

100GeV以上の高エネルギーの宇宙線電子について

小林 正*・古森 良志子**・湯田 利典***

白井 達也#・平良 俊雄#・立山 暢人#・吉田 健二#・西村 純##

High Energy Primary Electrons Beyond 100GeV

By

Tadashi KOBAYASHI* ,Yoshiko KOMORI**,Tosinori YUDA***,Tatsuya SHIRAI#

Toshio TAIRA# , Nobuhio TATEYAMA# , Kenji YOSHIDA# and Jun NISHIMURA##

Abstract: High energy cosmic-ray electrons lose their energy by synchrotron and inverse Compton process during their propagation through the Galaxy. Then the electron spectrum brings us unique information about the sources and propagation of cosmic-rays. Many observations have been carried out since the first discovery of cosmic-ray electrons.

Beyond 100GeV, however, only a few observations were successful to observe the absolute flux of electrons. The Emulsion Chamber observations in collaboration with the Washington University group were the most successful to observe the spectrum extending up to a few TeV region.

Beyond 100GeV, the statistical accuracy of the observed data is still limited, and we tried to accumulate the data by improving the method of detection of electrons, particularly in a few hundred GeV regions.

We report here the results based on new flight exposures of the chamber in 1996. The statistical accuracy of electron spectrum was much improved at several hundred GeV.

In this paper, some characteristics of the emulsion chamber compared with counter instruments are summarized. The rejection power for the cosmic-ray protons are analyzed in some detail.

The astrophysical significances of the primary electron spectrum are also discussed.

* 青山学院大学理工学部物理

** 神奈川衛生短大

*** 東京大学宇宙線研究所

神奈川大学

山形工科大学アカデミー

概 要

宇宙線中の高エネルギー電子は銀河中を伝搬中にシンクロトン過程や、逆コンプトン効果を受けて、エネルギーを失う。エネルギー損失の度合いはほぼエネルギーの二乗に比例するので、エネルギーの高い電子は源のスペクトルに比べて大きく減少する。このような理由で、電子線の観測は宇宙線の伝搬に貴重な知見をもたらすものとしてその発見以来数多くの観測がなされてきた。

しかし 100GeV 以上の電子のフラックスが少ないことに加えて、陽子成分によるシャワーの排除が難しく、我々のエマルジョンチャンバーでの観測以外にはこれ迄ほとんど成功していない。しかし、100GeV 以上の電子スペクトルの統計精度はまだ不十分で、このため長時間フライトによる観測を行い、データの集積を行っているところである。

1996 年 9 月に三陸から放球した B120-2 では平均観測高度 37.4km で 34 時間 52 分に及ぶフライトに成功し、その解析を行った。この結果数百 GeV の領域で、観測データの統計的精度は著しく向上させることが出来た。新しく得られた電子スペクトルと、解析にあたって問題となる陽子の排除率、高エネルギー領域における LPM 効果の考察、電子観測の宇宙物理学的意義などについてやや詳しく述べる。

重要語：一次電子、エマルジョンチャンバー、宇宙線源、伝搬モデル、LPM 効果

は じ め に

エネルギーの高い一次電子はシンクロトン損失や、逆コンプトン効果損失のため、源から遠い距離まで伝搬する事は出来ない。したがって、観測される電子に寄与する源は電子のエネルギーと共に減少してくる。この結果、電子の高エネルギー領域では、スペクトルの変動や、入射方向の非等性が観測される事が期待されている。例えば 1TeV の電子の寿命は約 10^5 年で、この間伝搬する距離は数百 pc である。数百 pc 以上の遠い距離にある源からは寄与することは出来ない。

これまでに観測されたスペクトルは図 1 に示したが、カウンター系の検出器で観測された最高のエネルギーのデータはシカゴ大学のグループの 200GeV 付近までで[1]、1TeV を越す領域まで観測に成功しているのはエマルジョンチャンバーによる観測のみである。しかし、これまでの観測では統計が不十分でスペクトルからはっきりした結論を導き出す事は出来ていない。200GeV から 1TeV の範囲でスペクトルの盛り上がりの傾向がみられるが、これがスペクトルの変化であるのかどうか、統計的誤差のために判定する事は出来ない。

高エネルギー領域では電子成分の強度は陽子成分の 0.1% 程度であり、フラックスが極端に低い。その絶対強度は 1TeV 以上をとると約 $2/\text{m}^2\cdot\text{str}\cdot\text{day}$ で、観測を行うには大きな有効面積を持つ検出器による長時間観測が必要となる。また陽子に対する高い排除率が必要になる。これまでのカウンター系の観測器が 200GeV 程度にとどまっているのはこの理由によるものである。一方エマルジョンチャンバーによる観測では、次の章で述べるように、有効立体角を大きくとれる事、また電子シャワーの出発点を詳しく顕微鏡で調べて、陽子成分を効率よく排除することができる。これがエマルジョンチャンバーが 1TeV 領域まで観測を行う事ができた理由である。

高エネルギー領域での観測データの統計を上げるために、1996 と 1998 年に三陸大気球観測所から気球を放球し、長時間観測間を行った。ここでは 1996 年の観測の結果について報告し、その際行った 100GeV 領域での電子の観測および電子の検出についての改善点について述べる。この結果 100GeV 領域でのスペクトルの統計的精度は著しく向上させることが出来た。

上に述べたように、エマルジョンチャンバーの観測ではシャワーの出発点の様子から電子の同定を行っている

が、さらに最初の電子対が発生する深さ分布も調べて理論との比較を行い、その正当性を確認してきた。500GeV 以下ではこの深さ分布は Bethe-Heitler の断面積から期待されるものとほぼ一致しているが、500GeV を越えるところから、その一致度は悪くなり、Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM)の断面積[2]から期待されるものとよい一致が観測された。これは我々の電子の同定が正しいことの一つの証拠と考えているが、その詳細については第 2 章および Appendix.1 で述べることにした。

SN1006 については、X 線衛星 ASCA により非熱的 X 線が観測され、ついで、カンガルーグループにより、2.7K のマイクロウェーブの逆コンプトン散乱による TeV 領域の γ 線の発生が確認されている。エネルギー的にも SN1006 中の電子の量は宇宙線の強度を説明するのに十分で、宇宙線源を超新星爆発に伴うものとする説を強くサポートするものである。高エネルギー電子が超新星で発生したとすれば、遠方の源は太陽系までたどりつくことが出来ない。100GeV 以上特に TeV 以上の電子についてはそれらの影響が出てくる可能性があり、文献[3]に詳しくのべたが、ここでもその事について再び触れておくことにした。

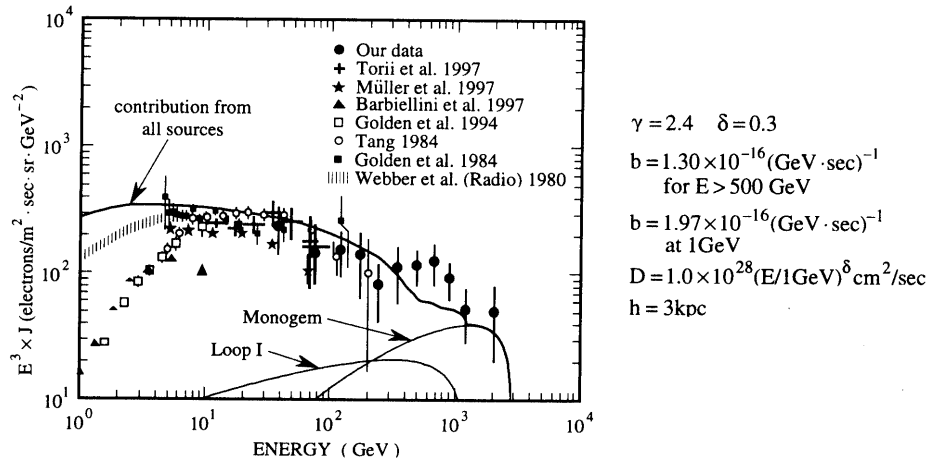


図 1. 観測された電子のスペクトル

曲線は各超新星が 10^{48} erg の電子を放出すると仮定していたハローモデルで期待されるスペクトル。

1. 実験経過

長時間観測を目標に今回はターンアラウンドの時期を狙って放球することにした。

B120-2 気球に 40cmx50cm のエマルジョンチャンバーを搭載し、1996 年 9 月 13 日 16 時 14 分に放球、高度 37.4km(4.5mb)で水平浮遊に入った。20 時 02 分にフリパーを動作させ観測器を回転させ一次電子の観測状態に入った。以後気球はほぼ同高度に浮遊し、翌々日の 15 日 6 時 54 分に観測を終了し切り離しを行い無事回収することが出来た。平均浮遊高度 37.4km(4.5mb)で、総観測時間は 34 時間 52 分でほぼ満足すべき長時間観測であった。

気球飛翔の高度曲線は図 2 に示しておいた。

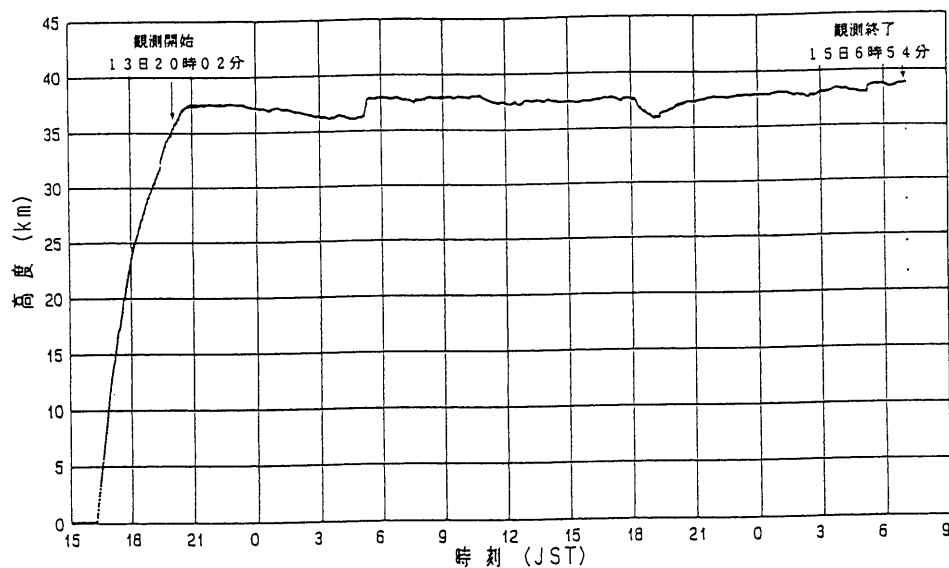


図2. B120の飛行経過 (1996年13日16時14分放球)

2. 観測器について

2.1 96年型のエマルジョンチャンバー

搭載したエマルジョンチャンバーは従来の構造とほぼ等しいが、その詳細は図3に示しておいた。構成は以下に示す通りである。

*シャワー発生層：鉛板で、上層は親の一次電子の追跡をしやすくするため 0.5 mm (約 0.1 c.u.) の厚さの物を用い、下部については 5 mm (約 1 c.u.) の物を用いた。シャワー発生層の全体の厚さは約 7.9 c.u. である。

*検出層：原子核乾板は 800 μ のメタアクリルベースの両面に 60 μ の ET7B を塗布したものである。

X線フィルム： Fuji 200 番、

X線増感紙： (HR8 スクリーン+Super HR-HA30 フィルム)

これまでに比べ、若干の改良点は浅い深さまで増感紙の層を増し、3.5 c.u. から 7.9 c.u. の深さまで 6 層挿入した点である。このため、従来のものに比べ、低いエネルギーのシャワーまで検出が可能になり、検出限界は後で示すように 400 GeV 程度まで下げることが出来た。

天頂角 60° までの電子を検出するので、電子に対する有効立体角は

$$\Omega = 2\pi \int \cos \theta \, d\cos \theta = \pi \sin^2 \theta = 3\pi/4 = 2.356 \text{ str.}$$

となっている。

したがって、この実験における有効面積×立体角は

$$40\text{cm} \times 50\text{cm} \times \eta \times \Omega = 0.471 \eta \text{ m}^2 \cdot \text{str}$$

である。ただしここで η はチャンバーの縁の効果による捕捉効率の補正係数で、これまでの計算で

$$\eta = 0.824$$

であることが分かっている。

観測時間は

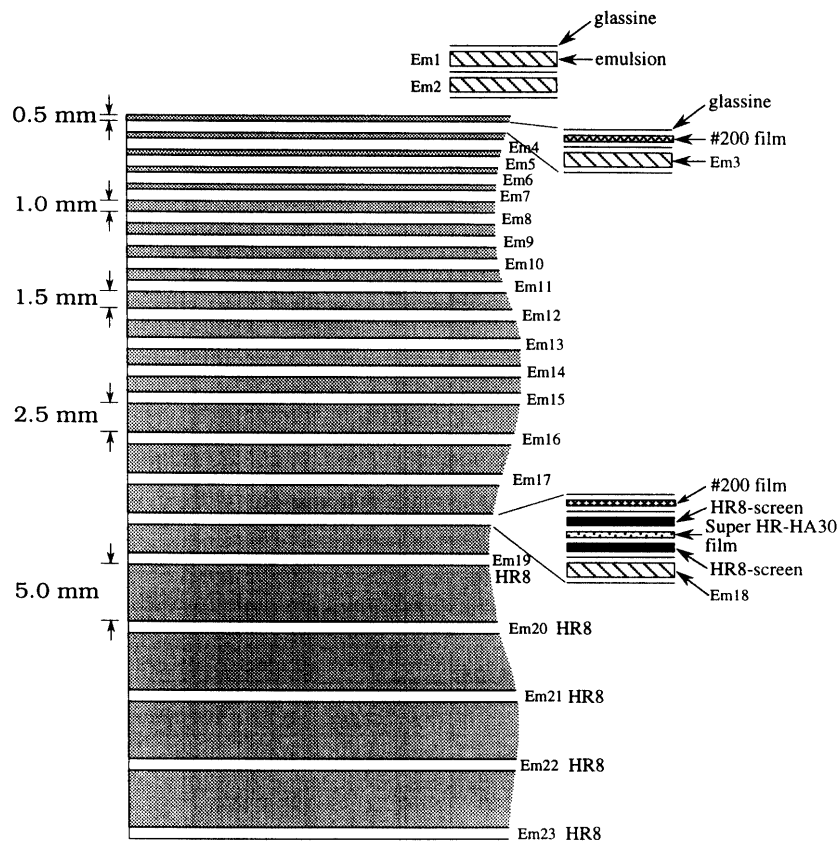


図 3. 1996 年のエマルジョンチャンバーの構造

$$T=34 \text{ 時間 } 52 \text{ 分 } = 1.255 \times 10^5 \text{ sec,}$$

であるので、観測時間と組み合わせて、有効露出量は

$$\Omega T = 4.87 \times 10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str.}$$

であり、これは、我々が従来行ってきた総露出量の約 10% に相当している。

2.2 一次電子検出器としてのECCの特徴

すでに述べたように一次電子の観測には、大きな露出量と、陽子の排除率が重要である。このような観点から、ここで他の一次電子検出器と比較してエマルジョンチャンバーの特徴と利点についてまとめておくこととしたい。

*有効立体角が大きい。

すでに述べたように、天頂角 60°程度までの粒子を解析することができるので、立体角は 2.36str 程度にとることが出来る。これまでのカウンター系の観測器では、精度よく粒子を解析出来るのは天頂角の小さいものに限られる。斜め入射の粒子の解析は難しく、有効立体角は 0.3 から 0.5str.程度であり、チャンバーの場合には約 5 倍から 8 倍になっている。

*陽子の排除率が大きい

電子シャワーの出発点の様子を顕微鏡で詳しく調べるために、ハドロンによるシャワーの大部分を排除することが出来る。詳細は Appendix.3 に述べるが、排除率は TeV 領域で 10^5 に近い値となっている。

これまでのカウンター系の観測器では、排除率を上げることが難しく、かなり工夫が必要になってきている。

*比較的軽量の観測器が可能である.

カウンター系の観測器では、エネルギー決定のためにシャワーを十分に発達させる必要があるため、厚いシャワー発達層が必要になる. このため観測器の重量が増えることが避けられない. ECC の場合はシャワー軸から 100μ 程度の円内にあるシャワー粒子を顕微鏡でカウントして、エネルギーを決定するので、シャワー発達層は浅くてよい.

例えば、1TeV の電子に対してシャワー極大の位置はカウンター系の観測器では 11c.u.必要であるが、ECC では 6 c.u.であり、ほぼ半減している. したがって同じ重量で、大面積の検出器を作るのに適している.

* X線フィルムによるシャワーの検出

従来 1TeV 付近のシャワーに就いては x 線フィルムを肉眼でスキャンしていた.

96 年度の ECC に就いては高感度の増感紙(HR8)X線フィルムを多く層に配置する事により、400GeV まで、検出可能になった. なお 98 年に露出した ECC に就いてはさらに高感度の増感紙(HR12)を使うことにより、200GeV 程度まで検出可能であり、現在解析が進行中である.

3. 96年チャンバーの解析について

96 年のチャンバーについてはまず 200 番の Xフィルムでのスキャンを行い、ついで増感紙フィルムについての詳細なスキャンを行った. 従来と同じように、シャワーの位置を確定して、原子核乾板中のシャワーを確認し、上方につなぎ、シャワーの出発点の様子から電子とガンマ線、ハドロンシャワーを同定した.

シャワーのエネルギー決定はシャワー軸から 100 ミクロン以内の粒子数を計測し、トランジションカーブからエネルギー決定を行った. エネルギーの決定誤差は約 10%である. 一応、電子と同定したものについてはさらに親の電子をチャンバーの最上部まで追跡して電子である確認を行っている.

X線フィルムで見出だしたシャワーは 1388 個であり、これらの親を同定した解析の結果は表 1 に示しておいた.

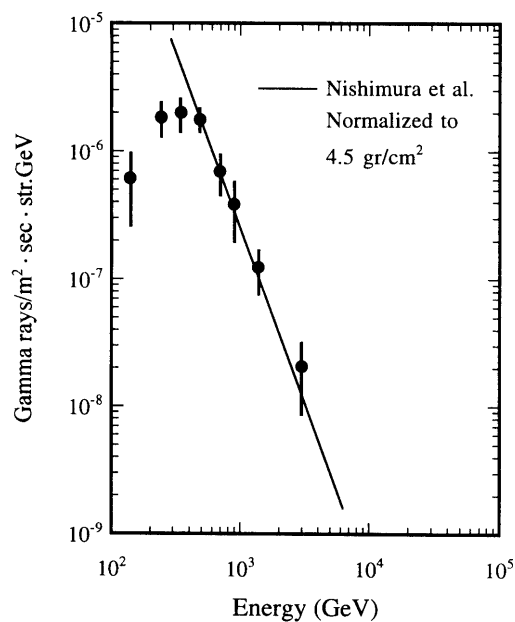


図 4. 観測されたガンマ線スペクトル
直線はこれまでに観測されたガンマ線スペクトル [4] からの期待値

大気中のガンマ線のスペクトルについてはすでに ECC による詳しい観測がなされており[4], 大気中で 1 g/cm^2 辺りに発生するガンマ線の微分スペクトルは

$$J_{\gamma} = 3 \times 10^{-5} (100\text{GeV}/E)^{2.75 \pm 0.1} / \text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{str} \cdot \text{GeV}^{-1} / \text{g/cm}^2$$

であたえられている。

今回観測された 77 個のガンマ線の微分スペクトルをこれまで得られたガンマ線のスペクトルと比較して, シャワーエネルギーの検出限界を決定した。400GeV を切ると, 急速に観測されたガンマ線の数が減少していることから, 検出限界が約 400GeV であることが分った。

電子の場合は大気中で制動輻射によりエネルギー損失があるため, 観測されたエネルギーをその入射角に応じて大気頂上の値に補正する。この補正の方式は文献[4]に詳しいが, 高度 4.5mb の場合は 10% 程度の補正量である。従って, 電子の検出限界のエネルギーとして 400GeV を採用することにした。

表 1. 200 番 X 線フィルムと増感紙 X 線フィルムで検出したシャワー

入射粒子	イベント数
電子	29
ガンマ線	77
ファミリーガンマ線	2
陽子	345
He	93
Heavy Pimary	93
air jet	48
逆入射のシャワー	49
天頂角が 60°以上	240
側面に抜けたシャワー	412
合 計	1388

表 1 に示すように今回観測された電子の数は 29 個であるが, 400GeV 以上のものは 21 個であり, そのエネルギー別の分布はを表 2 に掲げておいた。又同じ表に大気ガンマ線から作られた二次電子の期待値も掲げておいた。

表 2. 観測された電子の数と, 大気電子の期待値 (エネルギーは大気頂上に補正した値)

エネルギー(TeV)	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	1.0-1.5
今回の観測数	11	4	4	2
大気二次電子	1.3	0.5	0.2	0.3

400GeV 付近については, 従来顕微鏡によるスキャンまたは極めて飛翔条件のよい場合の X 線フィルムで見出だしていたために, 観測に使用した部分は全体のごく一部に限られていた。また, 大気頂上に入射する一次電子は観測値から大気からのバックグランド電子を差し引く必要がある。今回の実験は気球高度が高く, 大気からのバックグランド電子の補正が少ないために, データの精度が著しく向上することとなった。

このようにして補正した大気頂上の入射電子の観測数について, これまでの観測数と今回の観測数をまとめたのが表 3 である。大気電子の補正をした後の一次電子の観測数の比較を表 3 に示したが, 今回の実験で 400GeV から 1TeV の領域に渡って観測の統計精度が著しく向上したことが分る。

表 3. 大気電子を差し引いた後の電子の観測数

エネルギー(TeV)	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	1.0-1.5
これまでの観測数	5.0	6.3	9.6	7.6
今回の観測数	9.7	3.5	3.8	1.7
総計	14.7	9.8	13.4	9.3

以上まとめて、スペクトルの全データを示したのが表4である。スペクトルは他の実験と比較して図1に示しておいた。

表 4. 今回のデータを含めた一次電子のスペクトル

Energy bin (GeV)	<E> (GeV)	$S\Omega T$ ($m^2 \cdot sr \cdot s$)	Nob	Npri	Flux (J) ($m^2 \cdot sr \cdot s \cdot GeV$) ⁻¹	$E^3 \times J$ ($GeV^2/m^2 \cdot sr \cdot s$)
1500 ~ 3000	2068	6.375×10^5	10	5.4	$(5.65 \pm 3.46) \times 10^{-9}$	50 \pm 31
1000 ~ 1500	1214	6.375×10^5	16	9.3	$(2.92 \pm 1.31) \times 10^{-8}$	52 \pm 23
800 ~ 1000	892	5.190×10^5	19	13.4	$(1.29 \pm 0.43) \times 10^{-7}$	92 \pm 31
600 ~ 800	690	1.288×10^5	12	9.8	$(3.80 \pm 1.37) \times 10^{-7}$	125 \pm 45
400 ~ 600	486	7.133×10^4	18	14.7	$(1.03 \pm 0.30) \times 10^{-6}$	118 \pm 35
300 ~ 400	345	2.358×10^4	9	6.4	$(2.71 \pm 1.31) \times 10^{-6}$	111 \pm 54
200 ~ 300	243	9726	7	5.4	$(5.55 \pm 2.78) \times 10^{-6}$	80 \pm 40
150 ~ 200	172	2665	4	3.6	$(2.70 \pm 1.52) \times 10^{-5}$	138 \pm 77
100 ~ 150	121	1679	8	7.2	$(8.55 \pm 3.38) \times 10^{-5}$	152 \pm 60
60 ~ 100	75.8	682	9	9.0	$(3.30 \pm 1.10) \times 10^{-4}$	144 \pm 48
30 ~ 50	37.9	69.8	6	6.0	$(4.30 \pm 1.76) \times 10^{-3}$	234 \pm 96

4. 最初の電子対が観測される深さの分布について

文献[4]に述べたように100GeV付近のシャワーについては、電子のシャワーの出発点（最初の電子対の深さ）の分布が Bethe-Heitler(B-H)の断面積から期待されるものとよく一致している。最初の電子対の観測される深さ分布は Appendix.1 に示すように解析的に求めることが出来る。

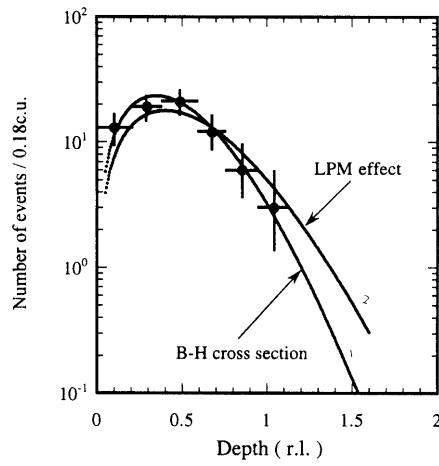
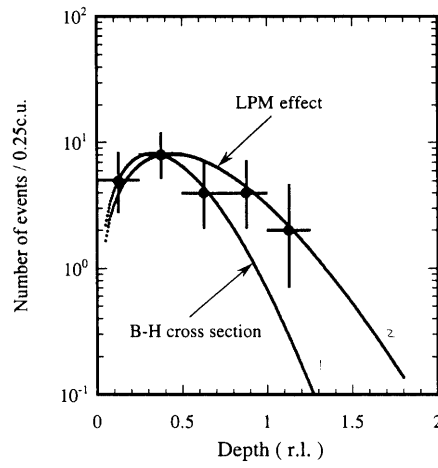
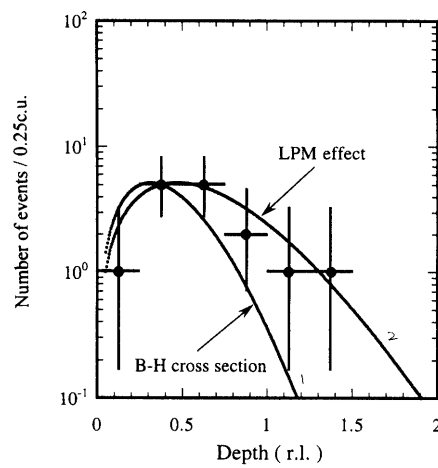
しかし今回の観測データを元に、検討を行ったところ、エネルギーが高くなると共に B-H から期待される分布からずれてくることが見出された。そこで、これまでのデータを含めて改めて電子シャワーの出発点分布の考察を行うことにした。

電子シャワーの出発点分布 $P(t) dt$ は Appendix 1 に述べたように

$$P(t) = \text{Exp} \left[\int_0^\infty \{ (1 - \sigma t - e^{-\sigma t} / \sigma) \} Q dW \right] \int_0^\infty (1 - e^{-\sigma t}) Q dW$$

であたえられる。ただしここで W はガンマ線のエネルギー、 σ は 1c.u.あたりの電子対発生の確率、 Q は 1c.u.あたりの発生するガンマ線のスペクトルである。

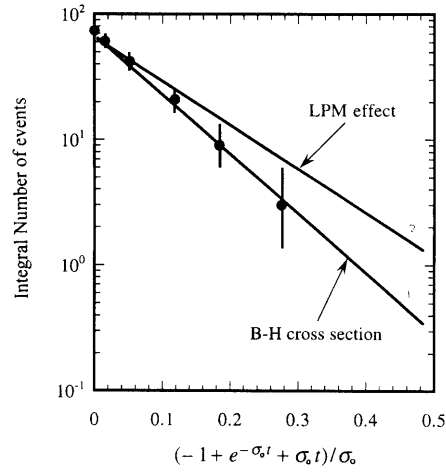
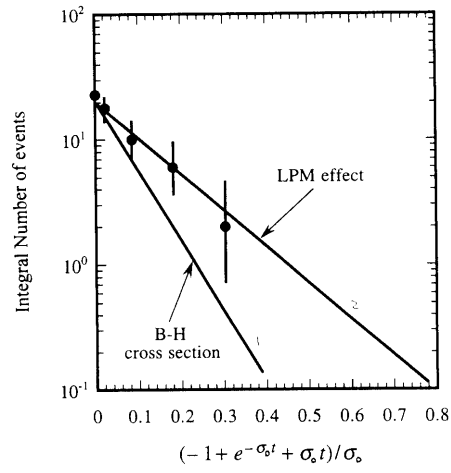
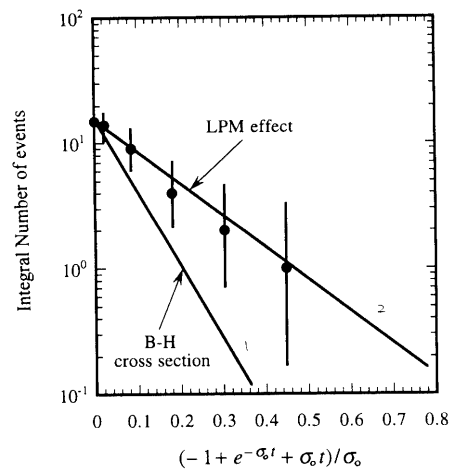
Appendix 1 にくわしくのべたが、 σ をエネルギーの関数として与え、 Q については B-H、および LPM 効果[2]を入れた場合について積分を行い電子シャワーの出発点分布 $P(t) dt$ の期待値を計算した。

図 5. a. $E \approx 100 \text{ GeV}$ 図 5. b. $E \approx 500 \text{ GeV}$ 図 5. c. $E \approx 1 \text{ TeV}$

曲線 1 は Bethe-Heitler の断面積から期待される値

曲線 2 は LPM の断面積から期待される値

詳しくは本文および Appendix 1 を参照

図 6. a. $E \approx 100\text{GeV}$ 図 6. b. $E \approx 500\text{GeV}$ 図 6. c. $E \approx 1\text{TeV}$

曲線 1 は Bethe-Heitler の断面積から期待される値

曲線 2 は LPM の断面積から期待される値

詳しくは本文および Appendix 1 を参照

この結果と実験値との比較は図 5 に示しておいた。このうち 100GeV のデータは加速器のビームによるものである。

なお、深さ t 以上で初めて電子対が発生する確率は上の式を積分して

$$\int_t^{\infty} P(t) dt = \text{Exp} \left[\int_0^{\infty} \{(1 - \sigma t - e^{-\sigma t}) / \sigma\} Q dW \right]$$

であたえられる。実際に計算した結果は

$$(1 - \sigma_0 t - e^{-\sigma_0 t}) / \sigma_0 \quad (\sigma_0 = 0.7733)$$

の関数として表すと、極めてよい近似で指数関数で表すことができ、実験との比較が便利であることが分った。

その結果は図 6 に示しておいた。図 5 および図 6 の比較から、100GeV 付近ではほぼ B-H からの期待値に近いが、500GeV 以上では、LPM の効果があらわれて、B-H の期待値との一致はよくない。

やや定量的に、 χ^2 分布により分布の一致度を調べた結果は表 5 に示した。

表 5 電子対発生の深さ分布の χ^2 検定
100GeV (FNAL の電子ビームによる)
500GeV, 1TeV 付近 (一次電子観測データ)

エネルギー	100GeV	500GeV	1TeV
自由度	5	5	5
χ^2 (B-H)	1.31	10.3	37.7
χ^2 (LPM)	4.76	2.67	1.75
Fitting の確率			
B-H	93%	6.7%	5×10^{-7}
LPM	45%	75%	88%

表 5 に示したように、LPM と期待値とのフィッティングの確率はかなりよい。ただし、100GeV のデータは加速器のビームによるものであり、B-H とのフィッティングの確率が極めてよいが、入射粒子の中のガンマ線混入の影響を考える必要がある。ECC 中で電子が発生した電子対は数 μ 程度しか離れないが、発生した電子対で電子からの距離が 10μ 以上離れた物が観測されており、これは上流においてカウンター通過などの際発生したガンマ線によるものと考えられる。ガンマ線が混入すると、最初の電子対の深さ分布は、電子のみの深さ分布より、ガンマ線が発生する電子対のため、浅いところの部分がが増えてくる。実際のデータとしては、電子対の距離が数 μ 以下の電子によるもののみを取り出したが、この影響を避けることはできない。したがって、ここにあげた加速器による 100GeV 電子の深さの分布のデータは、電子対発生 of の深さの下限值を与えていることになる。

入射粒子が電子だけの時には、LPM 側によった分布になることを示したものである。

なお、500GeV と 1TeV 付近のデータをまとめて行ったフィッティングでは

自由度 = 10

B-H とのフィッティング確率 = 7×10^{-9}

LPM とのフィッティング確率 = 93%

がえられている。

これは、500GeV 以上での LPM 効果の存在を実験的に証明したことを示すものであるが、また数百 GeV 以上の一次電子の解析には LPM 効果を取り入れる必要があることを示している。

5. 電子スペクトルからの宇宙物理学的意義

観測された電子スペクトルはどのような宇宙物理学的意義を持つかについてはすでに文献[3, 4, 5]に述べてあるので、ここではその要点をまとめておくことにしたい。

5.1 宇宙線の伝搬について

電子はシンクロトロンや逆コンプトンによるエネルギー損失を受けるため、源から出てきたスペクトルは変形を受ける。したがって、電子のスペクトルを観測することにより、宇宙線の銀河内の閉じ込め寿命が推定出来ることは、電子の観測が始まると同時に指摘されて来た。

一般に宇宙線の銀河内伝搬については、単純化された Leaky Box Model(LBM)が使われている。しかし電子の様に、エネルギー損失が大きい場合の解析には、このモデルは適切ではない。より実際に近い拡散モデルをつかう必要がある。この両者の関係について以下に述べる事にする。

5.1.1 Leaky Box Modelの場合

源で単位時間に $Q(E)dE$ の電子が発生すると、観測される電子のスペクトル J は

$$JdE \sim Q(E)\tau dE \quad (5-1)$$

であたえられる。但しここで、 τ は電子の銀河内に閉じ込められる寿命である。

ここで、源のスペクトルとしてパワー型のスペクトルを仮定し

$$Q(E) \sim Q_0/E^r dE \quad (5-2)$$

とおくことにする。

シンクロトロンや逆コンプトンによるエネルギー損失の少ない低いエネルギー領域では

$$\tau = \tau_0/E^\delta \quad (5-3)$$

と近似できるので、

$$JdE \sim Q_0\tau_0/E^{r+\delta} dE \quad (5-4)$$

であたえられる。

一方、これらのエネルギー損失が大きいエネルギーの高い領域では

$$\tau = 1/[b(\gamma-1)E] \quad (5-5)$$

であたえられる。但しここで b はシンクロトロンと逆コンプトンのエネルギー損失を、

$$bE^2$$

とおいた時の係数で、ほぼ 2×10^{-16} (GeV/sec) の値を持っている。したがって観測される電子のスペクトルの形は

$$JdE \sim Q_0/[b(\gamma-1)E^{\gamma+1}]dE \quad (5-6)$$

である。

スペクトルはエネルギー E_c

$$E_c = 1/[b(\gamma-1)\tau_0]^{1/(1-\delta)} \quad (5-7)$$

の場所で曲がることになり、 τ_0 の値を推定することが出来る。

5.1.2 拡散モデルの場合

拡散モデルの場合には、源の分布する厚さ z_o 、ハローの厚さ h_o 、拡散係数 D によって電子の銀河内寿命が決まる。

ここで拡散係数 D は(5-3)式に対応して

$$D = D_o E^\delta \quad (5-8)$$

とおくことにする。

結果だけ述べると、低いエネルギー領域では電子のスペクトルは

$$J dE \sim T_o Q_o (2z_o/h_o) / E^{\gamma+\delta} dE \quad (5-9)$$

但しここで、 T_o は拡散モデルの時の銀河内寿命で

$$T_o = h_o^2 / 2D_o \quad (5-10)$$

である。(文献[5])

高いエネルギー領域のスペクトルは、LBM の場合と同じく

$$J dE \sim Q_o / [b(\gamma-1)E^{\gamma+1}] dE \quad (5-11)$$

であたえられる。

ここで、LBM で求めた寿命 τ_o と拡散モデルで求めた寿命 T_o の意味を考える事にする。

5.2 拡散モデルとLBMで求めた寿命の関係

拡散モデルと LBM ではエネルギーが極めて高い領域では電子のスペクトルの形は (5-6)と(5-11)式に示すように同じである。一方エネルギーの低い領域では各々のモデルによって

$$J dE \sim Q_o \tau_o / E^{\gamma+\delta} dE \quad (5-4)$$

$$J dE \sim T_o Q_o (2z_o/h_o) / E^{\gamma+\delta} dE \quad (5-9)$$

$$T_o = h_o^2 / 2D_o$$

であたえられている。

スペクトルが同じ形を持つためには

$$\tau_o = z_o h_o / D_o$$

の関係が必要であることが分る。

5.3 電子寿命の宇宙物理的意義

宇宙線の銀河内寿命を推定する量としては一般に、 B/C 、 $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ が大切な量として知られている。よく知られているように、 B/C は宇宙線の通過物質質量、 $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ は銀河内での滞在時間を示す量である。これらの測定と上に述べた電子の寿命がどのような関連を持つのか、表 6 にまとめておいた。

表 6 宇宙線寿命に関連する量とその宇宙物理的意義 (ρ はガス密度)

観測データ	LBM	拡散モデル
B/C	通過物質質量	$\rho z_o h_o / D_o$
$^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$	ρ の平均値	h_o^2 / D
電子寿命	$z_o h_o / D_o$	h_o^2 / D

この表の中には ρ_o 、 z_o 、 h_o 、 D_o の 4 のパラメータが含まれている。

このうち、 $\rho_o z_o$ はガスのコラム密度として

$$\text{約 } 3 \times 10^{20} / \text{cm}^2$$

が観測からわかっているので、残るのは 3 つのパラメータである。 B/C の観測データから比較的正確に

$$h_o/D_o \sim 10^{-6} \text{ sec/cm}$$

を導き出すことが出来る。その理由は、拡散モデルでは寿命が h_o^2/D_o で、宇宙線がガスの存在する銀河円盤中に滞在する確率が z_o/h_o であるためである。

一方、LBMで観測された電子のスペクトルをLBMによって解析すると

$$\gamma = 2.4, \quad \delta = 0.3 \text{ として, } \tau_o = (1.5 \pm 0.5) \times 10^7 \text{ yrs}$$

でよい一致が見られる。

観測値 $\rho z_o = \text{約 } 3 \times 10^{20} / \text{cm}^2$ と表6の関係式

$$\tau_o = z_o h_o / D_o \text{ から}$$

$$z_o = (150 \pm 50) \text{ pc}, \quad \rho = (0.67 \pm 0.32) \text{ H/cc}$$

が得られるが、これは天文学で直接観測されている値とよい一致を見せている。

つまり、通過物質量を示すB/Cのデータと電子スペクトルのデータを組み合わせると、銀河円盤の厚さとガス密度が決まってくる。

一方、拡散モデルを用いて、電子のスペクトルから寿命を推測することが出来れば

$$h_o^2 / D_o$$

が定まり、 $h_o/D_o \sim 10^{-6} \text{ sec/cm}$ を使って、 h_o と D_o を独立に求めることが出来る。残念なことに、現在の電子の観測スペクトルのデータでは精度のよい結果は得られないが、Voyager グループ[6]が $^{10}\text{Be}/\text{Be}$ から求めた

$$h_o = 3.1 (+5.6, -1.6) \text{ kpc},$$

$$D_o = 1 (+1.8, -0.6) 10^{28} \text{ cm}^2 / \text{sec}$$

とは矛盾しない結果を与えている。

将来、電子スペクトルの精度が上げれば、電子のデータから独立に h_o や D_o を推定することが可能である。

5.4 近傍の源の影響

シンクロトロンや逆コンプトンのエネルギー損失により、1TeVの電子は 10^5 年程度でその大半のエネルギーを失ってしまう。またこの間に銀河内を伝搬出来る距離は数百 pc 程度と推定されている。したがって電子のエネルギーが1TeVを越える領域では太陽系近傍の源しか一次電子に寄与出来ない。したがって1TeV領域のスペクトルを観測することは、電子の源について詳しい知見をもたらすことになるとの期待が大きい。

詳細についてはすでに文献[3, 4]に詳しいので、ここでは詳細に触れず、2, 3のコメントを述べるにとどめておきたい。

1. 最近のASCAによるSN1006の非熱的x線[7]、カンガルーグループによるTeV領域の γ 線の観測[8]から、SN1006では 10^{14} eV 付近まで電子が加速されており、その総エネルギー量は 10^{48} erg 程度と推定されている。この量は、銀河中の電子成分の強度を説明するのに十分な量である。

宇宙線中の一次電子の源が超新星である可能性を強く支持している。

2. 太陽系近傍の源として有望な超新星残骸としてはLoop1, Geminga, Monogen, Vela等があげられているが、このうちLoop1の寄与はかなり大きいものと考えられてきた。しかし最近の観測によれば過去 10^4 年程度と考えられてきたLoop1の爆発時期が 10^5 年程度[9]と考えられるようになったため、その寄与は比較的少ないものと考えられるようになった。一方Velaは爆発時期が 10^4 年程度で、その距離は500pc程度と推定されており、1TeV程度の電子が到来するには時間が短すぎる。超新星からの寄与については、各SNRが 10^{48} erg の電子を放出したとして計算した結果は図1に示したが、この図から推定されるように、3TeV以上の電子はほとんど到来せず、われわれの観測はすでにエネルギーの上限近くに至っていることを示唆しているのかもしれない。

6. 今後の展望

表2に示したように現在まで、約 $6 \times 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str.}$ ($3 \text{ m}^2 \cdot \text{day}$)の観測が行われてきた。但しこの有効面積は1TeV以上のエネルギーの高い領域のことである。100GeV 領域については、原子核乾板に十分なフラックスが入射しているが、そのシャワーを検出することが困難で、その一部しか解析出来ていない。そこで、当面次のような方策を取る事になっている。

1. シャワー検出感度の向上

増感紙の感度を上げるとともに、配置を増やし、従来 800GeV 付近までであった検出限界を 200GeV 付近まで下げる。このことにより、これまでカウンター系統の観測器では難しかった 100GeV 領域の統計的精度を飛躍的に改善し、精密な解析が出来るようにする。さらに、名古屋グループにより開発されたオートスキャンシステムの活用を考えて、より低いエネルギー領域の観測が可能にしたいと考えている。

2. TeV 領域の観測には大面積長時間の観測が必要である。

長時間観測の機会を捉えてその実現を計る。

可能性としては三陸での長時間観測で、もう一つは国際協力による海外での長時間観測である。可能性として議論されているのは

- *三陸での大スパンブーメラン気球（衛星リンクによるテレメータ、コマンド）
- *南極周回気球（日米共同実験）
- *中国との共同研究での大スパンブーメラン気球

である。

三陸または中国のフライトで旨く行き、 1 m^2 の観測器で3日程度観測できれば一回の観測で、これまでの総露出量にほぼ匹敵する観測が出来る可能性がある。

南極周回気球の場合には 1 m^2 の観測器で10日程度の浮遊が可能であるので、

$$2 \times 10^6 \text{ m}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str.}$$

の露出が得られる。これは現在までの露出量の約3倍で、1TeV以上の電子として50個程度のデータが得られ、太陽系近傍の源からの電子の様相があきらかになるものと思われる。但しこの場合、長時間観測に伴うバックグラウンドが問題であるが、これ迄に露出した乾板を調べたところでは、極地方でも10日間程度の露出では問題がないことが確かめられている。

一方カウンター系の観測器として開発したシンチレーションファイバー電子観測器(BETS)[10]をスペースステーションにのせる計画も立てられており、これが実現すれば1TeV領域のスペクトルの様相が明らかになってくるものと思われる。但しこれには技術的開発も含めてやや時間が必要である。

謝 辞

終りにあたって、この実験の96年、98年に長時間フライトを実現して下さった宇宙科学研究所の気球部門、三陸大気球観測所の実験班の方々に感謝の意を表したい。

また Appendix にのべた LPM 効果、Diffraction Dissociation については、宇宙線研の荒船教授に教示を得る事が多かった、併せて感謝の意を表したい。

Appendix 1. 電子対発生の深さ分布

A1.1 電子対発生の高さ

エマルジョンチャンバーに入射した電子が初めて作る電子対の発生の高さ分布は、ハドロンシャワーの場合と著しく異なるために、親の粒子同定の正当性をチェックするために調べられきた[4]。また LPM 効果がある場合に最もその影響が現れる現象である。この高さ分布はモンテカルロで計算することができるが、次に示すように解析的に解くことが可能である。

電子がチャンバー中に入射すると、制動輻射によりガンマ線を発生する。高さ t でのエネルギー W の γ 線の微分スペクトルを $\gamma(W, t) dW$ 、 γ 線が電子対を作る確率を $\sigma(W)$ とする。エネルギー E_0 の電子が入射して単位高さあたりに発生する γ 線の量を

$$Q(E_0, W) dW$$

とすれば

$$d\gamma/dt = -\sigma\gamma + Q$$

$$\therefore \gamma = e^{-\sigma t} \int_0^t Q e^{\sigma' t'} dt'$$

となる。

Q が高さ t によらないとする近似では

$$\gamma = (1 - \text{Exp}[-\sigma t]) Q / \sigma$$

で与えられる。入射した電子は高さとともにエネルギーを失うため、 Q は高さ t の関数となる。しかし、入射エネルギー E_0 が臨界エネルギー ε よりかなり大きく、かつ t が小さい場合には上の答えはよい近似となっている。高さ t までにまだ電子対を作らない状態の確率を $P_0(t)$ とすれば、 $P_0(t)$ は

$$\begin{aligned} dP_0(t)/dt &= -P_0(t) \int_0^\infty \sigma \gamma dW \\ \therefore P_0(t) &= \text{Exp} \left[- \int_0^t dt \int_0^\infty \sigma \gamma dW \right] \end{aligned} \quad (\text{A. 2})$$

したがって、高さ t , $t+dt$ の間で初めて電子対を発生する確率 $P(t) dt$ は

$$P(t)dt = P_0(t)dt \int_0^\infty \sigma \gamma dW \quad (\text{A. 3})$$

これを積分形に直して、高さ t から ∞ までに最初の電子対が出る確率を計算すると、

$$\int_t^\infty P(t)dt = \text{Exp} \left[- \int_0^t dt \int_0^\infty \sigma \gamma dW \right] = P_0(t) \quad (\text{A. 4})$$

と簡単な指数関数分布に直すことが出来る。

t についての積分を行うと, (A3) および (A4) 式は

$$P(t) = \text{Exp} \left[\int_0^\infty Q(1 - \sigma t - e^{-\sigma t}) / \sigma \, dW \right] * \int_0^\infty Q(1 - e^{-\sigma t}) \, dW \quad (\text{A. } 3')$$

であるので,

$$\begin{aligned} \int_t^\infty P(t) dt &= P_0(t) \\ &= \text{Exp} \left[\int_0^\infty (Q[1 - \sigma t - e^{-\sigma t}] / \sigma) \, dW \right] \end{aligned} \quad (\text{A. } 4')$$

と表すことが出来る.

ここで, 一般的性質を調べるために, まず簡単な例をとり考察を進めることにする.

A1.2 近似的な取り扱い

電子対が臨界エネルギー ε 以上でのみ起こり, ε 以上で σ は一定値 σ_0 となる場合.

この場合は W の積分は γ 線の発生率 Q についてのみ実行すればよいので, 積分は ε 以上の積分スペクトルを N となり

$$N = \int_\varepsilon^\infty Q \, dW$$

最初の電子対発生 の深さ分布 $P(t)$ は

$$P(t) = \text{Exp} [N * [1 - \sigma_0 t - e^{-\sigma_0 t}] / N * (1 - e^{-\sigma_0 t})] \quad (\text{A5})$$

$$\begin{aligned} \int_t^\infty P(t) dt &= P_0(t) \\ &= \text{Exp} [(N * (1 - \sigma_0 t - e^{-\sigma_0 t}) / \sigma_0)] \end{aligned} \quad (\text{A. } 6)$$

これが Britol グループが解析に用いた式である. [11]

t が浅い場合, $t \ll 1$ の近似では (A. 5) および (A. 6) 式は

$$P(t) dt = \text{Exp} [-N \sigma_0 t^2 / 2] \sigma_0 N dt \quad (\text{A. } 5')$$

$$P_0(t) = \text{Exp} [-N \sigma_0 t^2 / 2] \quad (\text{A. } 6)$$

となる.

さらに γ 線の発生率 Q として近似的に dW / W をとると

$$N = \log [E_0 / \varepsilon]$$

$$P(t) dt = \text{Exp} [-\sigma \log [E_0 / \varepsilon] t^2 / 2] \sigma \log [E_0 / \varepsilon] dt$$

がえられる. これは文献 [4] で用いた近似式である.

A1.3 より正確な分布関数の計算

より正確な分布関数の計算には (A3), (A4') の中に含まれる積分

$$\int_0^{\infty} (Q[1 - \sigma t - e^{-\sigma t}]/\sigma) dW$$

$$\int_0^{\infty} Q(1 - e^{-\sigma t}) dW$$

を行う必要がある。

Qについては Bethe-Heitler, および LPM 効果については Migdal[2]の式を用いる事にする。

1c.u.あたりの電子対発生の確率 σ はエネルギーが ε よりかなり高い所では

$$\sigma = \sigma_0 = 0.7733$$

の一定値を持っている。しかし鉛中で 10MeV 付近ではかなり減少している。実際に計算を行うにあたっては鉛に対する近似式として

$$\sigma = \sigma_0 / (1 + 20 \text{MeV} / W)$$

を採用することにした。

この近似は 10MeV で約 10% 程度の精度であるが、10MeV 以下での電子対の寄与は $E_0 = 100 \text{GeV}$ の場合 10% 以下であるので、全体に寄与する誤差は 1% 以下であり、十分な精度を持っていることが分る。

電子対発生の確率 σ については、10TeV 程度までは LPM 効果による変化が少ないため、上に述べた近似式を B-H および LPM について用いることにした。

計算は Mathematica で数値積分で行った。

A1.4 モンテカルロ計算との比較

電子対発生の深さ分布は上に述べたように数値積分でもとめるが、この結果をモンテカルロ計算で求めた結果と比較してその正当性を確かめた。まず、制動輻射と対発生の断面積が簡単な形の場合に付いてモンテカルロで計算を行ない、その結果と我々の方式で計算し比較した結果、極めてよい一致を示している。

Bristol グループでは原子核乾板中のガンマ線からでた電子対を使い LPM の検証を行っている[11]。電子対の発生の深さ分布を求める方式はここでのべた方式と同じである。LPM 効果を出来るだけ正確に取り入れて行った笠原[12]の計算の計算値は (A. 3') 式を近似的に解いた Bristol の結果[11]と比較して 10% 以上のずれがあり、彼等の計算精度が悪いことを指摘している。ここでの計算の結果と笠原の結果との比較は表 A1. 1 に示したが、極めてよい一致を示している。Bristol の結果との不一致は (3') 式の積分を近似的に行った精度が悪かったためであることが分かる。

表 A1. 1 電子対から次の電子対発生までの平均距離 (mm in Emulsion)

電子対のエネルギー	500GeV	1TeV	2TeV	5TeV	10TeV
Bristol の計算			12.8	13.5	
笠原の計算	11.0	11.1	11.4	12.1	12.7
我々の結果	10.6	11.0	11.5	12.4	13.3

Appendix 2. LPMのFormation Lengthについて

制動輻射で電子のエネルギーが高くなるか、または発生する γ 線のエネルギーが低くなると、Bethe-Heitler の断面積に比べて発生率が落ちることが Landau-Pomeranchuk によって指摘されている。またさらにエネルギーの低いガンマ線領域においては媒質の変極効果により、ガンマ線の位相が代わり、その結果発生率が下がるということが Ter-Mikaelian[13]によって指摘されている。これらの効果は入射電子の状態と最終状態の電子およびガンマ線の干渉効果による結果である。したがって物質層の厚さが、以下に述べる Formation Length に比べて薄くなると干渉効果の度合いが変わり、取り扱いが面倒になる。[13] ECC の場合このような面倒な取り扱いが必要かどうかの検討を行なっておく必要がある。入射電子のエネルギーを E 、生き残り電子のエネルギーを E' 、発生した γ 線のエネルギーを k とすれば、入射電子の平行方向の運動量の差 q_{\parallel} は

$$q_{\parallel} = [(E^2 - m^2 c^4)^{1/2} - ((E - k)^2 - m^2 c^4)^{1/2} - k] / c \sim m^2 c^4 (k / c) / (2 E (E - k))$$

となる。

この運動量は原子核によって吸収されるが、不確定性原理によりその位置の広がり

$$L_{\text{BH}} = \hbar / q_{\parallel} \sim 2 \hbar c / k (E / m c^2)^2$$

程度となっている。ガンマ線が発生するためにはこのくらいの距離を走る必要がある事を示しており、この長さを Formation length と呼んでいる。

Formation Length が長くなると、この間入射電子と二次電子は多重散乱を受ける。

Formation Length を L とすれば、入射電子と二次電子は平均として $L/2$ 程度を通過するので、各々が多重散乱によりまげられた角度を θ とすれば

$$\theta^2 \sim (E_s / E)^2 (L / X_0) / 2$$

で与えられる。ここで X_0 は輻射単位を cm で表した量で、 E_s は散乱エネルギーで約 20MeV の値を持っている。横方向の運動量 P_t とし表すと、

$$(P_t)^2 \sim E_s^2 L / (2 X_0)$$

があたえられる。

入射方向の運動量の差は、大きくなり

$$\begin{aligned} q_{\parallel}' &= (E^2 - m^2 c^4 - (P_t)^2 c^2)^{1/2} - ((E - k)^2 - m^2 c^4 - (P_t)^2 c^2)^{1/2} - k \\ &\sim m^2 c^4 k / 2(E(E - k))(1 + (P_t)^2 c^2 / m^2 c^4) / c \end{aligned}$$

したがって P_t がふえると Formation Length は短くなる。

この場合の Formation Length を L_{LPM} とおくと

$$\begin{aligned} L_{\text{LPM}} &= \hbar c / q_{\parallel}' \\ &= L_{\text{BH}} / \{1 + (E_s^2 / 2 m^2 c^4) L_{\text{LPM}} / X_0\} \end{aligned}$$

ここで散乱の効果の方が大きくて $mc < P_t$ の場合には

$$L_{\text{LPM}} = (E_s / m c^2) (2 L_{\text{BH}} X_0)^{1/2}$$

となり、 L_{BH} が $1/k$ に比例するので、 L_{LPM} は $1/k^{1/2}$ に比例する。スペクトルの形は $1/k^{1/2}$ をとることになり、低いエネルギーのガンマ線の発生がおさえられる。

ガンマ線のエネルギーがさらに下がると、媒質中の偏極効果により、ガンマ線の位相がかわる。この結果 Formation Length は短くなる事が Ter-Mikaelian[14]によって指摘されている。プラズマ振動数を ω_p とおき、その値に対応するエネルギーを $k_p = \hbar \omega_p$ とおけば、エネルギー k のガンマ線に対応する媒質の屈折率は

$$\varepsilon(k) = 1 - (\hbar \omega_p)^2 / k^2$$

となる。ただしここでプラズマ振動数 ω_p は

$$\omega_p = (4\pi Z n e^2 / m)^{1/2}$$

あたえられる。ここで Z は媒質の原子番号、 n は単位容積辺りの原子核の数である。

ここで $\hbar\omega_p$ は余り物質にはよらないが、鉛では約50eVの値となっている。

ガンマ線の位相が1だけ変わる距離がこの場合のFormation Lengthで、 $k p = (\frac{E}{mc^2}) \cdot \hbar\omega_p$ とおくと

$$\begin{aligned} L_{TM} &= 2\hbar c k (E/mc^2)^2 / (k^2 + k p^2) \\ &= L_{BH} * k^2 / (k^2 + k p^2) \end{aligned}$$

であたえられ、発生するガンマ線はBethe-Heitlerの場合と比べて、

$$S = k^2 / (k^2 + k p^2)$$

だけ減少する事になる。したがって低エネルギーのガンマ線の発生スペクトルは k に比例することになり、発生は著しく押さえられる。

以上3つのFormation Length, L_{BH} , L_{LPM} , L_{TM} の各々について、入射エネルギーがそれぞれ100GeV, 1TeVの場合、媒質が鉛の場合について表A2.1に示しておいた。

表A2.1 Formation lengthの大きさ (媒質が鉛の場合)

$$X_0 = 0.56 \text{ cm}, \quad \rho \text{ (密度)} = 11.34$$

E=100GeV

	L_{BH}	L_{LPM}	L_{TM}
$k = 1000 \text{ MeV}$	$1.4 \times 10^{-3} \text{ cm}$	$9.7 \times 10^{-4} \text{ cm}$	$1.4 \times 10^{-3} \text{ cm}$
100MeV	$1.4 \times 10^{-2} \text{ cm}$	$3.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$	$1.4 \times 10^{-2} \text{ cm}$
10MeV	$1.4 \times 10^{-1} \text{ cm}$	$9.7 \times 10^{-3} \text{ cm}$	$6.4 \times 10^{-2} \text{ cm}$

E=1TeV

	L_{BH}	L_{LPM}	L_{TM}
$k = 1000 \text{ MeV}$	$1.4 \times 10^{-2} \text{ cm}$	$9.7 \times 10^{-3} \text{ cm}$	0.14 cm
100MeV	$1.4 \times 10^{-1} \text{ cm}$	$3.1 \times 10^{-2} \text{ cm}$	0.65 cm
10MeV	1.4 cm	$9.7 \times 10^{-2} \text{ cm}$	0.11 cm

以上の表から分ることは、我々が今問題としている入射エネルギーが100GeVから1TeV程度の範囲でTer-Mikaelian効果が利き出すのは1MeV以下で、電子対の有効な10MeV以上のガンマ線については、LPM効果が重要であることが分る。

またこの範囲では、LPMのFormation Lengthが最も長い場合はE=1TeVで発生ガンマ線が100MeVの場合で0.3mm程度であり、エマルジョンチャンバーの最も薄い鉛の層0.5mmより短い。したがって、実際上はFormation Lengthが物質層よりも長い場合に起きる面倒な考察は行う必要がないことが分る。

Appendix 3. 陽子の排除率

宇宙線中の一次電子は陽子に比べるとそのフラックスは著しく小さい。
これまでの観測値との比較を掲げると表 A3.1 のようになっている。

表 A3.1 一次電子と陽子強度の比較 (積分スペクトル)

エネルギー	10GeV	100GeV	1TeV
電子／陽子強度比	1.0%	0.25%	0.07%

したがって、1TeV 領域の電子を観測するためには少なくとも 10^4 以上の排除率が必要になってくる。エマルジョンチャンバーでの陽子の排除率は次のように推定することが出来る。

3.1 相互作用の mfp の違い

陽子の核相互作用の mfp は鉛で約 30c.u.である、したがってチャンバー上段の 1c.u.中に起きる核相互作用は $1/30$

である。一方電子は 90%以上が 1c.u.内で最初の電子対を発生するので、相互作用の mfp の差による陽子の排除率は

$$\text{約 } 30$$

となる。

3.2 ハドロンシャワーのエネルギーシフト

一回の核相互作用で π^0 中間子に行くエネルギーは高々陽子のエネルギーの 30%程度である。したがって、電子シャワーにみられる約 3 倍のエネルギーを陽子は持っている必要がある。陽子の積分スペクトルは

$$E^{-1.7}$$

の形を持っているので、フラックスとしては

$$(0.3)^{1.7} \sim 1/7$$

に下がることになる。

以上 1 と 2 を組み合わせると、陽子の排除率は約 200 となるがこれではまだ不十分である。

3.3 陽子シャワーの発生点での様相

電子は制動輻射によりガンマ線を発生し、ガンマ線は電子対を作る。したがって ECC 内で始まる電子シャワーは、はじめの層で

電子+電子対： 3 本のトラック

電子+2 電子対：5 本のトラック

よりなっている。

電子対と電子の広がり r は、電子のクーロン散乱により

$$r \sim (E_s/E) t^{1/2} L$$

程度の値で与えられる。ただしここで t は電子の通過した距離を c.u.で表したもので、 L はその長さを示した量である。

$E_s = 20\text{MeV}$, $t = 1\text{c.u.}$, $L = 1\text{cm} = 10^4$ ミクロンととると、一次電子のエネルギーが 100GeV, 1TeV の場合 r の値は表 A3.2 に示す程度の値となる。但し、 E としては制動輻射によるエネルギー損失を考慮して、親のエネ

ルギーの $1/2$ をとってある.

表 A3. 2 電子対の発生する位置

一次電子のエネルギー	100GeV	1TeV
r (一次電子からの距離)	4 ミクロン	0.4 ミクロン

高エネルギー陽子による核作用で、電子によるものと間違われやすい現象は、 $Nh=0$ で前方にコリメートした 3 本ないし 5 本の二次粒子を発生する場合である。ここで Nh は低いエネルギーの陽子や反跳核の数であり、ただちに識別が可能である。

これに相当する現象はターゲット核との運動量交換が少ない二次粒子発生で、Diffraction Dissociation (D.D.) とよばれる現象である。D.D.では運動量交換が少ないことから推定されるように、二次粒子の数は一般に少なく、荷電粒子が 1, 3, 5 程度で π^0 を伴っている時には、電子対生成の場合と誤認される可能性がある。

実験データをもとにした理論的考察によれば P-P の相互作用での D.D.の全断面積は

$$\sigma_{DD} = (0.68 \pm 0.05) \text{ mb} * (1 + (36 \pm 8)/s) \log [0.6 + 0.1s]$$

であたえられている。[15]

ここで s は重心系での総エネルギーの二乗で、陽子のエネルギーを E_p とし質量を M_p とすると

$$s = 2 E_p * M_p + 2(M_p)^2$$

であたえられる。非弾性相互作用の全断面積を σ_T とおいて、D.D.によるイベントの占める割合を表 A3. 3 に示しておいた。

表 A3. 3 Diffraction Dissociation の起きる割合

E_p	σ_T	σ_{DD}	σ_{DD}/σ_T
200 GeV	39 mb	2.7mb	6.9%
400 GeV	40	3.1	7.8
800 GeV	40	3.5	8.8
1600 GeV	41	4.0	9.8%

この表から、1TeV を越すところから D.D.の割合は 10% 近くを占める事になるが、この場合電子対生成と紛らわしく問題になるのは二次粒子の数が 1, 3, 5 で π^0 を伴っている場合である。上の値は π^0 をとみなわない場合も含んでいるので、上限値と考えてよい。

以上は p-p の相互作用の場合であるが、ECC のようにターゲットが原子核である場合には、原子核による吸収が起きる可能性があるので、この D.D.の割合が減ることが予想される。そこで比較のためには、ターゲットが原子核である原子核乾板による観測結果を用いるのが实际的である。

原子核乾板を用いた実験では 400GeV と 800GeV の陽子について Boos や Abduzhamilov 等[16]によっておこなわれている。彼等は、 $Nh=0$ のイベントを取出し、その中で、ターゲットとの運動量交換が少ないものを選びだして D.D.による現象とした。表 A3. 4 にその要目を掲げておいた。

表 A3. 4 400GeV, 800GeV 陽子による D.D.発生の割合

Author	Boos et al [16]	Abduzhamilov et al[16]
Beam	400GeV 陽子	800GeV 陽子
N (核相互作用)	6000	5500
N_{DD}^*	266	193
ns** (1+3+5)	247	155
ns (1+3+5) / N	4.4%	2.8%

* N_{DD} : 運動学的に D.D.と判定した現象の数

** ns: 二次粒子が 1, 3, 5 である場合の総和

表 A3. 4 を見ると、二次荷電粒子が 1, 3, 5 である D.D. の発生の割合はターゲットが原子核の場合には 3~4% であると推定される。

二次粒子の広がりの角度が 10^{-3}rad とすると、乾板の厚さ 1mm 程度走ると粒子相互の間隔は 1 ミクロン程度になる。さらにこの時伴った π^0 が電子対を発生するために、数 mm 走るとはその広がりは数ミクロンになる。電子による電子対生成の広がりに比べると一桁大きいので識別が可能である。広がりの角度が 10^{-3}rad 以下に観測されたイベント数は彼等のデータによると 400GeV で 16 個, 800GeV で 7 個である。これは D.D. の中の約 1/10 であり、これを全非弾性相互作用のイベント数と比較した結果は表 A3. 5 に掲げておいた。

表 A3. 5 広がり角度の小さい D.D. のイベントと全相互作用との割合

400GeV	0. 27%
800GeV	0. 13%

これは陽子の排除率に換算すると、 $1/0.27\% \sim 1/0.13\%$ となり、370-800 となる。

3. 4 まとめ

以上 3-1, 2, 3 の結果をまとめると、陽子に対する排除率として総合的に

$$200 \times (370-800) = (0.7-1.6) \times 10^5$$

が期待される。

この陽子の排除率の推定については次のことを留意しておきたい。

1. D.D. 以外の現象で前方にコリーメートする非弾性核作用 ($N_h \leq 1$) があるがその数は D.D. に比べると $1/2$ 以下である。[16]
2. D.D. による現象の場合には、 π^0 を伴った場合には電子シャワーを起こすが、それ以外は、二次粒子の数は変化せずに次の層を突き抜ける。
3. π^0 を伴った場合に電子シャワーを起こすが、上に述べたように電子対の現れる位置の相対的広がりは純粹の電子シャワーの場合に較べて大きくなる。
4. 実際に、我々の ECC 中に見出だされた D.D. と思われる二次粒子数の少ない現象 14 個について調べてみると、二次粒子の広がりが大きく、シャワーが Multi-structure を持っており、明らかに識別が可能であった。

以上のことから、実際の陽子の排除率が上に推測した陽子の排除率

$$(0.7-1.6) \times 10^5$$

を下回ることはないと思われる。

したがって 1TeV 付近で、陽子によるシャワーの混入が、数%を越えることはないと考えられる。

参 考 文 献

- [1] Tang, K.K: ApJ.278(1984) 881
- [2] Landau, L & Pomeranchuk, I.: Dokl. Akad. Nauk SSSR. 92, No3(1953), 535
- Migdal, A.B.: Bremsstrahlung and Pair Creation in the Condensed Matter」 Phys. Rev. Vol. 103 (1956) 1811
- なお最近の加速器による実験については
- Anthony, P.L. et al: Bremsstrahlung suppression due to the Landau-Pomeranchuk-Migdal and dielectric effect in a variety of materials, Phys. Rev. D. Vol. 56 (1997) 1373
- 超高エネルギー電子シャワーに対する影響については、例えば
- Misaki, A.: Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 33A, B, (1993) 192

- [3] 小林 正, 他: 高エネルギー電子の源について
宇宙科学研究所報告特集第37号, 87, 1998
Nishimura, J. et al: Astrophysical Significance of the Confinement Time of Primary Electrons in the Galaxy ,
Adv.Space Res. Vol 18, (1997), 767
- [4] Nishimura, J. et al : Emulsion Chamber Observations of Primary Cosmic-ray Electrons in the energy range 30-
1000 GeV, ApJ. 238, (1980) 394
- [5] J.Nishimura, J. et al: Astrophysical Significance of the Confinement Time of Primary Electrons in the Galaxy
Proc. of 24th ICRC (Roma) Vol.2, 29 (1995)
- [6] Lukasiak, A. et al ApJ. 423(1994)426
- [7] K.Koyama et al: Nature, 378, 87, (1996)
- [8] Tanimori, T et al : Discovery of TeV Gamma Rays from SN1006, ApJ. 497(1998)L25
- [9] Eggar, R.J. & Aschenbach, B: A & A, 249(1995).467
- [10] Torii, S: A & AS, 120 (1996), 663
- [11] Fowler, P.H. et al: Observation of the suppression Effect on Brems-strahlung. Phil.Mag. 4 (1959), 1030
- [12] Kasahara, K.: Experimental Examination of the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect by high energy
electromagnetic cascade showers in lead, Phys.Rev.D. Vol.31 (1985), 2737
- [13] Blankenbecler, B. & Drell, D: Landau-Pomeranchuk-Migdal effect of finite targets, Phys.Rev.D Vol53, (1996)6265
- [14] Ter-Mikaelian, M.L.: Dokl.Akad.Nauk.SSSR, 94 (1954), 1033
- [15] 例えば
Goulianos, K: Diffraction Interactions of Hadrons at high energy, Physics Reports, 101, No.3.(1983)169
- [16] Boos, E.G., et al.: Diffractive coherent production in interactions of 400 GeV/c Protons on Emulsion Nuclei,
Nuclear Physics, 137(1978)37 Abduzhamilov. A, et al: Coherent production of Particles of 800 GeV Protons with
emulsion Nuclei
Modern Phys. Letters A. rVol3, No5 (1988)489