

# 半導体検出器による重一次宇宙線の測定

道 家 忠 義\*

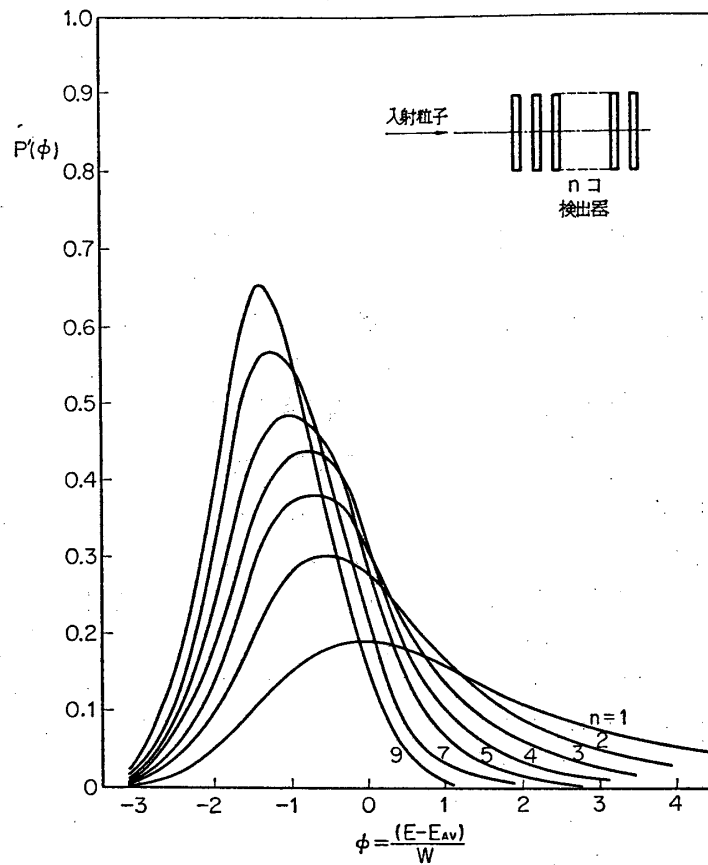
## 1. ま え が き

従来、重一次宇宙線の核種別測定には情報量の豊富な原子核乾板が主として利用されてきた。しかしその使用には高空での飛しょう後に必ず回収せねばならぬという欠点が伴う。特に人工衛星のように長時間の高空飛しょうは可能であっても、その回収が容易でない場合にはこの欠点は致命的である。そこで核種の弁別については原子核乾板に匹敵する性能を持ちかつ得られた情報をテレメータにより直接地上に送り得るような測定器の出現が期待されている。このような要求に対しシンチレーション・カウンターやチェレンコフ・カウンターは自己のエネルギー分解能が悪いため適当ではない。ここに述べる半導体検出器による核電荷弁別装置は小型で簡便であると共に核電荷の分解能では原子核乾板にまさるとも劣らぬ性能を持ち、将来人工衛星に搭載して重一次宇宙線の測定に使用するために考えられたものである。またその予備実験として 41 年度に気球によるテスト実験を行なうことを予定している。

## 2. 核電荷弁別の原理

重一次宇宙線の核電荷の弁別については日本近辺における宇宙線の地表への入射エネルギーの下限が約 5Gev/nucleon であることからそれ以上の粒子に対してのみ核電荷が区別できればよい。そこで相対論的エネルギー領域では阻止能 ( $dE/dx$ ) が入射粒子の核電荷 ( $z$ ) の自乗に比例すると共にあまりエネルギーに依存しないことを利用して核電荷を区別することが可能である。薄肉の検出器に高速重荷電粒子を入射させれば一応  $dE/dx$  に比例した出力が得られるが核電荷弁のためにはその検出器からの出力パルスの波高分布の拡りが相隣る核電荷の粒子による平均の出力パルス ( $\propto zdE/dx$ ) の間隔より小さくなければならない。またそれほど大きくはないのが相対論的エネルギー領域における  $dE/dx$  の増加のための波高分布の重りの少ないことを必要な条件の一つである。薄肉の半導体検出器における高速粒子通過の際の  $dE/dx$  の“ゆらぎ”はいわゆる Landau の“ゆらぎ”でその出力波高分布の拡りの大部分を占める。そのため単一の検出器による核電荷の分離が可能なのは  $z \sim 9(F)$  まででしかも  $dE/dx$  分布が高エネルギー領域まで尾を引いているのでかなりの重りがある。そこでいくつかの薄肉の半導体検出器を図 1 の右上に示すように入射粒子に対して縦に並べ、粒子の入射に際して生ずる各検出器の出力パルスの内常に最小のものを選ぶようにすれば Landau 分布の高エネルギーの尾は急激に減少し、波高分布の半値幅は単一の場合の 1/2 程度に減ることとなる。半導体検出器自身の分解能はきわめて良好なため Landau 分布の幅が減っ

\* 東京大学原子核研究所



でもなおかつあまり問題とはならない。このような方法で  $z \sim 20$  (Ca) までの核電荷を分離することが可能である。また重一次線も一次宇宙線の主成分である陽子の高エネルギーにおけるエネルギー分布と同様  $Ei^{-2.5}$  に比例するとすれば、そのエネルギー分布はいずれも地球磁場による切断エネルギーの近辺で最高となり、高、低いずれのエネルギー領域に対しても急激に減少するはずである。したがって重一次線に対しては  $dE/dx$  の高エネルギー部における相対論的上昇や低エネルギー部における変化はあまり問題とはならない。また検出器間の多くのコインシデンスをとるためバックグラウンドはきわめて少ないと考えられる。ただ地磁気による切断エネルギー以下のアルベド的重粒子の寄与が問題であるが、これは無視できぬとしても種々の工夫により取り除くことは可能である\*。ここではかかる半導体検出器テレスコープに関して今まで行なわれた性能の解析と共にテスト実験の実施計画について述べる。

### 3. 半導体検出器テレスコープにおける核電荷分解能

半導体検出器テレスコープの核電荷分解能は  $dE/dx$  についての Landau の“ゆらぎ”による寄与、斜め入射による  $dE/dx$  の広りの寄与、電氣的雑音レベルの寄与から成る。

\* たとえばチェレンコフ・カウンターを用いて  $\beta$  を選ぶことにより比較的遅いアルベド重粒子を除くことができる。

① Landau の“ゆらぎ”による寄与, Landau の“ゆらぎ”による  $dE/dx$  の広りは図1の  $n=1$  の分布に相当する. ここで  $E$  は検出器内のエネルギー損失,  $E_{Av}$  はその平均値, また  $W$  は次式で与えられる.

$$W = \frac{0.15Z}{\beta^2} \frac{z^2 x}{A} \text{ MeV} \quad (1)$$

ここで  $\beta$  は入射粒子の速度を光速で割った値,  $Z, A$  は検出器を構成する物質の原子番号, 質量数である. また  $x$  は  $\text{g/cm}^2$  で表わされた検出器の厚さである. このような分布が得られる条件は入射荷電粒子が物質を構成する電子に与える最高エネルギーを  $E_{\max}$  とすると

$$W/E_{\max} \ll 1 \quad (2)$$

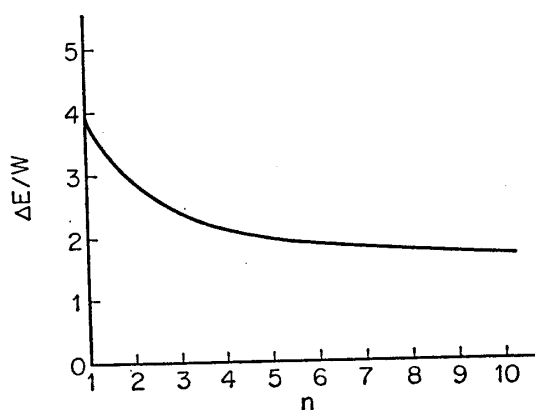
で与えられることで入射粒子のエネルギーが高く相対論的な領域にある場合にはその種類のいかんを問わず  $E_{\max} \approx \frac{2\beta^2}{1-\beta^2} \text{meC}^2$  で近似できるゆえ地磁気による切断エネルギー近辺の重粒子が入射する際の  $E_{\max}$  は約 25 MeV に相当する. いま1個の検出器の厚さを  $0.035 \text{g/cm}^2$ ,  $Z/A \sim 1/2$ ,  $\beta^2 \sim 1$ ,  $z \sim 26 (\text{Fe})$  とすれば  $W \approx 1.8 \text{MeV}$  となり, この厚さでは十分に (2) の条件を満足していることがわかる. この厚さは Si で約  $150 \mu$  に相当し, 表面障壁型で欠乏層が背面にまで達しているものにしては最も作りやすい厚さである. またこれによるエネルギー損失は  $z \geq 5$  に対して 1.5 MeV 以上で電氣的雑音レベル ( $\sim 50 \text{keV}$ ) に比し十分に大きい値である. 以後全て半導体検出器はこの厚さのものを使用するとして議論を進めることとする. (2) の条件が成立する場合の Landau 分布の半値幅は近似的に

$$\Delta E_L \cong 4W \quad (3)$$

で与えられる. これに対し  $n$  個検出器を縦に並べ荷電粒子の通過に際して発生する出力パルスのうち, 最小のものを選ぶようにした場合の波高分布は

$$p'(E) dE = np(E) \left[ 1 - \int_0^E p(\epsilon) d\epsilon \right]^{n-1} dE \quad (4)$$

となる. この式を用いて  $n$  をしだいに増していったときの分布の変化を図1に, その半値幅の変化を図2に示す. 図からわかるように  $n$  の増加に対し半値幅が急激に減少するのは  $n=4 \sim 5$  まででその値はほぼ  $2W$  (現在対象としている  $dE/dn$  の値に対して 7~8% の分解能) である. また  $n=5$  程度のテレスコープでは検出器をまとめて一体とした場合は  $z \leq 20$  ではなおかつ (2) の条件を満足するから Landau 分布がそのまま適用され分解能は悪い. この事実は最小パルス法によるテレスコープの有効性を物語っている.



第2図

②斜め入射による広がりによる寄与, 半導体検出器テレスコープに入射する荷電粒子のエネルギー損失は入射方向により異なりそのために  $dE/dx$  分布に広がりができる. 今その半導体検出器の直径を  $D$ , そのテレスコープの長さを  $L$  とすればその分布の半値幅  $\Delta E_L$  は簡

単な計算で求められ、次式で与えられる。

$$\Delta E_t = 0.4 \left( \sqrt{\left(\frac{D}{L}\right)^2 + 1} - 1 \right) E_{AV} \quad (5)$$

今斜め入射による広がりを Landau の “ゆらぎ” による幅 (ここでは上記のテレスコープを用いているとして  $2W$  と仮定する) に比べ十分小さくするため  $\Delta E_t/E_{AV}$  を 2% とすれば  $D/L \sim 1/3$  となり、そのときの有効立体角は約 0.3radian となる。

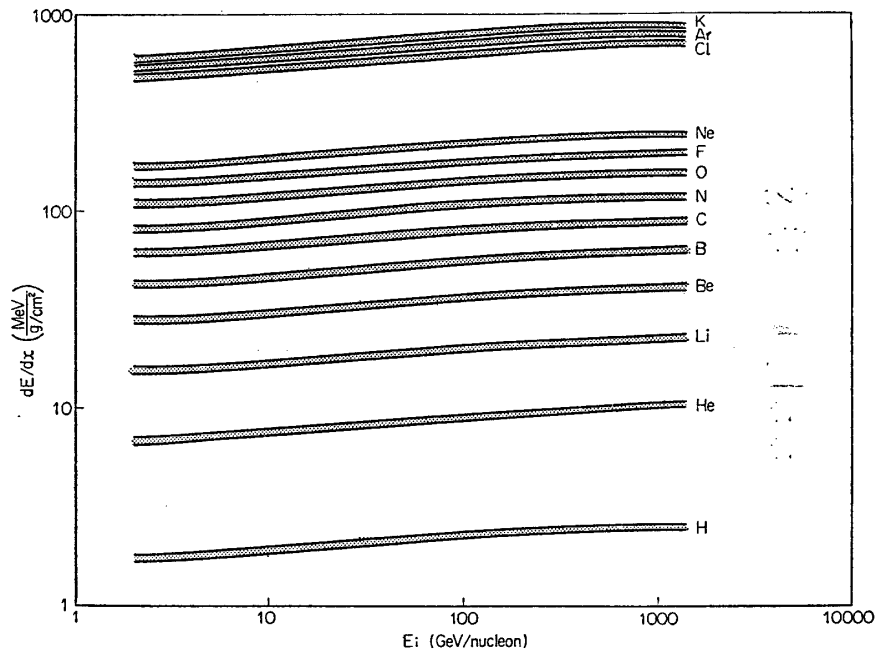
③電氣的雑音レベルの寄与 半導体検出器の電氣的雑音レベルを粒子エネルギーにして 100 KeV 以下にするのは比較的容易なのでいま仮りにその半値幅を 50 KeV と仮定し、それが Landau 分布の広がりに対して無視できるようにするためには検出器内のエネルギー損失が 2MeV 程度またはそれ以上であることが望ましい。いま  $150\mu$  の Si に対し 2MeV またはそれ以上のエネルギー損失を与える  $z$  の下限を求めると  $z=6(C)$  となる。

以上の各広がりの総和  $\Delta E_T$  は近似的に次式で与えられる。

$$\Delta E_T = \sqrt{\Delta E_L^2 + \Delta E_t^2 + \Delta E_n^2} \quad (6)$$

ここで  $\Delta E_n$  は MeV で表わされた電氣的雑音レベルのみによる半値幅である。

これまで検出器内のエネルギー損失の広がりを推定してきたのであるが、次に高速荷電粒子の  $dE/dx$  の核電荷による分離の程度を調べるために Sternheimer の阻止能の式 [1] を用いて陽子に対する  $dE/dx$  を求め  $dE/dx \propto z^2 f(\beta)$  なる近似から他の重荷電粒子のエネルギー損失を計算した結果を図 3 に示す。ここで各粒子のエネルギー損失曲線における幅は (6) 式より求められた  $\Delta E_T$  に相当するものである\*。図 3 からわかるように  $z \sim 20$  付近までの分離がこの方法の限界であると考えられる。もちろん  $z > 20$  に対しても大きなグループ別

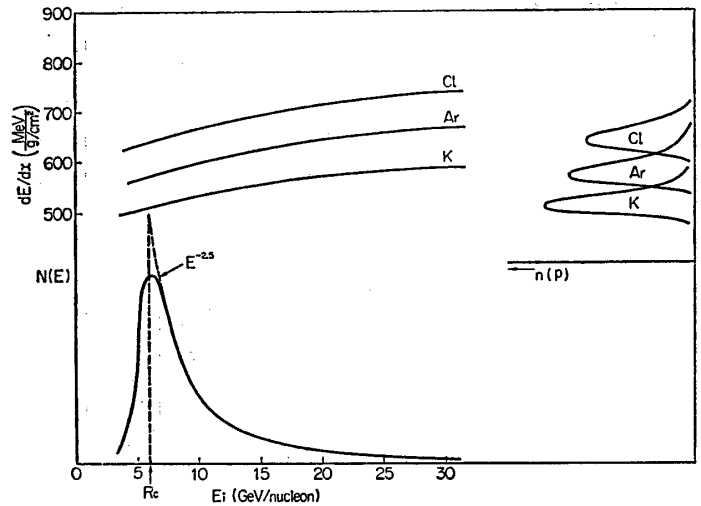


第 3 図

\*  $x$  は  $1g/cm^2$  として計算されているゆえ電氣的雑音レベルの寄与はほとんど無視されている。

の分離は可能であろう。また出力パルスを選び方をさらに検討すればそれらの分離をさらによくすることができるかも知れない。

一方重一次宇宙線のエネルギー分布を仮定したうえでの核電荷分離の模様を Ar( $z=18$ ) 付近について分析した結果を図 4 に示す。この重一次宇宙線のエネルギー分布は高エネルギー側では宇宙線の主成分である陽子と同様  $Ei^{-2.5}$  に比例するとし、低エネルギー側では切断



第 4 図

エネルギーとして約 6MeV を、また望遠鏡はすべて天頂を向くものと仮定して求めたものである。各重粒子束の強度を一樣とすれば得られる波高分布  $n(p)dp$  は図 4 の右上に示すようになり、一応の分離が  $z \sim 18$  近辺では可能であることがわかる。

### 3. 気球によるテスト実験

以上のごとき望遠鏡の性能は多くの仮定の上に乗っているもので、人工衛星に乗せる前になんらかの方法で予備的テストを試みる必要があり、そのため気球によるテスト実験を

第 1 表

SSD の 種 類	表面障壁型 Si 検出器
計数有効面積	20 cm <sup>2</sup> (2 cm <sup>2</sup> のもの 10 個)
計数有効厚さ	150 μ
計数有効立体角	0.3 ラデアン
$n$	5
電氣的雑音レベル	~50 keV
$z$ 弁別可能領域	5~20
計数指定値 飛しょう時間=10時間	
$z=6 \sim 10$	50 カウント 10/元素
$z=11 \sim 30$	15 カウント

数回行なうことを予定している。現在立教大学で多量に作り得る表面障壁型の半導体検出器の計数有効面積は約  $2\text{cm}^2$  で、これを5個並べたテレスコープを10組作り、全有効面積として  $20\text{cm}^2$  程度の装置を使用することを計画している。かかる装置による推定計数は飛しょう時間を10時間として  $z=6\sim 10$  に対し50カウント、 $z=11\sim 30$  に対して15カウントで、この程度の数が得られれば一応のテストにはなる。立大において現在計画されている半導体テレスコープの性能を表1にまとめてみた。またこれらテレスコープ以外に一次宇宙線の標準的なものとして陽子または He の強度を測定することが必要であり、そのため厚さ  $1\text{mm}\sim 3\text{mm}$  の Li drift 型半導体検出器を別にとりつけたいと考えている。バック・グラウンドの指定については現在検討中であるが比較的低エネルギーのアルベド的重粒子の寄与以外は一応無視できるものと考えている。

#### 参 考 文 献

- [1] Sternheimer, R. M.: Phys. Rev. 88, p. 851 (1952)