

## 高エネルギー宇宙線一次電子と大気線の観測

小林 正<sup>1</sup>・古森良志子<sup>2</sup>・吉田健二<sup>3</sup>・白井達也<sup>3</sup>・立山暢人<sup>3</sup>・平良俊雄<sup>3</sup>  
会津英子<sup>2</sup>・藤井正美<sup>4</sup>・湯田利典<sup>5</sup>・山上隆正<sup>6</sup>・西村 純<sup>6</sup>  
J. J. Lord<sup>7</sup> · J. Wilkes<sup>7</sup>

## Observations of High-energy Cosmic-ray Electrons and Atmospheric Gamma rays with Emulsion Chambers

By

Tadashi KOBAYASHI<sup>1</sup>, Yoshiko KOMORI<sup>2</sup>, Kenji YOSHIDA<sup>3</sup>, Tatsuya SIRAI<sup>3</sup>,  
Nobuhito TATEYAMA<sup>3</sup>, Toshio TAIRA<sup>3</sup>, Hideko AIZU<sup>2</sup>, Masami FUJII<sup>4</sup>,  
Toshinori YUDA<sup>5</sup>, Takamasa YAMAGAMI<sup>6</sup>, Jun NISHIMURA<sup>6</sup>,  
J. J. Lord<sup>7</sup> and J. Wilkes<sup>7</sup>

**Abstract** : The observations of electron spectrum bring us unique information about the sources and propagation of cosmic rays. Although the observational importance of the spectrum at high-energy side has been pointed out, the Emulsion Chamber experiments were the only one which observed the electron spectrum up to TeV region.

Successive experiments of cosmic-ray electrons using emulsion chambers since 1977 have yielded about 10 times exposures in total as large as those of our previous experiments (Nishimura. J. et al, 1980). Our total exposure is now about  $6.6 \times 10^5 \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$ , including those before 1977, which is one or two order magnitude larger than those of other experiments. This enabled us for the first time to observe the electron spectrum in TeV region. We present here the electron spectrum in the energy range 30GeV to 3TeV at the top of the atmosphere, which is expressed as :

$$J_e(E) = (1.42 \pm 0.26) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/E)^{3.26 \pm 0.11} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}.$$

---

<sup>1</sup> 青山学院大学理工学部, <sup>2</sup> 神奈川県立衛生短期大学, <sup>3</sup> 神奈川大学工学部,

<sup>4</sup> 青森大学工学部, <sup>5</sup> 名古屋大学太陽環境研究所, <sup>6</sup> 宇宙科学研究所,

<sup>7</sup> Dep. of Physics, University of Washington, Seattle, USA.

This is essentially the same as our previous results in the low energy side.

We also present the atmospheric gamma-ray spectrum at the balloon altitude that was obtained in the course of the data analysis of electrons. The gamma-ray spectrum normalized at  $4\text{g}/\text{cm}^2$  altitude is well represented by a single power law spectrum:

$$J_g(W) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/W)^{2.74 \pm 0.06} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV},$$

in the range of  $30\text{GeV}$  to  $10\text{TeV}$ . We can deduce the flux of primary protons in the energy range of  $300\text{GeV}$  to  $50\text{TeV}$  from this gamma ray data, if we assume a certain model of hadronic interactions. Base on these data, we discussed the origin and propagation of the observed electrons in terms of the diffusion model, and possible spectral fluctuations in the TeV region due to the contribution of a small number of nearby sources.

## 概 要

宇宙線中の高エネルギー電子のエマルジョンチャンバーによる観測は1968年から1998年にわたって13回にわたる気球観測が行われてきた。結果はそれぞれの時点で国際学会等に報告してきたが、ここではこれらを総括して報告することとした。観測の全有効露出量は

$$S \quad T = 6.65 \times 10^5 \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \quad (\sim 7.7 \text{m}^2 \cdot \text{day} \cdot \text{sr})$$

であり、これまで行われた電子観測としては最大の量である。その結果、 $30\text{GeV}$ 付近から $3\text{TeV}$ にわたるエネルギースペクトルとして

$$J_e(E) = (1.42 \pm 0.26) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/E)^{3.26 \pm 0.11} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$$

が得られた。この結果は我々がすでにに発表した結果(Nishimura et al. 1980, 以後文献1と呼ぶ)と良く一致している。

電子と同時に大気中で発生するガンマ線についても詳しく観測を行い、 $4\text{g}/\text{cm}^2$ の高度に規格化したエネルギースペクトルとして $30\text{GeV}$ から $10\text{TeV}$ の範囲で

$$J_g(W) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/W)^{2.74 \pm 0.06} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$$

が得られた。

ガンマ線の観測は電子の大気効果補正に重要であると同時に、一次宇宙線の絶対強度の推定に重要であり、このガンマ線強度から $100\text{GeV}$ 以上の一次陽子の強度を導き出す事が出来る。

この論文では観測器としてのエマルジョンチャンバーが他の観測器と比べて電子観測にすぐれた特性を持っている事、エネルギー決定精度、電子の同定、陽子に対するrejection power、大気補正、ガンマ線スペクトルおよび一次陽子スペクトルの導出等についてやや詳しく述べた。最後にこれらの観測の結果から電子観測の重要性とその加速源について得られた知見について述べた。

## 1. はじめに

宇宙線中の高エネルギー電子はシンクロトロンや逆コンプトン効果により銀河伝播中にエネルギーを失う。これは他の宇宙線成分にはない特徴であり、宇宙線の発生源や銀河内の伝播について大きな知見をもたらすものと考えられてきた。このため数多くの実験が電子観測の初めての成功以来行われてきた。最近、超新星爆発に伴う高エネルギー電子の加速の証拠がX線や高エネルギーガンマ線で観測され、宇宙線の超新星加速説は強く信じられるようになってきた(Koyama et al. 1995, Tanimori et al. 1998)。

TeVを越す領域の電子では、電子はシンクロトロンや逆コンプトン効果によるエネルギー損失によりその寿命

は10<sup>5</sup>年以下で、この間に伝播できる距離は数百pc以下と推定され、太陽系近傍でのSNRからの寄与のみが問題となる。過去10<sup>5</sup>年以内で太陽系からの距離が数百pc以下の超新星残骸は少ないので、このエネルギー領域での電子スペクトルは大きな統計的な変動を受ける。たまたま条件に合うSNRがあれば、その直接の寄与が観測されることが期待される (Shen 1970, Nishimura et al. 1979, Aharonian et al. 1995, Atoyan et al. 1995, Nishimura 1997, Pohl et al. 1998, Kobayashi et al. 2001)。スペースステーションの出現に伴って、長時間観測が可能と成るので、TeV領域での電子観測は国際的に研究者の注目を浴びることになってきた。

電子の研究は初めて観測に成功した1960年代から主にカウンター系統の観測器により行われてきた。しかし、電子の強度は陽子に比べて1%程度であるため、他の宇宙線成分によるバックグラウンドの影響を受けやすく、精度の良い観測は難しい。各観測の結果の一致は良くなかった。特に、100GeVを越すエネルギー領域では電子線の強度が減る事と他の宇宙線によるバックグラウンドが相対的に増えるために、カウンター系統での実験ではほとんど成功していない。

ここで、特記すべきことは1965年から始まったTataグループによる原子核乾板による電子線の観測である (Anand et al. 1968)。原子核乾板による電子線観測は電子シャワーをイメージとして捕らえるために詳細な解析が可能であり、電子の同定が確実であるという利点をもっている。Tataグループの研究に刺激されて、日本ではエマルジョンチャンバーを用いた電子観測が1968年より始まった。エマルジョンチャンバーは原子核乾板と鉛板を組み合わせた装置で、原子核乾板の利点を持つと同時に大型の観測器を作ることに適しており、現在までに数百GeV以上の観測に成功しているのは国際的に見てもこのECCを用いた我々の観測のみである (文献1)。

1980年代以降、カウンター系の観測器も様々な改良が加えられ、シカゴグループのTransition Radiation を利用した観測器、超伝導マグネットを持つHEAT観測器、シンチレーションファイバーを組み合わせた日本のBETS観測器では100GeV以下の領域で、精度の高い観測に成功している (Tang 1984, Duvernois et al. 2001, Torii et al. 2001)。しかし、これらは現在の所、ECCによる観測に比べると、S/Tにして、1~2桁程度下にとどまっている。最近南極周回の気球観測で行われた新しいタイプのカロリメータATICでは数百GeV迄の電子線観測に成功している (Chang et al. 2001)。これらの機器は、将来スペースステーションで長時間による電子線観測を行い、TeV領域での電子スペクトルの観測を行うことを目指している。

この論文では1968年から1998年に至る13回にわたる気球観測の結果をまとめた。電子観測におけるエマルジョンチャンバーの特性を述べ、30GeVから3TeV領域に至る観測について述べることにする。

他の観測器に比べて、桁違いの大きな全有効露出量が得られて、1998年までの観測では

$$S/T = 6.63 \times 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \quad (\sim 7.7 \text{ m}^2 \cdot \text{day} \cdot \text{sr})$$

となっている。

得られた電子スペクトルは1980年に文献1に発表した我々の結果と比べ統計的精度が増え、エネルギー範囲は高い領域迄延びたが、結果は良く一致している。

電子の観測を行うと同時に大気中のガンマ線についての観測も行ってきた。これは一次電子の大気補正に重要であると同時に、各年に行われた観測結果のコンシステンシーのチェックを行うためである。また本文で述べるように、大気ガンマ線の強度から一次陽子の絶対強度を導くことができる。この結果はBESSやAMSで観測した100GeVまでのスペクトルのスムーズな延長線上にある (Sanuki et al. 2000, AMS 2000)。

この論文では観測器としてのエマルジョンチャンバーの特性、粒子の同定法、エネルギーの決定方式、およびその精度について述べ、ついで、各年度に行った気球観測についてまとめた。

最後に、大気ガンマから推測される高エネルギー陽子の絶対強度および電子スペクトルの宇宙物理的な意義、宇宙線加速源、銀河の伝播についての関係の考察を行い、TeV領域の電子スペクトルと太陽系近傍の源の重要性について述べた。

## 2. 観測器と実験経過

### 2.1. 気球観測

1968年から1998年に至るまで、13回にわたり気球観測を行ったが、その詳細は表1にまとめておいた。1973年までは宇宙科学研究所の原の町および三陸大気球観測所で放球が行われたが、1976年より1980年にかけてはアメリカのワシントン大学との共同研究によりNSBF, Palestine, Texasで放球が行われている。以後、おもに三陸大気球観測所での観測が行われている。レベルフライトに入るとエマルジョンチャンバーを回転させ、上昇および下降中の電子の入射を区別している。観測平均高度は年によって幾分違うが、 $4\text{g}/\text{cm}^2$ から $9\text{g}/\text{cm}^2$ の範囲である。

表1 List of Balloon Flights

Flight	Area ( $\text{m}^2$ )	Time (min)	Average Altitude ( $\text{g}/\text{cm}^2$ )	S.T.F ( $\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$ )	Launch Site
1968	0.05	380	6.1	$1.826 \times 10^3$	Haranomachi, Japan
1969	0.05	267	7.1	$1.283 \times 10^3$	Haranomachi, Japan
1970	0.05	1136	6.1	$5.460 \times 10^3$	Sanriku, Japan
1973	0.20	833	8.2	$1.934 \times 10^4$	Sanriku, Japan
1976	0.40	1526	4.0	$7.084 \times 10^4$	Palestine, USA
1977	0.78	1760	4.5	$1.572 \times 10^5$	Palestine, USA
1979	0.80	1680	4.9	$1.539 \times 10^5$	Palestine, USA
1980	0.80	2029	7.8	$1.884 \times 10^5$	Palestine, USA
1984	0.20	576	9.2	$1.357 \times 10^4$	Sanriku, Japan
1985	0.40	940	9.4	$4.614 \times 10^4$	Sanriku, Japan
1988	0.20	647	7.1	$1.493 \times 10^4$	Uchinoura, Japan
1996	0.20	2092	4.6	$4.874 \times 10^4$	Sanriku, Japan
1998	0.20	1178	5.6	$2.729 \times 10^4$	Sanriku, Japan
Total				$7.489 \times 10^5$	

註 .

Time : 電子観測を行ったレベルフライトの時間

S T : チャンバーの縁の補正を行った後の値であるが、一部乾板の不調などがあり、実際に解析したのはこの全部でなく  $6.63 \times 10^5 \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$  である。

### 2.2. 観測器

エマルジョンチャンバーは原子核乾板と金属板を組み合わせた装置である。電子のシャワーの発生点を詳しく観測できるようにチャンバーの上部は金属板と原子核乾板が密に配置してある。一般にチャンバーの上部では鉛板の厚さは0.5mmとしている。

エマルジョンチャンバーは原子核乾板の優れた性質と大形の観測器が製作可能である特徴をもっている。電子が入射すると、チャンバー中で電子シャワーを発生する。まずシャワーを見出し、トレースバックして発生点の付近を顕微鏡で詳しく調べることにより、入射粒子を同定することができる。エネルギーはシャワーのトランジションカーブから決定する。また、電子シャワーを簡単に目視で検出できるように高感度のX線フィルムを適切な位置に挿入している。

原子核乾板は主に800  $\mu\text{m}$ 厚さのアクリル板にFujiのET7A、また最近ではET7Bの乳剤を両面塗布した物である。両面塗布することにより、粒子の判別や入射方向を確実に観測することができるためである。金属板としては1968年にはタングステン板を用いたが、以後Pb板を用いている。チャンバーの大きさは、1968~1970年までは20cm  $\times$  25cmであったが、1973年以降は40cm  $\times$  50cmを一単位として使用してきた。詳細は図1および表2に示しておいた。

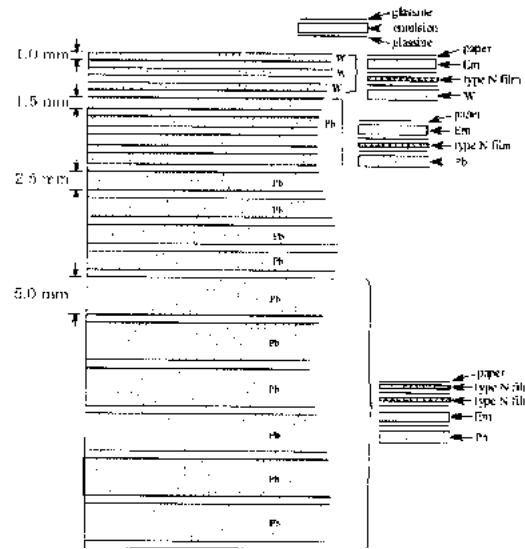


図1a 1968年に使用したエマルジョンチャンバーの構造

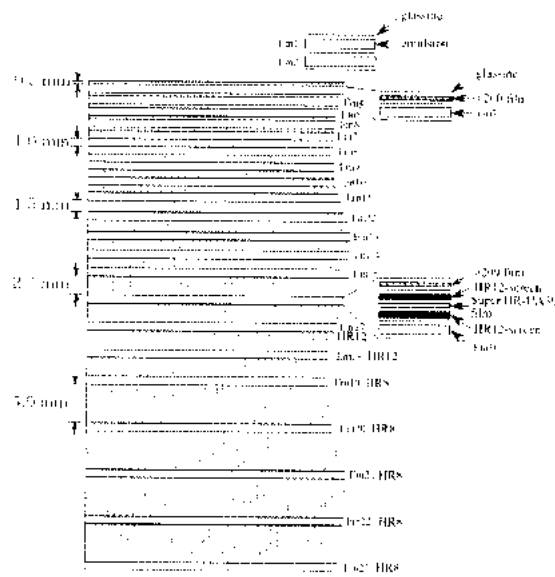


図1b 1998年に使用したエマルジョンチャンバーの構造

エマルジョンチャンバーが他のカウンター系統の観測器に比べて、電子観測器として優れている利点を以下にまとめておく。

シャワー軸が正確に観測出来るため、有効面積立体角の決定を正確に行うことができる。

有効立体角が大きい。

電子の場合、有効立体角は

$$S = 2 \pi \sin^2 \theta_0 \cos \theta_0$$

となり、 $\theta_0$ として、 $60^\circ$ をとれば2.36srである。

前述した一単位のエマルジョンチャンバーの40 cm × 50 cm × 厚さ8 cm(重量、約120kg)では

$$S = 0.47 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$$

であり、カウンター系のSに比べると著しく大きい。ただし、ここでSはチャンバーの周辺部分から入射す

る損失分を考慮した効率で、一般に0.8程度の値を持っている。

0.4m<sup>2</sup>·srは現在までに電子観測を行ってきたCAPRICE, HEAT, BETS等と較べると一桁以上大きい。大型の観測器の代表であるBESSのS が0.3m<sup>2</sup>·sr程度であることからECCが優れた特性を持っていることは明らかである(Boezio et al. 2000, DuVernois et al. 2001, Torii et al. 2001)。

#### 入射粒子の判別

シャワーの発生点で1μmの精度でシャワー粒子をイメージとして観測するため、入射粒子の同定が確実である。陽子に対するRejection Powerは10<sup>-5</sup>程度である(Kobayashi et al., 1999)。

重量の軽い観測器が可能である。エネルギー決定にシャワー軸から半径100μm以内の粒子を使うので、シャワーの極大は一般のシャワー粒子の極大に比べると浅い所で現れる。従って、チャンバーの厚さは比較的薄くでき、面積の割に軽い観測器を作ることができる。このことは気球観測にとっては重要な点である。

バックscatter粒子の影響を受けない。

原子核乾板の場所の分解能は1μm程度であるので、シャワー軸の同定からバックscatter粒子は自動的に除外できる。高いエネルギーではバックscatter粒子が増えるので、カウンター系の観測器では入射粒子の判別が難しくなる。

以上、電子観測器としてのエマルジョンチャンバーの利点を述べてきたが、欠点としてはバックグラウンドトラックの累積のために、きわめて長時間の露出(中緯度気球高度では1ヶ月以上)には不向きである。また、入射粒子の時間的な情報が得られないため電子の入射方向に対する非等方性の観測はできない。その他、数十GeV以下の電子の観測は難しい事などがあげられる。

表2 各年度におけるエマルジョンチャンバーの構成

(詳細は本文参照)

Flight (year)	Area (m <sup>2</sup> )	Time (min)	Average altitude (g/cm <sup>2</sup> )	X-ray films	SSAT (m <sup>2</sup> ·s·sr)	Launch Site
1968	0.05	380	6.1	Sakura type-N	1.826 × 10 <sup>3</sup>	Haranomachi, Japan
1969	0.05	267	7.1	type-N	1.283 × 10 <sup>3</sup>	Haranomachi, Japan
1970	0.05	1136	6.1	type-N	5.460 × 10 <sup>3</sup>	Sanriku, Japan
1973	0.20	853	8.2	type-N	1.934 × 10 <sup>4</sup>	Sanriku, Japan
1976	0.40	1526	4.0	type-N	7.084 × 10 <sup>4</sup>	Palestine, USA
1977	0.78	1760	4.5	type-N	1.572 × 10 <sup>5</sup>	Palestine, USA
1979	0.80	1680	4.9	type-N	1.539 × 10 <sup>5</sup>	Palestine, USA
1980	0.80	2029	7.8	type-N	1.884 × 10 <sup>5</sup>	Palestine, USA
1984	0.20	576	9.2	type-N, Fuji G8-RXO	1.357 × 10 <sup>4</sup>	Sanriku, Japan
1985	0.40	940	9.4	Fuji #200, G8-RXO	4.614 × 10 <sup>4</sup>	Sanriku, Japan
1988	0.20	647	7.1	#200, G12-RXO, #G8-RXO, G8-RXO	1.493 × 10 <sup>4</sup>	Uchinoura, Japan
1996	0.20	2092	4.6	#200, HR8-HA30	4.874 × 10 <sup>4</sup>	Sanriku, Japan
1998	0.20	1178	5.6	#200, HR12-HA30, HR8-HA30	2.729 × 10 <sup>4</sup>	Sanriku, Japan

## 2.3. 解析

### 2.3.1. スキャンと粒子同定

電子がチャンバーに入射すると、電子シャワーをおこす。シャワーの中心部では原子核乾板中に平行な粒子群が顕微鏡で観測される。顕微鏡でのスキャンは時間と労力を要する。大きなシャワーでは挿入したX線フィルム上に黒点として目視できるので、この方法でスキャンを行ってきた。X線フィルムでのスキャンの検出限界はフィルムの感度とバックグラウンドの状況によるが、初期に使用したノンスクリーンタイプのSakura Nタイプフイ

フィルムでは500GeV程度、その後使用したFuji200番では800GeV程度である。1984年以降はスクリーンタイプのFujiフィルム社製G8-RX0, G12-RX0, HR8-HA30, HR12-HA30を使用し、検出限界を200GeV程度にすることができた。Gタイプのスクリーンは $Gd_2O_3:Tb$ を基盤とした高感度のシンチレータで、最近ではHRタイプと名称が変わっている。RX0はこのシンチレータ光に最も感度の高い感光フィルムである。HA30は最近市販されている最高感度のフィルムである。

X線フィルムスキャンの検出限界以下の電子については顕微鏡でのスキャンを行った。顕微鏡でのスキャンの限界は高倍率で丁寧に行った例では30GeV程度であった。

X線フィルムで検出したシャワーはそれに密着した原子核乾板上に顕微鏡でシャワーであることを確認し、シャワーの発生点までトレースバックして発生した粒子の同定を行う。

電子が親である場合は発生点付近は一個の最小電離のトラックと1～2個の電子対からなっており、その上の層では一本のトラックとなっている。ガンマ線から発生するシャワーでは最後に1個の電子対となり、その上の層にはトラックは見受けられない。ハドロンによるシャワーでは発生点は一般に多数のシャワー粒子からなるジェットの見られる。その上層では一本の粒子またはheavy primaryのトラックが観測される。

ここで一番問題となるのは陽子による、Diffraction dissociation等による少数の粒子の発生から始まるハドロン・シャワーである。電子によるシャワーと見間違える可能性がある。これらによる寄与については、文献(Ref.1, および Kobayashi et al. 1999)で詳しく考察したが、陽子のRejection powerは $10^{-5}$ と推定され、きわめて高い値を持っている。従って、電子の同定について、他の粒子の混入は事実上問題とならない。なお、粒子の同定の正当性については天頂角分布やシャワーの発生点の深さ分布についての期待値との比較を行い、良い一致が得られる事を3章に示した。

### 2.3.2. エネルギーの決定

シャワー中心部から半径100 $\mu$ mの円内のシャワー粒子についてトランジションカーブを観測し、これと期待値とを比較してエネルギーを決定する。文献Iではエネルギー決定精度として10%程度を目標とし、トランジションカーブは三次元シャワー理論(Nishimura, 1967)で計算した。理論値はFNALで行った加速器からの電子ビームの較正実験結果と10%程度で一致しているを確かめた(文献I)。しかし、統計精度が上がるに従い、より高い精度のエネルギー決定が望ましいこと、チャンバーの構成は毎年少しずつ変わること等の理由から、今回あらためて電子シャワーに対してEPICS(Kasahara, 2001)コードを用いたMonte Carloの計算値を用いることにした。まず、前に行ったFNALの原子核乾板中のシャワーを改めて詳しく計測し、Monte Carloの計算値と一致する事を確認し、各入射角、エネルギーについて各年度で異なる構造を持つチャンバーのトランジションカーブを計算した。実際のエネルギー決定についてはトラックレングスを用いて行ったが、基本的には1980年の文献Iに示した方法と同じである。

図2・および3にFNALの実験結果と計算値の比較を示したが、シャワー発達の高さによるエネルギー決定誤差は100GeVで $\pm 12\%$ (1)程度であることがわかる。

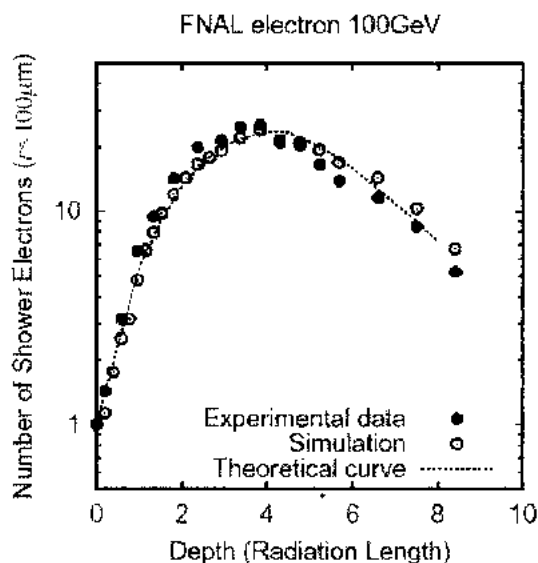


図2 FNAL100GeV 電子ビームの観測データと理論値のトランジションカーブ

● : EPICS による計算値

○ : 文献 で使用した理論値

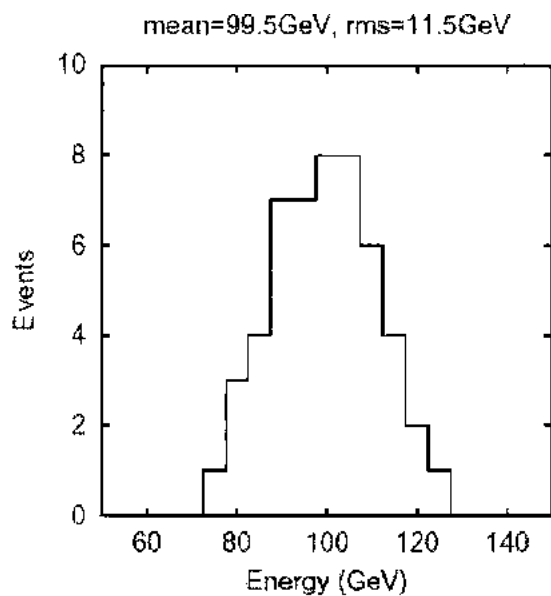


図3 FNAL100GeV 電子に対して、EPICS の計算を用いて決定したエネルギーの精度

平均値の精度は0.5%，分散は12% (1 ) である

### 2.3.3. 大気補正

気球で観測されたデータを大気頂上の値に直すためには大気補正が必要である。

大気補正としては次の2点が上げられる。

大気中のエネルギー損失

電子は気球高度に入射するまでに制動放射によりエネルギーを失う。その量は近似Aの電子シャワー理論で正確に計算することができる(Rossi and Greisen 1941, Nishimura 1967)。



Appendix.Aに述べたように，電子の入射スペクトルが

$$dE/E$$

の時，深さT輻射単位での電子のスペクトルは輻射されたガンマ線からの電子の発生を考慮しない場合には

$$\exp\{-A[\gamma - 1]T\}dE/E$$

で与えられる．

電子は実効的に

$$\exp\{-A[\gamma - 1]T/(\gamma - 1)\}$$

だけのエネルギーを失ったことになる．1輻射単位に換算すればエネルギー損失の率は

$$-A[\gamma - 1]/(\gamma - 1)$$

となる．

Aは電子シャワー理論で与えられる関数でいろいろな  $\gamma$  に対する  $-A[\gamma - 1]/(\gamma - 1)$  の値は表3にかかげておいた．詳細はAppendix Aに述べてある．

表3 1輻射単位あたりの実効的なエネルギー損失量： $A[\gamma - 1]/(\gamma - 1)$

	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2	3.4	3.6
$A[\gamma - 1]/(\gamma - 1)$	0.898	0.852	0.811	0.775	0.743	0.714	0.687

特徴的なことは， $A[\gamma - 1]/(\gamma - 1)$  は簡単な考察による制動輻射損失の値，1.0，より小さい．これは電子がスペクトルを持っているためによる効果である．

観測された，電子のエネルギーは大気頂上では統計的に

$$\exp\{A[\gamma - 1]T/(\gamma - 1)\}$$

の補正ファクターをかけることによって得ることができる．

大気線による二次電子の補正．

宇宙線が大気中に入射すると  $\pi^0$  中間子を発生し， $\pi^0$  中間子は直ちに2個の  $\gamma$  線に崩壊する．これが大気線発生 の主要な源である．大気線は電子対を発生するのでこれが大気二次電子となる．一次電子のフラックスを求め るためには観測された電子からこの寄与を差し引く必要がある．

補正すべき二次電子の量は前節と同じように近似Aの電子シャワー理論で計算することができる．詳しい計算は Appendix B に述べてあるが，概算は次の様にして求めることができる．

1輻射単位あたりのガンマ線の発生量を

$$dW/W$$

とすると，深さtでのガンマ線スペクトルは，近似的に

$$J_g(t)dW = dW/W \cdot t$$

で与えられる．

このガンマ線によって発生する電子のスペクトルは，

$$B(\gamma - 1) \int_0^T J_g(t)dt = B(\gamma - 1) \frac{T^2}{2} \frac{1}{W}$$

となる．ここで，Bは電子対の寄与を示す関数でAppendix A に述べたが， $\gamma = 2.7$ 付近では0.6程度の値となっ ている．二次電子の量は $T^2$ に比例して増加するので観測高度が低い場合には寄与が大きくなり，最終的に得られ る一次電子スペクトルの精度が低くなる．また，電子のスペクトルのべきはガンマ線に比べて大きいので，エネ ルギーが高くなると二次電子の寄与が相対的に増える．従って高エネルギーの電子観測には，観測高度を高くと る事が必要になる．詳しくはAppendix Bに述べた．

## 3. 観測結果

## 3.1. 一次電子のスペクトル

気球高度で観測された電子から大気中で発生した二次電子の寄与を差し引き、次に大気中のエネルギー損失の補正を行って一次電子のスペクトルを求める。

このようにして求めた結果は表4及び図4に示した。この内500GeV以上の電子はX線フィルムのスキャンで得られた結果で、200GeV以下の電子は顕微鏡スキャンで得られた結果である。200GeVから500GeVの範囲はX線フィルムと顕微鏡スキャンの結果が混在しているが、主としてX線フィルムのスキャンによるものである。これは、年度によってチャンパーに挿入したX線フィルムの感度が違うためである。

表4 一次電子のスペクトル (1968-1998)

Energy bin (GeV)	$\langle E \rangle$ (GeV)	$S\Omega T$ ( $m^2 \cdot s \cdot sr$ )	$N_{eh}$	$N_{sec}$	$N_{pri}$	Flux (J) ( $m^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV^{-1}$ )	$E^3 \times J$ ( $GeV^2 \cdot m^2 \cdot s \cdot sr$ )
1500 ~ 3000	2068	$6.6297 \times 10^5$	14	4.37	9.63	$(9.68 \pm 3.88) \times 10^{-9}$	$86 \pm 34$
1000 ~ 1500	1214	$6.6297 \times 10^5$	15	6.33	8.67	$(2.62 \pm 1.22) \times 10^{-8}$	$47 \pm 22$
800 ~ 1000	892	$5.4590 \times 10^5$	19	5.31	13.69	$(1.25 \pm 0.41) \times 10^{-7}$	$89 \pm 29$
600 ~ 800	690	$2.7650 \times 10^5$	25	5.51	19.49	$(3.52 \pm 0.92) \times 10^{-7}$	$116 \pm 30$
400 ~ 600	486	$9.2998 \times 10^4$	24	4.20	19.80	$(1.06 \pm 0.27) \times 10^{-6}$	$122 \pm 31$
300 ~ 400	345	$4.8368 \times 10^4$	15	4.84	19.16	$(2.10 \pm 0.83) \times 10^{-6}$	$86 \pm 34$
200 ~ 300	243	$9.726 \times 10^3$	7	1.68	5.32	$(5.47 \pm 2.78) \times 10^{-6}$	$78 \pm 40$
150 ~ 200	172	$5.613 \times 10^3$	7	1.22	5.78	$(2.06 \pm 0.96) \times 10^{-5}$	$105 \pm 49$
100 ~ 150	121	$1.679 \times 10^3$	8	0.85	7.15	$(8.52 \pm 3.40) \times 10^{-5}$	$151 \pm 60$
60 ~ 100	76.4	682	9	0	9	$(3.30 \pm 1.17) \times 10^{-4}$	$147 \pm 52$
30 ~ 50	38.2	69.8	6	0	6	$(4.30 \pm 1.92) \times 10^{-3}$	$240 \pm 107$

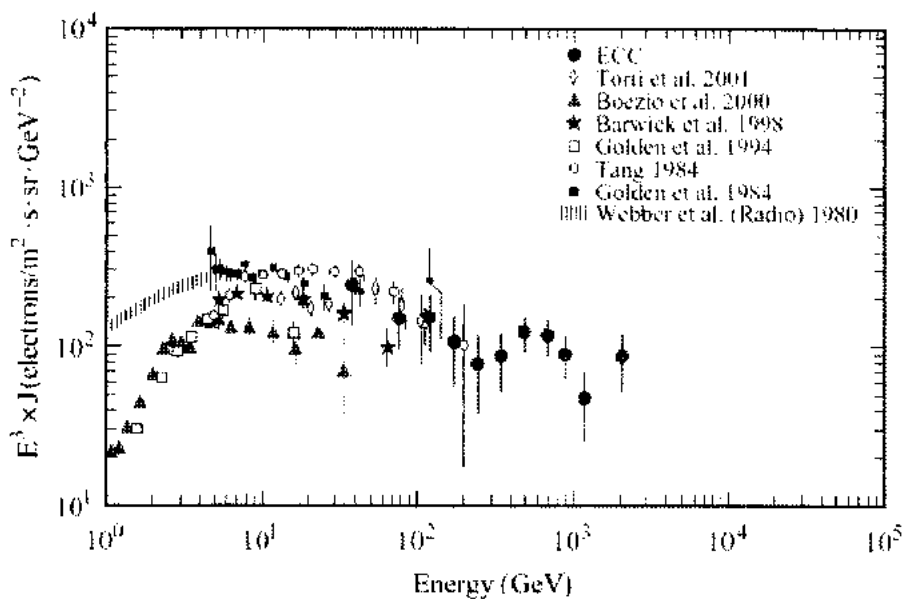


図4 各実験で観測された一次電子スペクトル

観測されたスペクトルは総露出量

$$S_T = 6.63 \times 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$$

に基づいているが、これまで行われた電子観測としては最大の量である。その結果、30GeV付近から3TeV領域にわたるエネルギースペクトルとして

$$J_e(E) = (1.42 \pm 0.26) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/E)^{3.26 \pm 0.11} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV} \quad (1)$$

で表すことが出来る。この結果は文献1の結果とよく一致している。

図4には他の観測結果とともに示してあるが、最近得られたHEATやBETSの結果と100GeV付近で、絶対値は統計的精度の範囲でよく一致している。

### 3.2. 大気ガンマ線スペクトル

各年に行われた気球観測では電子の観測と同時にガンマ線観測を行っている。各年度での観測のコンシステンシーをチェックする目的と同時に大気ガンマ線による二次電子の推定に必要なためである。観測されたガンマ線については以下に述べる様な補正を行い、最終的には高度4g/cm<sup>2</sup>での値に規格化して値を求めている。

ガンマ線スペクトルを出すために行う補正の具体的な取り扱い方についてはAppendix Cに詳しく述べたが、その項目は

検出効率による補正。

チェンバー中で3輻射単位までに電子対を発生したガンマ線をピックアップしている。それより深い場所で電子対を発生したガンマ線に対する補正が必要となる。

エネルギーの染みだし効果 (Enhancement factor) の補正

エネルギーの決定に誤差があると、steepなスペクトルでは絶対値が増えて観測される。この補正を行う必要がある。

一次電子から大気中で発生するガンマ線の寄与に対する補正

観測高度から4g/cm<sup>2</sup>の高度への変換等である。

検出限界以上で観測されたガンマ線は293個であり、上の補正を行った後に得られた高度4g/cm<sup>2</sup>でのガンマ線のスペクトルは30GeVから10TeVの範囲で

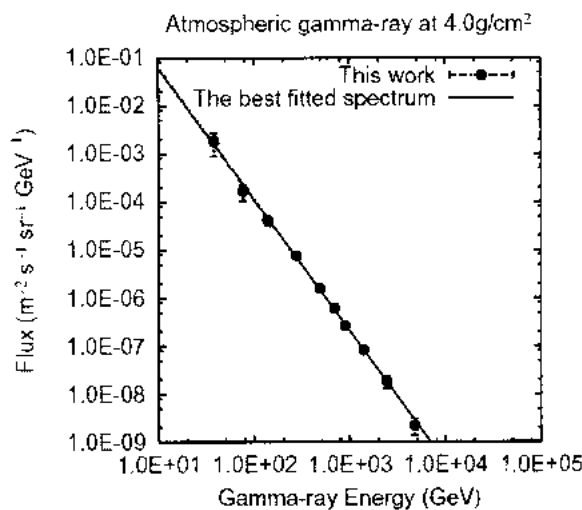


図5 4g/cm<sup>2</sup>の高度におけるガンマ線のスペクトル

観測された293個のガンマ線に基づいている。Best Fit Lineは

$$J_g(W) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/W)^{2.74 \pm 0.06} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$$

$$Jg(W) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/W)^{2.74 \pm 0.06} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV} \quad (2)$$

で表す事ができる．結果は図5に示した．

この値は，文献1にあげた値より10%程度低い値を示している．その主な原因は上に述べた補正およびエネルギー決定の精度が上がったためである．

### 3.3. クロスチェック

ガンマ線や電子の同定は正確に行われているが，更に粒子の同定が正確であることを確認するために次の様なクロスチェックを行っている．

天頂角分布

一次電子は等方的に入射するので，天頂角分布は

$$J_e(\cos \theta) d \cos \theta \sim \cos \theta d \cos \theta$$

で表すことができる．なお正確には電子の大気中のエネルギー損失を考慮する必要がある．

一方ガンマ線は大気中で作られるため，斜入射の分が増えるので天頂角分布は

$$J_g(\cos \theta) d \cos \theta \sim d \cos \theta$$

となることが期待される．

またハドロン成分は斜め入射の場合はチャンパー中での通過距離に比例して核相互作用が増えるので，ガンマ線と同じ天頂角分布になることが期待される．

図6に観測値と期待値の比較を示したが，両者はよく一致している．

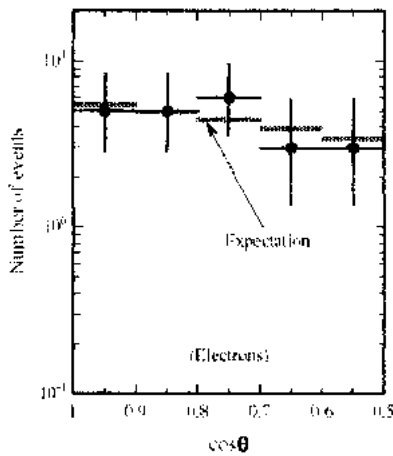


図 6 a. 観測された電子 ( $E > 400\text{GeV}$ ) の天頂角分布と期待値

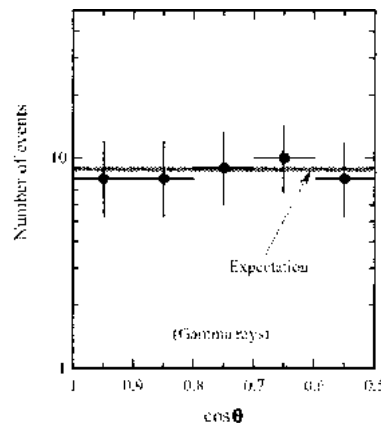


図 6 b. 観測されたガンマ線 ( $E > 400\text{GeV}$ ) の天頂角分布と期待値

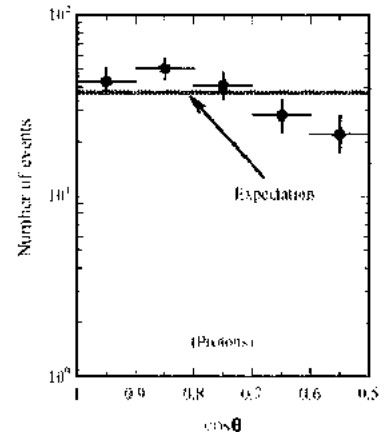


図 6 c. 観測された陽子 (発生点  $< 3\text{c.u.}$ ) の天頂角分布と期待値

図 6. 観測された電子，ガンマ線，陽子の天頂角分布と期待値との比較

シャワー発生点の分布

ガンマ線が電子対を初めて発生する深さの分布は Appendix A に示したように

$$P_g(t) dt = \exp[-\mu_0 t] dt$$

である．ただし，ここで深さ  $t$  は輻射単位で測かり， $\mu_0 = 0.7733$  である．

一方，電子が初めて電子対を作る深さの分布は文献(Kobayashi et al. 1999)に詳しい考察を行っているが，

$$P_e(t) = \exp[-\mu_0 Q(1 - e^{-\mu_0 t} - e^{-\mu_0 t}) / \int_0^{\infty} dW] \times \int_0^{\infty} Q(1 - e^{-\mu_0 t}) dW dt$$

で与えられる．但し，ここで， $W$ はガンマ線のエネルギー， $Q$ は1c.u.あたりに電子が発生するガンマ線のスペクトルである． $Q$ はエネルギーの低い所ではBethe-Heitlerの断面積になり，

$$Q \sim 1/W$$

と近似すれば

$$Pe(t)dt = \exp[-\int_0^t \log[E_0/E]]t^2/2] \int_0^t \log[E_0/E]dt$$

と表すことができる。この近似式は文献1で述べたものである。

電子のエネルギーが500GeVを越える頃からLPM効果のためQの形も変わり、シャワーの発生点分布の形も変わってくる。詳細は文献(Kobayashi et al. 1999)に述べてある。

図7に電子とガンマ線のシャワーの発生点分布の期待値と観測値の比較を示したが、両者とも良く一致しており、粒子の同定の確かさを示す一つの証拠となっている。特に数百GeVを越える領域ではLPM効果を入れた期待値とよく一致している。

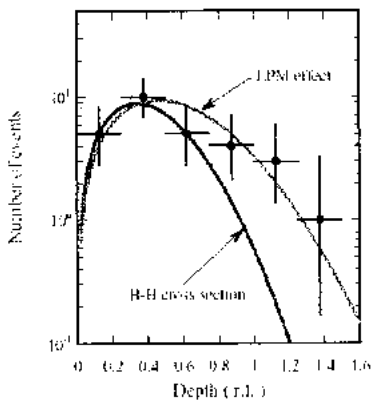


図7a 電子 ( $E > 400\text{GeV}$ ) によるシャワー発生点分布。LPM効果が観測されている

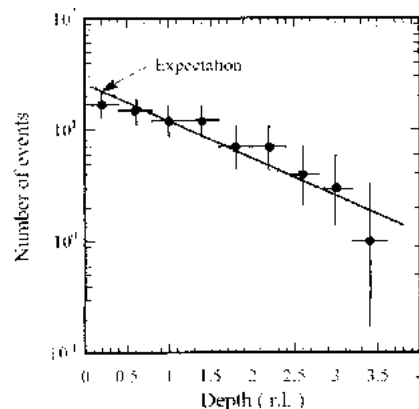


図7b ガンマ線 ( $E > 400\text{GeV}$ ) によるシャワー発生点分布。

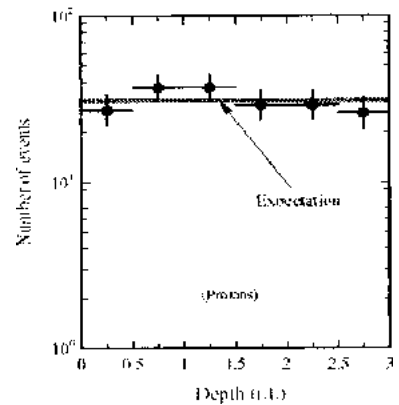


図7c 陽子によるシャワー発生点分布。

図7. 電子, ガンマ線, 陽子のシャワー発生点の深さ分布

以上の結果は粒子の同定が正確に行われていることの傍証となっている。

## 4. Discussions

### 4.1. ガンマ線と陽子スペクトル

大気ガンマ線は一次宇宙線が作る $\pi^0$ 中間子が崩壊して発生した2個のガンマ線である。この他に $\pi^0$ 中間子等を経由して発生するガンマ線が10%程度含まれている。大気中の宇宙線の伝播についてはニュートリノ振動の実験に関連して精度の高い絶対値を求めることが望まれている。一方、大気ガンマ線の観測から $\pi^0$ 中間子の発生頻度を求められるのでCharge Independenceから荷電 $\pi^0$ 中間子の発生頻度は一次宇宙線の強度や核相互作用の詳細によらず決めることができる。従って、荷電 $\pi^0$ 中間子から崩壊して発生する $\mu$ 中間子やニュートリノの強度を求めることができる。

一次宇宙線の強度については100GeV付近まではマグネティック・スペクトロメーターの出現により精度の高い結果が得られている(Sanuki et al. 2000, AMS等)。100GeVを越す宇宙線の絶対強度はカロリメーターや原子核乾板中で観測される核作用によって推測されているが、各観測の結果の一致はあまり良くない。

大気ガンマ線が精度よく測定できれば宇宙線と大気核の相互作用のモデルを仮定することにより大気中に入射する高エネルギーの陽子の絶対強度を求めることができる。

100GeVを越すエネルギー領域では核作用についてスケーリング則がほぼ成り立っている。エネルギー $E_0$ の陽子が発生する $\pi^0$ 中間子のスペクトルは

$$f(E/E_0)dE/E_0$$

で表される．

陽子のスペクトルが

$$dE_0/E_0$$

の場合， $\phi$ 中間子のスペクトルは

$$\int_0^1 x^{-1} f(x) dx \cdot \frac{dE}{E}$$

で与えられる．陽子と $\phi$ 中間子のスペクトルは比例関係にあるので，ガンマ線から一次陽子のスペクトルを導き出すことができる．

ここでは核作用のモデルとしてはFRITIOF v.7.02を採用したが，他のMonte Carlo コードでもこのエネルギー領域ではほぼ同じ結果を与える事が確かめられている(Chang, et al. 2000)．取り扱いの詳細についてはAppendix Dに述べた．

この様にして求めた，protonのスペクトルは300GeV領域から30TeVの範囲で

$$J_p(E) = (5.7 \pm 1.3) \times 10^{-2} (100\text{GeV}/E)^{2.74 \pm 0.06} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$$

で表されるが，図8に他の実験で観測された陽子スペクトルと比較して示した．

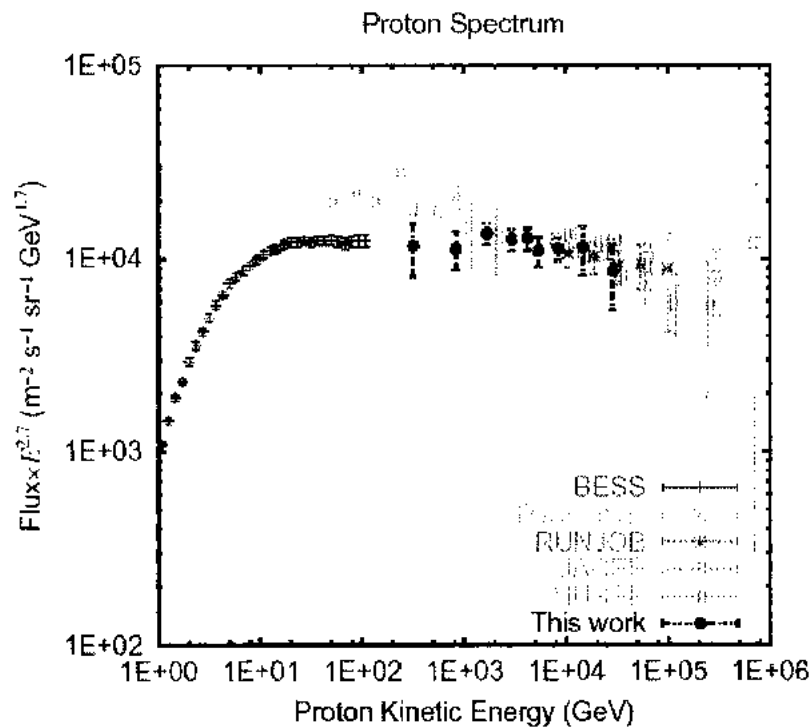


図8 大気ガンマ線の観測から導いた宇宙線一次陽子スペクトル

絶対強度はBESSの観測結果の延長線上にある．スペクトル指数は

$$2.74 \pm 0.06$$

であり，RUNJOBの観測結果と比較的よく一致しているのがみられる(Aparasenko et al. 2001)．

#### 4.2. 電子スペクトルについて.

##### 4.2.1 Galactic Components

太陽系近傍の電子スペクトルは源から発生して銀河を伝播してたどり着いた物である．この間，シンクロトロ

ンや逆コンプトン効果によるエネルギー損失を受ける。シンクロトロンや逆コンプトン効果によるエネルギー損失はエネルギーの2乗に比例するので、高いエネルギーの電子は遠方まで伝播できず、源を出た電子のスペクトルは変形を受ける。

期待される電子のスペクトルの計算については文献(Kobayashi et al., 2001,a,b)に詳しく述べたが、銀河系内の伝播は拡散モデルを取り以下の仮定の下で計算を行っている。

シンクロトロン及び逆コンプトンの損失については文献(Kobayashi et al.1998)の値を採用した。

拡散係数Dとしては

$$D = D_0(E/5 \text{ GeV})$$

とおき、 についてはHEAO-CおよびVoyagerの観測データから100GeV付近以下については

$$D_0 = 2 \times 10^{28} \text{ cm}^2/\text{sec}$$

としては

$$\sim 0 \quad E < 5 \text{ GeV}$$

$$\sim 0.6 \quad E \geq 5 \text{ GeV}$$

とおいている (Engelmann et al. 1990, Lukasiak et al. 1996)。

ただし1TeV領域では銀河磁場のパワー・スペクトルがコロモゴロフのスペクトルになっていることと宇宙線の非等方性が観測されていないことから、 $\sim 0.3$ を仮定している。

源のスペクトルの形については、銀河電波の観測から、スペクトル指数が2.2程度であることが分かっているので、GeV領域では

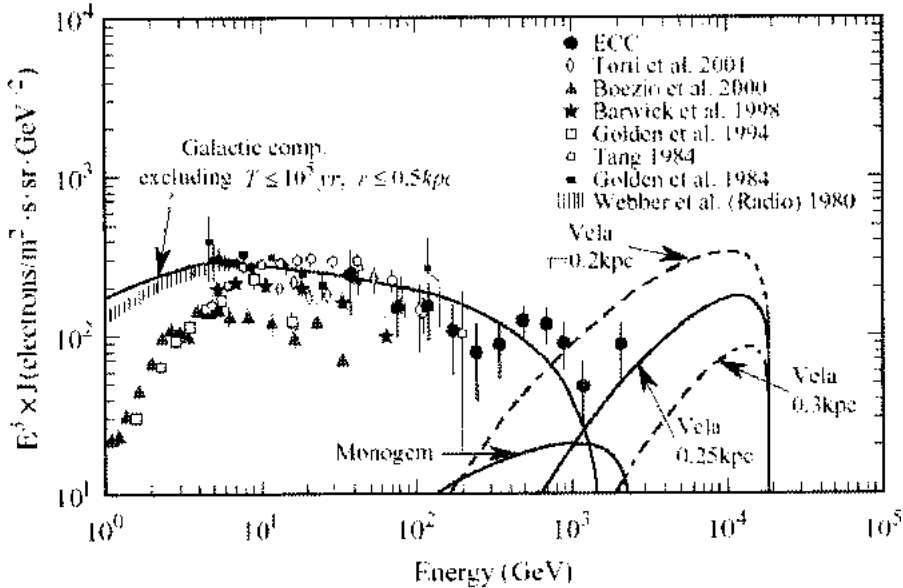


図9 観測された電子スペクトルと、超新星モデルで、計算した期待値との比較

$$Q_e(1 \text{ GeV}) = 1 \times 10^{48} \text{ erg/SN}$$

$$h = 3 \text{ kpc}$$

Around TeV:

$$D = 1.0 \times 10^{29} (E/\text{TeV})^{0.3} \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$b = 1.5 \times 10^{-16} (\text{GeV} \cdot \text{s})^{-1}$$

$$= 2.4$$

GeV region:

$$D = 2.0 \times 10^{28} \text{ cm}^2/\text{s} \text{ for } E < 5 \text{ GeV}$$

$$D = 2.0 \times 10^{28} (E/5 \text{ GeV})^{0.6} \text{ cm}^2/\text{s} \text{ for } E \geq 5 \text{ GeV}$$

$$b = 2.0 \times 10^{-16} (\text{GeV} \cdot \text{s})^{-1}$$

$$= 2.2$$

$$E^{-2.2}dE$$

100GeV 領域以上では  $\alpha$  が0.6から0.3にかわることを考慮して

$$E^{-2.4}dE$$

を取った。

絶対値についてはSN1006の電波，X線およびガンマ線の観測結果から，1GeV以上の電子が

$$10^{48}\text{erg}$$

程度加速されていることが分かっているので，この値を採用した(Reynolds 1996, Masticiadis and de Jager 1996)。

SNの爆発の頻度としては銀河系内で平均30年に一回であると仮定している。

TeV領域では寄与する源の数が減りスペクトルのふらつきが予想されるので，過去 $10^5$ 年以内で太陽系から0.5kpc以内のものについては除外した。除外した部分については実際に太陽系近傍で観測されたSNRのデータを使って別途計算した。

観測されたスペクトルとの比較は他の実験データも含めて図9に示したが，観測された電子スペクトルと計算した結果がよく一致している所から，宇宙線中の一次電子は，超新星加速説で説明できることが分かる。

拡散モデルによる解析から，一般的に電子のスペクトルはエネルギーの低い方から

$$E^{-\alpha}$$

$$E^{-\alpha(1+\beta)/2}$$

$$E^{-\alpha-1}$$

の形を持つことが知られている(Ginzburg et al. 1990)。

ハローの厚さを3~5kpc，加速源の分布の厚さを100pc程度に取り具体的に数値を入れると，

$E^{-\alpha}$  が成り立つのは1GeV以下の領域

$E^{-\alpha(1+\beta)/2}$  は10TeVまでの領域

$E^{-\alpha-1}$  が成り立つのは10TeV以上の領域

である。我々が観測した，エネルギー領域は

$$E^{-\alpha(1+\beta)/2}$$

の成り立つ領域である。詳細はAppendix D に述べた。

#### 4. 2. 2. TeV 領域の電子スペクトル。

電子のエネルギーが高くなると寿命が短くなり伝播距離が短くなるために，寄与する源の数は減少する。TeV領域では寿命が $10^5$ 年程度以下で伝播距離は500pc以下になる。銀河系の半径を15kpcに取り，超新星を電子の加速源として出現確率を1/30年とすると，上の条件を満たす超新星の数は

$$(10^5/30) \times (0.5/15)^2 = 3.7\text{個にすぎない。}$$

従って，超新星の発生分布によってスペクトルの形は大きく変動することになる。

太陽系近傍のSNRの表を以下に示したが，この中でTeV電子に寄与している可能性のあるSNRはV1ea, Monogem, Loop1, Gemingaのみである。

詳しい解析は文献(Kobayashi et al.2001a,b)に述べたのでここでは触れないが，今のところ一番可能性の高い源はVelaである。残念な事に，我々のデータは図9に示したように統計がまだ不十分でこれ以上の議論を進めることはできない。将来統計の高いデータが得られれば，電子の加速源の直接の同定が可能になると思われる。さらに非等方性の観測などにより加速源の特定がより確かなものとなれば，TeV領域のスペクトルを解析することにより宇宙線の加速機構や伝播についての重要な知見が得られるものと思われる。



表6 太陽系近傍のSNRおよびパルサー

SNR	Pulsar	距離	爆発時期	$E_{max}(1/bET)$	文献
SN185		0.95kpc	$1.8 \times 10^3$ yr	142TeV	Strom 1994
S147		0.8	$4.6 \times 10^3$	56	Braun et al. 1989
G65.3+5.7		0.8	$2.0 \times 10^4$	13	Green 1988
Cygnus Loop		0.77	$2.0 \times 10^4$	13	Miyata et al. 1994
Vela	0833-45	0.25	$1.1 \sim 1.6 \times 10^4$	16 ~ 23	Cha et al. 1999
Monogem		0.3	$8.6 \times 10^4$	3.0	Pincinsky et al. 1996
Loop1		0.17	$2 \times 10^5$	1.3	Eggar&Ashenbach 1995
Geminga	IE0630-178	0.4	$3.4 \times 10^5$	0.8	Caraveno 1996

## 5. まとめ

エマルジョンチャンバーによる高エネルギー電子の観測は1968年に始まり、数百GeVからTeV領域に至る観測に成功した唯一の実験である。また大気ガンマ線の観測も精度良く行われており、これにより300GeVから30TeVに至る陽子の絶対強度について精度の高い推定を行う事ができた。

この論文では、高エネルギー電子観測についての実験的な問題点とエマルジョンチャンバーによる観測の詳細について述べ、これらの結果をまとめた。観測の部分に重点を置き、得られた結果の宇宙物理学の意義については各段階での宇宙線国際会議で報告してあるので詳細は述べなかった (Kobayashi et al. 1995, 1999, 2001a,b, Nishimura et al. 1997等)。

TeV領域では、電子の寿命が短くなるため伝播距離が短くなり、寄与しうる源の数が減りするため特定の源からの寄与が大きくなる事が期待されている。

現在もっとも可能性の高い源として考えられるのはVelaであるが、観測がさらに進んでTeV領域での精度の高いスペクトルや非等方向性が確定されれば、宇宙線の源について重要な知見がもたらされる事と思われる。

## 謝 辞

この論文はエマルジョンチャンバーの気球実験の初期の段階からのまとめを行ったが、この間日米両国にわたり数多くの人々の有益な討論と協力によるところが大きく、感謝の意を述べたい。

気球実験については宇宙科学研究所大気球部門およびアメリカのNSBFに多大のお世話になっており、この機会に感謝の意を捧げたい。

## 参 考 文 献

- Aharonian, F. A., A. M. Atoyan and H. J. Volk, 1995, A. & A., 294, L41  
 Anand, K. C., R. R. Daniel and S. A. Stephens, 1968, Phys. Rev. Letters, 20, p764  
 Aparasenko, A. V., et al., 2001, Astrop. Phys., 16, p13  
 Atoyan, A. M., F. A. Aharonian and H. J. Volk., 1995, Phys. Rev. D., 52, No.6, p3256  
 Barwick, S. W., et al., 1998, Ap. J., 498, p779  
 Boezio, M. et al., 2000, Ap. J., 532, p653  
 Cha, A. N., K. R. Sembach and A. C. Danks, 1999., Ap. J., 515, L25  
 Chang, J. and W. K. Simdt, 2001, Proc. of 27th the ICRC (Hamburg), Vol. 6, p2115  
 Chang, J., et al., 2000, Submitted to A. & A.  
 DuVernois, M. A., et al., 2001, Ap. J. 559, p296

- Engelmann, J. J., P. Ferrando, A. Soutoul, P. Goret, E. Juliusson, et al., 1990, A&AS., 233, p96  
 Ginzburg, V. L., et al., 1990, Astrophysics of Cosmic rays (North Holland)  
 Golden, R. L., B.G.Mauger, G. D. Badhwar, R. R. Daniel, J. L. Lacy, et al., 1984. Ap. J., 287, p622  
 K. Kasahara, 2001, <http://eweb.b6.kanagawa-u.ac.jp/~kasahara/>  
 Kobayashi, T., J. Nishimura, Y. Komori, et al., 1999, Proc. of 26th ICRC (Salt Lake City), 2, p61  
 Kobayashi, T., et al., 1995 Proc. ICRC.(Roma), vol.3, p29  
 Kobayashi, T., et al., 1998, 宇宙研報告, 37号, p87  
 Kobayashi, T., et al., 1999, 宇宙研報告, 39号, p107  
 Kobayashi, T., Y. Komori, K. Yoshida, J. Nishimura, 2001a, 宇宙研報告, 41号, p36  
 Kobayashi, T., J. Nishimura, Y. Komori, K. Yoshida, 2001b, Adv. Space Res. Vol.27, p653  
 Koyama, K., et al., 1995, Nature, 378, p255  
 Lukasiak, A., et al., 1996, Ap. J., 423, p426  
 Mastichiadds, A and de Jager, O.C., 1996, A. & A., 311, L5  
 Nishimura, J., 1967, Hand bd Physik, XLVI/2, p1  
 Nishimura, J., M. Fujii and T. Taira, 1979, Proc. of 16th ICRC (Kyoto), 1, p478  
 Nishimura, J., M. Fujii, T. Taira, E. Aizu, H. Hirakawa, et al., 1980, Ap. J., 238, p394 (文献 1)  
 Nishimura, J., T. Kobayashi, Y. Komori and K. Yoshida, 1997, Adv. Space Res., Vol. 19, p767  
 Nishimura, J., et al., 2000, Adv. Space Res. Vol.26, No11, p1827  
 Pohl, M and J. A. Esposid, 1998, Ap. J., 507, p327  
 Reynolds, S. P., 1996, Ap. J., 450, 13L  
 Rossi, B. and Greisen, K., 1941, Rev. Mod Phys, 13, p240  
 Sanuki, T., 2000, Ap. J., 545, p1135  
 Shen A. N., Ap. J., 1970, 162, L181  
 Tang, K. K., Ap. J., 1984, 278, p881  
 Tanimori, T., Y. Hayami, S. Kamei, S. A. Dazeley, P. G. Edwards, et al., 1998, Ap. J., 479, L25  
 Torii, S., et al., 2001, Ap. J., 559, p973  
 Webber, W. R., et al., 1980, Ap. J., 238, p448

### Appendix A. 一次電子の大気中でのエネルギー損失

一次電子が大気中に入射すると制動輻射によりエネルギーを失う。気球高度で観測した電子についてはこのエネルギー損失の補正が必要になる。ここで取り扱う電子はエネルギーは高く、電離損失は無視できるので、近似Aのシャワー理論で正確にこの寄与を計算する事が出来る。

近似Aのシャワー理論については文献に詳しいが、ここでは、その基本的な部分についてまとめておくことにする(例えばRossi & Greisen 1941, Nishimura 1967)。以下の議論ではこれらの文献と同じ記号を使用している。

電子およびガンマ線のスペクトルをそれぞれ  $(E, t)$ ,  $(W, t)$ とおくと、深さ $t$ を輻射単位ではかると大気中を通過する時の伝播方程式は、

$$\frac{d}{dt} E = -A' + B' \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{d}{dt} W = -C' \quad (\text{A.2})$$

で表される。ここで、 $A'$ ,  $B'$ はそれぞれ制動輻射、電子対生成による電子スペクトルの変化、 $C'$ は線の吸収、制動輻射によるガンマ線スペクトルの変動を表すオペレーターである。制動輻射や、電子対生成のBethe-Heitlerの断面積は親のエネルギーに対してフラクショナルな形を持っているので、上の式の解はMellin変

換を使って得る事ができる。

電子およびガンマ線のスペクトルがそれぞれ、 $dE/E^{s+1}$ 、 $dW/W^{s+1}$ で与えられる時は各オペレーターは通常の数となり

$$A(s) = 1.3603 \frac{d}{ds} \log (s+2) - \frac{1}{(s+1)(s+2)} - 0.07513$$

$$B(s) = 2 \left[ \frac{1}{(s+1)} - \frac{1.3603}{(s+2)(s+3)} \right]$$

$$C(s) = \frac{1}{(s+2)} + \frac{1.3603}{s(s+1)}$$

$$\sigma_0 = 0.7733$$

で与えられる。これらのsに対する数値は上に上げた文献に記載されている。

(A.1)、(A.2)の一般解はこれらの式の根  $\sigma_1$ 、および  $\sigma_2$  とすると

$\exp[\sigma_1 t]$  と  $\exp[\sigma_2 t]$  の組み合わせとして表すことができる。但し、ここで

$$\sigma_1(s) = -\frac{A(s) + \sigma_0}{2} + \frac{1}{2} [\{A(s) - \sigma_0\}^2 + 4B(s)C(s)]^{1/2}$$

$$\sigma_2(s) = -\frac{A(s) + \sigma_0}{2} - \frac{1}{2} [\{A(s) - \sigma_0\}^2 + 4B(s)C(s)]^{1/2}$$

である。

$dE_0/E_0^{s+1}$ の電子から始まるシャワーの深さTにおける電子のスペクトルは

$$[H_1(s) \exp[\sigma_1(s)T] + H_2(s) \exp[\sigma_2(s)T]] dE/E^{s+1} \quad (A.3)$$

で与えられる。但し、ここで

$$H_1(s) = (\sigma_0 + \sigma_1(s)) / (\sigma_1(s) - \sigma_2(s))$$

$$H_2(s) = -(\sigma_0 + \sigma_2(s)) / (\sigma_1(s) - \sigma_2(s))$$

である。

(A.1)式から、 $dE/E^{s+1}$ のスペクトルを持つ電子が入射すると深さTでは制動輻射の結果、フラックスは近似的に、

$$\exp[-A(s)T] dE/E^{s+1}$$

が導かれる。Fluxが $\exp[-A(s)T]$ で減少するので、各々の電子は

$$\exp[-A(s)T/s]$$

だけエネルギーを失ったことに対応している。1 輻射単位あたりのエネルギー損失に換算すると $A(s)/s$ になり、その値は本文の表3に示した。

この値は電子が制動輻射で発生するガンマ線の二次電子の寄与を考慮していないが、その分を考慮に入れると、深さTで期待される電子のスペクトルは(A.3)式に示したように

$$\{H_1(s) \exp[\sigma_1(s)T] + H_2(s) \exp[\sigma_2(s)T]\} dE/E^{s+1}$$

となる。一次電子のスペクトル指数は3付近であるので、sは2付近の値が問題となる。

ここで、色々な深さにおける、 $\exp[-A(s)T]$ と $\{H_1(s) \exp[\sigma_1(s)T] + H_2(s) \exp[\sigma_2(s)T]\}$ との比較を表A1に示した。もっとも誤差が大きい $10g/cm^2$ においても、その差は1%程度である。

従って、エネルギー補正の際に、 $\exp[-A(s)T]$ の近似的な式を使う事は問題がないことが分かる。

表 A1 エネルギー損失の効果： $\exp[-A(s)T]$  の近似度について

深さ 4 g/cm <sup>2</sup>				
s	1.8	2.0	2.2	2.4
$\exp[-A(s)T]$	0.852	0.844	0.837	0.830
$\{H_1(s)\exp[-H_1(s)T] + H_2(s)\exp[-H_2(s)T]\}$	0.854	0.846	0.838	0.831
深さ 6 g/cm <sup>2</sup>				
s	1.8	2.0	2.2	2.4
$\exp[-A(s)T]$	0.787	0.776	0.765	0.756
$\{H_1(s)\exp[-H_1(s)T] + H_2(s)\exp[-H_2(s)T]\}$	0.791	0.779	0.768	0.758
深さ 8 g/cm <sup>2</sup>				
s	1.8	2.0	2.2	2.4
$\exp[-A(s)T]$	0.727	0.713	0.700	0.688
$\{H_1(s)\exp[-H_1(s)T] + H_2(s)\exp[-H_2(s)T]\}$	0.733	0.718	0.704	0.724
深さ 10 g/cm <sup>2</sup>				
s	1.8	2.0	2.2	2.4
$\exp[-A(s)T]$	0.672	0.655	0.640	0.627
$\{H_1(s)\exp[-H_1(s)T] + H_2(s)\exp[-H_2(s)T]\}$	0.680	0.662	0.646	0.632

### Appendix B. 大気ガンマ線からの二次電子

大気ガンマ線による大気電子の寄与はガンマ線の強度が電子の強度に較べて相対的に増える高いエネルギーの領域で重要になってくる。大気電子の寄与は本文の第3章で述べた様に、ガンマ線のスペクトルが指数のべき型関数の場合には、近似的に

$$B(\epsilon - 1) \int_0^T J_g(W_0, t) dt = B(\epsilon - 1) \cdot \frac{T}{2} \cdot J_g(E, T)$$

で与えられる。ガンマ線の吸収や、電子のエネルギー損失、3次電子の発生の影響等があるので、正確には電子シャワー理論に基づいて、計算する必要がある。

単位厚さあたりに発生するガンマ線のスペクトルを  $F_g(W_0) dW_0$  とすれば、深さ  $T$  における電子の期待値は

$$B(\epsilon - 1) \int_0^T F_g(W_0, t) (W_0, E, T - t) dt$$

で与えられる。ここで、 $(W_0, E, t)$  は  $W_0$  のガンマ線が深さ  $t$  だけ走ったときに発生する電子のスペクトルである。

大気ガンマ線が、 $1/W dW$  のパワースペクトルを持つときには、深さ  $T$  c.u. で期待される二次電子のスペクトルは

$$[B/(\epsilon_1 - \epsilon_2)] \{ (\exp(\epsilon_1 T) - 1)/\epsilon_1 - (\exp(\epsilon_2 T) - 1)/\epsilon_2 \} \cdot dE/E$$

で与えられる。

この式を  $T$  について展開すると第一項の係数は

$$BT^2 / 2$$

であり前に求めた近似的な式と一致している。

色々な深さでの近似的に求めた数値と正確な答えの比較を表B1に示しておいた。

表 B1 近似解  $BT^2/2$  と正確な計算との比較 ( $\gamma = 2.7$  および  $2.8$  の場合)

= 2.7					
深さ (g/cm <sup>2</sup> )	4	6	8	10	12
近似解	0.0035	0.0078	0.0139	0.0217	0.0313
正確な解	0.0032	0.0070	0.0120	0.0179	0.0248
近似解 / 正確な解	1.08	1.12	1.17	1.21	1.26
= 2.8					
近似解	0.0034	0.0076	0.0135	0.0210	0.0302
正確な解	0.0031	0.0067	0.0115	0.0172	0.0239
近似解 / 正確な解	1.10	1.13	1.17	1.22	1.27

この表から見て分かるように近似解は正確な値に対して10%から20%低い値を与えている。これは近似解ではガンマ線の吸収や電子のエネルギー損失を無視した影響である。

実際に二次電子の寄与がどの程度あるかは次のようにして推定することが出来る。

高度 4 g/cm<sup>2</sup>でのガンマ線のスペクトル

$$Jg(W) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/W)^{2.74 \pm 0.06} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV} \quad (2)$$

から 1 c.u.あたりの発生スペクトル

$$Fg(W) \sim 1.02 \times 10^{-3} (100\text{GeV}/W)^{2.74} / \text{c.u.} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$$

を求める。大気頂上の一次電子スペクトル

$$Je(E) = (1.42 \pm 0.26) \times 10^{-4} (100\text{GeV}/E)^{3.26 \pm 0.11} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV} \quad (1)$$

は深さTでは  $\exp[-A(2.26)T]$  だけ減衰する。この様にして求めた深さTにおける二次電子/一次電子の比を求める。

おおよその様子を見るために、深さ4g/cm<sup>2</sup>, 6g/cm<sup>2</sup>, 8g/cm<sup>2</sup>, 10g/cm<sup>2</sup>, 12g/cm<sup>2</sup>におけるエネルギー別の比を図B1に示した。この図を見て分かるように、TeV 領域で観測を精度良く行うためには少なくとも5~6g/cm<sup>2</sup>の気球高度が必要であることが分かる。

大気電子/一次電子 (%)

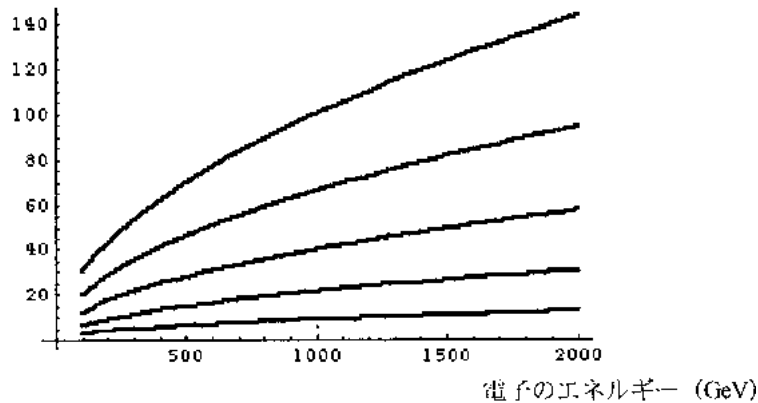


図 B1 各大気高度における二次電子の一次電子に対する割合

上から、12g/cm<sup>2</sup>, 10g/cm<sup>2</sup>, 8g/cm<sup>2</sup>, 6g/cm<sup>2</sup>, 4g/cm<sup>2</sup>の高度に対応している

### Appendix C. 観測されたガンマ線スペクトルに対する補正

気球高度で観測されたガンマ線のスペクトルから、深さ  $4 \text{ g/cm}^2$ でのガンマ線のスペクトルを求めるために次のような補正を行った。

まず気球高度で観測されたデータからガンマ線の垂直成分を計算する。この観測されたフラックスに対しては次の様な補正が必要となる。

検出効率の補正：(C1)

観測ではチャンバーの上部3 c.u.までに電子対を発生したガンマ線のみを捕らえている。それ以上透過したガンマ線は検出されていない。深さ  $T$  c.u.までに電子対を作る確率は

$$1 - \exp[-\mu_0 T]$$

$T = 3 \text{ c.u.}$ とおけば、

$$C1 = 1 - \exp[-\mu_0 T] = 0.902$$

となり、検出効率は0.902である。

この値を使って、入射したガンマ線のスペクトルを求める。

エネルギーの染みだし効果 (Enhancement Factor) の補正：(C2)

ガンマ線のエネルギー決定には誤差を含んでいて、ガンマ線がsteepなスペクトル分布を持つ場合には低いエネルギーのガンマ線の流れ込みを受ける。観測される絶対値は大きくなる。

線のエネルギーを  $W$ 、観測されたエネルギーを  $W'$ 、誤差を  $\Delta W$  とおき、エネルギー決定誤差  $\Delta W$  の分布をガウス分布

$$P(\Delta W) d\Delta W = 1/(2\pi)^{1/2} \exp[-(\Delta W)^2/2\sigma^2] d\Delta W$$

と仮定する。ガンマ線のスペクトルを

$$1/W \frac{dN}{dW}$$

とすると、観測されるスペクトルは

$$\int_0^1 P(\Delta W) d(\Delta W) \frac{dN}{dW'}$$

で与えられる。

ここで、エネルギー決定の相対誤差がエネルギーによらない場合とエネルギー  $W$  のルートに逆比例する場合について考察する。

エネルギー決定の相対誤差が一定の場合

$$\Delta W = aE$$

とおく事ができるので、観測されるスペクトルは

$$\int_0^1 P(\Delta W)/W \frac{dN}{dW}$$

で表される。この積分は超幾何関数で表すことができるが、近似的には  $W'/W = u$  とおいて変形し

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \frac{1}{aW} \int_0^1 (1-u)^{-1} \exp\left[-\frac{u^2}{2a^2}\right] du \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{aW} \int_0^1 \exp\left[-\frac{u^2}{2a^2}\right] \times \left(1 - \frac{1}{2}u + \frac{1}{2!}u^2 - \frac{1}{3!}u^3 + \dots\right) du \\ &= 1 + \left(-\frac{1}{2}\right) \frac{1}{2!} \frac{a^2}{2} + \dots \end{aligned}$$

と書くことができる。

この式から見ても分かるように、この場合、染みだし効果はエネルギーによらない。

色々な相対誤差に対する正確な計算値と、この展開式との比較は表C1に示したが、きわめて良い一致を示している。

表 C1 相対誤差がエネルギーによらないときの染みだし効果:  $\gamma = 2.7$  の場合

	a = 0.1	0.15	0.2	0.3	0.5	1.0
平均二乗誤差	10%	15%	20%	30%	50%	100%
正確な値	1.0060	1.0134	1.0239	1.0541	1.1527	1.584
近似式	1.0060	1.0134	1.0238	1.0536	1.1488	1.59

従って、この場合のEnhancement Factor は良い近似で

$$1 + ( \dots ) ( \dots ) ( \dots / E )^2 / 2$$

で表すことができる事が分かる。

エネルギーの決定の相対誤差が $E^{1/2}$ に比例する場合。

シャワー粒子の数は親のエネルギーにほぼ比例しているので、統計的ふらつきによる誤差のみを考えるとエネルギーの決定相対誤差は $W^{1/2}$ に比例する。この場合

$$= aW^{1/2}$$

と置くことができる。染みだし効果は

$$W' \int_0^\infty P(W) / W dW$$

で与えられるので、 $= aW^{1/2}$ とおけば解析的に答えが求まり

$$(2W')^{1/2} / ( a^2 )^{1/2} - \exp[W'/a^2] K[ \dots - 1/2, W'/ a^2 ]$$

が得られる。但し、ここでKは虚数ベッセル関数である。

エネルギーの決定相対誤差は

$$W/W = aW^{-1/2}$$

と書けるので、 $W = 100\text{GeV}$ 付近で相対誤差を10%程度とすれば、aの値はWをGeVの単位ではかれば1程度の値を持つになる。

=2.7の付近で100GeVで10%、15%、20%程度の誤差を含む場合の数値を表C2に掲げておいた。

表 C2 相対誤差が  $W^{-1/2}$  に比例する場合の染みだし効果:  $\gamma = 2.7$  の場合

W(GeV)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
100GeVでの相対誤差										
10%	1.24	1.12	1.08	1.06	1.05	1.04	1.03	1.03	1.03	1.02
15%	1.59	1.28	1.18	1.13	1.11	1.08	1.08	1.07	1.06	1.05
20%	2.14	1.51	1.33	1.24	1.19	1.16	1.14	1.12	1.10	1.09

表C1と比較して、100GeVで同じ10%の決定誤差であっても、誤差がエネルギーによらない場合の1.006に較べて、 $W^{-1/2}$ に比例する場合は1.02となっている。これは、100GeV以下の流れ込みが後者では大きいためである。

実際の観測ではエネルギーが高くなると、シャワーの全体がチャンバー内に収まらないので誤差を生じ、Monte Carloシミュレーションの結果では100GeV以上でもエネルギー決定の誤差は12%程度でエネルギーにはあまり関係していない。従って、Enhancement factor による補正は1%程度で問題にならない。一方100GeV以下についてはシャワー粒子数が減るために相対誤差が増え、表C2に示したものに近い状況となり補正が必要になって

くる。

一次電子からの大気線への寄与に対する補正: (C3)

大気ガンマ線から一次宇宙線のハドロン成分のスペクトルを推定するためには他の成分による寄与を差し引いておく必要がある。考えられる成分としては宇宙からのガンマ線および一次電子からの寄与であるが、宇宙ガンマ線の寄与は  $4 \text{ g/cm}^2$  のガンマ線強度に比較して1%以下であり無視できる。

一次電子からの寄与は電子シャワー理論から推定することができる。深さ  $T \text{ c.u.}$  までに一次電子  $\int J_e(E) dE$  から放出されるガンマ線スペクトルは (A.1) 及び (A.2) 式から

$$\frac{\exp[-T/\lambda_0] - \exp[-A(T-1)/\lambda_0]}{A(T-1) - \lambda_0} C(T-1) J_e(W) dW$$

で与えられる。

一次電子のスペクトルの指数は、 $100 \text{ GeV}$  付近でほぼ  $\lambda = 3$  に近く、この時  $C(\lambda)$  の値は

$$C(2) = 0.4767$$

である。従って、深さ  $4 \text{ g/cm}^2$  の時、

$$(\exp[-T/\lambda_0] - \exp[-A(T-1)/\lambda_0]) / (A(T-1) - \lambda_0) C(T-1) = 0.0458$$

となる。従って、期待されるガンマ線のスペクトルは (1) 式から

$$0.0458 \int J_e(W) dW \sim 6.4 \times 10^{-6} (100 \text{ GeV}/E)^{3.26 \pm 0.11} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$$

一方、 $4 \text{ g/cm}^2$  でのガンマ線のスペクトルは (2) 式から

$$J_g(W) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (100 \text{ GeV}/W)^{2.74 \pm 0.06} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}$$

である。 $100 \text{ GeV}$  付近では約6%の寄与となり、この補正が必要となる。

エネルギーが下がればこの寄与は増えてくる。表C3に観測されたガンマ線の中での一次電子からの寄与のfractionをエネルギー別に掲げておいた。

表 C3 深さ  $4 \text{ g/cm}^2$  における一次電子からの寄与の fraction (C3)

ガンマ線のエネルギー $W(\text{Gev})$	30	50	100	200	300
一次電子からのガンマ線のfraction	~ 10%	~ 8%	~ 6%	~ 4%	~ 3%

観測高度が  $4 \text{ g/cm}^2$  より深い所では、ハドロンからのガンマ線強度はほぼ  $T^2$  に比例して増加する。一方、一次電子からのガンマ線は深さに比例するので、一次電子からのガンマ線強度のfractionは深さとともに減ってくる。

観測高度から  $4 \text{ g/cm}^2$  への変換 (C4)

近似的には深さ  $T$  での観測値に  $4/T$  を掛ければ良いが、正確にはハドロン成分の吸収の  $\text{mfp.L}(\text{g/cm}^2)$ 、およびガンマ線の吸収係数  $\mu_0 (= 0.7733)$  を考慮に入れる必要がある。

$4 \text{ g/cm}^2 = 0.109 \text{ c.u.}$  であるので、観測高度を  $T \text{ c.u.}$  とすれば補正係数

$C4 = (4 \text{ g/cm}^2 \text{ のフラックス}) / (T \text{ g/cm}^2 \text{ のフラックス})$  は

$$C4 = (\exp[-4/L] - \exp[-0.109 \mu_0]) / (\exp[-T/L] - \exp[-T \mu_0])$$

で与えられる。ここでは  $L$  として実験値  $110 \text{ g/cm}^2$  を採用した。

深さ  $T$  でエネルギー幅  $W$  の中で  $N$  個のガンマ線が観測されたとすれば、 $4 \text{ g/cm}^2$  でのハドロンからのガンマ線強度は

$$\{ [N / (W \cdot S \cdot T)] / (C1 \cdot C2) \} - C3 \} \times C4$$

で与えられることになる。



### Appendix D. 拡散モデルで期待される電子のスペクトル

電子は源から発生し、銀河内を伝播して太陽系に到達する。その際、シンクロトロンと逆コンプトン効果でエネルギー損失を受ける。エネルギー損失の割合は

$$-dE/dt = bE^2 \quad (D.1)$$

で表される。

ここで、

$$b = 4 \frac{c}{3(mc^2)^2} (B^2/8 + \rho_{ph}) \\ = 1.018 \times 10^{-16} (B^2/8 + \rho_{ph}) / (eV/cc) \cdot GeV \cdot s.$$

である。ここで、 $\rho_{ph}$  はトムソン散乱の断面積、 $B^2/8$  は磁場のエネルギー密度、 $\rho_{ph}$  は逆コンプトン効果を起こす電磁波のエネルギー密度 (eV/cc) である。

シンクロトロンによる損失は磁場の二乗 $B^2$ に比例するので、銀河磁場の大きさの推定が重要である。

一般に銀河磁場の平均値は星の光のファラデー回転やゼーマン効果により  $3 \mu$  ガウス程度と推定されている。しかしシンクロトロン損失の量は磁場の2乗に比例するので、2乗平均の値は  $3 \mu$  ガウスより大きくなる。有効磁場の大きさは銀河のポール方向のシンクロトロン放射と観測された電子のフラックスの絶対値から

$$B = 6.7 \mu \text{ ガウス} (1.116 \text{ eV/cc})$$

程度と推定されている。(Webber et al. 1980)。

$t = 0$  での電子のエネルギーを  $E_0$  とすると、時刻  $t$  ではエネルギー損失の結果 (D.1) 式から、

$$1/E = bt + 1/E_0$$

となり、発生後時刻が  $t$  だけ経過すると、

$$E = 1/bt$$

以上のエネルギーの電子は存在しないことになる。電子のエネルギー損失による寿命は

$$T = 1/bE$$

である。

一方、拡散係数  $D$  を

$$D = D_0 E$$

とおくと、拡散距離  $R$  は

$$D = (2DT)^{1/2}$$

となる。この拡散距離がハローの厚さより長いかどうかで電子のスペクトルの形が変わる。

観測されたエネルギー  $E$  の電子は過去  $1/bE$  の時間以内に発生したことを示している。 $B = 5 \sim 7 \mu$  ガウスとした時、1TeVにおける  $b$  とエネルギー損失寿命  $1/bE$  の値は表D1に参考のために示しておいた (Kobayashi et al. 2001a)。

表 D1 1TeV における電子のエネルギー損失と平均寿命および伝播距離

$D = 2 \times 10^{29} \text{ cm}^2 (E/\text{TeV})^{0.3} \text{ cm}^2/\text{sec}$  の場合

$B (\mu \text{ G})$	$b (/GeV \cdot \text{sec})$	$T (\text{yr})$	$R (\text{kpc})$
5	$0.897 \times 10^{-16}$	$3.54 \times 10^5$	0.97
6	$1.18 \times 10^{-16}$	$2.69 \times 10^5$	0.85
7	$1.50 \times 10^{-16}$	$2.12 \times 10^5$	0.75

以下に各エネルギー領域での、期待されるスペクトルについて述べる。

エネルギーが低く電子の伝播距離Rがハローの厚さhより長い場合( $E < 1\text{GeV}$ の領域).

電子のエネルギーが低く, 伝播距離Rがハローの厚さhより大きい場合には

ハローから漏れだす寿命は:  $(2h / v)^2 / D$

エネルギーが低くて  $(2h / v)^2 / D \gg 1 / bE$  の時にはハローの厚さで電子の銀河内の寿命が決まるので,

$$(2h / v)^2 / D = (h^2 / D_0) E^{-1}$$

となる. 従って,

電子の密度  $\sim E^{-1} \times (\text{源の数} \times \text{寿命} / \text{体積}) \sim E^{-1} \times R^2 \times T / R^3 h = E^{-1} \times T / h \sim E^{-1}$

となり, スペクトルは

$$E^{-1}$$

となる. これはシンクロトロン損失や逆コンプトンによる損失が利かない一般の宇宙線の場合と同じである. 具体的に,

$$D = 2 \times 10^{28} (E/5\text{GeV})^{-1} \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$\sim 0 \quad E < 5\text{GeV}$$

$$\sim 0,6 \quad E > 5\text{GeV}$$

$$b \sim 2 \times 10^{-16} / \text{GeV} \cdot \text{s}$$

$$h = 2 \sim 5 \text{kpc}$$

の数値を入れて計算すると, エネルギーとして1 GeV程度以下がこの領域に相当している.

エネルギーが高く伝播距離Rがハローの厚さhより短く, 電子の加速源の分布の厚さhgより短い場合 ( $1\text{GeV} < E < 10\text{TeV}$ ).

エネルギーEの電子の寿命Tは  $T = 1/bE$

この間に伝播する距離Rは  $R = (2D_0 E^{-1} T)^{1/2} \sim E^{-(1)/2}$

RとT以内にある源の数は  $\sim R^2 \times T$

これがR<sup>3</sup>内の体積に分布するので電子の密度は

$$\sim E^{-1} R^2 \times T / R^3 = E^{-1} T / R = E^{-1} E^{-(+1)/2}$$

となる.

電子の加速源の分布の厚さhgは100pc程度と考えられるので, この領域は

$$R > 100\text{pc},$$

従って, エネルギーに換算すると, 少なくとも10TeV程度まではこの関係が成り立つことになる.

エネルギーが極めて高く, 伝播距離Rが源の厚さ分布hgに比べて短い場合 ( $E > 10\text{TeV}$ の領域)

スペクトルは  $E^{-1}$  の形となっている. これは次の理由によるものである.

電子の密度  $\sim E^{-1} \times (\text{源の数}) / (\text{電子の分布する体積}) \sim E^{-1} \times R^3 T / R^3 = (1/b) E^{-1}$  である.

上の考察から示したように, スペクトルが本格的に  $E^{-1}$  に変形するエネルギーは

$$10\text{TeV}$$

を越える領域である.

本文で述べた様な高エネルギー領域ではこれに寄与する源の数は極めて少なくなり, 観測されるスペクトルは源の統計的変動の影響を極めて強く受ける. 従って, スペクトルが

$$E^{-1}$$

の形となる領域は物理的には意味のない領域となっている.

しかし, その影響は上に述べた  $E^{-1} E^{-(+1)/2}$  からのずれとして1 TeV付近のスペクトルも減少した形として表われる.

### Appendix E. 大気 $\gamma$ 線から一次陽子スペクトルを求める Deconvolution

100GeV以上の領域では中間子の発生確率はスケール側がほぼなりたっている．親のエネルギーを $E_0$ 、発生する $\gamma$ のエネルギーを $E$ とすれば、一回の衝突で発生する $\gamma$ のスペクトル $f(E_0, E) dE$ は

$$f(E_0, E) dE = f(E/E_0) dE/E_0$$

で与えられる．親の陽子のスペクトルがパワースペクトル

$$E_0^{-1} dE_0$$

の形を持っている時には $\gamma$ のスペクトルは上の式から

$$E \left( \frac{dE_0}{E_0} \right) f \left( \frac{E}{E_0} \right) \frac{dE}{E_0} = \frac{dE^1}{E} \int_0^1 x^{-1} f(x) dx$$

で与えられる．但し、ここで $E/E_0 = x$ とおいた．

$$p = \int_0^1 x^{-1} f(x) dx \quad (E. 1)$$

とおけば $p$ は親のエネルギー $E_0$ にはよらない常数となる．

$$\gamma \text{ スペクトル} = p \times (\text{proton スペクトル})$$

となり、発生するガンマ線のスペクトルは

$$2 \int_W \frac{dE}{E} \gamma_{\text{spectrum}} = \frac{2}{+1} p \text{Proton}_{\text{spectrum}}$$

で与えられる．

具体的に(E.1)式の $p$ を計算するにあたっては、ここでは、核作用のモデルとしてFRITIOF v.7.02を採用して行った．なお計算では他中間子などを経由して発生するガンマ線の寄与も考慮した．他のMonte Carloのコード、DTUNIC及びFULUKA98で計算した結果もこのエネルギー領域ではよく一致する事が確かめられている(Chang et al. 2000)．

He および、C,N,Oの寄与については構成する核子を独立な核子としてその寄与を計算した．

核子あたり同じエネルギーでは、このエネルギー領域では陽子に対してHeは5.5%、C,N,Oは0.8%程度であるので、核子数に直すと、

$$4 \times \text{He} + 14 \times (\text{C,N,O}) = 0.22 + 0.12 = 0.34 \text{核子}$$

程度に相当する．つまりHeavy Primaryの寄与としては陽子の約30%を見込んだことになっている．