

高エネルギー一次電子

西村 純・藤井 正美・平良 俊雄*
会津 英子**・野村 良志子**・小林 正***
丹生 潔†・西尾 昭男††・R. L. Golden†††
T. A. Koss^A・J. J. Lord^A・R. J. Wilkes^A

(1981年9月4日受理)

1. はじめに

宇宙線中の高エネルギー電子は銀河空間を伝播する際に逆コンプトン効果やシンクロトロン輻射でエネルギーを失なう。これは電子の質量が軽いことで、他の宇宙線には見られない特徴である。

逆コンプトン効果やシンクロトロンによるエネルギー損失はエネルギーの2乗に比例している。このため高エネルギーの電子程エネルギー損失が著しく、電子のスペクトラムを観測することによって、宇宙線の銀河内伝播の様相について重要な手がかりが得られるものとされてきた。

数式的に述べると電子のエネルギー損失は、

$$-\frac{dE}{dt} = bE^2$$

で表わされ、この式を解くことにより電子の銀河内伝播の平均寿命 T として、

$$T \approx \frac{1}{bE}$$

が得られる。銀河内磁場の強さ、3 Kのマイクロウェーブ、可視光等の電磁場の平均エネルギー密度として1 eV/cc程度をとると、

* 神奈川大学	† 名古屋大学	A University of Washington
** 神奈川衛生短大	†† 京都大学	
*** 青山学院大学	††† New Mexico State University	

$$T = \frac{3 \cdot 10^8}{E \text{ (GeV)}} \text{年}$$

となる。電子の色々なエネルギーについて、平均寿命を具体的に示したのが表1である。

表1. 電子のエネルギーと平均寿命

エネルギー	平均寿命
10 GeV	$3 \cdot 10^7$ 年
100 GeV	$3 \cdot 10^6$
1000 GeV	$3 \cdot 10^5$

過去十数年間にわたって世界の各研究室で行なわれた電子の観測データによれば、電子のスペクトラムは数十 GeV を境にして急激に減少する傾向を示している。これは Be^{10} 等の実験で推定された宇宙線の銀河内平均寿命 10^7 年とはほぼよい一致を示すものと考えられてきた。

エネルギーが 1000 GeV を越す様な電子についてはどのようなことが期待されるであろうか。

まず第1に考えられるのは地球のごく近傍の宇宙線源の寄与しかきかない点である。表1に示した様に 1000 GeV 以上の電子は過去 10^5 年程度の間には伝播できる場所に存在した宇宙線源である。エネルギーを更に上げるとより近い過去に地球からより近い場所でおきた加速源しか寄与することができない。電子のスペクトラムはあるエネルギー以上では寄与する源 (SNR) の数が 1~2 ケとなり、大きな変動を示すことが期待される。(文献 [1])

第2は宇宙線源から地球に伝播する迄の経過の影響である。

重粒子観測の解析の結果によれば、平均の通過物質量は 6 gr/cm^2 程度で $0 \sim 0.5 \text{ gr/cm}^2$ の薄い物質量を通過してきた粒子はない様に見える。物質量と電磁場のエネルギー密度が比例すると仮定すれば、100 GeV 以上の電子は地球に到達することがむつかしくなる。(文献 [2])

具体的には宇宙線の源近傍 (SNR) には $10^{-3} \sim 10^{-4}$ ガウス程度の磁場があり、加速された電子はまずその磁場の中でシンクロトロン輻射でエネルギーを失なう Nested Leaky Box モデルを取ると考えやすい。

第3は宇宙線加速過程の問題である。加速領域には当然強い磁場が存在すると考えられる。加速中にシンクロトロン損失がおきて、ある程度以上のエネルギーを持つ電子は加速しにくいと考えられる。

この様に 1000 GeV を越す高エネルギー領域の電子は、宇宙線の源や加速領域について重要な手掛りを与えるものと考えられる。

最近になって、我々のエマルジョンチェンバーで 1000 GeV 以上の高エネルギー電子の観測が可能になってきた (文献 [3])。ここでは 1000 GeV 以上の高エネルギー電子観測の問題点と観測結果を述べ、あわせて上述した観点からの解析について触れることとしたい。

高エネルギー電子観測の問題点

高エネルギー電子の観測上の難点の1つは極端に少ない入射強度である。今 $1\text{ m}^2\text{str}$ の検出器を考え、期待される入射強度を計算すると第2表のようになる。

表2. $1\text{ m}^2\text{str}$ の検出器で期待される入射強度

エネルギー	入射強度	e/p
100 GeV以上	~ 1/2 min	1/数百
1000 GeV以上	~ 2/day	1/数千

$1\text{ m}^2\text{str}$ で数日の露出を行わなければ1000 GeV以上について意味のあるデータは得られない。

難点の第2は電子によるシャワーと陽子によるものとの弁別である。第2表に示した様に電子と陽子の入射強度の比はエネルギーとともに減少する。

エレクトロニクスを使った検出器では検出器の立体角を絞る必要があり、あまり大きな $S\Omega$ はむづかしい。具体的に述べるとシカゴ大学のMuller等(文献[4])の実験では可成り大型の検出器を使っているが、 $0.1\text{ m}^2\text{str}$ にすぎない。これでは1000 GeV以上の電子1ヶを観測するのに数日の露出が必要となる。

又エレクトロニクスを使った検出器では電子と陽子によるシャワーの弁別はエネルギーが高くなるにつれてむづかしくなってくる。

エマルジョンチェンバーでは有効立体角が大きいため、我々の例で言えば $1\text{ m}^2\text{str}$ である。その具体的構造は図1に示してある。電子と陽子の弁別については、顕微鏡でシャワーの出

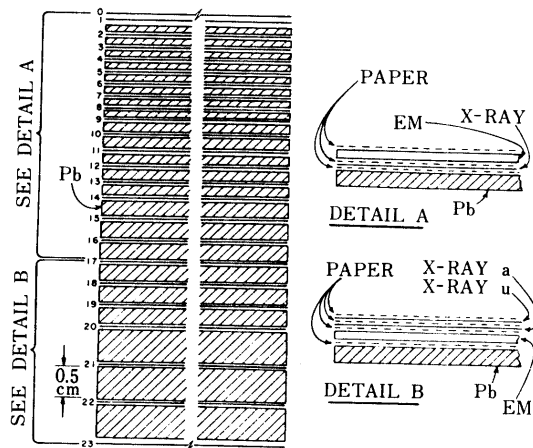


図1. チェンバーの構造

発点の様子を調べている。高エネルギー電子の観測にはエマルジョンチェンバーが極めて有利であることがわかる。

2. 観測について

昨年（1980年）に至る迄アメリカとの共同実験で数回の気球露出を行った。その詳細は第3表に示した。

表3. 電子観測のための露出

年度	チェンバーの数*	露出時間(分)	SQT (m ² str sec)
1976	2	1526	70,841
1977	4	1760	159,128
1979	4	1680	155,790
1980	4	2029	188,153
計(1975年以前の露出も含めた)			601,560

*チェンバー1あたりの面積は40cm×50cm

この表からわかる様に現在迄の露出量はほぼ7m²str dayで、このうちほぼ1979年迄の解析が完了している。

結果は第4表に示した通りで1000GeV以上の電子が7ヶ観測されている。

表4. 電子スペクトラム

エネルギー範囲 (GeV)	<E> (GeV)	SQT (m ² ·sr·s)	N	J	E ³ J
30~ 50	37.9	69.8	6	4.3 ± 1.9·10 ⁻³	243 ± 105
60~ 100	75.8	682	9	3.3 ± 1.2·10 ⁻⁴	144 ± 50
100~ 150	121	1,679	8	9.53 ± 2.7·10 ⁻⁵	169 ± 64
150~ 200	172	1,679	3	3.57 ± 2.5·10 ⁻⁵	182 ± 128
200~ 300	244	5,792	6	1.04 ± 4.7·10 ⁻⁵	151 ± 68
300~ 500	382	5,784	3	2.59 ± 1.83·10 ⁻⁵	145 ± 102
600~ 800	688	69,300	5	3.61 ± 1.80·10 ⁻⁷	118 ± 59
800~1000	892	224,600	10	2.23 ± 0.74·10 ⁻⁷	158 ± 53
1000~1500	1,215	368,300	7	3.80 ± 1.55·10 ⁻⁸	68 ± 28

<E> : 平均エネルギー (GeV)

J : 電子強度 (/ m² · Sr · Sec · GeV)

3. 結果について

第2図に今迄得られた各グループのデータをあわせて観測された電子のスペクトラムを示した。100GeVを越す領域では他のデータはほとんどないが、我々のデータは近似的に

$$J(E) = 1.7 \times 10^{-4} (100 \text{ GeV}/E)^{-3.3 \pm 0.2} / \text{m}^2 \text{-str-sec-GeV}$$

であらわすことができる。

電子の強度はエネルギーとともに急激に減少するので、第2図の様な形で示すと、高いエネルギー領域でのこまかい様子がわからない。そこでスペクトラムに E^3 を掛けて示したのが第3図である。この図から1000~2000 GeVの電子の数が極端に少ない傾向を示していることがわかる。図の中に示した実線は銀河円盤内での伝播を拡散モデルで計算した結果である。(文献[1])

仮定として

$$\begin{aligned} \text{i) 銀河内伝播寿命} \quad T &= T_0 \left(\frac{5 \text{ GeV}}{E} \right)^{0.3} \\ T_0 &= 2 \cdot 10^7, 4 \cdot 10^7, 32 \cdot 10^7 \text{ 年} \end{aligned}$$

ii) 電子の発生スペクトラム

$$\frac{dE}{E^r} ; r = 2.3$$

ととってある。

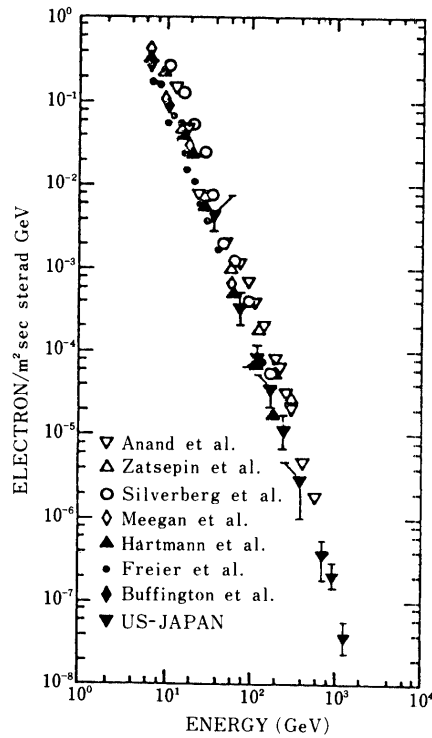


図2. 電子のスペクトラム

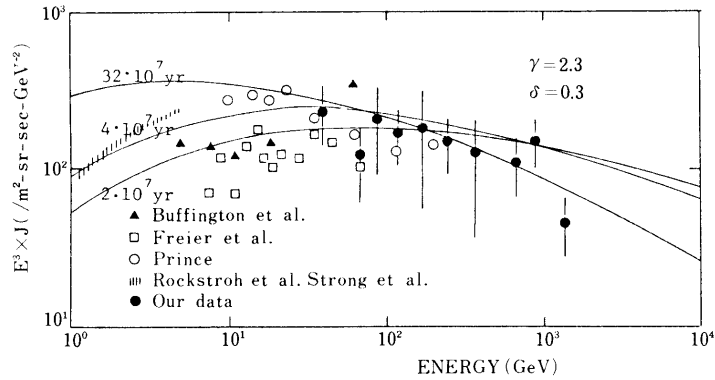


図3. 実線は拡散モデルを使って計算した電子のスペクトラム

なお10 GeV以下の斜線で示したデータは、銀河電波の解析から推定した電子強度の値である。(文献[4])

この図からわかる様に $T_0 = 2 \sim 4 \cdot 10^7$ 年に対して一応のよい一致が見られる。しかしこれらの期待値に対して1000~2000 GeVの電子強度は 2σ 程度低い値を示している。

$T_0 = 32 \cdot 10^7$ 年をとると10 GeV以上に対してよい一致が見られるが、1 GeV附近ではよい一致が見られない。 γ として2.7程度をとり $T_0 = 2 \sim 4 \cdot 10^7$ 年をとっても高エネルギー領域での一致はよくなるが、低エネルギー領域での一致は望めなくなる。

1000 GeV程度以上の電子強度が減少する原因として考えられるのははじめの章で述べたが、ここでは一例としてNested Leaky Boxモデルの場合について考察することとする。宇宙線中の重粒子の通過物質質量に関連して似た様な考察が文献2でWolfendaleやWebber等によってなされている。彼等の計算の結果によると100 GeV以上の電子は急激に減少して観測データとは一致しない。しかしこの種の計算結果はモデルの詳細に大変依存している。それは地球に到来する電子は源附近ではエネルギーが極めて高く、源近傍の強い磁場の領域にごく短時間しか存在しないことなども考えられるからである。ここでは電子源の附近で

$$T_1 = 2 \cdot 10^6 (E/10)^{-\delta} \text{年}$$

源を出てから銀河内で

$$T_2 = 2 \cdot 10^7 (E/10)^{-\delta} \text{年}$$

の平均寿命をもつモデルを考える。ここで示した T_1 は源近傍での電磁場の状況が銀河内一般の電磁場と同じ値をもっている時に相当する値である。実際には源近傍の磁場は強いので例えば $5 \cdot 10^{-4}$ ガウスと仮定すると、磁場のエネルギーは

$$\frac{B^2}{8\pi} \approx 10^4 \text{ eV/cc}$$

となる. 上に述べた $T_1 = 2 \cdot 10^6$ 年はこの場合

$$2 \cdot 10^6 \text{年} / 10^4 = 200 \text{年}$$

に対応することとなる.

電子の発生スペクトラムとしては低エネルギー領域の電子のスペクトラムに合う様に $1 / E^{2.2} dE$ をとることとする.

計算の結果は第4図に示した. $\delta = 0.2 \sim 0.4$ 程度の所で実験データとの間に一応のよい一致が見られる.

1000 GeVを越す電子の観測は世界的に見ても我々の実験だけで, 又ここ当分他のグループからもデータが出される可能性はすくない. 現在すでに露出したチェンバーの解析により若干の統計量の増加が期待できるが, 更に抜本的に大露出量を確保する方策を考えたい. この様な高エネルギー領域の電子スペクトラムは, 低エネルギー領域での銀河伝播の問題と異なり, 宇宙線の源の状況を反映しており, 他の観測では得られない情報をもたらされるからである.

Appendix. Nested Leaky Box の場合の電子スペクトラム

電子が源で発生した時のスペクトラムを

$$\frac{dE}{E^r} \tag{A \cdot 1}$$

とおき, 源近傍にとらえられている平均寿命を

$$T_1 = \tau_1(E)^{-\delta} \tag{A \cdot 2}$$

とおく, 源近傍にとらえられている電子スペクトラムは Silverberg の解 (文献 [6])

$$J_1 = \frac{1}{E^r} \int_0^{1/b_1 E} (1 - b_1 E t)^{-r-2} e^{-\frac{1-(1-b_1 E t)^{1-\delta}}{\tau_1(1-\delta)b_1 E}} dt \tag{A \cdot 3}$$

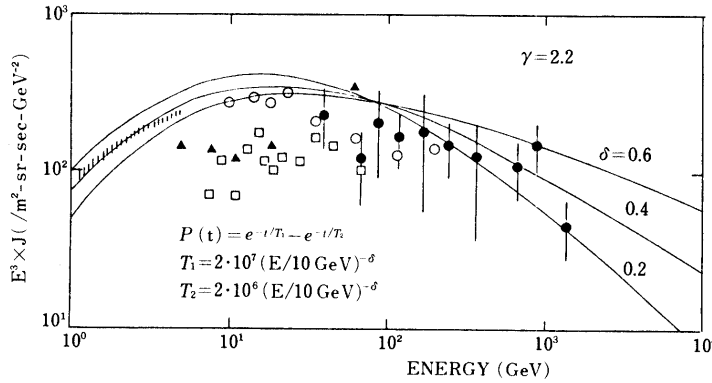


図4. Nested Leaky Box モデルによる計算

で与えられる。ここで b_1 は源近傍でのシンクロトロン及び逆コンプトンによるエネルギー損失をあらわすパラメータである。次にこの源近傍から漏れ出した電子が銀河内で観測される電子の源となる。漏れ出す確率は滞在時間 T_1 に逆比例するので銀河内への電子の発生スペクトラムは J_1 / T_1 に比例する。

銀河内での平均滞在寿命を

$$T_2 = \tau_2(E)^{-\delta}$$

とおくと地球で観測される電子のスペクトラムは再び Silverberg の解

$$J = \frac{1}{\tau_1 E^\delta} \int_0^{1/bE} (1-bEt)^{r-2} J_1 \left[\left(\frac{1}{E} - bt \right)^{-1} \right] e^{-\frac{1-(1-bEt)^{1-\delta}}{\tau_2(1-\delta)bE}} dt \quad (\text{A} \cdot 4)$$

で与えられることとなる。

この計算は J_1 がすでに積分を含み大変複雑であるので、具体的には次の様にして行った。

(A・3) の解が低エネルギー領域

$$E \ll \frac{1}{bT_1}$$

では $J_1 \approx \frac{1}{E^{r+\delta}}$

高エネルギー領域

$$E \gg \frac{1}{bT_1}$$

では $\frac{1}{E^{r+1}}$

であることに着目する。(A・3) の数値積分の結果を

$$J_1 = \frac{1}{E^{r+1}} \frac{1}{1 + a \left(\frac{1}{E} \right)^{1.1(1-\delta)}}$$

と近似する。 r 及び τ_1 が与えられた時 a に適当な常数をとるとこの近似式はエネルギー及び δ の可成り広い範囲にわたってよい近似であることがわかった。

次にこの式を (A・4) に代入し

$$J = \frac{1}{E^{r+1+\delta}} \int_0^{1/bE} (1-bEt)^{r-\delta-1} \frac{e^{-\frac{1-(1-bEt)^{1-\delta}}{\tau_2(1-\delta)bE}}}{1 + a(1-bEt)^{1.1(1-\delta)}} dt$$

を数値積分により答を求めた。

Nested Leaky Box の場合の解の性質は物理的に次の様な性質をもっている。すでに述べた様に源近傍にとらえられている電子のスペクトラムは

低エネルギー側では

$$\frac{1}{E^{r+\delta}}$$

高エネルギー側では

$$\frac{1}{E^{r+1}}$$

である。銀河内に漏れ出す確率をかけて銀河内で観測される電子の源としては

低エネルギー側では

$$\frac{1}{E^r}$$

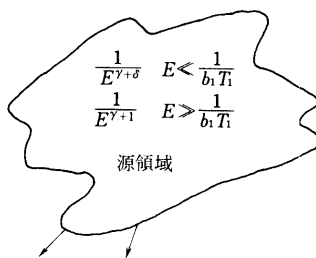
高エネルギー側では

$$\frac{1}{E^{r+1-\delta}}$$

となる。高エネルギー側では一旦源近傍でエネルギーを失ってスペクトラムの巾は1だけ上るが、銀河内に漏れ出しやすいために巾が δ だけゆるみ、結果的に $1-\delta$ の巾となる。 $\delta=1$ の場合にはスペクトラムは全く変わらないことになり、高エネルギー側での電子強度の減少はおきないことになる。この関係を図に示したのがA-1図である。

源での電子スペクトラム： $\frac{1}{E^r}$

源での平均寿命： $T_1 = \tau_1 (E)^{-\delta}$



$$\frac{1}{T_1 E^{r+\delta}} \sim \frac{1}{E^r} \quad E < \frac{1}{b_1 T_1}$$

$$\frac{1}{T_1 E^{r+1}} \sim \frac{1}{E^{r+1-\delta}} \quad E > \frac{1}{b_1 T_1}$$

A-1 図

参 考 文 献

- [1] J.Nishimura 他 A.P.J. **238**, 394 (1980)
J.Nishimura, M.Fujii and T.Taira Proc, 16th, I.C.R.C. **1**, 478, (1979)
- [2] M.Giler 他 J.Phys.G. **4**, 269 (1978)
W.Weber 他 Proc, 16th I.C.R.C. **1**, 495 (1979)
- [3] J.Nishimura 他 Proc, 17th I.C.R.C. **2**, 89, (1981)
- [4] D.Muller and J.Tang Proc 17th I.C.R.C. **2**, 93 (1981)
- [5] J.Rockstroh and W.Webber A.P.J. **224**, 677 (1978)
A.Strong and A.Wolfendale J.Phys.G. **4**, 1793 (1978)
- [6] R.Silverberg and R.Ramaty Nature, **243**, 134 (1973)