

数 GeV/n～数 TeV/n 領域に於ける重一次宇宙線の観測

市村 雅一^{*1}・古川 政敬^{*1}・倉又 秀一^{*1}・松谷 秀哉^{*2}・三戸 洋之^{*1}
村林 貴之^{*1}・南條 宏肇^{*1}・中村 孝弘^{*1}・大場 克行^{*1}・大内 達美^{*1}
小沢 友彦^{*1}・渡辺善二郎^{*3}・山田 祥之^{*1}・北沢 元泰^{*4}
小林 正^{*4}・三橋 敦^{*4}・柴田 徹^{*4}・杉本 久彦^{*5}・仲沢 和馬^{*6}

Observation of heavy cosmic-ray primaries in the energy range of GeV/n～TeV/n

By

Masakatsu Ichimura, Masataka Kogawa, Shuichi Kuramata, Hideya Matsutani,
Hiroyuki Mito, Takayuki Murabayashi, Hirotada Nanjo, Takahiro Nakamura,
Katsuyuki Ohba, Tatsumi Ohuchi, Tomohiko Ozawa, Zenjiro Watanabe,
Yoshiyuki Yamada, Motoyasu Kitazawa, Tadashi Kobayashi, Atsusi Mihashi,
Toru Shibata, Hisahiko Sugimoto and Kazuma Nakazawa

Abstract: We have exposed a new type of emulsion chamber with full use of the screen-type X-ray film at a level of 11.7 g/cm² for ~ 20 h, and detected more than hundred thousand cosmic-ray heavy primaries, with charge of $Z \geq 8$. This article describes the charge resolution and the accuracy of energy determination for primary cosmic-ray nucleus, and report the absolute intensities of cosmic ray primaries heavier than silicon in the wide energy range, a few GeV/n to TeV/n and beyond.

Our results of iron and silicon fluxes are both in agreement with those obtained recently by spacelab-2 experiment. It is particularly remarkable

^{*1} 弘前大理

^{*2} 弘前大医

^{*3} 青森大

^{*4} 青学大理工

^{*5} 湘南工大

^{*6} 岐阜大教育

that the spectrum of silicon primaries becomes softer beyond the hundred GeV/n, with integral index of $\beta \sim 1.95$, which is hard to understand in the framework of current models for interstellar propagation as well as for acceleration mechanism. On the other hand, we found that the exponent of iron spectrum is almost constant with $\beta \sim 1.5$ up to a few TeV/n.

We report also about the abundance ratio of sub-iron group to iron, which reflects strongly on the escape length of cosmic rays in the Galaxy. We discuss further the total primary flux, and find that the extrapolation of the direct observation data to the energy region of $10^{15} \sim 10^{16}$ eV/particle deviates slightly from those expected by air shower experiment.

1 序文

一次宇宙線の観測は、現在までに様々な検出器を用いて行なわれてきたが、その起源・加速・伝播機構は未だに解明されていない。起源については超新星とする説が有力であり、宇宙線中に含まれる $Z \geq 30$ の原子核成分は、そのほとんどが超新星内部で合成されたものと考えられている。しかし、その確証は得られておらず、また仮に正しいとしても、宇宙線中に含まれる全ての成分の源を超新星として説明できるかという問題が残る。

加速機構については、最近の理論的考察によると、衝撃波による加速だけで全て説明できるとされている。([1]) これによれば、加速場所での微分エネルギースペクトルは全ての成分について $E^{-2.0}$ の形をしている。一方、地球に到達する粒子線のエネルギースペクトルについては、 $E^{-2.8}$ (for proton), $E^{-2.5}$ (for iron) という観測値が得られており、べき指数の差は、伝播機構によって生じると考えられている。

伝播機構を説明するモデルとしては、leaky box, nested leaky box, closed galaxy 等のモデルが提唱されている。([2]) これらモデルの差異は、エネルギーが ~ 100 GeV/n を越えるあたりから顕著になってくるが、この領域では宇宙線の強度も少ないため、モデルの是非を確定する程の観測データは現在のところ得られていない。これらの問題をはっきりさせるためには、粒子別の絶対強度とエネルギースペクトルを十分な統計量で観測する事が重要である。もちろん現在までに様々なグループが宇宙線原子核成分について観測を行なっている。しかし、proton, helium については数10TeV/n 領域までエネルギースペクトルが得られているものの、重い原子核成分については数10GeV/n にとどまっており、それより高いエネルギー領域では十分な統計量は得られていない。

図1にこれまで行なわれた観測の中から、代表的な3つのグループについて、Fe核とSi核の絶対強度を示す。ここで、縦軸は絶対強度に $E_0^{2.5}$ をかけたものになっている。HEAO-3 ([3]) のデータは、これまでの観測の中で最も統計精度の良いものである。検出器としてはガスカウンターを用いているが、この方法ではエネルギー分解能が悪く、数10GeV/n 以上の領域では信頼性に欠ける。実際、このグループのデータは今でも時々修正が行なわれている。

Simon 等 ([4]) の検出器は、HEAO-3と同様の方法で ~ 10 GeV/n をカバーし、それ以

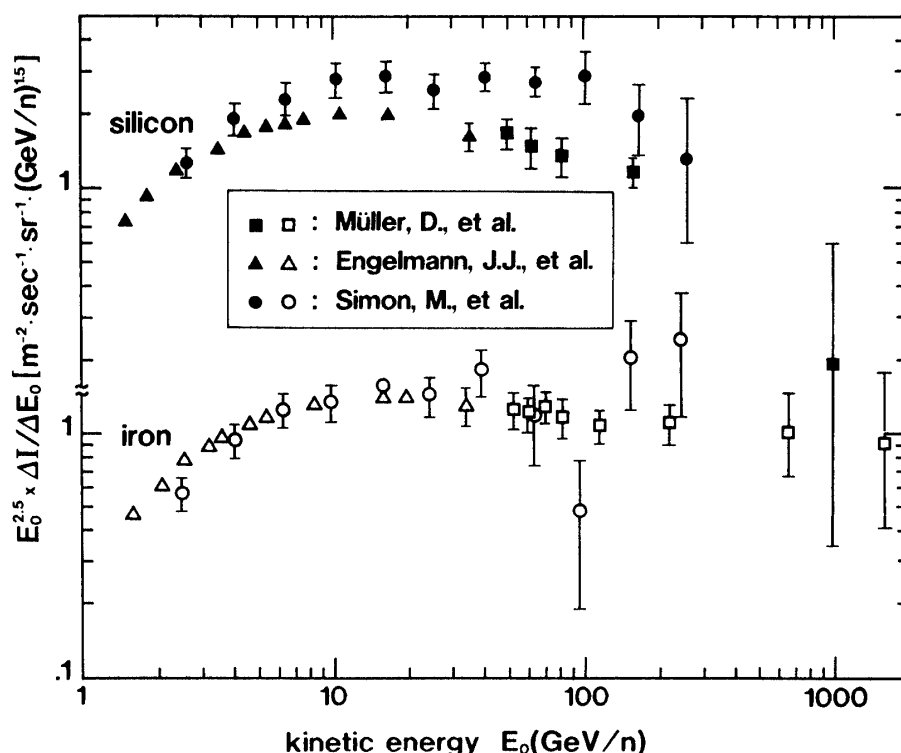


図1 典型的な3つのグループから得られているSi核とFe核の絶対強度。縦軸は入射エネルギーの2.5乗をかけている。

上の領域では、ionization calorimeter を用いてエネルギーを決めている。一方 spacelab-2 ([5]) の実験では、 $\leq 150 \text{ GeV/n}$ をチェレンコフカウンター、 $\leq 500 \text{ GeV/n}$ をマルチワイヤープロポーションナルカウンター、それ以上の領域を遷移輻射検出器というように、dynamic range の関係から、エネルギーの領域によって違った方法をとっている。そのため、広いエネルギー範囲で見た場合にはエネルギー較正の点で問題が残る。又、カウンター系の検出器は、一般的にその幾何学的構造が複雑になっており、絶対強度を求める際の検出効率の算出は簡単でなく、どうしても不確定要素が残る。実際、図1に見られるように、各グループ間の絶対強度は必ずしも一致していない。

JACEE グループ ([6]) は、カロリメータ型のエマルジョンチェンバーを用いて、proton 成分については数 100 TeV/n の領域までスペクトルを延ばしている。しかし測定器の性質上重粒子成分の検出効率は悪く、一回の flight (例えば ~ 30 時間) で数個の Fe 核が見つかる程度である。さらに深刻なのはエネルギー推定の信頼性である。つまり、シャワーエネルギー ΣE_T から入射エネルギー E_0 への変換は個々の入射粒子に対しては殆ど意味をもたないため (損傷核子数の揺らぎ、それらの非弾性度の揺らぎ、荷電分配の揺らぎ、…), 統計誤差の問題はともかく、エネルギー決定の誤差が評価出来ないことが多くの研究者によって指摘されてきた。

このような状況を踏まえ、我々は1987年より気球による一次宇宙線の観測を開始し、それまでの passive-type 検出器の弱点である大量データ処理法の開発、そしてエネルギー決定精

Table 1 我々のこれまでの観測状況とチェンバー構造. CH. II はカロリメーター型から SXF 型への中間的なチェンバーである.

Chamber Number	I	II	III	IV
Launch date	May/25/1987	May/28/1988	May/25/1989	May/28/1991
Exposure time	31.1 h	19.7 h	22.2 h	15.8 h
Chamber area	0.4 m ²	0.31 m ²	1.53 m ²	1.22 m ²
Altitude	32.8 g/cm ²	19.4 g/cm ²	11.7 g/cm ²	8.9 g/cm ²
weight	250 kg	200 kg	200 kg	150 kg
main elements	p, α	p, α	heavy	heavy
energy region	8–100 TeV/n	4–50 TeV/n	0.4–1 TeV/n	.1–1 TeV/n
calorimeter	orthodox	reduced	none	none
gondola direc.	—	—	—	controlled

度の改良を行ってきた. こうした要求に応えたのがスクリーンタイプ X 線フィルム (以下 SXF と略す) であり, いろいろな予備実験を経て, 1989 年には SXF を多層的に使用した軽量型大面積チェンバーを気球に搭載して重一次線観測を行なった. 表 1 にこれまでの観測状況をまとめる. CH.I, CH.II の観測は主に proton 成分と helium 成分に焦点をしぼり, それらの結果はすでに文献 7, 8 にまとめられている. 又我々の測定器の中で重要な役割をする SXF の特性については文献 9 に詳しいので詳細は省く.

本論文では 1989 年度の観測より得られた, Si 核～Fe 核の絶対強度を含む最新の結果を報告し, 他グループのデータと比較するとともに, いくつかの問題点を指摘したい. 特にこれらの観測結果をもとに求めた全粒子スペクトルについても示し, 空気シャワーの観測データと比較する.

2 チェンバー構造と重粒子飛跡の検出法

図 2 にチェンバー構造を示す. 図からもわかるようにチェンバーは基本的に 2 つの module から構成されており, 上側の部分が重粒子飛跡トリガー層, 下側がジェット (フラグメント) 検出層である. 後者はもちろんフラグメント粒子 (多重発生粒子も含む) の放出角度を測定できるように設計されており, ジェット解析層の役割もしている. 物質層の厚さは vertical にして 15.5 g/cm² である. 1 ユニットの面積は 35.5 × 43.0 cm² であり, 我々はこれを 10 ユニット製作し, 1989 年 5 月 25 日三陸大気球基地より放球した. レベルフライトの平均高度は 11.7 g/cm² で, 約 20 時間の飛翔ののちチェンバーは無事回収され, 回収後ただちに感光材は現像処理された. 我々の観測時間はそれほど長くはないが, SXF の特性から天頂角の大きな飛跡に対しても検出効率はほぼ 100% であり ([9]), さらにチェンバーの構造から幾何学的な検出立体角 Ω_{geom} は, ほぼ π steradian に等しい. 従って, $S \Omega_{\text{geom}}$ (= 4.81 m²sr) が非常に大きいという特徴がある.

文献 9 にも述べたように, およそ O 核以上の重粒子飛跡は SXF 上で裸眼でも検出可能である. しかし, 膨大な数の飛跡を見落とすことなく衝突点まで追跡すること (トラッキング) は, 極めて困難であるため, 我々は CCD カメラを組み込んだ自動トラッキング装置を製作した. 表 2 にこの装置で検出した (トリガー層を通過した) 総粒子数と, チェンバー内

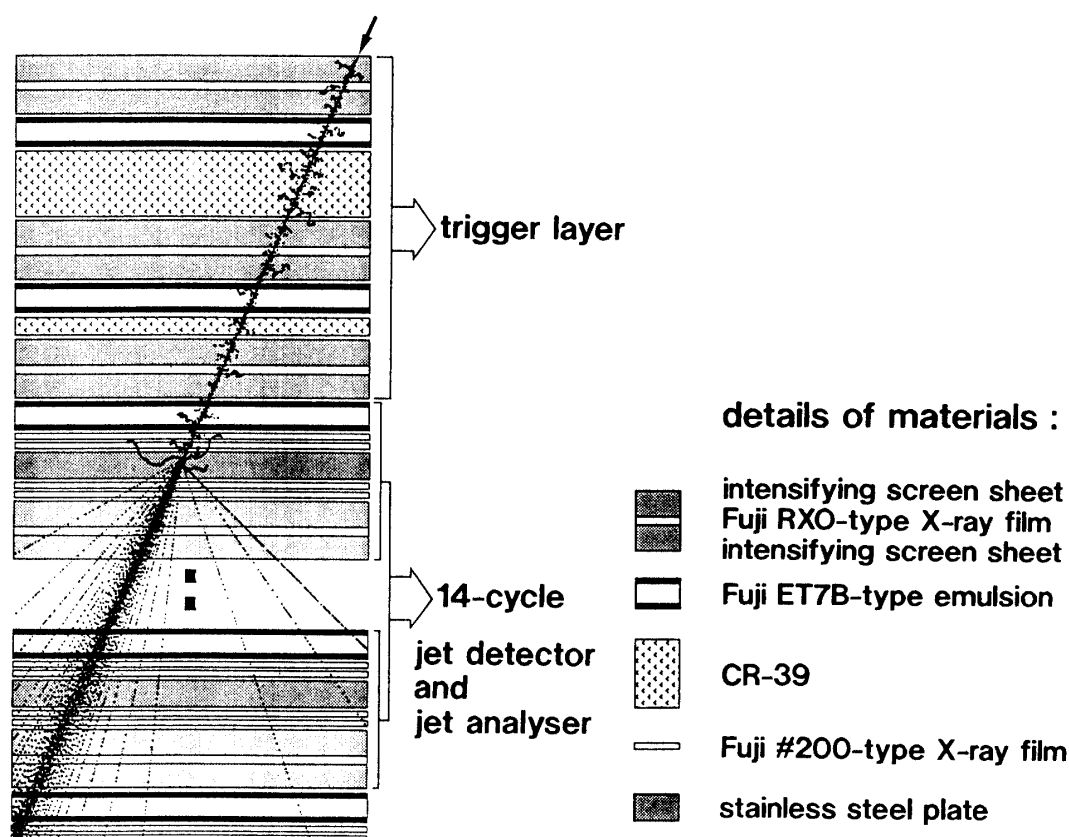


図 2 1989年度実験のチェンバー構造.

Table 2 CH. III から検出された全粒子数とチェンバーのなかで核衝突を起こした統計量. ただし全粒子数はトリガー層で消えている(外に出たか, 衝突している)粒子も含まれている.

Total tracks recorded on x-ray film ;		102,536
Total events of nuclear interaction occurred in the jet detector layer ;		28,517
charge range	primary	event number
7.5～ 8.5	oxygen	4,579
9.5～ 10.5	neon	4,599
11.5～ 12.5	magnesium	5,798
13.5～ 14.5	silicon	4,010
15.5～ 16.5	sulfur	1,091
17.0～ 25.0	sub-iron	5,263
≥25.0	iron-group	3,177

で interaction した統計量を O 核以上についてまとめる.

図 3 に自動トラッキング装置の概観を示す. 装置及びソフトウェアシステムの詳細は文献 9, 10 に述べているのでここでは省略するが, この装置により記録される測定量は各層について,

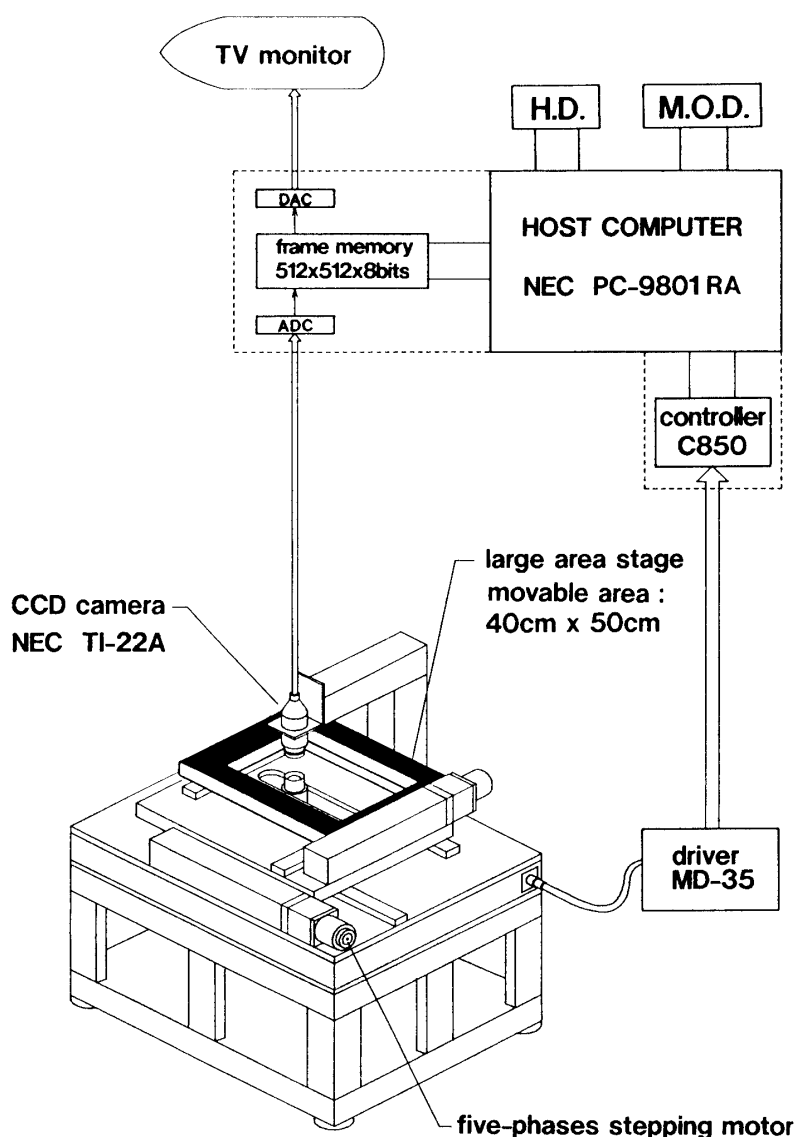


図3 自動トラッキング装置の概念図.

(a) 重粒子飛跡の黒化スポットの黒化度

(slit size = 30×30 , 50×50 , 100×100 , 200×200 , $300 \times 300 \mu\text{m}^2$)

(b) 黒化スポットの座標

であるが、これらのデータはすべて130M.B.のハードディスクに記録され、さらに光磁気ディスクにバックアップされる。(b)からただちに入射粒子の天頂角と方位角は計算される。もちろん入射天頂角は両面塗り原子核乾板を使っても測定出来るので、両者を比較してみたところ数%以内の誤差で一致していることが確認された。([10], [11])

3 入射原子核の電荷決定

SXF上に記録された黒化スポットの黒化度は、入射重粒子の電荷を反映していると考え

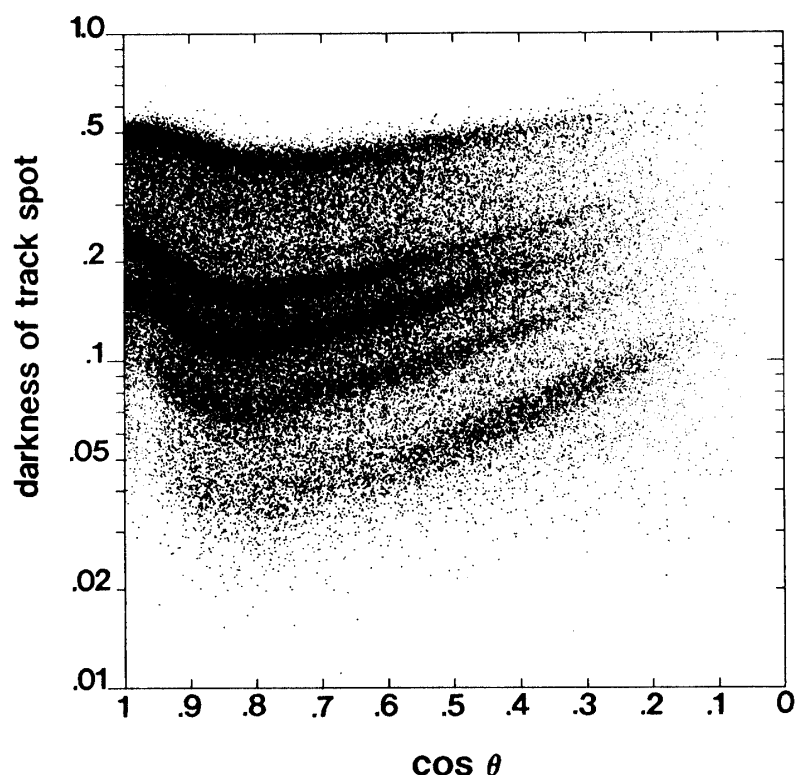


図4 入射天頂角と重粒子飛跡スポットの X 線フィルム上での黒化度との散布図.

られるので、その平均値から電荷の決定を行なった。各トラックについて求めた平均黒化度と、入射天頂角との相関を図4に示す。検出された重粒子飛跡の数は～10万本に及んだが、ここではトリガー層を貫通したトラックのみ示した。また、縦軸の平均黒化度は CCD カメラで得られた光量値を基に計算した「相対黒化度」である事を注意しておく。

この図を見ると、宇宙線強度に対応して、Fe 核、Si 核、Mg 核、Ne 核、O 核等の一次核グループが明らかに確認できる。各グループについてその天頂角依存性を見ると、 $\cos \theta \approx 0.85$ のあたりで極小値を持っている事がわかる。これは、入射天頂角が 0° ($\cos \theta \approx 1$) に近づく、フィルムの上下面に記録された黒化スポットが重なり合うために増大し、一方入射天頂角が大きくなると、増感紙内を通過する重粒子の path length が増加する (δ -ray が沢山放出される) ために少しずつ増大することによる。また、Ne 核、O 核と電荷が小さくなるにつれ、天頂角が小さい所で detection loss bias がある事も確認できる。これは、広がりの小さな黒化スポットほど検出が困難となるためである。しかし、Si 核以上ではそのような検出バイアスは認められない。

この scatter plot を基に、各入射粒子の電荷を決定し、ヒストグラムにしたものが図5である。([9], [10]) これを見ると、even 核に明らかなピークが存在し、scatter plot では確認が困難だった S 核についてもピークが認められる。これらのグループに対する電荷の絶対較正は δ -ray count 法によってすでに確認されている。([12])

同図には各グループに対して正規分布を最小 2 乗法で fit させたカーブも示している。([13]) 表3には電荷が Z_0 のグループに対して fit させた正規分布の $\sigma(Z_0)$ 、及び

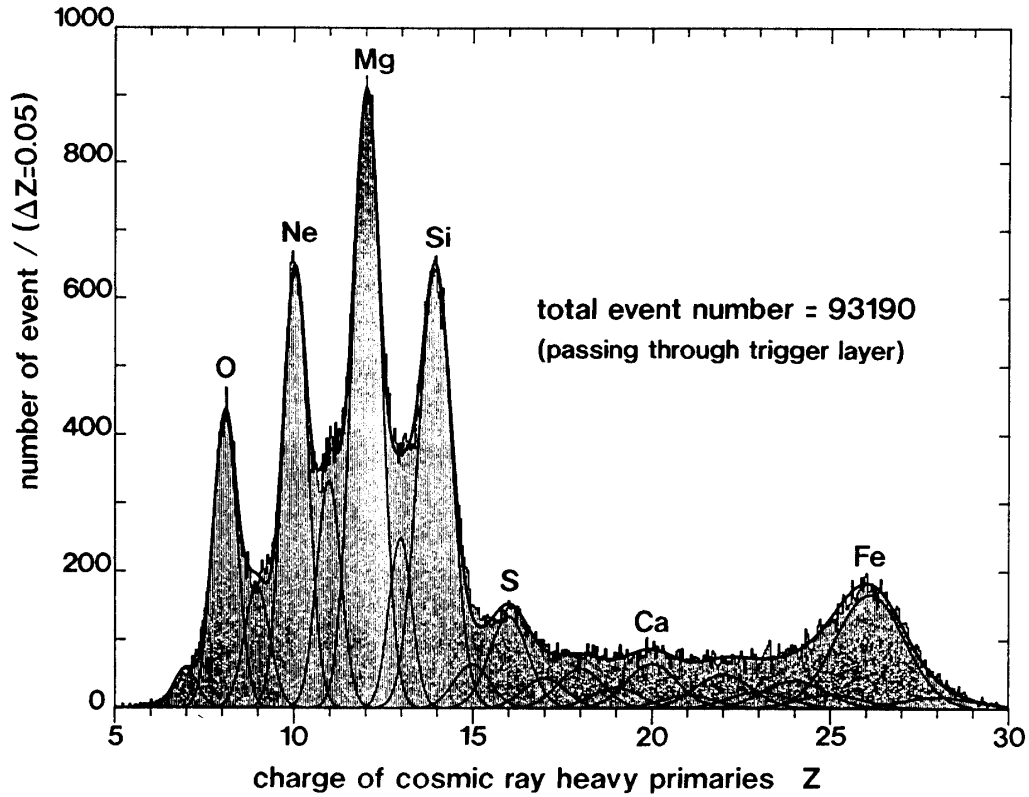


図5 トリガー層を貫通した重粒子飛跡の電荷分布. Ne核より軽い重粒子は検出バイアスがあるため, ヒストグラムの高さが必ずしも強度に対応しない.

$Z_{\min} \leq Z < Z_{\max}$ 内の粒子の purity $\varepsilon(Z_0; Z_{\min}, Z_{\max})$, さらに観測粒子数 $N_{\text{obs}}(Z_0; Z_{\min}, Z_{\max})$ と, 総粒子数 $N_{\text{tot}}(Z_0)$ (=fitting curve の積分量) の比 $\nu = N_{\text{obs}}/N_{\text{tot}}$ をまとめておく. 以下に N_{obs} と N_{fit} , ε の定義を具体的に示す. ただし $\Delta N_{\text{obs}}(Z)$ は $(Z, Z+\Delta Z)$ 内の観測粒子数である.

$$N_{\text{obs}}(Z_0; Z_{\min}, Z_{\max}) = \sum_{Z_{\min} \leq Z < Z_{\max}} \Delta N_{\text{obs}}(Z) \quad (1.a)$$

$$N_{\text{fit}}(Z_0; Z_{\min}, Z_{\max}) = N_{\text{tot}} \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} e^{-(Z-Z_0)^2/2\sigma^2} \frac{dZ}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad (1.b)$$

$$\varepsilon(Z_0; Z_{\min}, Z_{\max}) = \frac{N_{\text{fit}}(Z_0; Z_{\min}, Z_{\max})}{N_{\text{obs}}(Z_0; Z_{\min}, Z_{\max})} \quad (1.c)$$

これからわかるように, A核とCa核の purity は70%程度であり, それ以外の sub-Fe核はあまりよくない. しかし, 表に示したように sub-Fe核を重ね合わせたグループ, $17 \leq Z \leq 25$, $21 \leq Z \leq 25$, ……に対しては充分満足すべき値である.

Table 3 各 1-ry グループに対する電荷分解能と purity そして $v = N_{obs}/N_{tot}$

primary	σ	$Z_{min} \sim Z_{max}$	purity (%)	N_{obs}	$v = \frac{N_{obs}}{N_{tot}}$
O	0.337	7.5 ~ 8.5	94.1	6705	0.924
Ne	0.349	9.5 ~ 10.5	92.7	10431	0.934
Mg	0.397	11.5 ~ 12.5	95.3	15420	0.853
Si	0.459	13.5 ~ 14.5	95.2	11533	0.780
S	0.545	15.5 ~ 16.5	81.5	2977	0.816
A	0.631	17.5 ~ 18.5	66.0	1663	0.906
Ca	0.716	19.5 ~ 20.5	71.4	1777	0.751
Ti	0.802	21.5 ~ 22.5	62.6	1568	0.778
Cr	0.888	23.5 ~ 24.5	45.8	1790	0.972
Fe	0.974	25.0 ~ 28.0	84.9	8123	1.004
Ni	1.060	27.5 ~ 28.5	36.1	947	1.053
<hr/>					
Fe-group (Fe+Co+Ni)	;	25.0 ~ 29.0	91.3	9527	0.955
sub-Fe group I (Cl+A+K+Ca+Sc +Ti+V+Cr+Mn)	;	17.0 ~ 25.0	90.6	11754	0.891
sub-Fe group II (Sc+Ti+V+Cr+Mn)	;	21.0 ~ 25.0	80.5	6633	1.001
sub-Fe group III (Cl+A+K+Ca)	;	17.0 ~ 21.0	86.1	7154	0.977
sub-Fe group IV (Sc+Ti+V)	;	21.0 ~ 23.0	84.1	3010	0.785

4 入射原子核のエネルギー決定

4.1 換算角度 (reduced angle)

入射原子核 (projectile) が標的原子核 (target) と衝突すると, いくつかの fragment 粒子 ($p, \alpha, \text{Li}, \dots$), あるいはエネルギーが高ければ多重発生粒子 (π, K, \dots) が放出される. このうち, fragment 粒子の α に注目して入射粒子のエネルギーを決める方法は, 最初 Kaplon 達 ([14]) によって行われ, 最近では Sato 達 ([15]) も行っている. これは α -opening angle method と呼ばれ, α 粒子の実験室系での放出角度を θ_α , 核子あたりの横向き運動量を $P_{T\alpha}$ とすると, 核子あたりの入射エネルギー E_0 は

$$E_0 \simeq p_0 = \frac{p_{T\alpha}}{\sin \theta_\alpha} \simeq \frac{\langle p_{T\alpha} \rangle}{\theta_\alpha} \quad \text{with } \langle p_{T\alpha} \rangle \simeq 70 \sim 90 \text{ MeV}/c \quad (2)$$

で与えられる.

(2)式は実験的には非常に便利であるが, いくつかの問題点がある. 第1の問題は横向き運動量の揺らぎであり, 第2の問題は, (2)式をみてもわかるように小さい角度の α にエネルギーが左右されすぎることである. 第3の問題はさらに critical であり, O 核～Si 核のような (Fe 核に比べて) 質量数の小さな入射核に対しては, 必ずしも α -fragment が常に放出さ

れるとは限らない。(もちろん Fe 核の場合にも放出されない場合がある)

このような問題に対して, Goldhaber の理論的考察は有用である. ([16]) すなわち, ある原子核静止系 (質量数を A_P とする) でエネルギーが与えられ, 質量数が A_f の fragment 粒子が放出されたとする. そのときの運動量を P_f とすると, その 2 乗平均は

$$\langle p_f^2 \rangle = \frac{A_f(A_P - A_f)}{A_P - 1} \langle p_N^2 \rangle \quad (3)$$

で与えられることを Goldhaber は示した. ここで $\langle p_N^2 \rangle$ は核子運動量の 2 乗平均であり, Feshbach と Huang ([17]) によると Fermi 運動量 P_F と近似的に

$$\sqrt{\langle p_N^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3}{5}} P_F \simeq 180 \text{ MeV}/c \quad (4)$$

で結ばれている. (3)式は核子運動量間で minimal correlation を仮定しただけの簡単なモデルから導出されたが, fragment 粒子の運動量に関する加速器データを非常によく再現することが知られている. ([18])

さて, (3)式からただちにローレンツ不変量である横向き運動量に対する関係が得られる.

$$\langle p_{Tf}^2 \rangle = \frac{A_P - A_f}{A_f(A_P - 1)} \langle p_{TN}^2 \rangle \quad \text{with} \quad \langle p_{TN}^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle p_N^2 \rangle \quad (5)$$

ただし, 上式は核子あたりの横向きの運動量にしてある. そこで我々は, 実験室系での fragment 粒子の放出角度 θ_f に対して, 以下の量を導入し,

$$\Theta = \sqrt{\frac{A_f(A_P - 1)}{A_P - A_f}} \theta_f \quad (6)$$

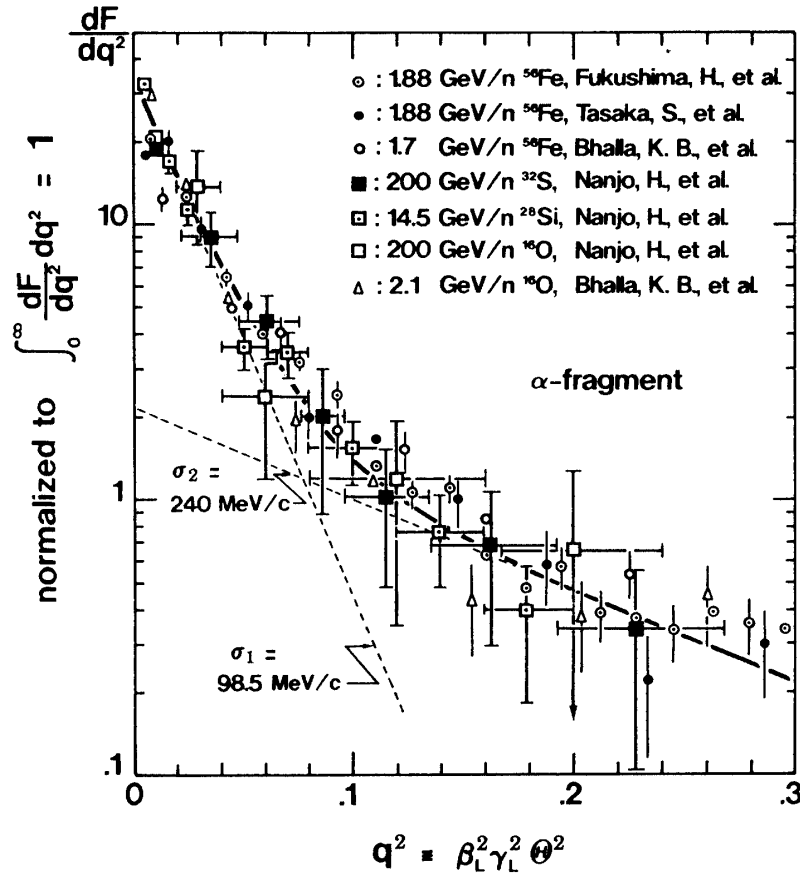
これを換算角度 (reduced angle) と呼ぶことにする. (6)式の意味することは, 換算角度で考えれば, 入射原子核にも, fragment 核の種類にも関係なく扱えるということである. つまり, 一般に fragment 粒子の実験室系での放出角分布は, その質量数 A_f , 親原子核の入射エネルギー E_0 , その質量数 A_P に依存するが, 上述の考察から

$$\varphi(E_0, \theta_f; A_P, A_f) d\theta_f^2 = \varphi(q) dq^2 \quad \text{with} \quad q \equiv \beta_L \gamma_L \Theta \simeq \gamma_L \Theta \quad (7)$$

のようなスケーリング則が期待される. ここで, β_L , γ_L はそれぞれ実験室系での入射原子核の速度 ($c=1$), 及びローレンツ因子である.

4.2 加速器データとの比較

(7)式の有効性をみるために重イオン加速器実験より得られた, いろいろな入射原子核, そしていろいろな入射エネルギーに対する α 粒子の放出角分布を図 6 に示そう. ([19] ~ [22]) これをみると確かに(7)式に示されるスケーリング則が成立しており, 又分布の形は 2 つの gaussian の重ね合わせで再現出来そうである. そこで以下の関数,

図6 α 粒子に対する q^2 分布.

$$\varphi(q) = \tau_1 a_1^2 e^{-a_1^2 q^2} + \tau_2 a_2^2 e^{-a_2^2 q^2} \quad \text{with} \quad a_{1,2} = \frac{M_N}{\sqrt{2}\sigma_{1,2}} \quad (8)$$

を最小 2 乗法で実験データに fit させると ($\tau_1 + \tau_2 = 1$)

$$\tau_1 = 0.7252, \quad \tau_2 = 0.2748 \quad (9a)$$

$$\sigma_1 = 98.5 \text{ MeV}/c, \quad \sigma_2 = 239.6 \text{ MeV}/c \quad (9b)$$

を得た. 図 6 にはこうしてきめた fitting curve も描いている. 角度の小さいところでの σ_1 は Goldhaber が与えた値 $90 \text{ MeV}/c$ に近いが, 角度の大きいところでは tail をひいているのがわかる. tail 部分については, fireball formation ([23]), 散乱核子と P-n pair の recombination process ([19]) などいくつかのモデルによって理解されているが, この論文の目的からはずれるので議論は省略する.

さて(8)式はもちろん α 粒子だけでなく, P, Li, Be, ……に対しても適用できるので, 実験データとカーブの横軸 ($=\beta_L \gamma_L \times$ 換算角度) を scale shift させてやることにより, そのずれから入射原子核のローレンツ因子 γ_L , つまり入射エネルギーが決定できる. ただし,

proton fragment の場合には注意を要する．すなわち損傷陽子（及び π^\pm 中間子）も含まれていると考えられるので，(8)式に損傷陽子（wounded proton）の寄与を加えて実験データと比較しなくてはならない．又，fragment 粒子の数が少なくて fitting が難しい場合もある（全イベントの $\sim 10\%$ ）ので別の方法で γ_L を決定しなくてはならない．これらの問題については，それぞれ Appendix A と Appendix B に具体例も示してまとめておく．

この方式で決定したエネルギー E_{est} と真のエネルギー E_{true} の比 E_{est}/E_{true} のヒストグラムを，横軸を log scale にして図7に示そう．これからわかるように σ は大体0.2～0.3程度と考えられる．

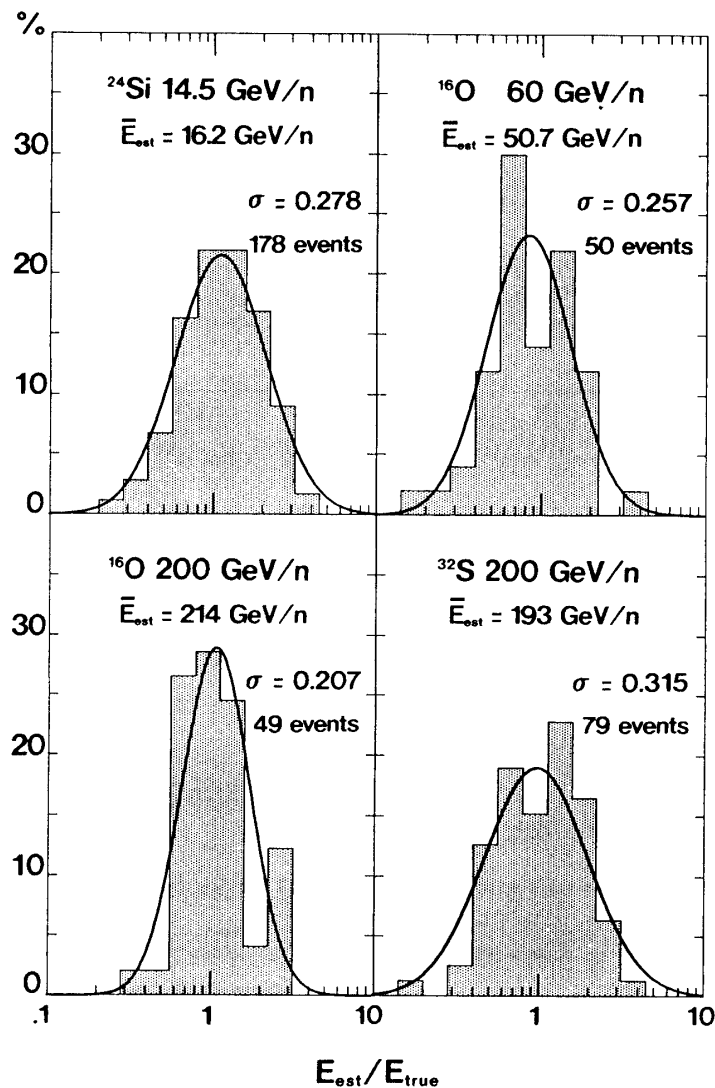


図7 加速器データより得られたエネルギー決定精度分布． E_{est} は本文に述べた方法で決定したエネルギー．カーブは $y = \log_{10} E_{est}/E_{true}$ を変数， σ を標準偏差とする正規分布曲線．

4.3 宇宙線データへの適用

表 4 に我々が自動トラッキング装置 (図 3 参照) で衝突点を検索し、顕微鏡により fragment 粒子の角度測定を実際に行った統計量をまとめる. 表中 completely scanned block とは, 検出された衝突イベントすべてについて角度測定を行った統計量を意味しており, 10 ブロックのうち 2 ブロック (S 核については 3 ブロック) は完全測定を行った. これは低エネルギー領域での宇宙線強度をきちんと押さえるためである. 他のブロックについては, エネルギーの高いイベントのみの角度測定を行い, 後述するように大体 50 GeV/n 以上では検出バイアスがないことが確認されている.

Table 4 fragment 粒子の放出角を顕微鏡測定した統計量. 左側は完全測定した数であり, 右側は高エネルギー event だけを測定した数である. 前者は 2 ブロック (S 核は 3 ブロック), 後者は 8 ブロックに対して測定した.

$Z_{min} \sim Z_{max}$		non-biased measurement	biased for H. E. event
13.5 ~ 14.5	(silicon)	696 (2 ch.)	491 (8 ch.)
15.5 ~ 16.5	(sulfur)	309 (3 ch.)	213 (7 ch.)
17.0 ~ 25.0	(sub-Fe)	972 (2 ch.)	781 (8 ch.)
25.0 ~ 40.0	(Fe-group)	533 (2 ch.)	480 (8 ch.)

前節で述べた方法で, 全ての重一次宇宙線のエネルギーを決定したが, 内部 consistency をみるために, まず α -fragment の換算角分布を, 入射原子核別, 入射エネルギー別にみてみよう. 図 8 にそれを示すが, 同図に図 6 の加速器データの例 ([19]), 及び図 6 で決定した fitting curve 描いてある. さらに図 9 には fragment 粒子別の換算角分布をいろいろな入射原子核に対して, 前述の fitting curve と共に示している. これらの図から, 我々のエネルギー決定法には内部矛盾がなく, 同時にスケーリング則(7)式が大体成立していると考えてよい.

図 10 にこうして得られた, Fe 核の相対強度を示す. これからわかるように Fe 核の場合には, ≥ 50 GeV/n では high energy event の検出にバイアスがないと考えてよい. 6 章で示す絶対強度, 及び Fe 核に対する sub-Fe 核の abundance ratio は, このように完全測定イベント (白丸) と high energy イベント (黒丸) が交差しているところで接続させている. 又, ≤ 4 GeV/n あたりでスペクトルが落ち込んでいるが, これはもちろん rigidity cut-off のためであり, 言い替えれば我々のエネルギー決定が正しく行われていることを意味している. 図に描かれている曲線は, エネルギー決定精度をいろいろ変えた場合のシミュレーション計算であるが, rigidity cut-off の問題, 及びエネルギー決定の信頼性については, 宇宙線絶対強度との関連で, 5.3 節において再び詳しく議論する.

5 大気トップ宇宙線絶対強度への変換

5.1 検出効率

検出効率の計算はカウンター系の実験の場合やや複雑であるが, 我々の場合チェンバーの

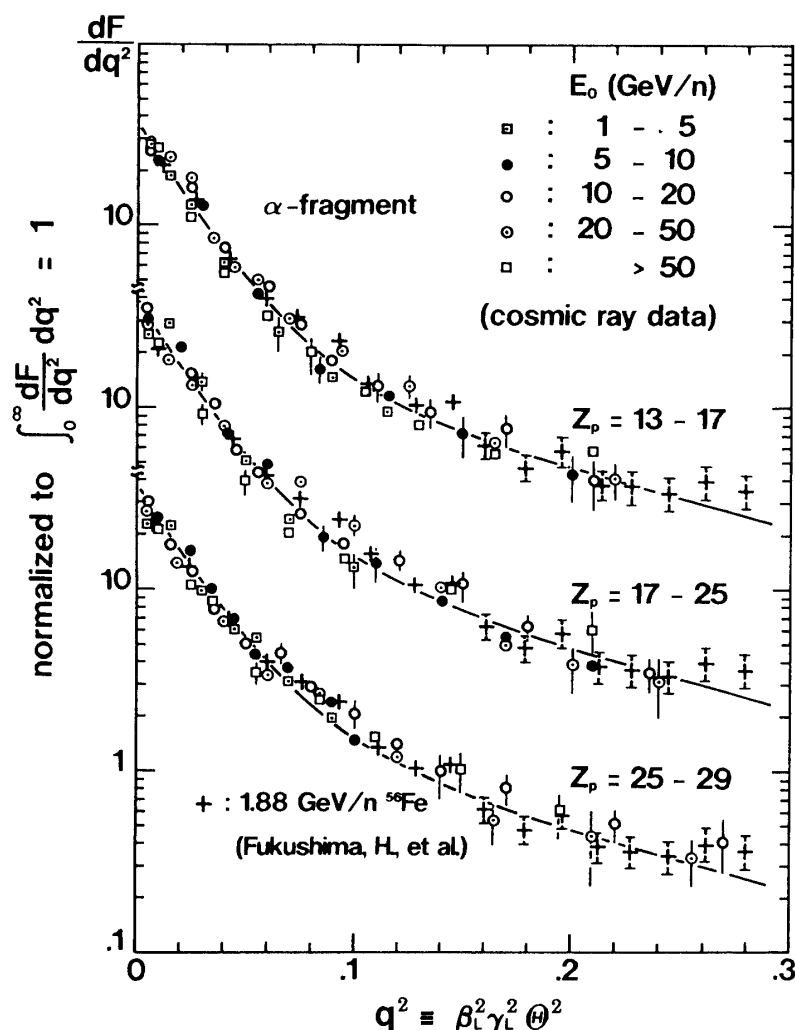


図8 宇宙線データより得られた α 粒子に対する q^2 分布. 同図には加速器データの例 (+) と図6に示した曲線も描いてある.

幾何学的構造 (図2 参照) が単純なため簡単で, 原子核-原子核衝突の断面積としてどの公式を使うかだけが問題である. ここでは Hagen ([24]) らによる hard sphere model と Karol ([25]) による soft sphere model の両方の場合について計算し比較してみる. 前者の反応断面積を具体的に書き下すと

$$\sigma_R = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \zeta)^2 \quad (10)$$

ここで A_P , A_T はそれぞれ入射原子核, 標的原子核の質量数であり,

$$r_0 = 1.29 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad \text{and} \quad \zeta = 1.189 \exp[-0.05446 \min(A_P, A_T)] \quad (11)$$

いっぽう Karol は, 核子-核子衝突の断面積のエネルギー依存性を含んだ形で原子核-原

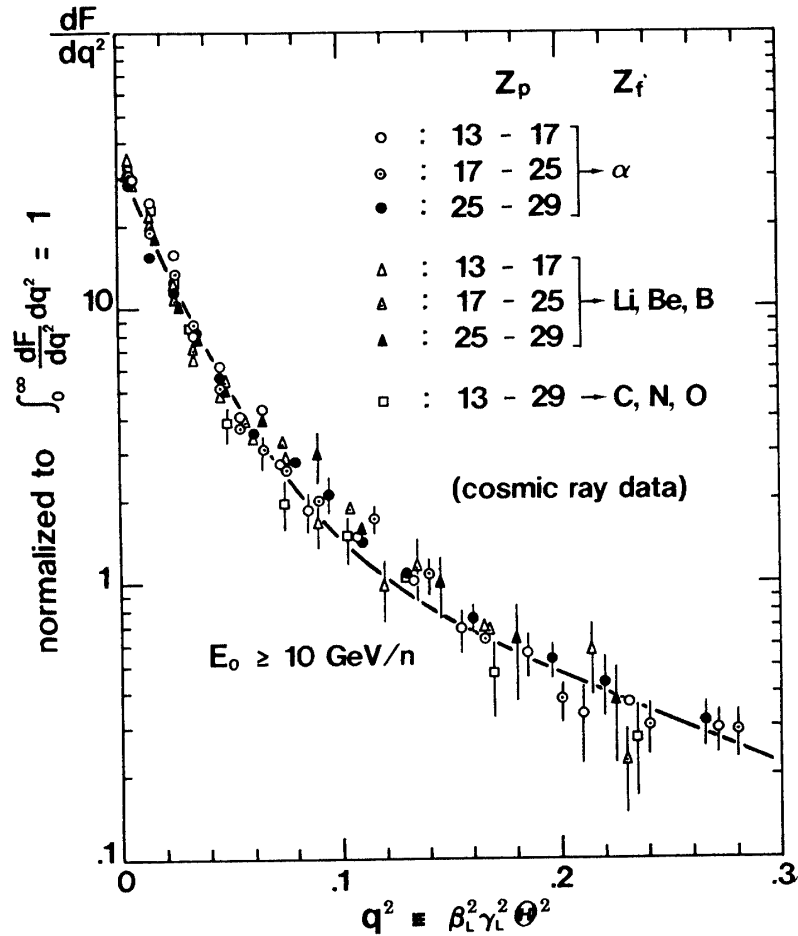


図9 いろいろな入射原子核 Z_p を変えた場合の、いくつかの fragment 粒子 Z_f に対する q^2 分布. 入射宇宙線原子核のエネルギーは 10 GeV/n 以上の事例を重ね合わせた.

子核衝突の反応断面積を求め、以下のように書けることを示した.

$$\sigma_R = \pi(a_p^2 + a_T^2) [\ln \chi + \text{Ei}(\chi) + \gamma] \quad \text{with } \chi = \frac{\sigma_{NN} A_P A_T}{\pi(a_p^2 + a_T^2)} \quad (12)$$

ここで γ は Euler 定数 ($=0.5772$) であり, Ei は積分指数関数, σ_{NN} は核子-核子の衝突断面積である. さらに $a_{p, T}$ は原子核半径の 2 乗平均に関係している.

表5に我々のチェンバーの主要物質に対する衝突の平均自由行程をいくつかの入射原子核の場合についてまとめておく. 又表には次の節で必要となる大気に対する衝突の平均自由行程も示してある. 単位はいずれも g/cm^2 である. 表中, エネルギー E_0 の欄が "--" で示された行の数値はエネルギー依存性のない(10式から得られたものであり, 10GeV/n と 1000GeV/n の行は(12式 (σ_{NN} にエネルギー依存性が含まれている) から計算した.

これからわかるように, 我々の観測領域 (数 GeV/n ～数 TeV/n) では断面積のエネルギー依存性はたかだか数%であり, 又 model による違いもやはり数%の違いである. 従って, この論文ではエネルギーを 20GeV/n に固定した Karol の断面積を使って諸計算を行う.

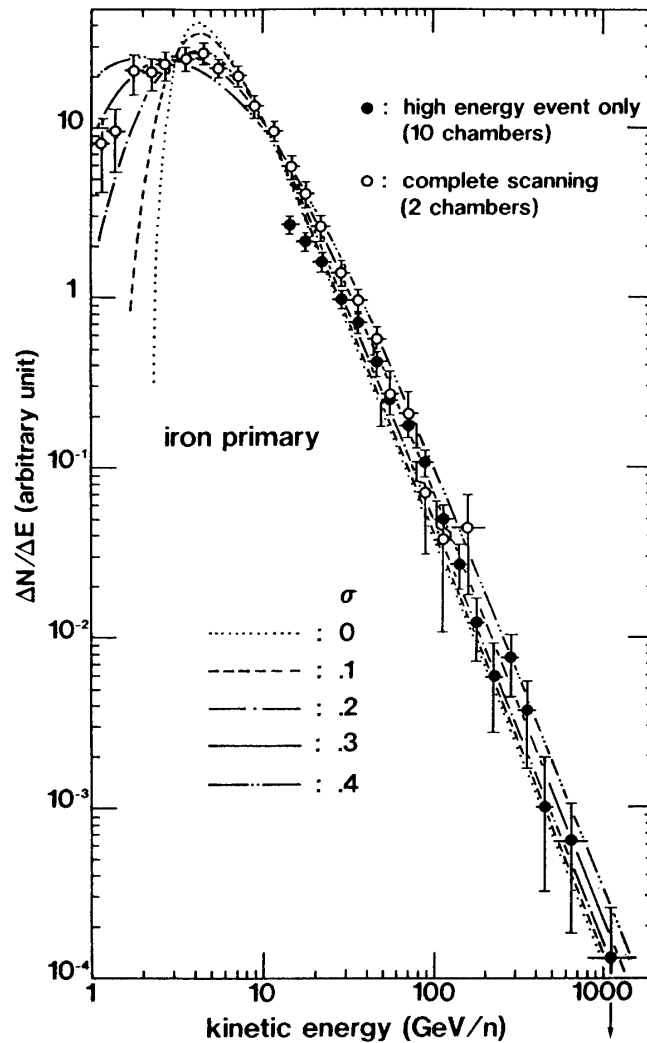


図10 Fe 核に対するエネルギースペクトル. カーブはいろいろなエネルギー決定精度 σ (図7 参照) に対するシミュレーション計算. 白丸は完全測定した2ブロックより得られたデータであり, 黒丸は高エネルギー粒子だけを拾いだした8ブロックと完全測定の2ブロック (高エネルギー粒子のみ採用), 合わせて10ブロックから得られたデータである.

さて, 我々は chamber top (遮蔽箱, 木箱も含めて) での観測粒子数が必要なため, 図11に示すように3つの部分, カバー部, トリガー部そしてジェット検出部にわけて考え, topに入射する宇宙線数を N_0 , トリガー層貫通粒子数を N_1 , そしてジェット検出部で衝突した数を N_{jet} とする. chamber top での入射粒子の天頂角分布は Appendix C の (C.2) 式の被積分関数に従って sampling した. さらに実際の測定では, 原子核乾板の edge に近い部分の測定は困難なため, fragment position が原子核乾板の端から 3 mm 以内のものは採用しないことにした. 我々が必要なのは, $k = N_{jet}/N_0$ であるので, 表6に simulation 計算の結果をまとめる. 又, $k' = N_{jet}/N_1$ は観測可能な量であるので, 観測値 ($= k'_{obs}$) も表6に示すが, 非常に良く一致している. 逆に言うと, (12)式の断面積が実験と良く一致していることを

Table 5 いろいろな物質中での衝突の平均自由行程. 単位はすべて g/cm^2 . “--” はエネルギー依存性のない断面積 (Hagen-Watts 公式) より計算した値であり, 10 GeV/n と 1000 GeV/n の場合は Karol の公式より求めた.

target nucleus		projectile nucleus			
density (g/cm^3)	E_0 (GeV/n)	0	Si	Ca	Fe
methacryl $\rho=3.73$	—	18.7 g/cm^2	14.3 g/cm^2	12.0 g/cm^2	10.1 g/cm^2
	10	46.5	36.5	30.4	26.7
	1000	45.8	36.1	30.1	26.4
$\text{Gd}_2\text{O}_3\text{S:Tb}$ $\rho=7.34$	—	66.9	54.1	47.6	42.3
	10	70.8	58.2	50.5	45.6
	1000	70.8	57.7	50.1	45.1
Stainless steel $\rho=7.91$	—	51.7	40.4	34.9	30.6
	10	52.2	42.7	37.0	33.2
	1000	51.7	42.3	36.7	32.9
air	—	23.7	19.0	16.3	14.1
	10	25.3	19.5	16.2	14.2
	1000	24.9	19.3	16.0	14.0

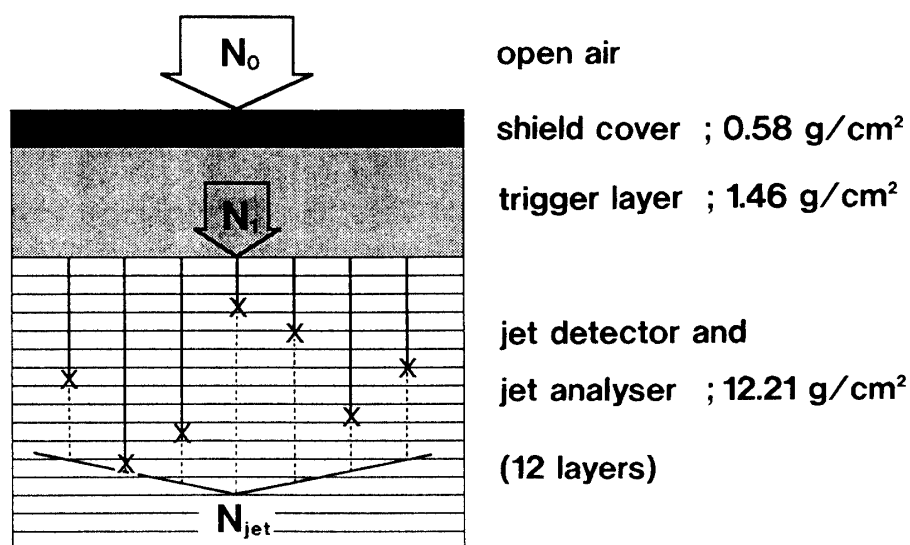


図11 ジェット検出層で検出された粒子数から, chamber top での粒子数を得るためのシミュレーション計算の概念図.

意味している.

実際にジェット検出層で観測される粒子数 $N_{jet}^{(obs)}(Z_0; Z_{min}, Z_{max})$ は, N_{jet} ではなく第3章で述べた荷電分解能を考慮する必要がある,

$$N_{jet}^{(obs)} = \nu N_{jet} = \nu \kappa N_0 \quad (13)$$

Table 6 ジェット検出層で検出された粒子数 N_{jet} に対する chamber top での粒子数 N_0 の比 $\kappa = N_{jet}/N_0$, 及び N_{jet} に対するトリガー層貫通粒子数 N_1 の比 $\kappa' = N_{jet}/N_1$ (図11参照). κ'_{obs} は κ' の観測値.

κ	1-ry	Si	S	A	Ca	Ti	Cr	Fe
$\kappa = N_{jet}/N_0$		0.265	0.278	0.275	0.282	0.284	0.277	0.281
$\kappa' = N_{jet}/N_1$		0.310	0.328	0.330	0.339	0.345	0.399	0.346
κ'_{obs}		0.332	0.326	0.339	0.332	0.332	0.335	0.324

つまり, 荷電幅が $Z_{min} \sim Z_{max}$ 内の検出粒子数を $\nu\kappa$ で割れば chamber top における電荷 Z_0 の入射粒子数が求められる.

5.2 大気中での一次宇宙線核の破碎過程

我々の観測高度は $\sim 10\text{g/cm}^2$ なので, 大気トップでの宇宙線絶対強度を求めるためには, 大気中での宇宙線原子核の破碎過程を考慮しなくてはならない. 今一次線核種 i の大気トップでの絶対強度を $I_i^{(0)}$ ($\text{No./m}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{sr}$) とする. 大気トップでの有効立体角は

$$\Omega_{eff}(0) = \int \int_{\Omega \leq 2\pi} \cos \theta \, d\Omega = \pi \quad (14)$$

であるから, 面積 S , 観測時間 T の場合, 大気トップでチェンバーに入射する総粒子数 $N_i^{(0)}$ は

$$N_i^{(0)} = S \Omega_{eff}(0) T I_i^{(0)} = \pi S T \times I_i^{(0)} \quad (15)$$

次に, 大気トップで一次線核種 i が $N_i^{(0)}$ 個入射し, それらが fragment して ($i \rightarrow j$, $i \rightarrow l \rightarrow j$, $i \rightarrow l \rightarrow m \rightarrow j$, ...), 観測点深さ t (chamber top) で $N_{i \rightarrow j}(t)$ 個の核種 j が観測された場合, λ_i を i 核の衝突の m.f.p. として

$$N_{i \rightarrow j}(t) = \eta_{ij}(t) \times N_i^{(0)} e^{-t/\lambda_i} \quad (16)$$

とおくと, η_{ij} は fragmentation parameter P_{ij} , λ_i , λ_j , そして観測点 t に関係している. η_{ij} の物理的意味を理解するために, Appendix C に簡単な場合についてその解析的な形を示しておく. 尚, 指数関数中の λ_i は, 衝突の m.f.p. ではなく, 吸収の m.f.p. を使ったほうがよいが (中性子放出だけのフラグメント過程の存在のため), それらも含めて η_{ij} の中に組み込む. 又, 前節でも示したように λ_i , λ_j のエネルギー依存性は小さいので無視する.

一方, 今一つの重要なパラメーターである P_{ij} は, 我々のチェンバー内で得られている膨大な数の fragment data (~ 6000 例) を基に, sampling curve を作った. その例を図12に示す. 図13aと13bには projectile が Fe 核と Si 核の場合について sampling curve と共に, 我々の実験データ, Waddington らのデータ ([26]), 重イオンビームのデータ ([27], [28]),

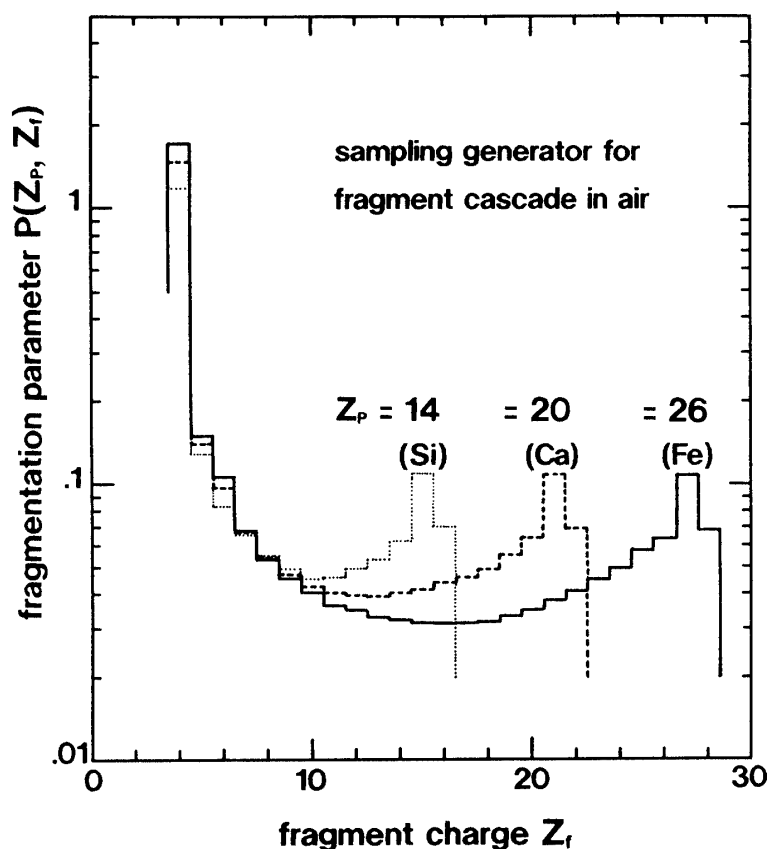


図12 大気中での fragment cascade のシミュレーションを行う際の fragmentation parameter の sampling curve の例.

[29]), そして Silberberg らのシミュレーションデータ ([30]) も示す. Silberberg らの数値データはやや小さな値を与えているが, 実験データはお互いに良くあっている. 図中, 我々の白丸のデータは $\Delta Z = 0 \sim 1$ の電荷変化が小さな場合に対する fragmentation parameter であるが, これは大気中の減衰の m.f.p. から得られたものであり, Appendix D に詳細を示す. この場合も P_{ij} のエネルギー依存性は考えない.

尚, 我々の得た大量の fragment data は高エネルギー核反応にとっても重要な情報をもたらし, 実際, ある種のスケールン性が見いだされている. これらの詳細は別の論文として報告する予定である.

さて, 一般には η_{ij} の計算は Appendix C に示したよりもやや複雑で, simulation 計算を行わなくてはならない. その際必要なパラメーター λ_i , λ_j は, 前節に述べた断面積を使った. 表 7 に計算結果を一次偶核のみについて示す.

(13), (15), (16) 式より, j 核のチェンバー内観測総粒子数 $N_j^{(obs)}$ ($Z_{min} \leq Z_j < Z_{max}$) は

$$N_j^{(obs)} = \nu_j \kappa_j \sum_{i \geq j} N_{i \rightarrow j} = \pi S T \times \nu_j \kappa_j \sum_{i \geq j} \eta_{ij} I_i^{(0)} e^{-t/\lambda_i} \quad (17)$$

で与えられ,

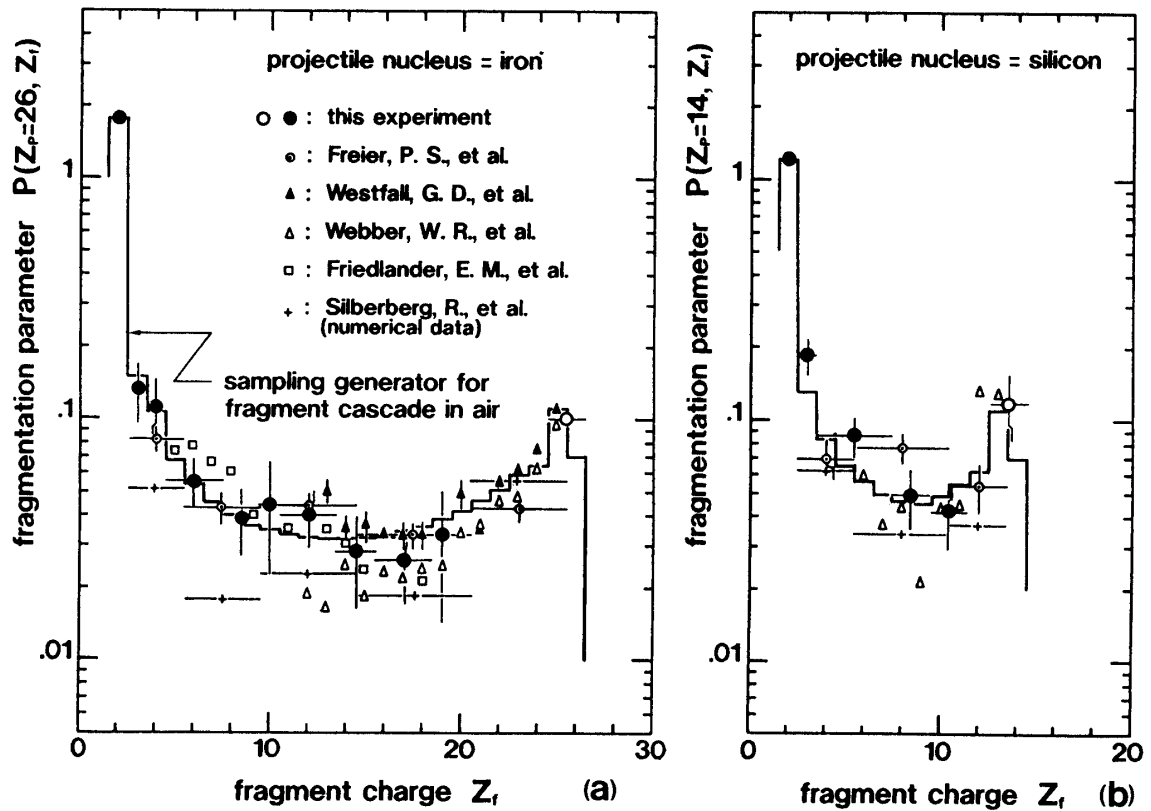


図13 入射原子核がFe核(a)とSi核(b)の場合の fragmentation parameter に対する実験データと我々の sampling curve. 標的原子核は、我々の場合、黒丸が methacrylic plate, 白丸が空気 (Appendix D 参照), Friedlander et al. はエマルジョン, その他全て C 核である. ただし, Silberberg et al. のデータは simulation 計算である. 又(a)の図で, Friedlander のデータは $Z_f \geq 20$ では検出バイアスがあると思われるので Z_f の大きいところはプロットしていない.

Table 7 シミュレーション計算から得られた, いろいろな heavy 1-ry に対する η_{ij} の値.

$j \backslash i$	Fe	Cr	Ti	Ca	A	S	Si
Fe	0.6774	0	0	0	0	0	0
Cr	0.0473	0.6722	0	0	0	0	0
Ti	0.0362	0.0462	0.6809	0	0	0	0
Ca	0.0319	0.0380	0.0465	0.6914	0	0	0
A	0.0251	0.0325	0.0332	0.0454	0.7240	0	0
S	0.0268	0.0259	0.0337	0.0357	0.0490	0.7298	0
Si	0.0237	0.0276	0.0257	0.0275	0.0321	0.0438	0.7547

$$I_j^{(obs)} = N_j^{(obs)} / \pi ST \quad \text{with } \pi ST = 3.827 \times 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{sr} \quad (18)$$

とくと、大気トップでの i 核の絶対強度 $I_i^{(0)}$ ($i = \text{Si, P, S, } \dots, \text{Fe}$) は、以下の多元連立方程式を解けば得られる。

$$H \cdot I^{(0)} = I^{(obs)} \quad (19)$$

ここで

$$H_{ij} = [\nu_j \kappa_j \eta_{ij} e^{-t/\lambda_i}] \quad \text{with } H_{ij} = 0 \text{ for } i < j \quad (20)$$

は simulation 計算からわかっており、(19)式は Gauss-Jordan 法によって解くことが出来る。

以上の方法で我々は、気球高度での観測データから大気トップにおける一次線絶対強度を求めることができた。(19)式は、大気中での fragment process による混ざり込みの影響をすべて除去していることを意味しているが、もちろんこの計算のなかには実験的に幅のあるパラメータ P_{ij} が含まれている。しかしながら Appendix C でも述べたように、最も効いているのは一次線核 $i=j$ が大気中生き延びてきてチェンバーに到達した場合である。(表 7 の対角成分) その場合には面倒なパラメータ P_{ij} にはあまり影響を受けず (Appendix D にも述べているように、 ΔZ 効果の形で 2 次的に含まれている)、衝突の m.f.p. と有効立体角だけできまり、 ΔP_{ij} の影響は second order correction である。

5.3 エネルギー決定精度と切断運動量の影響

5.2 章で我々は、観測データから大気トップでの絶対強度を得た。しかし、今一つ考えておかななくてはならないのは 4 章でも述べたエネルギー決定の精度と geomagnetic cut-off の影響である。前者の問題は以下のように考えればよい。

今、我々の推定したエネルギーを E 、真のエネルギーを E_0 とすると、4 章の議論から

$$f(E_0, E) dE = e^{-y^2/2\sigma^2} \frac{dy}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad \text{with } y = \log_{10} \frac{E}{E_0} \quad (21)$$

ここで、 σ は、加速器データの解析から、0.20～0.30 程度と考えられる。(図 7 参照) そこで前章の議論から得られる絶対強度を $dI^{(0)}/dE$ 、実際のそれを $dI_{true}^{(0)}/dE$ とすると、

$$\frac{dI^{(0)}}{dE} = \int_0^\infty \frac{dI_{true}^{(0)}}{dE_0} f(E_0, E) dE_0 \quad (22)$$

と書ける。実験データは、 $E \geq 20 \text{ GeV/n}$ では、ほぼ power like なので

$$I_{true}^{(0)}(E_0) = I_0 E_0^{-\beta} \quad (23)$$

と仮定してよからう。その場合には(22)式は

$$\frac{dI^{(0)}}{dE} = \beta I_0 E^{-\beta-1} e^{\delta^2} = e^{\delta^2} \frac{dI_{true}^{(0)}}{dE} \quad (24a)$$

従って

$$\frac{dI_{true}^{(0)}}{dE} = e^{-\delta^2} \frac{dI^{(0)}}{dE} \quad (24b)$$

ここで

$$\delta = \frac{\ln 10}{\sqrt{2}} \beta \sigma \quad (25)$$

つまり、エネルギー決定の揺らぎを考慮すると、考慮しない場合に比べて $e^{-\delta^2}$ だけ強度を下げるなければならない。例えば、 $\beta \approx 1.5$, $\sigma \approx 0.25$ とすると 31% 下げなくてはならない。ただしこれらの議論は $E \geq 20 \text{ GeV/n}$ なので、低エネルギーの強度に対しては以下に述べるように、rigidity cut-off の効果を考慮したシミュレーション計算により補正しなくてはならない。

三陸緯度での rigidity cut-off の計算は、すでに Kondo ら ([31]) によって行われているが、我々はこの実験に沿ったより細かい計算を行った。([32]) 図14にいくつかの天頂角に

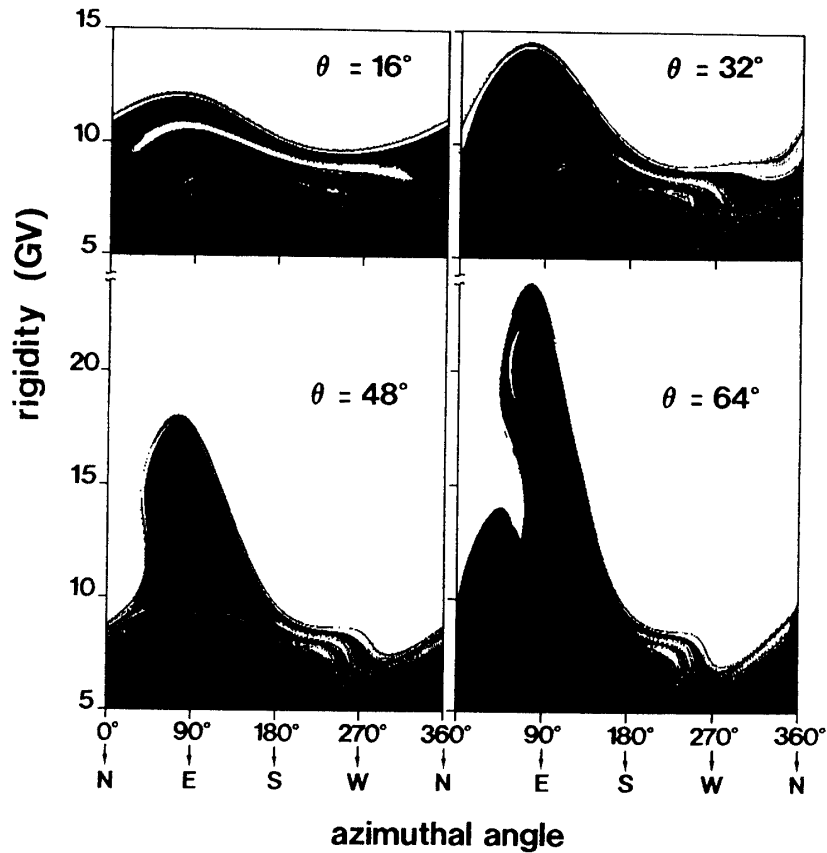


図14 三陸緯度でいくつかの天頂角に対する cut-off rigidity と方位角の関係。黒塗りの部分が禁止帯で、白い部分が許容帯である。

Table 8 三陸緯度 (N: 39.16°, E: 141.83°) でのいろいろな天頂角 θ と方位角 ϕ に対する effective cut-off rigidity (単位は GV).

θ	ϕ	0° (North)	30°	60°	90° (East)	120°	150°	180° (South)	210°	240°	270° (West)	300°	330°
0°		10.34	10.40	10.43	10.43	10.43	10.38	10.38	10.38	10.37	10.36	10.36	10.35
2°		10.44	10.50	10.53	10.54	10.42	10.43	10.38	10.26	10.22	10.20	10.25	10.29
4°		10.32	10.58	10.73	10.73	10.68	10.49	10.33	10.18	10.12	10.12	10.11	10.29
6°		10.41	10.66	10.82	10.88	10.73	10.54	10.34	10.14	10.02	10.02	9.95	10.13
8°		10.39	10.76	11.03	11.03	10.79	10.59	10.24	10.00	9.93	9.87	9.94	10.13
10°		10.37	10.83	11.14	11.28	11.00	10.59	10.19	9.90	9.69	9.82	9.84	9.99
12°		10.27	10.86	11.36	11.42	11.13	10.59	10.14	9.72	9.67	9.70	9.72	9.84
14°		10.37	10.93	11.53	11.58	11.24	10.69	10.09	9.76	9.49	9.60	9.61	9.98
16°		11.10	11.16	11.79	11.82	11.39	10.75	10.11	9.54	9.31	9.40	9.48	10.35
18°		11.04	11.85	11.99	11.96	11.60	10.80	10.10	9.61	9.26	9.23	9.36	10.30
20°		11.05	12.05	12.18	12.33	11.82	10.80	10.01	9.53	9.11	9.30	9.51	10.19
22°		11.04	12.20	12.79	12.65	12.04	10.96	10.05	9.43	9.17	9.15	9.57	10.09
24°		11.04	12.30	13.09	13.04	12.24	11.06	10.00	9.38	8.97	9.10	9.51	10.03
26°		10.94	12.40	13.39	13.24	12.44	11.11	9.90	9.28	8.88	8.93	9.27	9.88
28°		10.79	12.64	13.69	13.59	12.59	11.23	9.84	9.23	8.74	8.81	9.24	9.58
30°		10.43	12.75	13.99	13.89	12.79	11.23	9.85	9.18	8.74	8.77	9.14	9.27
32°		10.05	12.89	14.29	14.19	12.98	11.28	9.87	9.19	8.79	8.60	8.84	8.88
34°		9.85	13.04	14.64	14.53	13.23	11.43	9.84	9.14	8.70	8.71	8.55	8.56
36°		9.42	13.04	14.99	14.88	13.47	11.47	9.83	9.04	8.70	8.62	8.42	8.32
38°		9.04	13.04	15.39	15.33	13.72	11.47	9.77	8.99	8.73	8.61	8.37	8.09
40°		8.89	12.92	15.79	15.72	13.96	11.61	9.74	8.94	8.03	8.69	8.12	8.04
42°		8.84	11.94	16.20	16.15	14.19	11.69	9.80	8.92	8.40	8.52	7.99	7.93
44°		8.80	10.70	16.65	16.60	14.49	11.73	9.75	8.78	8.45	8.49	7.69	8.05
46°		8.75	10.19	17.14	17.11	17.74	11.84	9.69	8.84	8.45	8.34	7.55	8.00
48°		8.73	10.00	17.68	17.59	15.07	11.92	9.70	8.61	8.34	8.24	7.50	7.72
50°		8.90	10.00	18.26	18.18	15.35	11.95	9.63	8.78	8.31	8.12	7.32	7.98
52°		8.83	10.00	18.81	18.72	15.69	12.08	9.75	8.74	8.16	7.98	7.30	8.00
54°		8.99	10.00	19.46	19.36	16.03	12.17	9.65	8.57	8.22	7.83	7.34	8.04
56°		9.09	10.10	19.68	20.00	16.37	12.26	9.65	8.80	8.19	7.63	7.35	7.98
58°		9.03	10.20	19.90	20.69	16.46	12.35	9.70	8.57	8.37	7.78	7.19	8.14
60°		9.29	11.00	14.85	21.44	16.80	12.44	9.60	8.48	8.23	7.43	7.14	8.08
62°		9.50	12.30	14.47	22.23	17.19	12.53	9.60	8.51	8.13	7.19	7.40	8.23
64°		10.05	13.50	16.43	23.13	17.58	12.52	9.60	8.57	8.17	7.19	7.24	8.27
66°		11.15	14.75	19.22	24.07	17.97	12.60	9.60	8.62	8.04	7.10	7.40	8.22
68°		12.10	16.20	21.81	25.05	18.35	12.74	9.55	8.53	8.20	7.04	7.44	8.30
70°		13.05	17.59	25.20	26.15	18.70	12.83	9.49	8.40	7.78	7.10	7.49	8.35
72°		14.20	19.12	26.90	27.31	19.06	12.84	9.54	8.51	7.86	6.85	7.38	8.66
74°		15.30	20.84	28.02	28.63	19.36	12.85	9.55	8.55	7.63	6.95	7.53	9.15
76°		16.35	22.52	29.24	29.99	19.57	12.90	9.60	8.47	8.00	6.95	7.47	9.60
78°		17.65	24.45	30.46	31.47	19.74	13.00	9.49	8.54	7.92	6.90	7.62	10.50
80°		19.05	26.34	31.79	33.10	19.88	13.00	9.55	8.46	8.18	6.94	7.54	11.20
82°		20.45	28.38	33.28	34.78	19.96	13.00	9.60	8.53	8.29	6.79	7.23	12.05
84°		21.90	30.62	34.97	36.62	20.05	12.95	9.54	8.64	8.24	7.05	7.52	13.00
86°		23.60	33.11	38.11	38.61	22.77	12.90	9.65	8.40	8.14	7.09	8.01	13.85
88°		25.40	35.90	41.86	40.86	28.22	12.80	9.65	8.50	7.99	7.09	8.12	14.85
90°		27.30	39.05	46.80	46.71	35.11	12.70	9.70	8.54	8.13	7.15	7.87	15.80

ついて方位角と cut-off rigidity の関係の計算結果の例を示す。過去の計算では見いだせなかった細かい penumbra 部が沢山あることがわかる。詳しくは文献32にまとめてあるので、詳細は省くが、表8に一次線スペクトルの効果を考えた effective cut-off rigidity の値の一部を示す。実際には、天頂角ステップが $\Delta\theta = 2^\circ$ 、方位角ステップが $\Delta\phi = 1^\circ$ のデータがハードディスクに蓄えられておりこれを用いてシミュレーション計算を行った。

4.3節の図10に Fe 核の実験データを示したが、エネルギー決定精度 σ をいろいろ変えたシミュレーション曲線も重ねて示す。当然のことながら、 $\sigma = 0$ の場合には cut-off rigidity のために $\sim 3 \text{ GeV/n}$ 近辺で急激にスペクトルは切断される。尚、シミュレーション計算を行う場合、一次線微分スペクトルの傾きは $\geq 20 \text{ GeV/n}$ では2.5を仮定し、 $\leq 10 \text{ GeV/n}$ では Simon 等のデータ ([4]) と大体 consistent な形を仮定したが、低エネルギー部分ではどのスペクトルを仮定しても cut-off rigidity のため、結果に影響はない。一番影響を受けるのはやはり、エネルギー決定精度 σ である。この図をみて分かるように、実験データは $\sigma = 0.25$

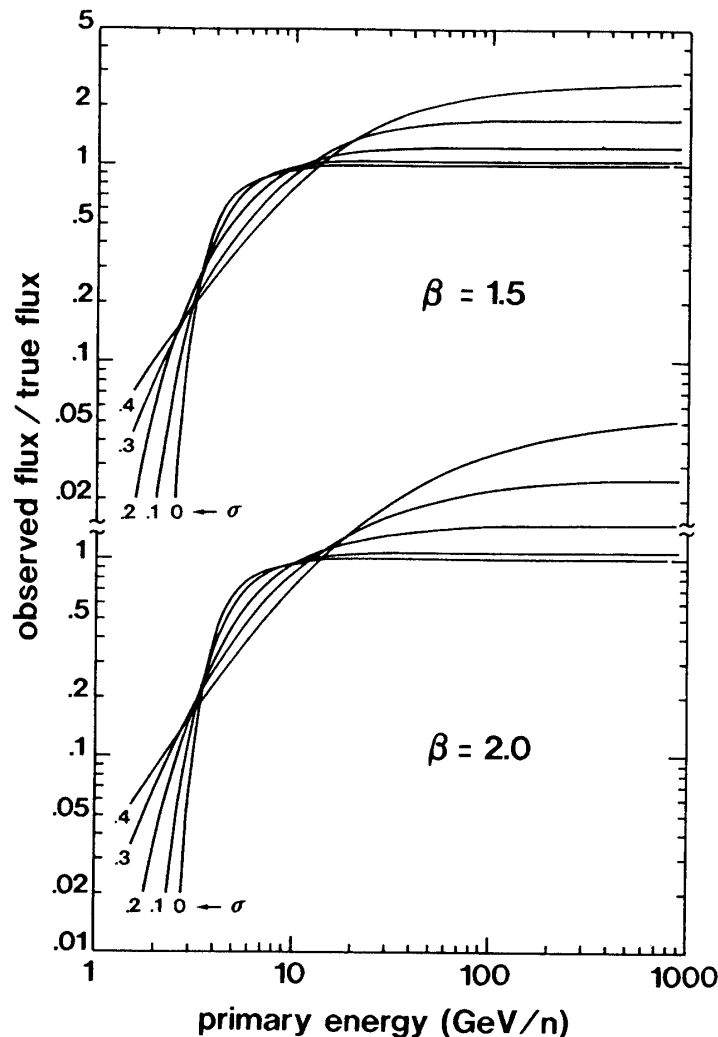


図15 観測強度と真の強度との比に対する一次線エネルギーの関係。 σ はエネルギー決定精度を表す標準偏差 (図7 参照)。

～0.30の曲線とよく一致しており、これは4.2節で示した加速器データの解析と consistent である。

このように、エネルギー決定精度と、cut-off rigidity は真の絶対強度に大きな影響を与えるが、図15にこれらを考慮しない絶対強度と考慮した場合のそれとの比 $C_R(E)$ を、一次線エネルギーに対して示す。ここでは積分スペクトルの傾きが1.5と2.0の場合を示している。結局求める真のスペクトルは、

$$\frac{dI_{true}^{(0)}}{dE} = \frac{1}{C_R(E)} \frac{dI^{(0)}}{dE} \quad (26)$$

で与えられ、高エネルギー領域 ($\geq 20 \sim 50 \text{ GeV/n}$) では、確かに式 (24b) と一致している。

6 観測結果

6.1 重一次宇宙線の絶対強度

図16に我々の観測から得られた Si 核～ Fe 核の強度と核子あたりの入射エネルギーの相

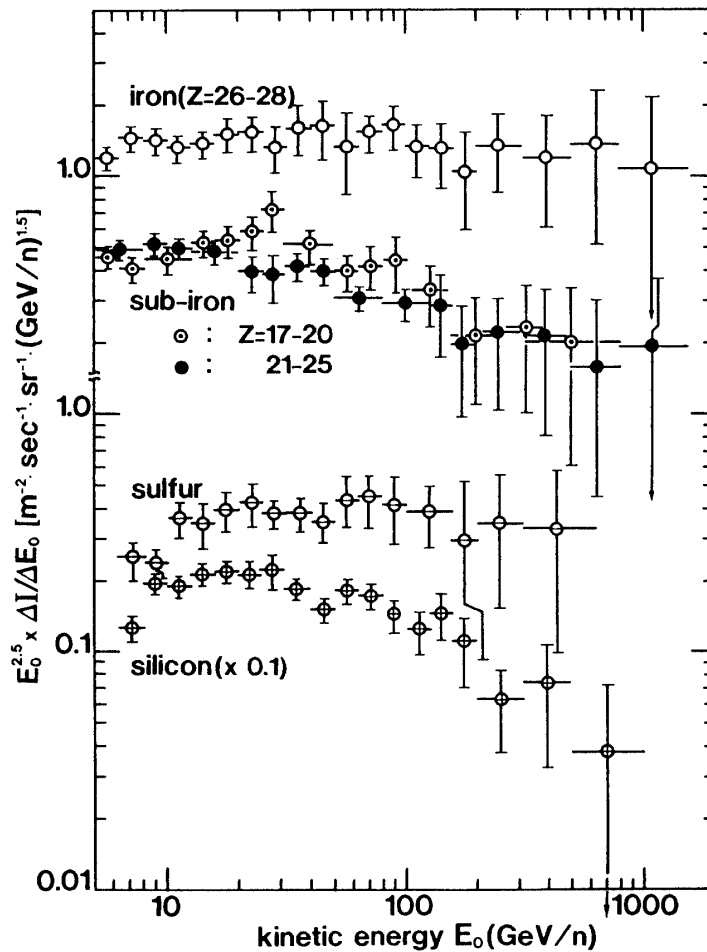


図16 我々の観測から得られた重粒子成分の絶対強度。縦軸は入射エネルギーの2.5乗をかけている。

関をまとめて示す。縦軸は見やすくするため、 $E_0^{2.5}$ を掛けている。これからすぐに気がつくことは $\geq 50 \text{ GeV/n}$ あたりから Si 核のスペクトルの傾きが急になり、Fe 核、sub-Fe 核と際だった違いをみせている。

図17, 18に Si 核と Fe 核の強度を他グループのデータと共に示そう。興味あることは、

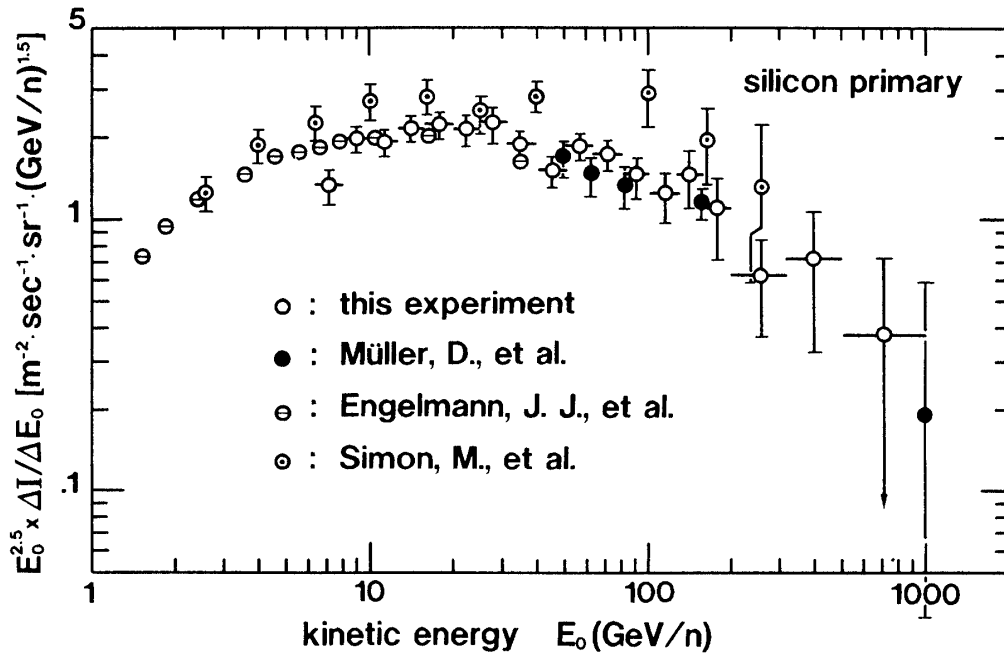


図17 Si 核に対する絶対強度。

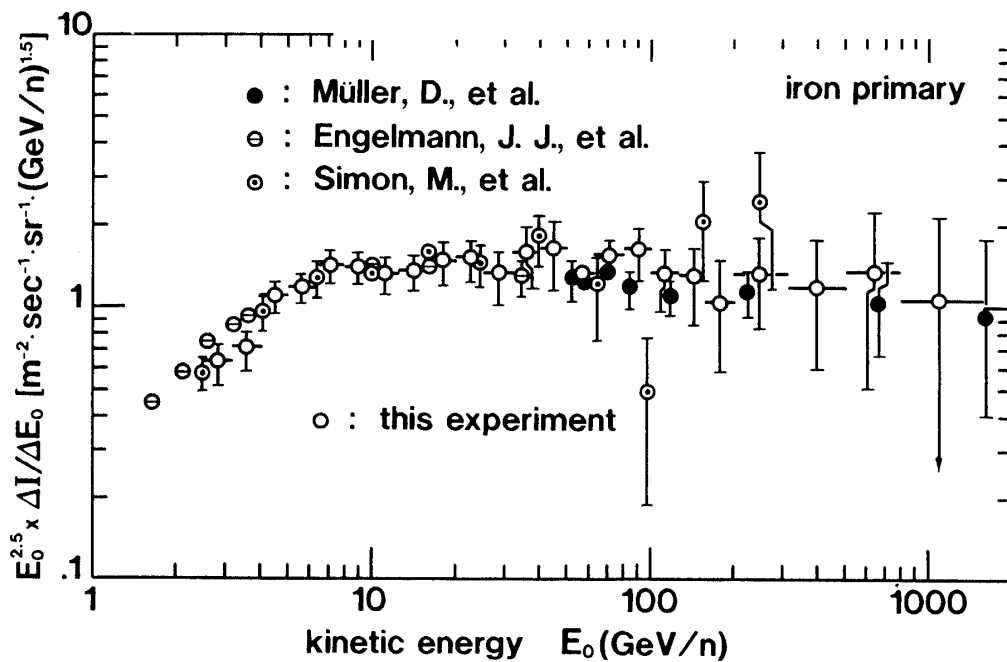


図18 Fe 核に対する絶対強度。

どのグループも前述したように高エネルギー領域で Si 核のスペクトルの傾きが急になっており, source spectrum, interstellar propagation に関して重要な問題を提起しているのかもしれない. 又 Fe 核のスペクトルは $\sim \text{TeV/n}$ 領域まで, ~ 2.5 の傾きで伸びていることがわかる. 我々のデータの特徴は, 同一の測定器, 同一のエネルギー決定方法で cut-off 領域から TeV/n 領域までの幅広いエネルギー領域をカバーしているところにある.

図17, 18を見ると, 我々のデータはどちらかというと, Müller たちの強度よりやや高いが, エネルギー決定の揺らぎを考えれば, よく合っているといつてよからう. これに対して Simon 達のデータは系統的に大きく, 例えば Si 核の場合, 30~40% 程度大きい.

6.2 sub-Fe 核/Fe 核の abundance ratio

銀河宇宙線の escape length λ_e を推定する場合, 最も有用な一次線観測量としては, boron/carbon と sub-Fe/Fe の abundance ratio が知られている. 我々の場合, 残念ながら C 核より軽い一次線をバイアスなしに検出することは困難であるが, 後者については豊富なデータが得られる.

図19a~19c には, それぞれ S/Fe, A/Fe そして Ca/Fe の abundance ratio を入射エネルギーに対して示す. ただしここで示した Fe-group とは, Fe+Co+Ni ($26 \leq Z \leq 28$) を意味している. 同図には他グループのデータ ([33]) もプロットしてあるが, 我々のデータ (白丸) は大幅に高エネルギー領域まで延びている. Spacelab-2の結果 (黒丸) は, 100 GeV/n でかなり小さく, source ratio に近い値を出しているが, 我々の結果は数 TeV/n まで一つ

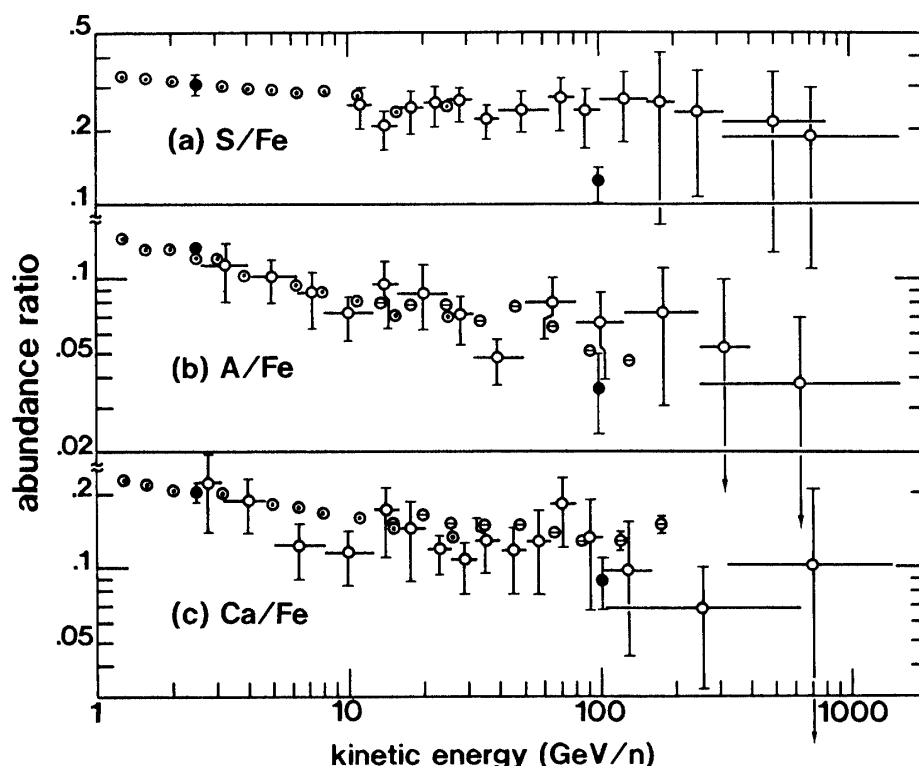


図19 S 核(a), A 核(b), Ca 核(c)の Fe-group 核に対する abundance ratio.

○ : this work, ● : Müller, D., et al., ⊙ : Engelmann, J. J., et al., ⊖ : Binns, W. R., et al.

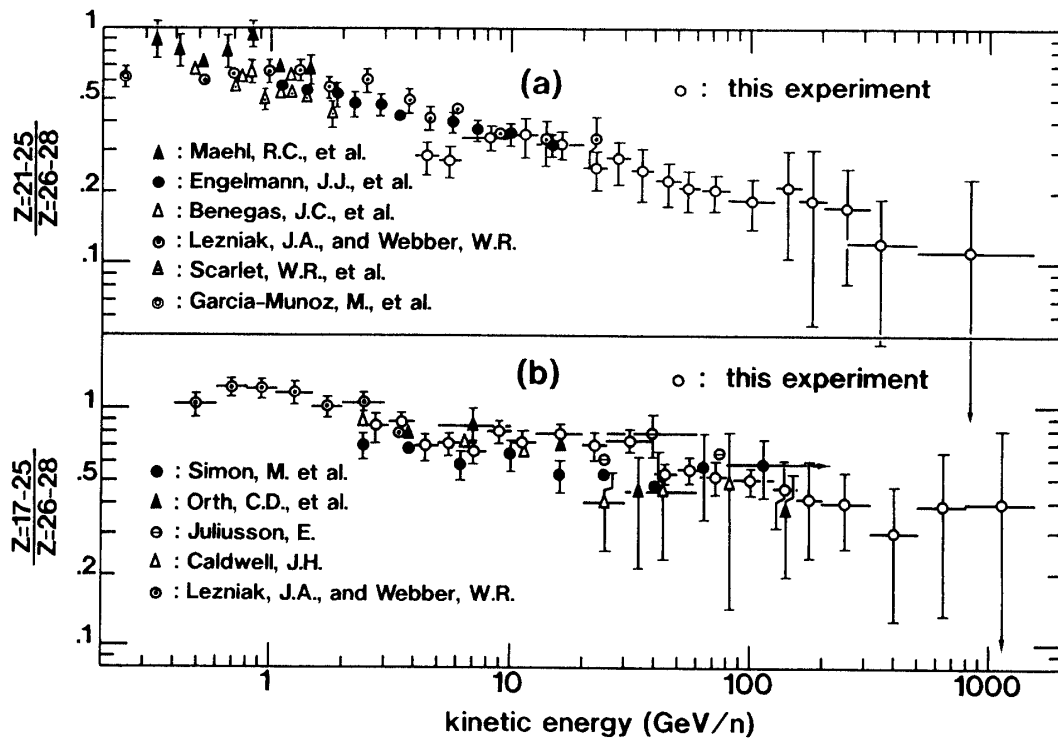


図20 $Z=21\sim25$ (a)と $Z=17\sim25$ (b)の sub-Fe 核の Fe 核に対する abundance ratio.

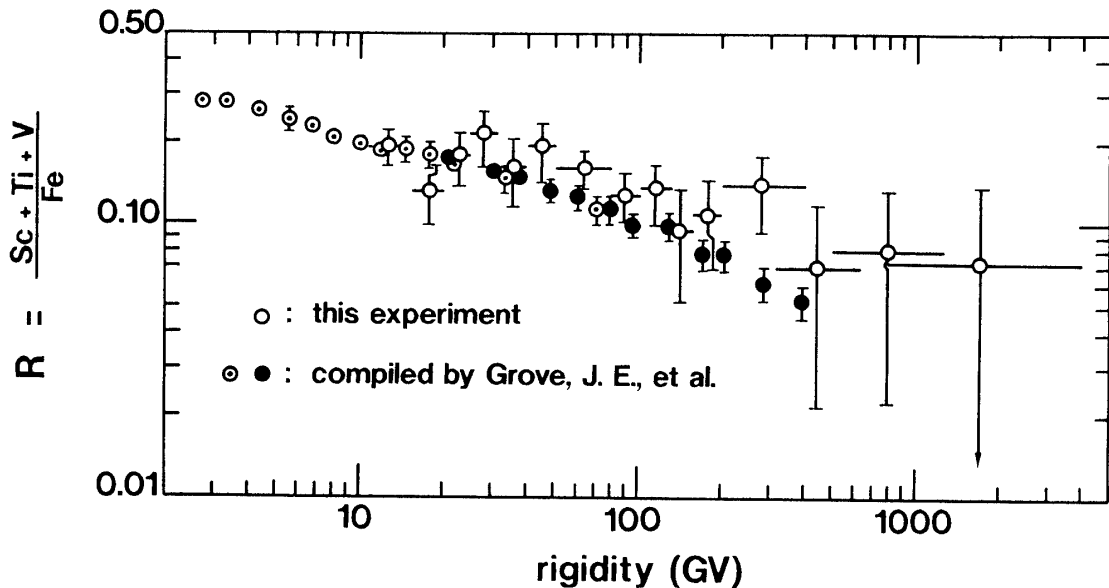


図21 $Z=21\sim23$ の sub-Fe 核と Fe 核の abundance ratio を rigidity に対してプロットした図.

のベキで延びているようである。

図20a, 20b は, sub-Fe グループの Fe 核グループに対する abundance ratio を示している. 図19b, 19c の場合には, purity がやや気になったが, この場合には表 3 にも示したように, そのような問題は十分に除去されている. 同図には他グループのデータ ([33]) もプロット

してあるが, escape length の rigidity 依存性は数10GeV/n 領域から TeV/n 領域まで一つのべき指数で減少していそうである. 図21は (Sc+Ti+V) 核の Fe 核に対する abundance ratio を rigidity を変えてプロットしたものである. 最近 Webber ら ([34]) は galactic wind の効果を考慮した宇宙線の伝播計算を図21のデータと比較し, 興味ある結果を報告しているが, それらについては別の論文で論じたい.

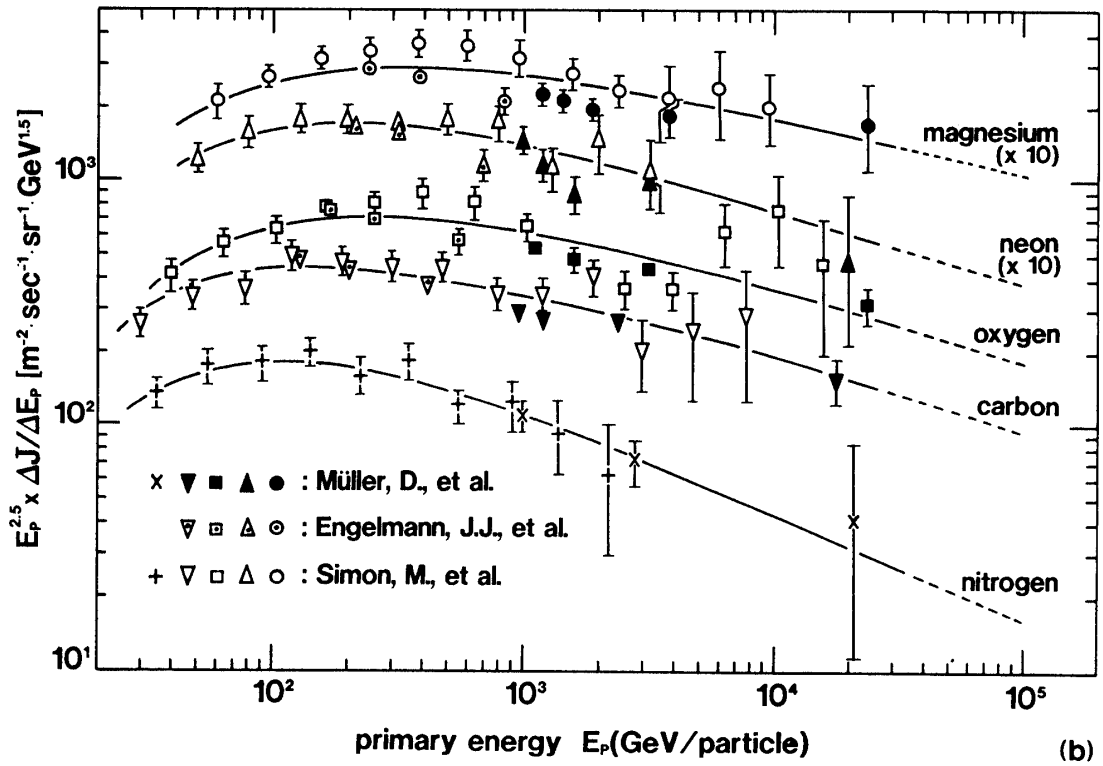
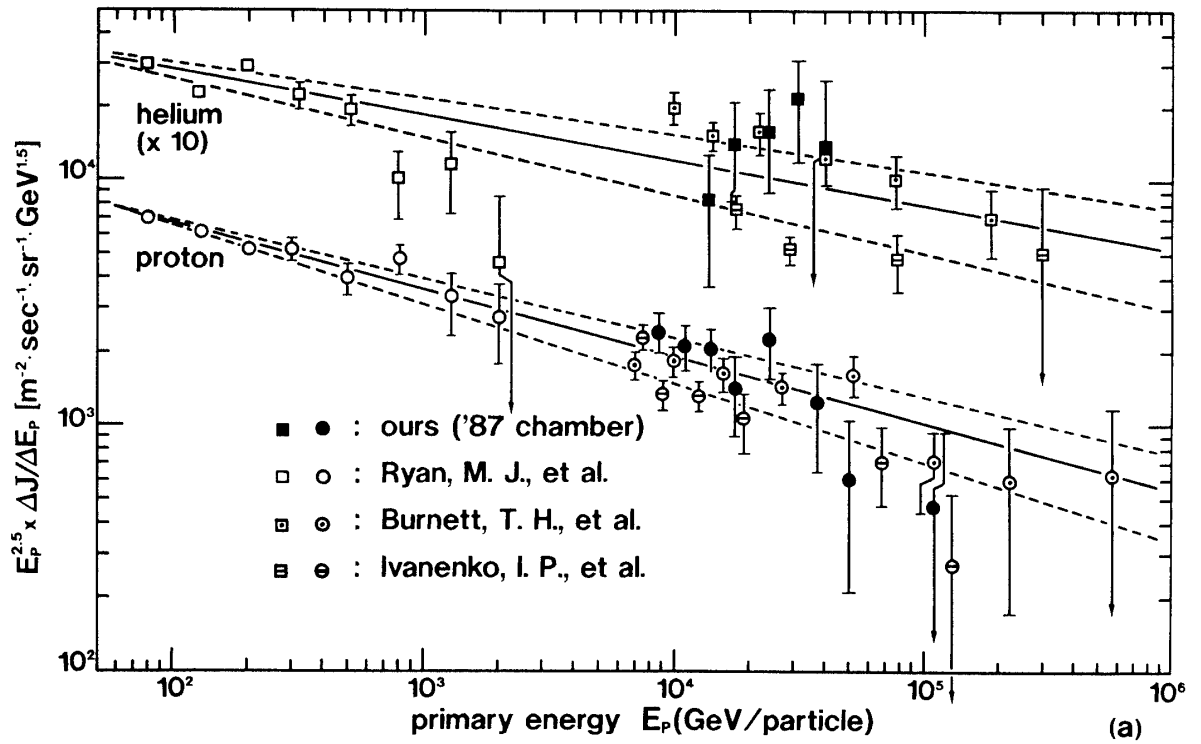
6.3 全粒子スペクトルと組成比

全粒子スペクトルは, 空気シャワー等の間接観測データとの関連で極めて重要である. これまでの直接観測データとしては, Grigorov ([35]) らの人工衛星のデータが 10^{15} eV/particle まで延びており, 空気シャワー実験のグループもこのデータをひとつの reference point として引用してきた. ([36]) その結果 $10^{15} \sim 10^{16}$ eV/particle でいわゆる “knee” が存在し, その原因として heavy component の excess ([37]), new source からの proton の寄与 ([38]), さらに核相互作用の変化 ([39]) 等の考え方が提唱されている. そこでこの節では我々のデータと他グループを含む過去の直接観測データ (今まで引用した文献の他に [40], [41] も加えた) を基に全粒子スペクトルを求めてみよう.

図22a~22c に粒子あたりのエネルギースペクトルを粒子別に示す. proton と helium の我々のデータは1987年度の実験より引用している. ([7]) ただし図22b のデータは文献3, 4, 5 から引用したものである. 全粒子スペクトルを求めるためにはこれらのデータを全て加えるわけであるが, 最も寄与の大きな proton 成分と helium 成分については直線を仮定して, 最小2乗法で fitting させる. さらにエネルギーが高い部分では揺らぎが大きいので, 上限と下限の直線も決める. 図22に描かれている直線と破線がそれである. この図で proton 成分に対する直線が100TeV を越えた領域では実験データがやや低いがこのについては後に議論する. 又 helium 成分については Ryan 達のデータが1 TeV 近辺から急激に落ちていくが, ここでは統計的な揺らぎとして扱う.

重粒子成分については測定器の特徴, 統計量を考慮して, 全てのデータがなるべく含まれるようなスムーズな曲線を目で内挿した. もちろんこうした線の引き方にはあいまいさがあるため議論の余地が残るが, 全粒子のなかでは鉄核以外の重粒子の寄与が比較的小さいため, curve の描き方に起因する誤差は proton, helium に対してとった上限と下限幅にくらべて問題にならない.

図23に, JACEE (※), Grigorov (×) のデータ, 空気シャワーのデータ (+, *) ([36]) を含む全粒子スペクトルをまとめた. 我々のデータを含むこれまでの直接観測のデータは灰色の領域で示している. これからわかるように, Grigorov のデータと灰色部分は 10^{14} eV/particle のエネルギー領域までは非常によく合っているが, それ以上の高エネルギー側では我々の結果に比べて明かに overestimate の傾向がみられる. もし我々の予測が正しいとすると, “knee” の位置も再考しなくてはならない. あるいは, これまでいわれているほど鋭い “knee” がいないのかもしれない. もちろん全粒子を加算する際の curve fitting の描き方に問題があることも考えられるが, 図22a をみてもわかるように一番寄与の大きな proton 成分に関しては, むしろ実験データは fitting した直線よりも低い傾向にあり, 空気シャワーデータとのずれはさらに顕著になってしまう. ただしこの領域のエネルギー決定は



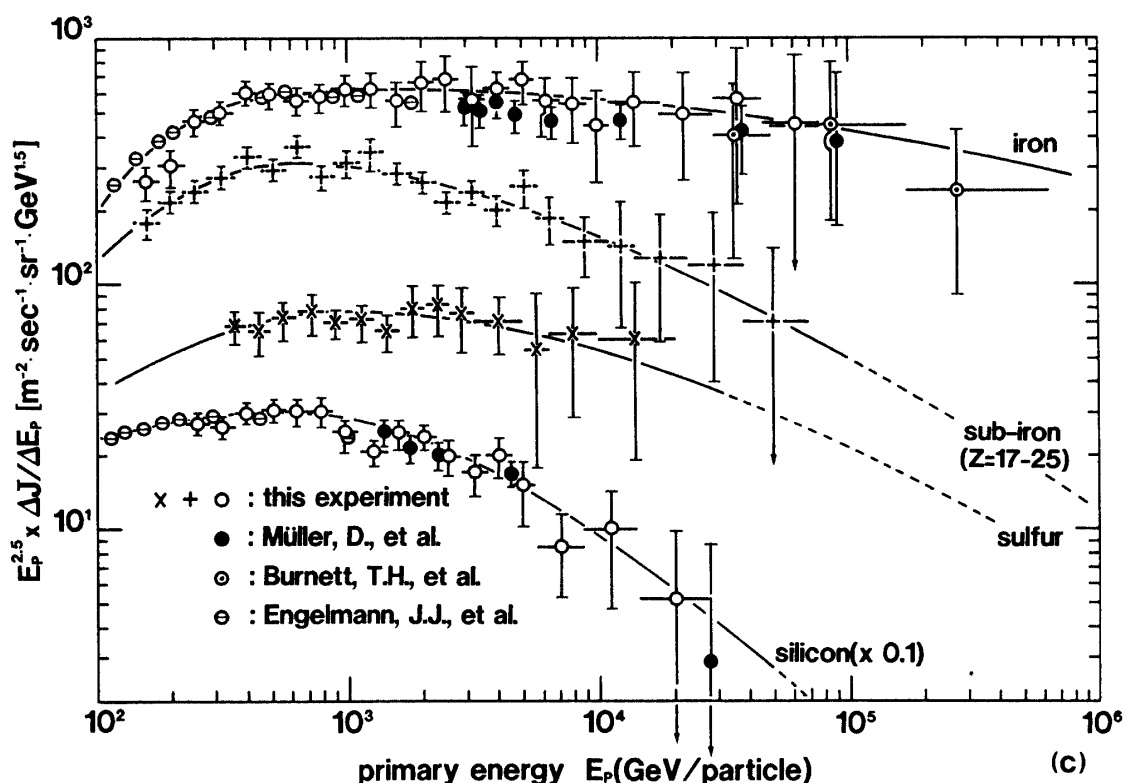


図22 粒子あたりのエネルギーにした場合の、(a) proton, helium 成分 ($Z=1 \sim 2$), (b) CNO, Ne, Mg 成分 ($Z=6 \sim 12$), (c) Si, sub-Fe, Fe 成分 ($Z=14 \sim 28$) に対する絶対強度. Müller 達の nitrogen に関するデータは、文献 [44] に示された相対値 (preliminary data) を、我々が他のデータを参考にプロットした.

calorimeter 方式なので shower maximum を完全に chamber の中でとらえているかどうかという疑問が残るので、実験データは若干 under であるかもしれない。

表9には、図22a～22cで描いた曲線をもとに、各成分の flux 値 ($\times E_p^{2.5}$) を数値としてまとめておく。単位は全て $m^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot GeV^{1.5}$ である。括弧のついた数値は曲線を extrapolation して推定した値である。又、proton と helium についての土は上限、下限を意味している。

図24に、proton, Fe 核, Si 核, そして sub-Fe 核 ($Z=17 \sim 25$) の全粒子に対する割合をエネルギーを変えて示す。Fe 核は100TeV/particle 領域まで徐々に増大しているが、他の成分は減少傾向にある。proton と Fe 核が100～1000TeV/particle あたりで交差しているが、これは文献7で我々がすでに予測していた結果と一致している。これらの組成比と伝播モデルとの関連は、極めて興味ある課題であるが、少なくとも Si 核については難しそうである。実際、Müller 達の計算によると大きくずれていることが指摘されている。([5])

図25は、一次宇宙線の質量数の対数の平均値を粒子あたりのエネルギーに対してとったものである。我々のデータ (太い曲線) は表9より計算したが、100TeV/particle 以上では重粒子成分のデータが得られていないため、表9の括弧つきのデータ (extrapolation data)

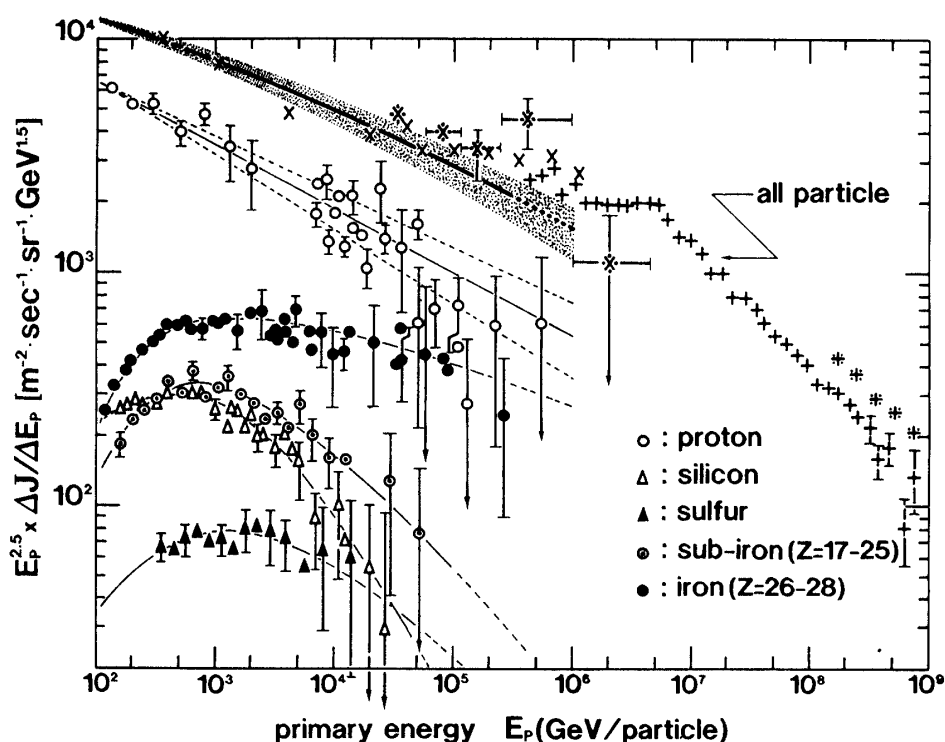


図23 全粒子エネルギースペクトルの絶対強度。灰色の部分図22a～22cの諸成分を加え合わせたものである。個別成分についてもいくつかの実験データがプロットしてあるが、複雑になるため実験グループ別のマークにはしていない（詳しくは図22参照）。

Table 9 全粒子スペクトルを計算するために使用した個別粒子の flux 値。ただし、 $E_p^{2.5}$ をかけてあり、単位は $m^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1} \cdot GeV^{1.5}$ 。又、proton と helium 成分に対してつけられている±は統計誤差ではなく、上限値と下限値を与えている。

E_p (GeV) 1-ry	10^2	$2 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2$	10^3	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	10^4	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	10^5	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$
proton	6690 ± 30	5510 ± 200	4260 ± 300	3510 ± 340	2900 ± 370	2240 ± 350	1840 ± 340	1520 ± 330	1170 ± 290	970 ± 290	800 ± 260	620 ± 225
helium	2750 ± 200	2430 ± 230	2060 ± 300	1820 ± 300	1610 ± 300	1360 ± 310	1200 ± 290	1060 ± 290	900 ± 290	790 ± 280	700 ± 270	(595) ± 250
carbon	440	440	400	350	300	235	190	155	(119)	(96)	(79)	(60)
nitrogen	180	175	140	110	86	60	45	34	(24)	(17)	(14)	(0)
oxygen	650	710	680	630	555	455	385	320	(245)	(202)	(166)	(129)
neon	160	173	160	140	118	91	75	61	(46)	(38)	(31)	(23)
magnesium	250	285	284	263	240	205	180	153	(125)	(108)	(92)	(75)
silicon	235	280	300	284	230	148	93	55	(25)	(14)	(8)	(3)
sulfur	36	52	71	78	75	65	55	(44)	(30)	(22)	(15)	(9)
sub-Fe	124	214	307	302	270	205	156	114	(48)	(33)	(20)	
Fe-group	195	420	580	620	630	610	570	535	480	430	375	(310)
total flux	11710 ± 230	10689 ± 430	9242 ± 600	8107 ± 640	7014 ± 670	5674 ± 660	5789 ± 630	4051 ± 620	3237 ± 580	2735 ± 570	2313 530	1853 ± 475

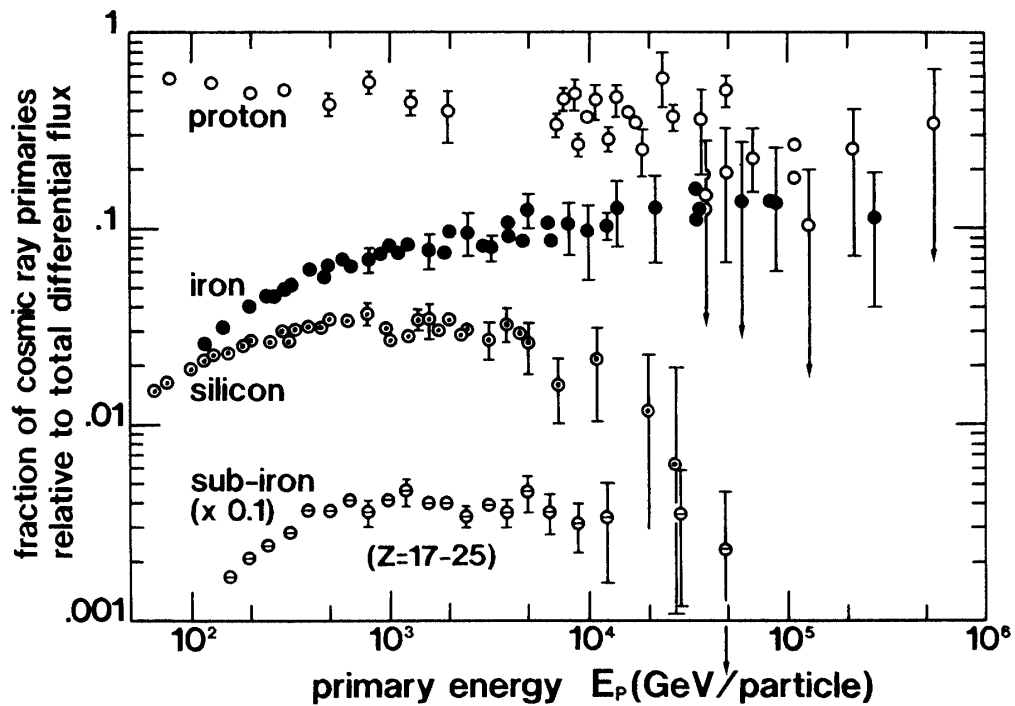


図24 全粒子に対するいくつかの組成の割合をエネルギーについてプロットした。図23と同様に個別グループのデータを同じマークで描いてある。

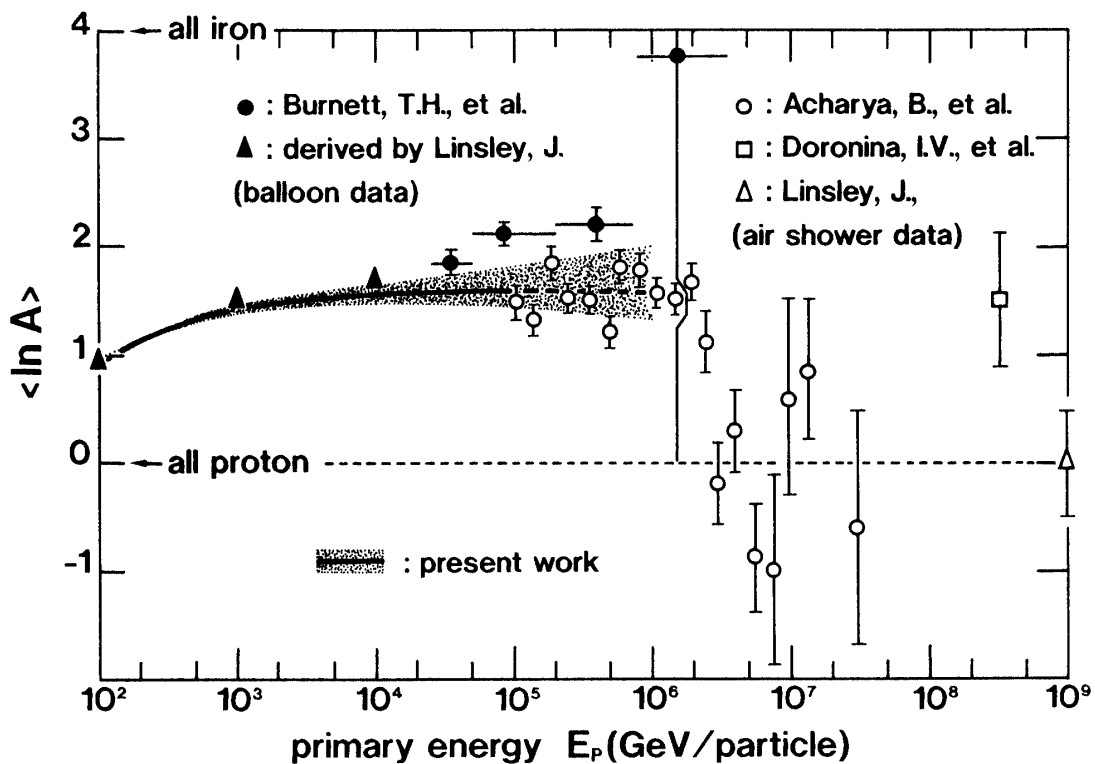


図25 一次宇宙線の質量数の対数の平均値と粒子エネルギーとの相関。

より算出し、それを破線で示した。又、前述の上限、下限を考慮して、灰色の部分でそれらを表現した。図には他グループのデータ ([6], [38], [42], [43]) も示すが、JACEE グループのデータはかなり大きな値を示している。これは序文でも述べたように、JACEE グループの重粒子成分に対するエネルギー決定（あるいはエネルギー幅の設定）に問題があるのかもしれない。

100～1000TeV/particle 領域では空気シャワーの推定した値と良く一致しているが、100TeV/particle 以上の領域で見られる減少が本当なのかどうか興味あるところである。しかし図23にも示したように、全粒子スペクトルに関する我々のデータと“knee”領域での空気シャワーのデータとのずれを解決するのが先決であろう。

7 今後の課題

この報告は、主に絶対強度を求める過程について詳しく論じ、観測結果については他グループとの比較に重点を置いて議論してきた。もちろん、source spectrum, interstellar での宇宙線の propagation に関する理論的考察は既にいくつか報告されているが、それらは別の機会に論じたい。今後、

- i) TeV/n 領域までのびた sub-Fe/Fe の abundance ratio が、これまでの escape length の rigidity 依存性にどのような制限を与えるか、
- ii) Si 核の入射エネルギーに対する急激な減衰が、source spectrum, あるいは propagation 問題にとってどのような制限を与えるか、
- iii) 上の2つの問題とも関連するが、source での spectrum を単一のべき指数を仮定するだけで、地球上で観測されるすべての重一次線データを説明できるか、
- iv) 全粒子スペクトルの我々の結果と空気シャワーデータとの不一致は何に起因するのであろうか、全粒子の加算の仕方に問題があるのか、あるいは、シャワーサイズから primary energy への conversion factor に問題があるのか（核相互作用の変化も含めて）、等について詳しい解析を行う予定である。さらに、実験の面からは、長時間バルーンの可能性について追求し、より高エネルギー領域、特に $\sim 10^{15}$ eV/particle 領域で信頼できるデータを確定していくつもりである。

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研究室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

——損傷陽子 (wounded proton) の寄与——

陽子—陽子衝突における先導陽子の横向き運動量分布は大体

$$\propto e^{-p_T^2/p_0^2} \quad \text{with } p_0 \simeq 400 \sim 600 \text{ MeV}/c \quad (\text{A.1})$$

で表される. ([45]) 従って, 損傷陽子 (wounded proton) の放出角分布を本文の式(8)に対応して

$$\varphi_w(q) = a_w^2 e^{-a_w^2 q^2} \quad \text{with } a_w = \frac{M_N}{\sqrt{2}\sigma_w} \quad (\text{A.2})$$

とおく. σ_w と P_0 の関係は, 先導陽子の平均の fractional momentum を $\langle x \rangle$ とすれば,

$$p_0 = \sqrt{2} \langle x \rangle \sigma_w \quad (\text{A.3})$$

$\langle x \rangle \simeq 0.5$ とすると

$$\sigma_w \simeq 560 \sim 850 \text{ MeV}/c \quad (\text{A.4})$$

もちろん一例一例では揺らぐので, ここでは σ_w は free parameter として扱う.

さて本文(8)式は, 主に蒸発過程 (evaporation process) によって放出された fragment 粒子に対する角分布なので, 添字をつけて

$$\varphi_{ev}(q) = \tau_1 a_1^2 e^{-a_1^2 q^2} + \tau_2 a_2^2 e^{-a_2^2 q^2} \quad (\text{A.5})$$

とおく. (A.2), (A.5) 両式とも規格化されてるので, 蒸発過程を経て放出される charged fragment 粒子の数を N_{ev} , wounded proton の数を N_w とおき, 全 charged fragment の核分布を

$$\varphi(q) = N_{ev} \varphi_{ev}(q) + N_w \varphi_w(q) \quad \text{with } N_f = N_{ev} + N_w \quad (\text{A.6})$$

とおくと, N_f は fragment 粒子の総数であり, それは以下のようにして実験的に求めることができる. 今, 入射原子核の電荷を Z_P , α 粒子より重い fragment 粒子 k (電荷を Z_k とする) が N_k 枚放出されたとすると, fragment proton (evaporated proton と wounded proton の両方を含む) の数 N_P は

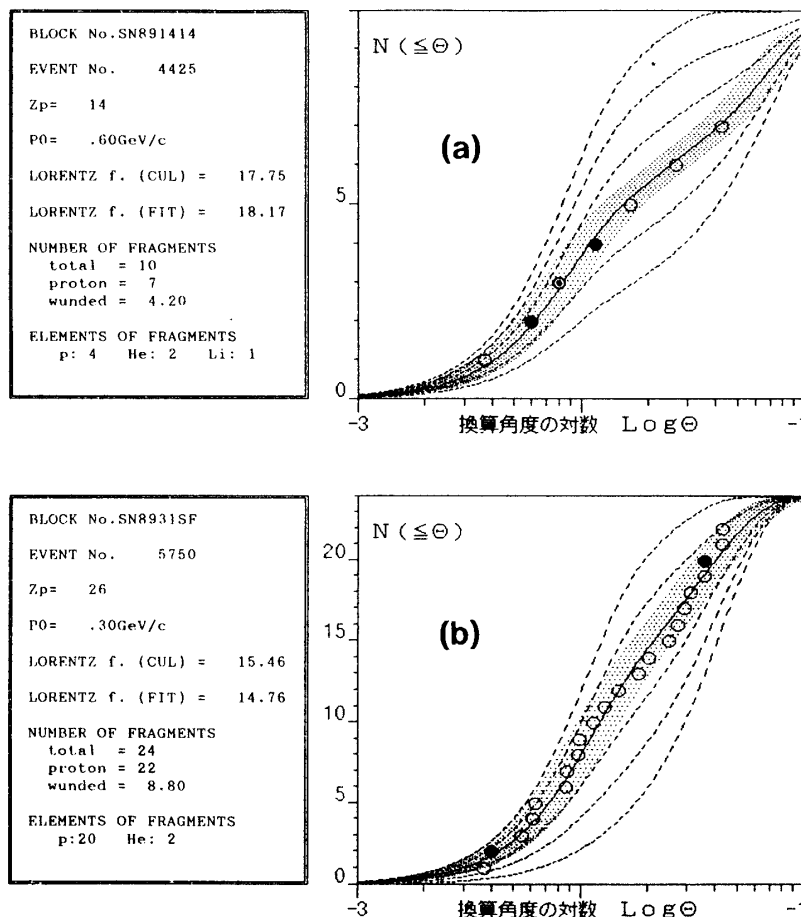
$$N_P = Z_P - \sum_{k \geq \alpha} N_k Z_k \quad (\text{A.7})$$

であるから

$$N_f = \sum_{k \geq \alpha} N_k + N_p = Z_p - \sum_{k \geq \alpha} N_k \times (Z_k - 1) \quad (A.8)$$

しかし, N_w と N_{ev} の割合は判らず, この段階では free parameter としておく. 従って, free parameter は2つあり (σ_w と N_w), これらは一例一例の fragment 粒子の角分布に合うように最小2乗法で決定する. ただしこの場合, 非線形の fitting であるため入射原子核のローレンツ因子 γ_L と σ_w の初期値が必要である. γ_L の初期値は Appendix B に示した方法で決定し, $\sigma_w=707\text{MeV}/c$ ($p_0=500\text{MeV}/c$) と設定した. 図 A.1に fitting の例を示そう.

こうした方法で γ_L つまり入射エネルギーが決定できるわけであるが, 同時に wounded proton の割合 N_w/N_f 及び σ_w についても得られる. これらは高エネルギー原子核反応にとっても興味ある物理量であるが, 本論文の目的からはずれるので, それらについては別の論文で報告する.



A.1. fragment 粒子 (○: proton, ●: α , ⊙: Li) の換算角の積分型分布と curve fitting の例.
破線で示したいくつかのカーブは wounded proton の割合をいろいろ変えている.

APPENDIX B

——fragment 粒子の平均換算角によるエネルギー決定法——

本文 4 章, 及び Appendix A で fragment 粒子の換算角分布からエネルギーを決定する方法を示した. しかし, 実際には fitting 出来ないような事例もあり, 特に fragment 粒子の数が少ない場合 ($N_f = 2 \sim 5$) には, 無理して fitting してエネルギーを決定しても信頼性に欠ける. このような事例は大体 wounded proton が少ない場合なので, fragment 粒子は殆ど蒸発過程で放出されたと考えてよい. 従って, wounded proton の割合を考える必要はなく, 平均の換算角度からローレンツ因子を決定できる.

本文(7)式も示したように, $q = \beta_L \gamma_L \Theta$ なので, q の対数の平均値 (reduced pseudo-rapidity の平均値に対応している) は, (8)式より

$$\langle \ln q \rangle = \int_0^\infty \ln q \varphi(q) dq^2 = -\frac{1}{2} \gamma + \ln \frac{\sqrt{2}\sigma_0}{M_N} \quad (B.1)$$

ここで, $\gamma (=0.5772)$ は Euler 定数であり,

$$\sigma_0 = \sigma_1^n \times \sigma_2^2 = 125.8 \text{ MeV}/c \quad (B.2)$$

従って

$$\gamma_L = \sqrt{1 + \gamma_0^2 e^{-2\langle \ln \Theta \rangle}} \simeq \gamma_0 e^{-\langle \ln \Theta \rangle} \quad (B.3)$$

ここで

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{2}\sigma_0}{M_N} e^{-\frac{1}{2}\gamma} = 0.1422 \quad (B.4)$$

実際のデータから換算角の平均値を求めるには以下のようにする. 今, fragment 粒子の総数が N_f (式 (A.8) 参照) このうち n_f' 個の fragment 粒子が実際に角度測定されたとして, 換算角度の小さい順に $\Theta_1, \Theta_2, \dots, \Theta_{n_f'}$ ($n_f' \leq N_f$) と並べ変える. ここで wounded proton 及び π^\pm の寄与をなるべく少なくするために, 最先端の換算角 Θ_1 より 5 倍以上大きな換算角の *proton* (あるいは π^\pm) は除外して, 再び換算角を並べ変える. そのときの採用 fragment 粒子の数を n_f ($\leq n_f' \leq N_f$) として以下のように平均値を計算する.

$$\langle \ln \Theta \rangle = \frac{1}{n_f} \sum_{i=1}^{n_f} \ln \Theta_i \quad (B.5)$$

こうして求めた平均換算角を (B.3) 式に代入してやれば, 入射原子核のローレンツ因子, つまりエネルギーを得る. この方法は, 中間子多重発生粒子の平均角度からローレンツ因子を導出する, いわゆる Castagnoli 法 ([46]) を fragment 粒子に応用したものである. この

方法は、 α 粒子だけを使った opening angle 法に比べて沢山の fragment 粒子を使っているため、横向き運動量の揺らぎを小さくしているので信頼性が向上している。

尚こうして求めたエネルギーと、さらに wounded proton の寄与を補正した Appendix A の方法によるエネルギーは10～20%の揺らぎの範囲で一致していることが判った。 ([10])

APPENDIX C

—— η_{ij} の具体的表現 ——

ここでは簡単な場合であるが、しかし大気中 fragment 過程にとって主要項となる例をあげて、 η_{ij} の具体的な形を調べてみる。

まず、primary 核種 i が大気トップに入射し、それが大気原子核と衝突しないで観測点 t まで生き延びる割合を考えよう。つまり本文 5.2 節で $i=j$ の場合である。

vertical 入射の場合には

$$N_{i \rightarrow i, \perp}(t) = N_i^{(0)} e^{-t/\lambda_i} \quad (C.1)$$

と書けるから（衝突の m.f.p., λ_{ii} と吸収の m.f.p. との関連については、Appendix D 参照）、天頂角効果を考えると（C.1）式そして、本文の(14)式、(15)式よりただちに

$$\begin{aligned} N_{i \rightarrow i}(t) &= N_i^{(0)} \int \int_{\Omega \leq 2\pi} e^{-t/\lambda_i \cos \theta} \cos \theta \, d\Omega \\ &= S \, \Omega_{eff}(t/\lambda_i) \, T \, I_i^{(0)} e^{-t/\lambda_i} \end{aligned} \quad (C.2)$$

ここで

$$\Omega_{eff}(z) = 2\pi \int_1^\infty \frac{1}{x^3} e^{-(x-1)z} dx \quad \text{with } z = \frac{t}{\lambda_i} \quad (C.3)$$

は高度 t における有効立体角である。従って、（C.2）式、本文(15)式、(16)式より

$$\eta_{ii} = \frac{\Omega_{eff}(t/\lambda_i)}{\Omega_{eff}(0)} = 2 \int_1^\infty \frac{1}{x^3} e^{-(x-1)t/\lambda_i} dx \quad (C.4)$$

つまり $\eta_{ii}(t)$ は、観測点 t での有効立体角の大気トップでの有効立体角（ $=\alpha$ ）との比になっている。

次に、観測核種 j が入射一次核種 i の one step fragment process $i \rightarrow j$ で観測点に到達した場合を考える。この場合もまず vertical 入射の場合を考える。primary 核 i の depth t' での数は（C.1）式で $t \rightarrow t'$ に置き換えればよい。これが depth (t' , $t' + dt'$) で衝突し、 j 核種を放出する確率は $P_{ij} dt' / \lambda_{ii}$ 。さらにこうして生まれた j 核種が $(t-t')$ 進む間に減衰する割合は $\exp [-(t-t')/\lambda_j]$ であるから、結局

$$\begin{aligned} N_{i \rightarrow j, \perp} &= N_i^{(0)} \int_0^t e^{-t'/\lambda_i} \times \frac{dt'}{\lambda_i} P_{ij} \times e^{-(t-t')/\lambda_j} \\ &= N_i^{(0)} e^{-t/\lambda_i} \times \frac{t}{\lambda_i} P_{ij} G\left(\frac{t}{\lambda_{ij}}\right) \end{aligned} \quad (C.5)$$

ここで

$$\frac{1}{\lambda_{ij}} = \frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_j} \quad \text{and} \quad G(x) = \frac{e^x - 1}{x} \quad (C.6)$$

天頂角効果を考えると, (C.5) 式, 本文(14)式そして(15)式よりただちに

$$\begin{aligned} N_{i \rightarrow j} &= N_i^{(0)} \int \int_{\Omega \leq 2\pi} \cos \theta \, d\Omega \times P_{ij} \frac{t}{\lambda_i \cos \theta} G\left(\frac{t}{\lambda_{ij} \cos \theta}\right) e^{-t/\lambda_i \cos \theta} \\ &= S \, \Omega_{ij}(t) \, T \, P_{ij} \frac{t}{\lambda_i} \times I_i^{(0)} e^{-t/\lambda_i} \end{aligned} \quad (C.7)$$

ここで

$$\Omega_{ij}(t) = 2\pi \int_1^\infty \frac{1}{x^2} e^{-(x-1)t/\lambda_i} G\left(\frac{t}{\lambda_{ij}} x\right) dx \quad (C.8)$$

結局

$$\eta_{ij} = P_{ij} \frac{t}{\lambda_i} \frac{\Omega_{ij}(t)}{\Omega_{eff}(0)} \simeq 2P_{ij} \frac{t}{\lambda_i} \int_1^\infty \left(1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\lambda_{ij}} x + \dots\right) \frac{1}{x^2} e^{-(x-1)t/\lambda_i} dx \quad (C.9)$$

つまり one step process の場合の η_{ij} は, 予想されるように衝突確率 ($=t/\lambda_i$) と $i \rightarrow j$ への fragmentation 確率 ($=P_{ij}$) そして有効立体角をかけたものになっている.

APPENDIX D

—— heavy 1-ry の吸収の mean free path と P_{ij} , σ_i の関係 ——

よく知られているように, proton 成分のように非弾性度 K が定義できて, 衝突が catastrophic でないような場合には, 衝突の m.f.p., λ , と吸収の m.f.p., Λ , は厳密に区別でき, 以下のような関係がある.

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1 - \langle (1-K)^\beta \rangle}{\lambda} \quad (D.1)$$

ここで, β は積分形の primary spectrum の傾きである. 一方, heavy 1-ry の場合には, 衝突後殆ど荷電変化 ΔZ を起こすので catastrophic な衝突と考えてよく, 衝突の m.f.p., λ_i , と吸収の m.f.p., Λ_i , は大体同一である. しかし衝突過程で neutron だけを放出するような場合には, 荷電変化だけを見ている限り (あるいは neutron を monitoring していない限り) 同一の heavy 1-ry と判断してしまう. つまり heavy 1-ry の吸収の m.f.p. は見かけ上長くなる. 具体的に書くと

$$\frac{1}{\Lambda_i} = \frac{1 - P_{ii}}{\lambda_i} \quad (D.2)$$

ここで, P_{ii} は proton を一つも放出しないで neutron だけを放出する確率である.

ところで, heavy 1-ry の場合には今一つ考えておかなければならないことがある. それは, 観測する際の荷電分解能 σ_i である. つまり, 上の例では荷電変化がない場合 $\Delta Z=0$ を考えたが, $\Delta Z \approx \sigma_i$ の場合には例え荷電変化があっても同一の heavy 1-ry として観測してしまう. そこでここでは, λ_i , Λ_i , σ_i , P_{ij} ($\Delta Z \approx \sigma_i$) の相互関連を調べよう.

(D.2) 式はよく知られているように以下の方程式から導出される.

$$\Delta N_i = -\frac{\Delta t}{\lambda_i} N_i + \frac{\Delta t}{\lambda_i} N_i P_{ii} \quad (D.3)$$

実際の観測条件を考えてみよう. ある電荷 Z_i の粒子を同定する場合, 表 3 にも示したように適当な電荷幅 $Z_{\min} \sim Z_{\max}$ 内の粒子を拾い出している. 電荷幅は大体, $Z_i \pm \sigma_i$ のように設定している. 従って, (D.3) 式の P_{ii} は以下のように書き換えるべきである.

$$V_i = s_0 P_{ii} + s_1 P_{ii-1} + \dots \quad (D.4)$$

ここで,

$$s_k = \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} e^{-(Z-Z_{i-k})^2/2\sigma_{i-k}^2} \frac{dZ}{\sqrt{2\pi}\sigma_{i-k}} \quad (D.5)$$

表 3 の観測条件に対する s_0 , s_1 , ... の具体的数値を, Fe 核と Si 核の場合について計算す

ると

$$s_0 = 0.828, \quad s_1 = 0.499, \quad s_2 = 0.129 \quad \text{for Fe} \quad (D.6a)$$

$$s_0 = 0.742, \quad s_1 = 0.118, \quad s_2 = 0.001 \quad \text{for Si} \quad (D.6b)$$

従って (D.4) 式は充分良い近似で

$$V_i \simeq s_0 P_{ii} + s_1 P_{ii-1} \quad (D.7)$$

と書け、又それに対応して吸収の m.f.p. は

$$\frac{1}{\Lambda_i} = \frac{1 - V_i}{\lambda_i} \quad (D.8)$$

となる。つまり我々の観測条件では、heavy primary が大気中で衝突しても、荷電変化 ΔZ が 0 と 1 の場合には、(s_0, s_1 の weight で) 衝突したとしないため、吸収の m.f.p. Λ_i は (D.2) 式よりさらに伸びていることを意味している。(もちろん、 σ_i にもよるが)

ところで吸収の m.f.p. の我々の実験から天頂角分布を使えば得られる。つまり、観測点の深さが $t_0 \text{ g/cm}^2$ の場合、天頂角が θ で入射してきた heavy primary は大気層を $t_0/\cos\theta$ だけ通過してきたことになるので、天頂角別に heavy primary の flux を測定してやればよい。Fe 核と Si 核の場合についてその結果を図 D.1 に示そう。直線の傾きは最小 2 乗法で決めているが、明らかに衝突の m.f.p. よりも若干長くなっており、上に述べた考察が正しいことがわかる。この図と (D.8) 式より

$$V_{Fe} = 0.129 \pm 0.015, \quad V_{Si} = 0.082 \pm 0.012 \quad (D.9)$$

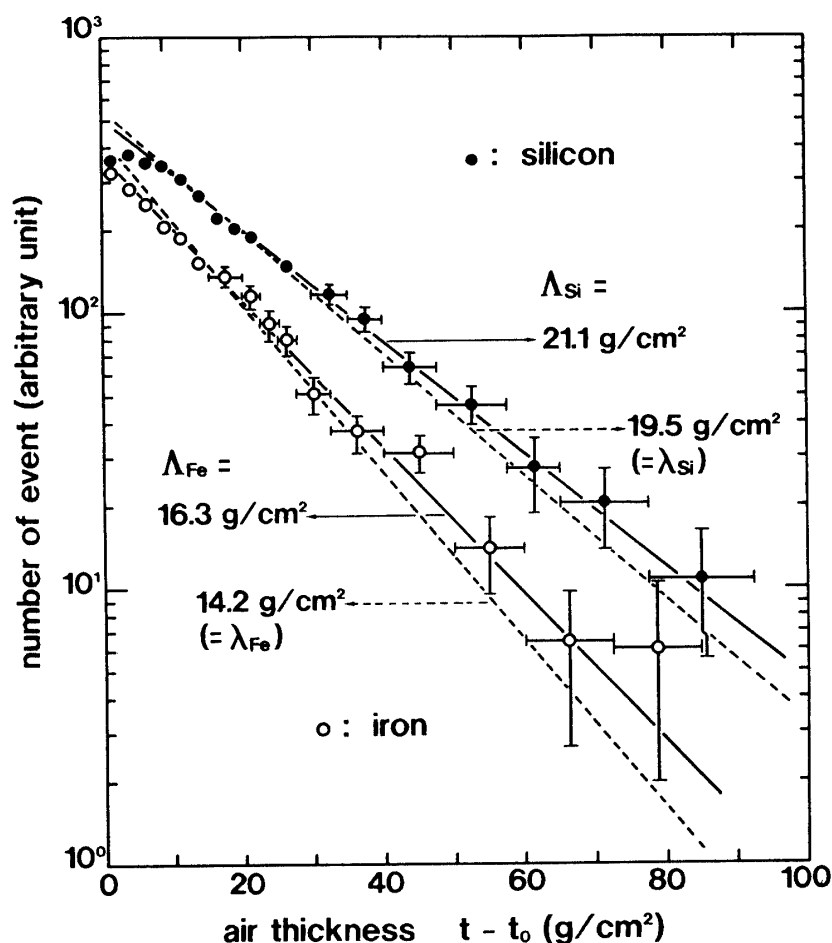
そこで逆に、吸収の m.f.p. の伸びから荷電変化の小さな fragmentation probability P_{ii} , P_{ii-1} を推定してみよう。ただしこれらを別々に求めることは困難なため、平均値を以下のようにして求める。

$$\langle P_{\Delta Z=0,1} \rangle = \frac{P_{ii} + P_{ii-1}}{2} = \frac{1 + \omega}{s_1 + s_0 \omega} \frac{V_i}{2} \quad \text{with } \omega = \frac{P_{ii}}{P_{ii-1}} \quad (D.10)$$

ω の値は実験的にはばらつきがあるが、大体 0.5 ~ 1 程度と考えられる ([27]), [28]) ので、(D.10) 式に代入すると

$$\langle P_{\Delta Z=0,1} \rangle = 0.097 \sim 0.106 \quad \text{for Fe} \quad (D.11a)$$

$$= 0.095 \sim 0.126 \quad \text{for Si} \quad (D.11b)$$



D.1. 天頂角分布から得られた Si 核と Fe 核に対する大気中での depth-intensity relation. 破線は衝突の m.f.p. だけから期待される直線 (表 5 参照).

を得る. 本文の図13a, 13b の白丸はこのようにして求めた.

参 考 文 献

- [1] 高原文郎; 飛翔体による宇宙線観測研究会報告集, 79 (1992年7月, 東大宇宙線研)
- [2] 例えば早川幸男, 佐藤文隆, 松本敏雄編; 「現代の宇宙論」(名古屋大学出版会)
- [3] J.J. Engelmann et al.; Astron. & Astrophys., **148**, 12 (1985)
- [4] M. Simon et al.; Ap. J., **239**, 712 (1980)
- [5] D. Müller et al.; Ap. J., **374**, 356 (1991)
- [6] T.H. Burnett et al.; Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), **3**, 101 (1990)
- [7] Y. Kawamura et al.; Phys. Rev. **D40**, 729 (1989)
- [8] Y. Kawamura et al.; Proc. 21st Int. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), **3**, 89 (1990)
- [9] M. Ichimura et al.; Nucl. Instr. & Methods, **A300**, 374 (1991)
- [10] 市村雅一; 博士論文 (1992年, 青山学院大学提出予定)
- [11] 種村良一, 酒井基樹; 卒業論文 (1991年, 青山学院大学)
- [12] M. Ichimura et al.; Nucl. Instr. & Methods, **A300**, 616 (1991)

- [13] 中村孝弘; 修士論文 (1992年, 弘前大学提出予定)
阿部康德; 卒業論文 (1991年, 青山学院大学)
- [14] M.F. Kaplon et al.; Phys. Rev., **85**, 296 (1952)
- [15] Y. Sato et al.; Lett. J. Phys. Soc. Japan, **54**, 4502 (1985)
- [16] A.S. Goldhaber; Phys. Lett., **53B**, 306 (1974)
- [17] H. Feshbach & K. Huang, Phys. Lett., **47B**, 300 (1973)
- [18] 例えば, J. Hüfner; Phys. Rep., **125**, 129 (1985)
- [19] H. Fukushima et al.; Phys. Rev. **C44**, 834 (1991)
- [20] S. Tasaka et al.; J. Phys. Soc. Japan, **54**, 3289 (1985) (文献15も参照)
- [21] K.B. Bhalla et al.; Proc. 5th High Energy Heavy Ion Study, LBL 12652, UC34, Conf. 8105104 (May, 1981)
- [22] H. Nanjo et al.; to be published
- [23] H.G. Baumgart et al.; J. Phys., **G7**, 175 (1981)
- [24] F.A. Hagen et al., Ap. J., 212, 262 (1977)
- [25] P.J. Karol; Phys. Rev. **C11**, 1203 (1975)
- [26] P.S. Freier & C.J. Waddington; Ap. Space Sci., **38**, 419 (1975)
- [27] G.D. Westfall et al.; Phys. Rev. **C19**, 309 (1979)
- [28] W.R. Webber et al.; Phys. Rev. **C41**, 533 (1990)
- [29] E.M. Friedlander et al.; Phys. Rev. **C27**, 1489 (1983)
- [30] C.H. Tsao & R. Silberberg; 18th Int. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), **2**, 194 (1983)
- [31] 井上 葵, 和田雅美, 近藤一郎; 宇宙科学研究所報告特集第1号, 79 (1981)
- [32] 染宮誠二他; 平成2年度大気球シンポジウム報告集, 160 (1990)
- [33] M. Garcia-Munoz et al.; Ap. J. Lett., **280**, 13 (1984)
J.E. Grove et al.; Ap. J., **377**, 680 (1991)
W.R. Binns et al.; Ap. J., **324**, 1106 (1988)
他に文献3, 4, 5の中で引用されている論文も参照のこと
- [34] W.R. Webber et al.; Ap. J., **390**, 96 (1992)
- [35] N.L. Grigorov et al.; Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. (Tasmania), **5**, 1746, 1752, 1760 (1971)
- [36] 例えば T. Hara et al.; 18th Int. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), **9**, 198 (1983)
- [37] 例えば Fuji-Kanbala ECC group; Phys. Rev. **D38**, 1404, 1417, 1426 (1988)
- [38] J. Linsley; Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), **12**, 135 (1983)
- [39] 例えば V.I. Yakovlev; talk at 7th Int. Symp. on very H.E. Cosmic Ray Interaction (Univ. of Michigan, June, 1992)
- [40] M.J. Ryan et al.; Phys. Rev. Lett., **28**, 985 (1972)
- [41] I.P. Ivanenko et al.; 21st Int. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), **6**, 77 (1990)
- [42] B. Acharya et al.; 18th Cosmic Ray Conf. (Bangalore), **9**, 119 (1983)
- [43] I.V. Doronina et al.; 21st Int. Cosmic Ray Conf. (Adelaide), **6**, 150 (1990)
- [44] D. Müller et al.; 20th Int. Cosmic Ray Conf. (Moscow), **4**, 5 (1987)
- [45] J. Whitmore; Phys. Rep., **27**, 187 (1976)
- [46] C. Castagnoli et al.; Nuovo Cim. **10**, 1261 (1953)