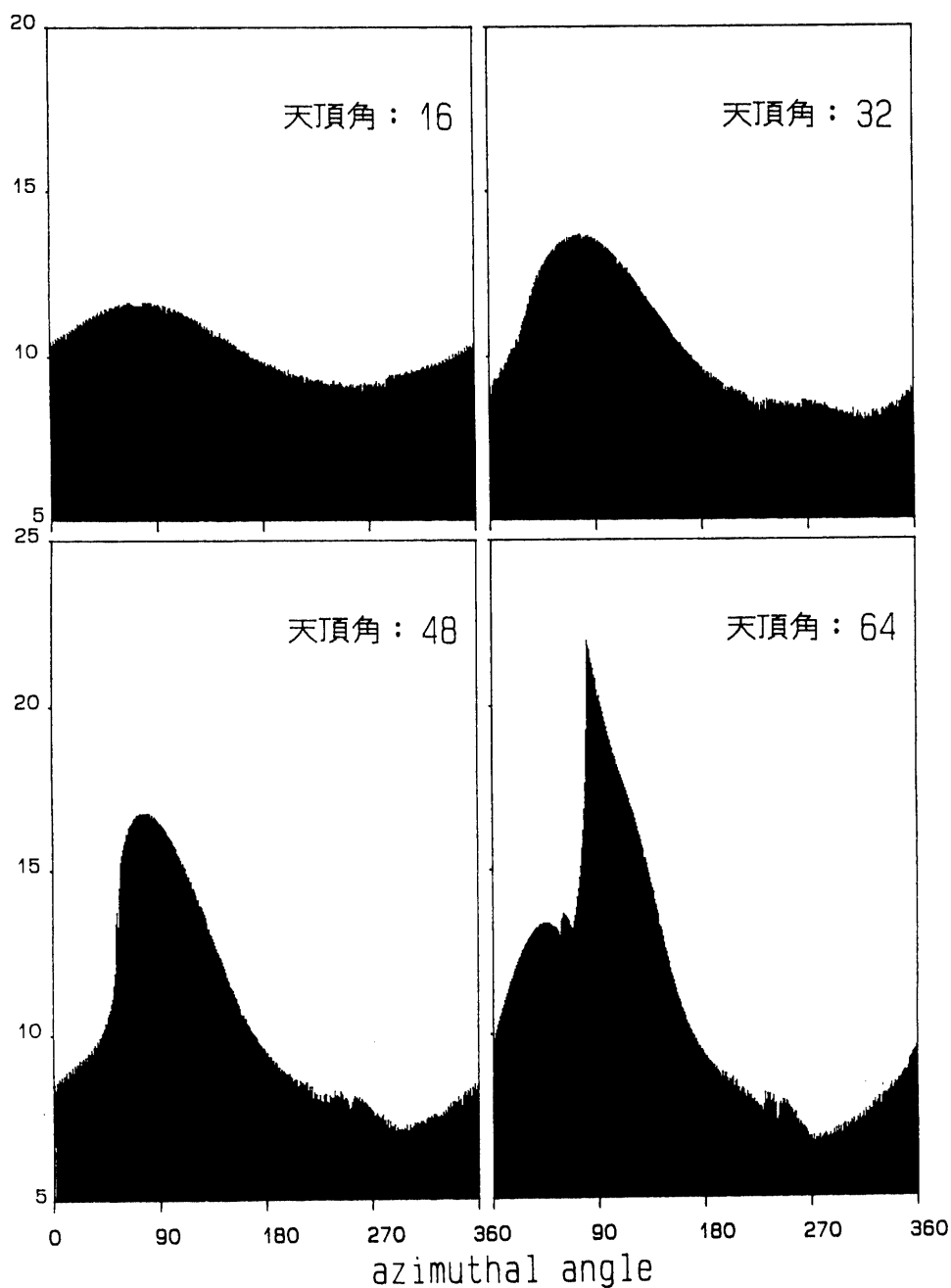
$$\delta R_i = R_i^{(+)} - R_i^{(-)} \quad \text{および} \quad \Delta R_i = R_{max} - R_i^{(+)}$$

である。また、これを用いて(28)式を書き直すと次のようになる。

Effective cut-off rigidity (BETA=1.5)

R (GV)

場所：中間 (40.000, 141.500)

図18 三陸と竜飛岬の中間点 $[E, W] = [40.0^\circ, 141.5^\circ]$ における effective cutoff rigidity.

$$R_c(\theta, \phi) \approx R_{max} \left(1 - \sum_i \frac{\delta R_i}{R_i^{(+)}} - \beta \sum_i \frac{\delta R_i}{R_i^{(+)}} \frac{\Delta R_i}{R_{max}} \right) \quad (28')$$

これから、わかるように β の影響は2次の補正項に与える程度であり、数%程度である。

ここで、様々な宇宙線の入射方向 $\theta=0^\circ, 2^\circ, 4^\circ, \dots, 90^\circ$ および $\phi=0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, \dots, 359^\circ$ に対して有効切断エネルギー E_c という量を用意する。すなわち、 $E_c(\theta_i, \phi_j)$ を 46×360 通りの組み合わせでコンピュータのハードディスクにセーブする。

これで直ちにシミュレーション計算を行うことができる。まず初めに、等方的に (θ, ϕ) のランダムサンプリングを行い、次にスペクトルの“べき”を考慮して入射粒子のエネルギー E_0 をサンプリングする。そして、これら3つの値 $(E_0; \theta, \phi)$ とコンピュータのハードディスクにセーブされている切断エネルギーの値 $E_c(\theta_i, \phi_j)$ とを比較し、 $E_0 < E_c$ となるような条件の粒子は排除する。一方 $E_0 \geq E_c$ となる場合は、続いて大気中における核衝突点のサンプリングが行われる。大気中における Fe 核の fragmentation parameter は参考文献 [1] の Fig.13a にまとめている。このようにして得られた、図17に対応する有効切断運動量の数値計算結果を図18に示す。

Fe, Ca および Si 核の3種類の成分についてシミュレーション計算を行ったが、これらの間には特に重要な違いは見つからなかった。なぜなら、東西効果は rigidity R にのみ依存し、原子核の種類には無関係だからである。また、破碎過程による影響も図7のような計算結果をみるかぎり、問題無いようである。

Appendix C

——東西効果によって得られる積分型エネルギースペクトル——

図19に表されるように微小立体角 $\Delta\Omega (= \Delta \cos \theta \Delta \phi)$ 内に (θ_i, ϕ_j) の方角から到来する n_{ij} 個の粒子を観測する場合を考える。もちろん、Appendix B に表されるように (θ_i, ϕ_j) の方向に対応する切断エネルギー E_c はわかっている。天頂角 θ_i の方向からやってくる粒子からみたチェンバー面積 S_i は、

$$S_i = S \cos \theta_i \quad (30)$$

で表される。ここで S はチェンバーの面積である。天頂角 θ_i に対応する大気の厚さ t_{ij} は近似的に、

$$t_{ij} \approx t / \cos \theta_i \quad (31)$$

と表される。ただし、 $\theta_i \geq 80^\circ$ のようにほとんど水平に入射してくる場合には、地球の丸みが影響してくるのでわずかに減少する。さて、大気トップで E_c より大きいエネルギーをもった積分型絶対強度 $I(\geq E_c)$ を仮定し、チェンバーの露出時間を T とすると、

$$S_i \Delta\Omega T I e^{-t/\Lambda \cos \theta_i} = n_{ij} \quad (32)$$

という関係式を得る。ここで、 Λ は大気中における粒子の吸収の m.f.p. である。

それでは、

$$E_c - \Delta E_c \leq E_0 \leq E_c + \Delta E_c \quad (33)$$

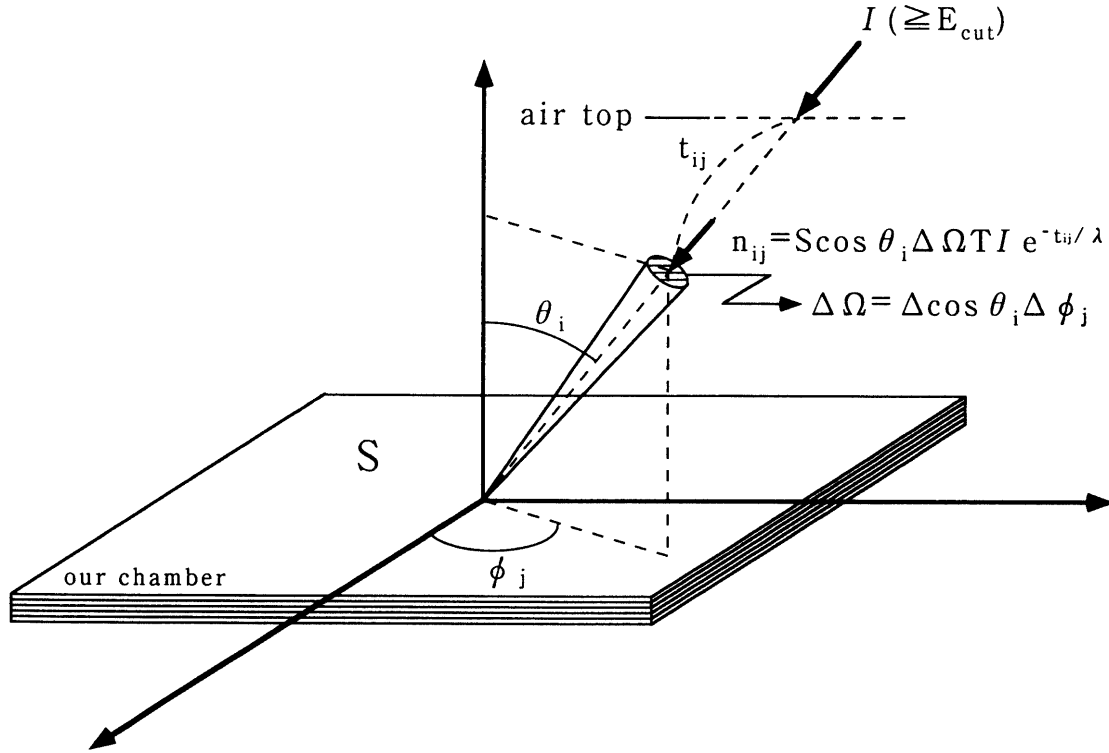


図19 大気トップにおける絶対強度 $I(\geq E_{cut})$ と微小立体角 $\Delta\Omega$ 内に (θ_i, ϕ_j) の方角から到来してきた宇宙線の数 n_{ij} との関係を表す図。

を満足するような切断エネルギーの範囲を考えてみる。ここで、 ΔE_c は E_c に比べて十分小さい（この研究では $\Delta E_c / E_c = 0.06$ とした）。図20に示されるように、(33)式を満足するような切断エネルギー E_0 に対応する多数の $[\theta_i, \phi_j]$ 一領域（灰色の四角形）が存在し、それらの group を W と表す。(32)式で表されるような粒子数をすべての領域 $[\theta_i, \phi_j]$ について足しあわせると以下の式を得る。

$$S \Delta \Omega T I \sum_{i,j \in W} \cos \theta_i e^{-t/\Lambda \cos \theta_i} = \sum_{i,j \in W} n_{ij}$$

そして最終的には、

$$I(\geq E_0) = \frac{1}{S \Delta \Omega T} \frac{\sum_{i,j \in W} n_{ij}}{\sum_{i,j \in W} \cos \theta_i e^{-t/\Lambda \cos \theta_i}} \quad (34)$$

を得る。実際の計算では、次のような微小立体角（ $i = 1 \sim 25$, $j = 1 \sim 90$; 図20を参照）

$$\Delta \cos \theta = 1/25 = 0.04, \quad \Delta \phi = 2\pi/90 = 0.0698 \text{ (rad.)}$$

を設定した。すなわち、

$$\Delta \Omega = \Delta \cos \theta \Delta \phi = 2.793 \times 10^{-3} \text{ (str.)} \quad (35)$$

である。

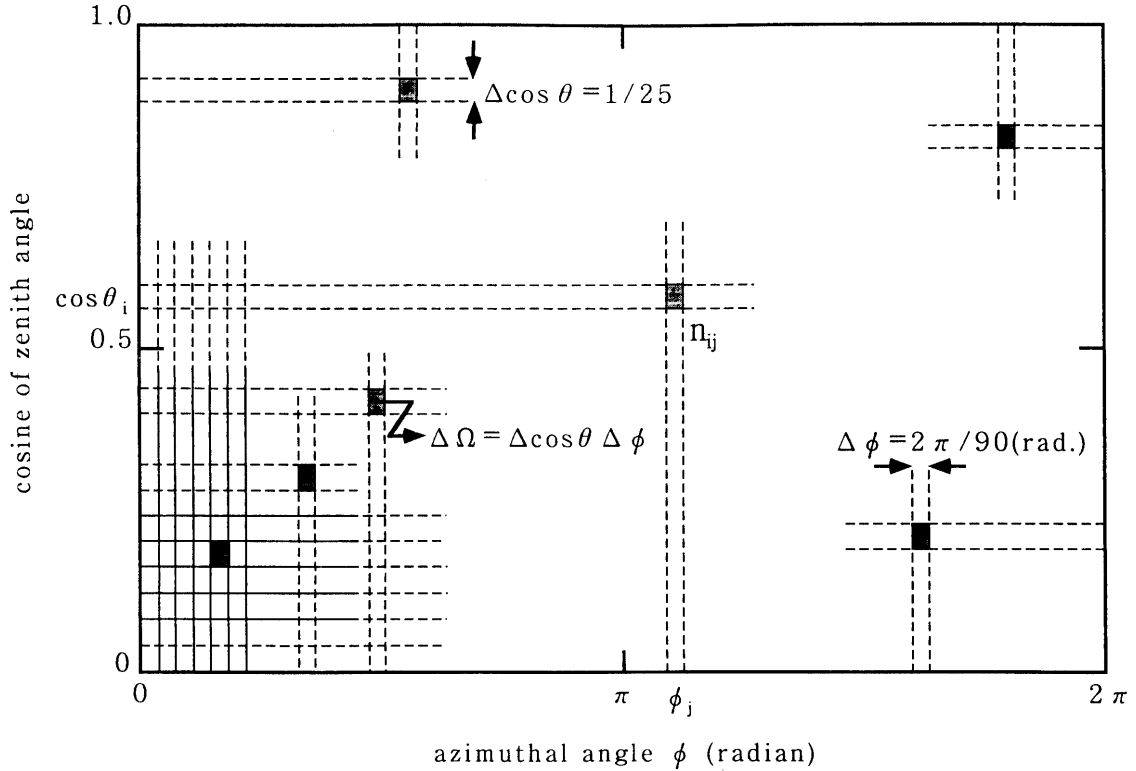


図20 $\cos \theta - \phi$ ダイアグラム. $\cos \theta, \phi$ はそれぞれ, 25, 90セクションに分割されている. ここで, n_{ij} は微小立体角 $\Delta\Omega \equiv \Delta\cos \theta \Delta\phi$ 内に (θ_j, ϕ_j) の方角から到来してきた宇宙線の数である. 灰色の四角は $E_i - \Delta E_i \leq E_0 \leq E_i + \Delta E_i$ を満たす切断エネルギー E_0 を持つグループである.

Appendix D

—— Fe 核の破碎による sub-Fe 核への寄与を削除する ——

大気トップにおける重一次宇宙線 i 核の絶対強度 $I_i^{(0)}$ ($=\text{Fe, Mn, } \dots, \text{P, Si}$) を得るためには, 自分自身より重い核が作り出す破碎粒子の寄与を削除する必要がある. すなわち, 以下に示すような連立方程式を解かなければならない.

$$\mathbf{H} \cdot \mathbf{I}^{(0)} = \mathbf{I}^{(obs)} \quad (36)$$

ここで, $\mathbf{I}^{(obs)}$ は13種類の観測高度における強度,

$$(I_1^{(obs)}, I_2^{(obs)}, \dots, I_{13}^{(obs)}) \equiv (I_{Fe}^{(obs)}, I_{Mn}^{(obs)}, \dots, I_{Si}^{(obs)})$$

を表し, また, H は,

$$H_{ij} = (v_j \kappa_j \eta_{ij} e^{-t/\lambda_i}) \quad \text{with} \quad H_{ij} = 0 \quad \text{for} \quad i < j \quad (37)$$

である. v_j, κ_j はそれぞれ, 電荷分解能, チェンバーの検出効率に依存する量であり, η_{ij} は fragmentation parameter P_{ij} と衝突の m.f.p. λ_i および λ_j に関するものである. 詳しいことは文献 [1] にまとめられている.

前回の報告 [1] では、連立方程式(36)を解くのに *Gauss-Jordan method* を用い、また、大気トップにおける sub-Fe 核の flux 値は各々の成分を足し合わせて 1 つのグループとして取り扱った。例えば、 $Z=21-25$ の sub-Fe 核グループ X については、

$$I_X^{(0)} = \sum_{i=2}^6 I_i^{(0)} \quad (38)$$

とした。

しかしながら、この方法では足し合わせたグループ X の flux 値 $I_X^{(0)}$ については良いが、X 内のある成分、特に Mn ($Z=25$) 核、に対しては flux 値が負になるというような現象を引き起こしてしまう。Fe 核より電荷が 1 だけ小さい Mn 核において、あるエネルギー範囲でイベント数が 0 というような場合、そのような非現実的な結果をもたらすのは当然である。さらに、Mn 核に見られるような負の flux 値は次の軽い核、Cr ($Z=24$) 核、に対しても同じような結果を引き起こす。それにもかかわらず、前回の報告で(38)式を使用したのは、上に述べた問題は各成分間で互いにキャンセルされると仮定したからである。

その後、さらにこの問題を研究したところ、高エネルギー領域に相当するイベント数の少ないものに対して、計算された flux 値が真の flux 値より少々高い値を得ることがわかった。この問題を解決するために、以下のような方法を考えた。すなわち、(38)式の代わりに、観測高度における強度の段階で sub-Fe 核グループについて足し合わせる。すなわち、

$$I_X^{(obs)} = \sum_{i=2}^6 I_i^{(obs)} \quad (39)$$

という量を計算し、このグループ X を(36)式における 2 番目の要素、 $i=2$ とみなして取り扱う。さらに、(36)式において以下のように足し合わせた量を用いる。

$$\sum_{i=2}^6 H_{ij} I_i^{(0)} = \overline{H}_{X,j} I_X^{(0)} \quad (40)$$

ここで、

$$\overline{H}_{X,j} = \sum_{i=2}^6 H_{ij} \tau_i^{(0)} \quad \text{with} \quad \tau_i^{(0)} = I_i^{(0)} / I_X^{(0)} \quad (41)$$

である。 $\overline{H}_{X,j}$ はグループ X から j 核への破碎過程における、flux 値の重みを掛けた平均的な transition parameter とみなすことができる。

特に、グループ X 内の i 核についての分数比は近似的に以下の式で表される。

$$\tau_i^{(0)} \simeq \tau_i^{(obs)} \equiv I_i^{(obs)} / I_X^{(obs)} \quad (42)$$

ここで、 $\overline{I}_i^{(obs)}$ 、 $\overline{I}_X^{(obs)}$ は、それぞれ観測されたエネルギースペクトル $I_i^{(obs)}$ 、 $I_X^{(obs)}$ に対して最小二乗法を用いて fitting し、その平均的な curve から得られた値である。この置き換えは、シミュレーション計算をもとに算出した結果と比べて、違いは数%だけであった。

今回の解析において、個々の sub-Fe 核成分に対する電荷分解能は決して十分とは言えないにもかかわらず、足し合わせたグループの purity は、例えば、 $[21-25]_{obs} / [21-25]_{true} \sim 85\%$ (詳細は文献 [1] を参照)、というように十分満足のいく結果をもたらした。これによって、上に述べたような手順は非常に有効であることがわかった。

参考文献

- [1] M. Ichimura, M. Kogawa, S. Kuramata, H. Mito, T. Murabayashi, H. Nanjo, T. Nakamura, K. Ohba, T. Ohuchi, T. Oza-
wa, Y. Yamada, H. Matsutani, Z. Watanabe, E. Kamioka, K. Kirii, M. Kitazawa, T. Kobayashi, A. Mihashi, T. Shibata,
K. Shibata, H. Sugimoto and K. Nakazawa, *Phys. Rev. D* 48 (1993) 1949.
- [2] M. Ichimura, E. Kamioka, M. Kitazawa, K. Kirii, T. Kobayashi, T. Shibata, M. Kogawa, S. Kuramata, H. Matsutani, T.
Murabayashi, H. Nanjo, Z. Watanabe, H. Sugimoto and K. Nakazawa, *Nucl. Instrum. Methods A* 300 (1991) 374.
- [3] T. Hayashi and T. Doke, *Nucl. Instrum. Methods* 174 (1980) 349.
- [4] 例えば, J. Nishimura, N. Yajima, S. Koakji and S. Hoshino., *Adv. Space Res. (Pergamon Press)* 1 (1981) 127.
- [5] M.F. Kaplon et al., *Phys. Rev.* 85 (1952) 296.
- [6] J.J. Engelmann et al., *Proc. 17th ICRC, Paris* 9 (1981) 97;
J.J. Engelmann et al., *Proc. 18th ICRC, Bangalore* 2 (1983) 17;
J.J. Engelmann et al., *Astron. & Astrophys.* 233 (1990) 96.
- [7] D. Müller et al., *Astrophys. J.* 374 (1991) 356;
S.P. Swordy et al., *Astrophys. J.* 403 (1993) 658.
- [8] K. Asakimori et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* 2 (1995) 707.
- [9] I.P. Ivanenko et al., *Proc. 23th ICRC, Calgary* 2 (1993) 17.
- [10] M. Garcia-Munoz, J.A. Simpson, T.G. Guzik, J.P. Wefel and S.H. Margolis, *Astrophys. J.* 64 (1987) 269.
- [11] M. Simon, H. Spiegelhauer, W.K.H. Schmidt, F. Siohan, J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam and J.F. Arnes, *Astrophys.*
J. 239 (1980) 712.
- [12] B. Peters and N.J. Westergaard, *Astrophys. Space Sci.* 48 (1977) 21.
- [13] H. Nanjo et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* 3 (1995) 697.
- [14] M. Ichimura et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* 3 (1995) 104;
T. Shibata, Rapporteur Talk presented at the 24th ICRC, Rome (1995) (to be published in *Il Nuovo Cimento*).
- [15] S.I. Nikolsky et al., *Proc. 24th ICRC, Rome* 3 (1995) 571.
- [16] Numerical Table of Physical Geography, published by National Astronomical Observatory, Japan (1990) 796.
- [17] C. Störmer; *Zeits. f. Astrophys.* 1 (1930) 237.
- [18] Shea, M.A., Smart, D.F., McCracken, K.G.; A.F. Cambridge Res. Lab. Report PORT -65 -705 (1965).
- [19] A. Inoue, M. Wada and I. Kondo; 宇宙科学研究所報告特集第1号, (1981) p.79-95.
- [20] Balloon Manual (昭和50年度), 東京大学宇宙航空研究所, 大気球実験班, p.35.
- [21] McCracken, K.G., Rao, U.R., Shea, M.A.; M.I.T. Technical Report No.77 (1962).