

# 固体飛跡検出器, X線フィルムおよび原子核 乾板による一次宇宙線中の超重核の測定\*

道家 忠義†・岡 本 肇†・柴 村 英 道†  
伊 藤 謙 哉†・柳 町 朋 樹†・宮 島 光 弘§  
遠 藤 有 声§・斉 藤 威″・永 田 勝 明#

## 1. 緒 論

一次宇宙線中に含まれる鉄以上の重荷電粒子の核電荷分布およびエネルギー分布の測定は、超新星に関連した宇宙線の発生源について重要な情報をもたらすとともに、それら宇宙線の伝播や年齢に関する新しい情報をわれわれに提供してくれる。さらに、かかる測定は、現在核物理学上の重要問題の一つとなっている 110 またはそれ以上の核電荷を持つ安定核種の検出の可能性をも含んでいる。しかし、10 年程前までは、鉄以上の重荷電粒子は一次宇宙線中にほとんど存在しないとされ、真剣にその測定を企図するものはなかった。ところが 1965 年 Fleischer, Price, Walker らが、隕石中の重荷電粒子の飛跡から、一次宇宙線中の鉄に対する核電荷 30 以上の重荷電粒子の存在化の推定を行なってから [1], それが刺激となって一次宇宙線中の重荷電粒子の直接の測定が試みられるようになった。はじめ、原子核乾板による重荷電粒子の検出が Fowler らによって行なわれていたが [2], Price, Walker グループが重荷電粒子の飛跡検出用に大面積のプラスチック・フィルムを使用するにおよんで [3], 一次宇宙線中の超重核の測定は彼らの独壇場となった。彼らは何れも大型気球を用いて検出器を高空に飛ばし、その飛ばし時間と検出器の面積との積は既に  $3,000 \text{ hr} \cdot \text{m}^2$  にも達している [4]。しかし、彼らは全て比較的高緯度で測定を行っており、その粒子のエネルギーのほとんどは  $2 \text{ GeV/nucleon}$  以下で、そのため重荷電粒子の速度 ( $\beta=v/c$ ) を明確に抑えない限り核電荷  $Z$  の精度よい決定はできない。事実、粒子速度の不明確さのゆえに  $Z=76 \pm 4$  の粒子を  $\sim 113$  と見間違えたことさえあった [4]。そこで、Price らは粒子の速度を決定するため、プラスチック・シートを何十枚も積み重ね、各シートの飛跡に沿ったエッチング速度（これは後述するようにある種の粒子のエネルギー損失のみの関数である）の変化を測定できるようにしたり、Cerenkov 光の放射体の両面を高感度の写真乳剤で挟んだいわゆる “Cerenkov film” の使用を試みたりしている。しかし、このような  $\beta$  推定の努

\* 宇宙研特別事業費による研究論文

† 早稲田大学理工学研究所

‡ 立教大学理学部

§ 高エネルギー物理学研究所

″ 東京大学原子核研究所

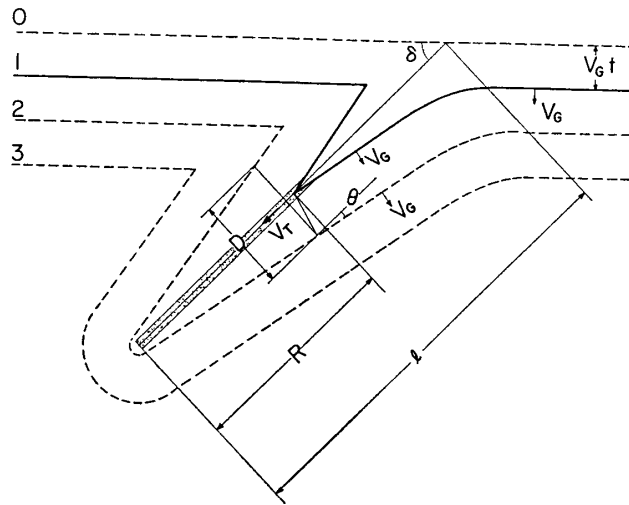
# 玉川大学工学部

力がなされたのは 1970 年以後であり、したがってそれ以前のデータにはかなりの吟味が必要である。その後、 $65\text{ m}^2$  の有効面積を持つ検出器の気球による飛しょう実験が試みられたがその回収に失敗している [4]。このような実験を日本のような低緯度のところで行なった場合、地磁気による cut off は  $\sim 5\text{ GeV/nucleon}$  ( $\beta=0.98$ ) で、プラスチック・飛跡検出器での核電荷決定に際し、ほとんど  $\beta$  の推定を必要としないという利点がある。もちろん、重荷電粒子の強度は cut off energy の増加とともに減少するが、 $\beta$  の推定を必要としないのでプラスチック・飛跡検出器自身その枚数を少くし、その分だけ有効面積を広げることが可能である。特に最近 Price らにより指摘されているように、 $Z>60$  の重荷電粒子のエネルギー分布が鉄以下のそれと著しく異なり、エネルギーの増加とともに急速にその強度が減少することが事実であれば平均エネルギー  $5\sim 6\text{ GeV/nucleon}$  の超重核の強度の測定はかなり重要なものとなる。われわれは、検出器の重量をより軽くするために原子核乾板を X 線フィルムに代えることを試みるとともに、超重核による X 線フィルム中の飛跡における黒化度の空間分布からその速度の推定を行なうことを企図している。ただ日本においてプラスチック・飛跡検出器を使用する場合に問題となるのはその較正の方法である。米国では  $\sim 10\text{ MeV/nucleon}$  までの重イオンの加速器があり、それらを使用して得られたデータから高エネルギー重荷電粒子の核電荷の較正を行なっている。しかも、使用するプラスチック・フィルムはその製造工程によってもその飛跡検出器としての特性が変わるので、毎回使用せるフィルムの較正を行なう必要がある。有効な重イオン加速器のない日本においても何らかの方法でプラスチック・フィルムの較正を手軽に行なえるようにしなければ、以上のような実験を試みることは困難となる。そこで、われわれはプラスチック・フィルムの較正の一つの方法として核分裂片の利用を試みその実用化に成功した [5]。また、理研の重イオン加速器を利用して載いて X 線フィルムで十分相対論的速度領域にある鉄以上の重荷電粒子を検出することが可能であることを確めた上で [6]、予備実験として 1971 年 9 月  $10\text{ m}^2$  の有効面積を持つプラスチック・フィルム + X 線フィルム + 原子核乾板のスタックを気球で高空に飛しょうさせその回収に成功した [6]。ここではプラスチック・フィルムや X 線フィルムの重荷電粒子に対して行なわれた基礎実験と予備実験の結果について報告するとともに本年 5~6 月に予定されている本実験の計画についても述べたい。

## 2. 基礎実験

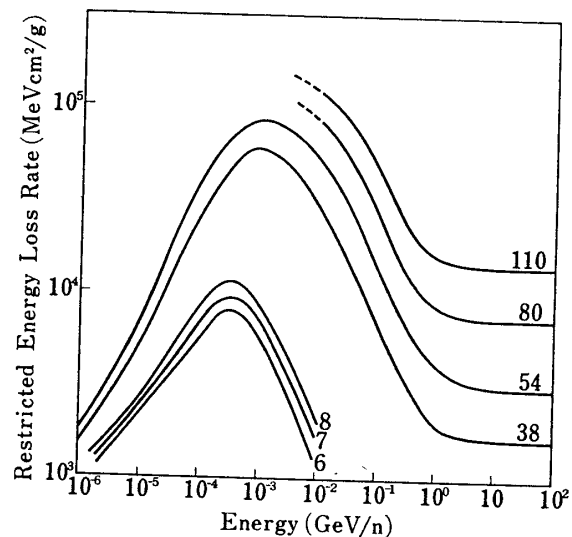
### 2.1 固体飛跡検出器の核分裂片による較正

高速重荷電粒子がプラスチック・フィルムを通過する場合、その飛跡に沿ってある程度以上のエネルギーが付与されるとそこに直径  $50\text{ \AA}$  程度の飛跡が形成される。これを苛性ソーダ溶波に浸すとそのプラスチック・フィルムは次第に浸蝕されるが、特に飛跡に沿った浸蝕作用が著しく、第 1 図に示すような円錐状の穴が形成される。その円錐先端の飛跡に沿った浸蝕速度 (エッチング速度)  $V_T$  はその飛跡に沿って付与されたエネルギーのみの関数として与えられる。飛跡に沿った単位長さ当たりの問題となるべきエネルギーを求めるには付与されたエネルギーの空間分布を知らねばならない。しかし、その計算はそう簡単ではない。そのため Price, Fleischer, Walker らは  $\delta$  線の寄与を無視したいわゆる “primary ionization”



第 1 図

をそのよりよき目安としている [1]. 一方, Benton, Nix らは 1 keV までの  $\delta$ -線の寄与をも含めた “restricted energy loss” (REL) の使用を提唱している [8]. われわれは, プラスチック・フィルム中での飛跡生成の過程から考えて, 当然  $\delta$  線の寄与を重視すべきであるという観点と実験値と合わせるべき任意常数が考慮すべき  $\delta$  線の上限のみであり, それは既に Benton Nix により 1 keV として与えられ, それを用いて直接計算から求め得るという観点から REL を使用することとした. 第 2 図はプラスチック・フィルムにおける各重荷電粒子に対する REL のエネルギー変化を示す. これらは重荷電粒子のエネルギー  $E$  が 10 MeV/nucleon\* 以上の粒子に対しては



第 2 図 プラスチック・フィルム (Poly-carbonate) の各種重イオンに対する REL のエネルギー変化 (この計算において粒子の質量数としては most probable なものを仮定した)

$$\text{REL} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\omega < \omega_0} = \frac{2\pi n Z_{\text{eff}}^2 e^4}{m c^2 \beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{I^2}{2m c^2 \beta^2 \gamma^2 \omega_0} \right) - \beta^2 - 2 \left( \frac{C}{Z} \right) - \delta \right\} \quad (1)$$

を, 10 MeV/nucleon 以下の粒子に対しては

$$\text{REL} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{total}} - \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\omega > \omega_0} \quad (2)$$

\*  $C/Z$  に Barkas, Berger の式 [9] を使用するときの条件から (1) 式の適用限界としてこのエネルギー値が選ばれた.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\omega>\omega_0} = \frac{2\pi n Z_{\text{eff}}^2 e^4}{mc^2 \beta^2} \left\{ \ln \left( \frac{\omega_{\text{max}}}{\omega_0} \right) - \beta^2 \right\} \quad (3)$$

から計算されたものである [8]. ここで  $n$  は阻止物質の電子密度,  $Z_{\text{eff}}$  は入射重荷電粒子の有効電荷,  $e, m$  は電子の電荷と質量,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $I$  は阻止物質の平均励起エネルギー,  $C/Z$  は内殻補正の項,  $\delta$  は密度効果に対する補正項,  $\omega$  はたたき出された電子 ( $\delta$  線) のエネルギー,  $\omega_0$  は考慮されるべき  $\delta$  線のエネルギーの上限すなわちここでは 1 keV,  $\omega_{\text{max}} = \{2\beta^2 / (1 - \beta^2)\} mc^2$  である. また, プラスチックの  $I$  としては 69.5 eV なる値を\* [8]  $C/Z$  としては Barkas, Berger の式を [9],  $\delta$  としては Sternheimer の Lucite に対する値を [10],  $Z_{\text{eff}}$  としては Pierce, Blann によって示めされた  $Z_{\text{eff}} = Z[1 - \exp(-130\beta/Z^{2/3})]$  なる式を使用した [11]. また 10 MeV/nucleon 以下の粒子に対する  $(dE/dx)_{\text{total}}$  としては Endo, Doke の方法によって得られた値を使用している [12].

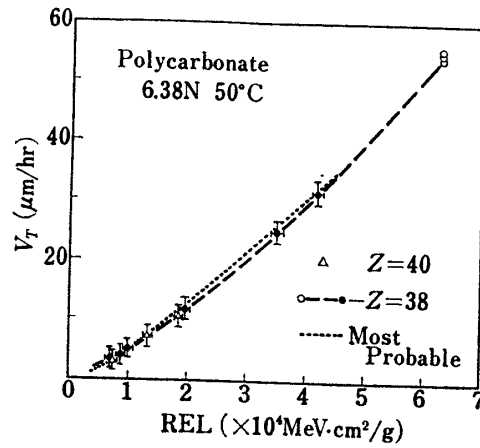
いま核種のわかった重荷電粒子の飛跡に沿ったエッチング速度  $V_T$  の残留飛程に対する変化が測定され, かつ, その物質中での飛程 - エネルギーの関係がわかっている場合, その測定結果から第 2 図の REL- $E$  の関係を用いて REL に対する  $V_T$  の変化を求めることができる. 前述のごとく, 日本には窒素以上の重イオンを数 MeV/nucleon までに加速する装置はなく, したがって加速器によっては REL の大きな領域における  $V_T$ -REL 曲線 (これを較正曲線と称する) を得ることはできない. そのため, われわれは, 各プラスチック・フィルムに対する較正曲線を得るために熱中性子による核分裂片を利用することを試みた [5]. そのためには, まず, 核分裂片の核種の決定を行なはなければならない. その方法としては, 次の二通りがある. 一つは同一の条件の下にエッチングした核分裂片の飛跡の長さに対する分布をとり, そこに現われる二つの山のピークはそれぞれ核分裂片の most probable mass に相当するとし, その核電荷  $Z$  を 38 と 54 と仮定して解析する方法である. もう一つは, 予め反対方向に放出された一対の核分裂片のエッチング速度を測定しておき, 最終段階で両者の飛程  $R_L, R_H$  を測定すれば次の二つの関係から両者の質量数  $A_L, A_H$  を決定することができる [5].

$$\frac{R_L}{R_H} = \left( \frac{A_H^*}{A_L^*} \right) \left( \frac{A_L}{A_H} \right)^{1/3} \quad (4)$$

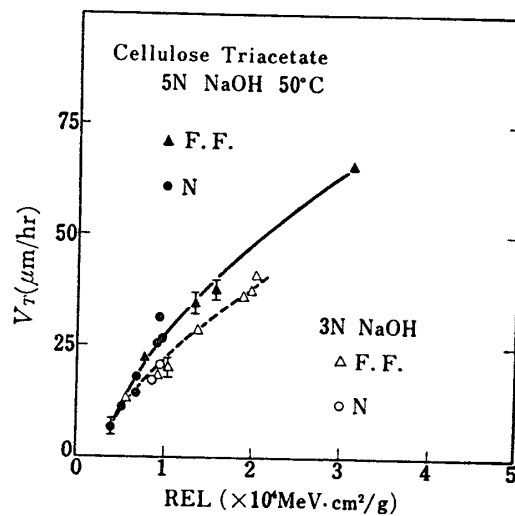
$$A_0 = A_H^* + A_L^* \quad (5)$$

ここで,  $A_0$  は核分裂物質の質量数,  $A_H^*$  および  $A_L^*$  は prompt neutron 放出前のそれぞれの核分裂片の質量数である. prompt neutron の放出数は Terrell によって与えられており [13], また, 一定の質量数の核分裂片での most probable な核電荷は  $Z = 33 \sim 41$  および  $51 \sim 59$  の範囲内できわめて良い比例関係にあるので [14], 上で得られた質量数からその関係を用いて核分裂片の核電荷を決定し, それに基づいてエッチング速度を REL に対して較正することができる. この方法自身に起因する核分裂片の質量数と核電荷の決定の精度は  $|4A| \leq 2$ , したがって  $|4Z| \leq 1$  である. これにさらに飛程の測定誤差が加わり, 実際上の

\* これは polycarbonate の値である. 例えば cellulose nitrate に対しては 81.1 eV を使用しなければならないが, この程度の差では REL にそれ程大きく影響しないので, 第 2 図では polycarbonate の値をもってプラスチック・フィルムを代表させた.



(a)



(b)

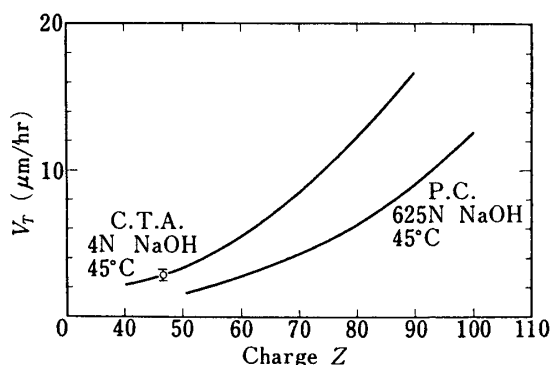
第3図 Polycarbonate および cellulose triacetate  
の  $V_T$ -REL 曲線

核種決定上の誤差は  $|\Delta A| \sim 4$ ,  $|\Delta Z| \sim 2$  程度と考えられる。第3図 (a) にかくして得られた polycarbonate の  $V_T$ -REL 校正曲線の1例を示す。図中の点線は most probable fragments を使用して得られた校正曲線で、上記の方法によって得られた結果ときわめてよく一致している。図から明らかなように、polycarbonate に対して核分裂片を用いて校正できる REL の範囲は  $0.5 \sim 7 \times 10^4 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$  で、相対論的速度領域での超重核に対する校正法としてはきわめて十分である(第2図参照)。また、第3図 (b) は most probable fragments

と理研のサイクロトロンで加速された窒素イオンとを用いて得られた cellulose triacetate の校正曲線である。いずれも同じ条件の下では実験誤差の範囲内で同一曲線上に乗っている。使用された窒素イオンのエネルギーは  $4.8 \text{ MeV/nucleon}$  で、明らかに第2図の REL の山のピークよりも高エネルギー側にある。一方、核分裂片のエネルギーは軽い核で  $1.05 \text{ MeV/nucleon}$ 、重い核で  $0.50 \text{ MeV/nucleon}$  でいずれも REL のピークより低エネルギー側にある。したがって、第3図(b)における校正曲線の一致は、REL がエッチング速度に対するきわめてよいパラメータであることを示めている。

以上は基礎実験の際に使用した polycarbonate と cellulose nitrate に関する校正曲線であるが、実際に予備実験において使用されたものとの間にかなりの特性の差が見出された。これはおそらく製造工程の差に基づくポリマーの重合度の違いによるものであろう。いずれにしろ、新しいプラスチック材料に対しては適当なサンプリングにより、常に校正曲線を確認しておく必要がある。第4図は予備実験において用いられた polycarbonate と cellulose nitrate の相対論的速度領域（ここでは日本における cut off energy から  $5 \text{ GeV/nucleon}$  以上のものを考えた）にある重荷電粒子の核電荷に対する  $V_T$  の校正曲線を示す。第2図からわかるように  $5 \text{ GeV/nucleon}$  以上では REL は  $\beta$  にほとんど依存せず、したがって核電荷の決定にあたって  $\beta$  の情報を必要としない。

そのため校正曲線自身の誤差と  $V_T$  測定の誤差が核電荷決定上の誤差となるだけである。後者は飛跡も長く長時間かけて精度よく測定できるので校正曲線自身の誤差が最終的な核電荷決定の精度をきめることになろう。第4図に示めされた校正曲線の誤差に起因する核電荷決定の精度は  $Z$  の小さい所 (polycarbonate では  $Z \sim 60$ , cellulose triacetate では  $Z \sim 45$ ) で  $|\Delta Z| \cong 5$ ,  $Z$  の大きな所 (polycarbonate では  $Z \sim 90$ , cellulose nitrate では  $Z \sim 70$ ) で  $|\Delta Z| \cong 3$  程度と推定される。しかし、このような較



第4図 Polycarbonate (P.C.) および cellulose triacetate (C.T.A.) の  $Z$  に対する校正曲線

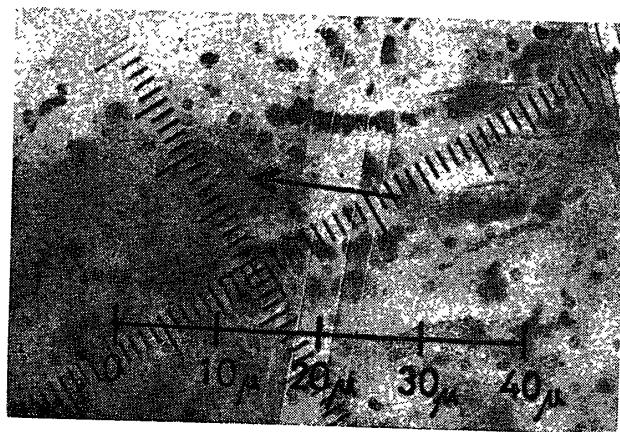
正曲線の誤差は測定点の増加とともに減少するはずで、核電荷決定の精度としては将来さらによくなる可能性はある。

## 2.2 X線フィルムにおける重イオンの検出特性と飛跡に沿った黒化確率の空間分布

前に述べたプラスチック・フィルムでは相対論的速度領域にある核電荷  $\sim 30$  以下の重荷電粒子を検出することはできない。したがって、しばしば、超重核の強度測定上の基準となる鉄付近の測定には他の検出器を用いなければならない。このような場合、よく原子核乾板が使用されるが、その価格が高いことおよび重量がかさむことなどを考慮して、われわれは、鉄グループの検出に X 線フィルムの使用を考えた。同時に、鉄以上の重荷電粒子に対しては、X 線フィルム上の飛跡の中からその核電荷の推定が、また、核電荷のさらに大きい超重核に対しては、その飛跡における黒化確率の空間分布の測定からその大略の速度の推定が可

能ではないかと考えた。これらの可能性を検討するため、手近にある重イオン線源 ( $\alpha$  線, 核分裂片, 数 MeV/nucleon の炭素イオンなど) を用いて X 線フィルムの重イオンに対する検出特性を求めるとともに、写真乳剤の飛跡生成機構に立脚した Katz, Kobetich の計算法 [15] に従って重イオンによる飛跡の黒化確率の空間分布を求めてみた。

X 線フィルムにおける重荷電粒子の検出感度についての明確な実験記録は今までのところどこにも出されていないようである。そこで、われわれは、AgBr 結晶の比較的小さい ( $\sim 0.7 \mu$ ) 高感度の RR 型 X 線フィルムに  $^{210}\text{Po}$  の  $\alpha$  線や Cf からの核分裂片を照射し、それら重粒子の飛跡の検出を試みたところそのいずれに対しても直線状ではあるが断続的な飛跡が生成されることを見出した。しかし、 $\alpha$  粒子の飛跡はその断続性のゆえに 1 個だけ単独に存在する場合にはおそらく飛跡として判断することは困難であろう。また、Cf からの核分裂片の飛跡は同一線源から放出される  $\alpha$  粒子の飛跡とは余り明確には区別できなかった。そこで、理化学研究所のサイクロトロンで加速された炭素イオンを RR 型の X 線フィルムに照射してその飛跡を調べたところから鮮明な飛跡を得ることに成功した。第 5 図は約 5 MeV/nucleon の炭素イオンを照射した場合の飛跡で、図の矢印はイオンの入射方向を示す。飛跡の幅は  $1 \mu$  程度では AgBr 結晶の大きさに相当し、入射部の電離損失の少い部分は  $\alpha$  粒子の場合と同様飛跡が断続的となっている。この事実は、低速荷電粒子により生成される X 線フィルム上の飛跡の幅は AgBr 結晶の大きさによってきまり、電離損失がある程度以上に達すれば連続的な飛跡を形成することを示めている。一方、高速重荷電粒子の場合にはさらにこれに粒子の通路に沿って放出される  $\delta$  線の寄与が加わり、その飛跡の幅が決まる。したがって、固体飛跡検出器の場合とは異なり、X 線フィルムの場合には低速重荷電粒子の結果をそのまま高速度領域に適用することはできない。そこで、われわれはまず連続体としての写真乳剤を考え、そこに入射せる粒子の通路に沿って放出される  $\delta$  線によってその周囲に付与されるエネルギーの空間分布を理論計算から求め、それから得られる飛跡幅に前述のような非  $\delta$  線的な電離作用によって決る飛跡幅 (AgBr 結晶の大きさによって決まる幅) を重畳し、高速重荷電粒子による飛跡幅を推定することを試みた。この場合、 $\delta$  線によって生ずる飛跡幅が AgBr 結晶の平均の大きさの倍以上あれば結晶の大きさによる影響はほ



第 5 図

とんど無視できる。かくして求められた飛跡の幅を相対論的速度領域にある鉄近辺の重荷電粒子（これらは原子核乾板を用いて  $|dZ|=2$  程度の精度で判定した）の実測幅で校正し、より重い粒子の核電荷の推定にその計算結果を利用することができる。また、同時に得られる黒化確率の空間分布から粒子速度の弁別についての検討が可能である。このような見地から、われわれがX線フィルムに対して行なった計算法は次のようなものである。

いま、重荷電粒子の通過に際して放出される  $\delta$  線によって、粒子の通路に沿って流出する単位長さあたりのエネルギーを  $E$  とすれば、その通路から  $t$  だけ離れたところで付与されるエネルギーの密度は、

$$E_d = (2\pi t)^{-1} \frac{dE}{dt} \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 $E$  は次式から計算される。

$$E = \int_{\omega_{\min}=I}^{\omega_{\max}-I} W(t, \omega, \theta) \eta(t, \omega, \theta) \frac{dn}{d\omega} d\omega \quad (7)$$

上式において、 $\omega$  は  $\delta$  線のエネルギー、 $W(t, \omega, \theta)$  はエネルギー  $\omega$  の  $\delta$  線が  $t$  だけ透過したときのエネルギー、 $\eta(t, \omega, \theta)$  はエネルギー  $\omega$  の電子が距離  $t$  まで透過する割合で、その電子の飛程を  $r$  とすれば次式から計算される。

$$\eta = [1 + \exp(-gh)] / \left\{ 1 + \exp \left[ g \left( \frac{t}{r} - h \right) \right] \right\} \quad (8)$$

$$\begin{cases} g = 9.2Z^{-0.2} + 16Z^{-2.2} \\ h = 0.63Z/A + 0.27 \end{cases}$$

上式で  $Z, A$  は乳剤中の平均の原子量と質量数である。また、 $dn/d\omega$  はエネルギー  $\omega$  と  $\omega + d\omega$  の間に入る  $\delta$  線の数、 $\omega_{\max}$  は  $\delta$  線の最大エネルギー、 $\omega_{\min}$  は飛跡生成に寄与する  $\delta$  線の最小エネルギー、 $I$  は平均の励起エネルギーである。実際の計算にあたっては、 $\delta$  線は飛跡に対し直角に放出されるものと仮定し、 $\delta$  線の飛程としては Weber によって与えられた式

$$r = A\omega \left[ 1 - \frac{B}{(1+C\omega)} \right] \quad (9)$$

$$A = 5.37 \times 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{keV}^{-1}$$

$$B = 0.9815$$

$$C = 3.1230 \times 10^{-3} \text{ keV}^{-1}$$

を使用した [16]。

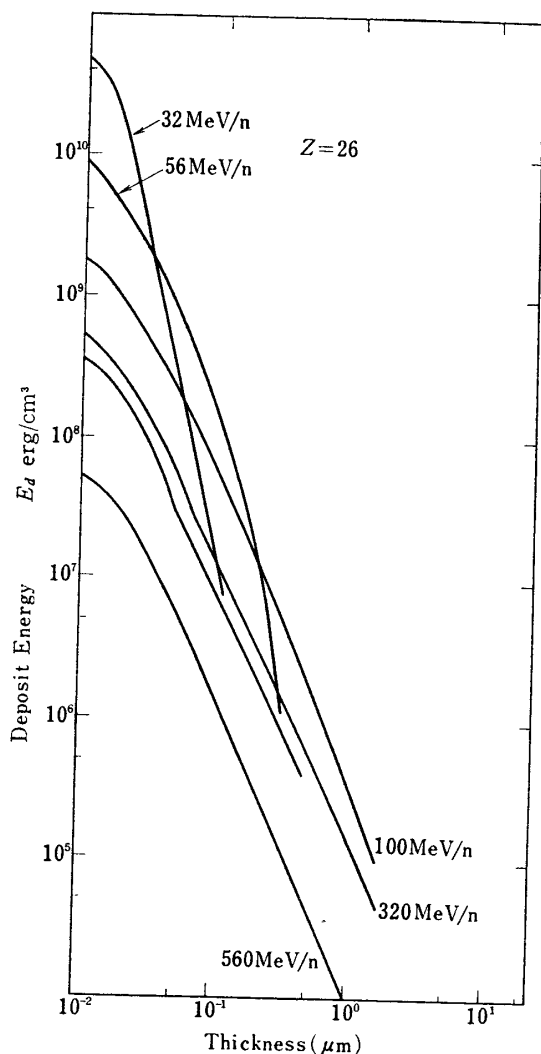
飛跡に沿った Ag 粒子による黒化確率  $P$  は one-hit-theory に従って次式から計算された。

$$P = 1 - \exp \left( -\frac{E_d}{E_0} \right) \quad (10)$$

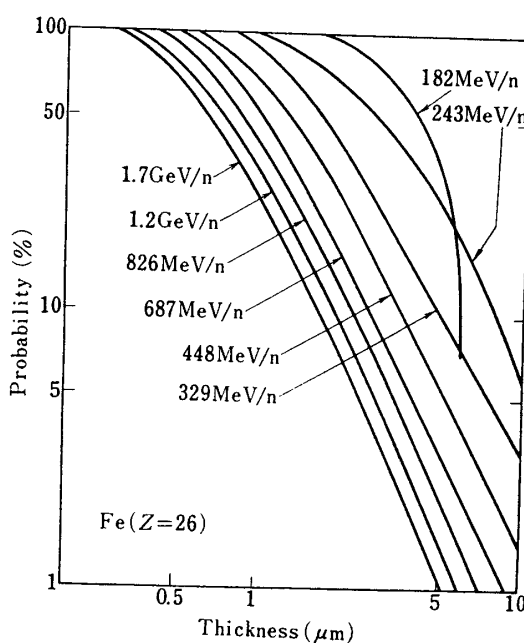
ここで、 $E_0$  は写真乳剤の銀粒子が現像後 37%(1/e) が黒化しないで残るところの  $\delta$  線により付与されたエネルギーの密度をあらわす。これらの計算において、 $A, Z, E_0$  として、Fuji ET 7A なる原子核乾板の値をそのまま使用した。

第 6 図はかくして計算された種々のエネルギーの鉄イオンに対するその飛跡周辺での  $E_d$



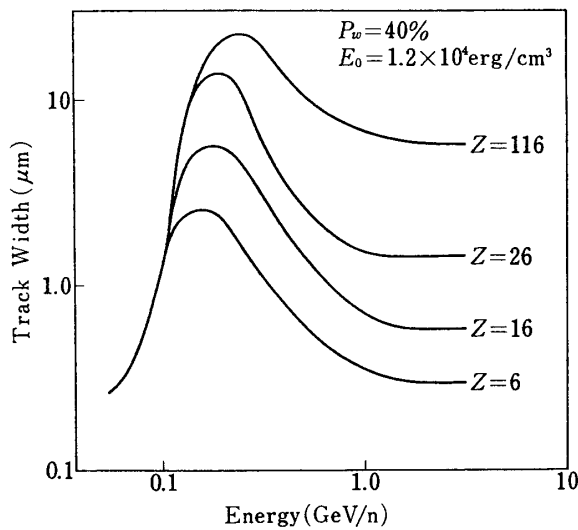


第 6 図 鉄イオンの飛跡における  
 $E_d$  の空間分布

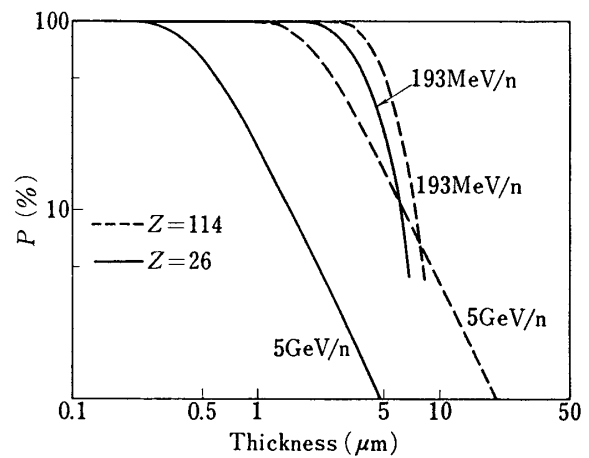


第 7 図 鉄イオン飛跡における  
黒化確率の空間分布

の空間分布を示す。第 7 図はかかる  $E_d$  の計算結果に基づいて (10) 式から得られた黒化確率の空間分布である。この分布から黒化確率 40% における広りを重荷電粒子の飛跡の幅として、種々の核電荷を持つ重荷電粒子に対する飛跡幅のエネルギー変化を求めた結果が第 8 図である。この場合の計算には AgBr 結晶粒子の大きさは ( $\sim 0.7 \mu\text{m}$ ) 考慮されていないが、相対論的領域における鉄イオンの飛跡の幅は既に  $\sim 1.5 \mu\text{m}$  もあり、その影響はせいぜい 10% 程度と推定されるので、かくして得られた  $Z \geq 26$  の重荷電粒子の飛跡幅は実測値のよりよき目安となろう。先に実測された炭素イオンの飛跡幅をこの “primary ionization” を無視した計算から推定すると僅か  $0.1 \mu\text{m}$  程度にすぎないということになる。このことは炭素イオンに対して観測された約  $1 \mu\text{m}$  の飛跡幅は正に “primary ionization” によるものであることを示めている。しかも、相対論的速度領域にある鉄イオンの飛跡幅がこの “primary ionization” による幅よりも大きいことは、これらの飛跡が X 線フィルムで十分観



第 8 図 各種荷電粒子の飛跡幅 ( $P_w=40\%$ ) のエネルギーに対する変化



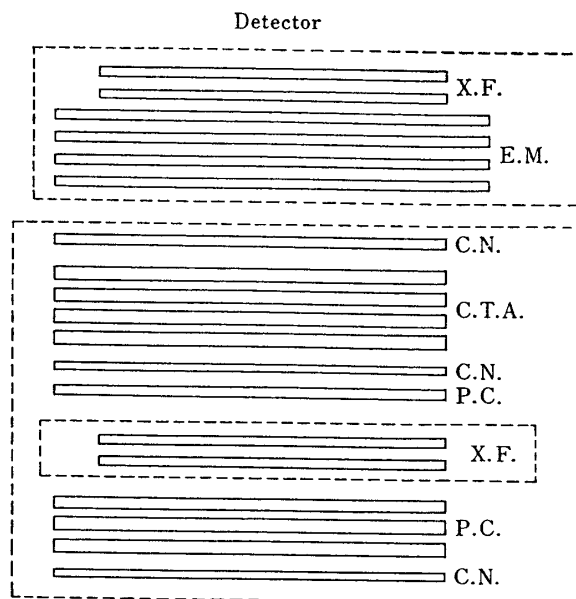
第 9 図 高速の  $Z=114$  粒子と低速の  $Z=26$  粒子による黒化確率の空間分布

測できることを示めている。また、第 8 図から容易に相対論的速度領域における核電荷対飛跡幅の関係が求まり、それを鉄付近の実測値と合わせることでその領域での核電荷の較正曲線を得ることができる。第 9 図は高速の  $Z=114$  の超重核と低速の鉄イオンとの飛跡における黒化確率の空間分布を示めたものである。予想されるごとく明らかに低速荷電粒子の飛跡中心からの距離に対する黒化確率の減少率は高速粒子のそれよりも遙かに急である。このように、黒化確率の空間分布に相当の差があるときにはその測定から両者を区別することは可能であろう。しかし、第 8 図からも容易に分かるように  $\beta > 0.4$  の粒子に対してこのような方法での速度の弁別は困難となろう。

### 3. 予 備 実 験

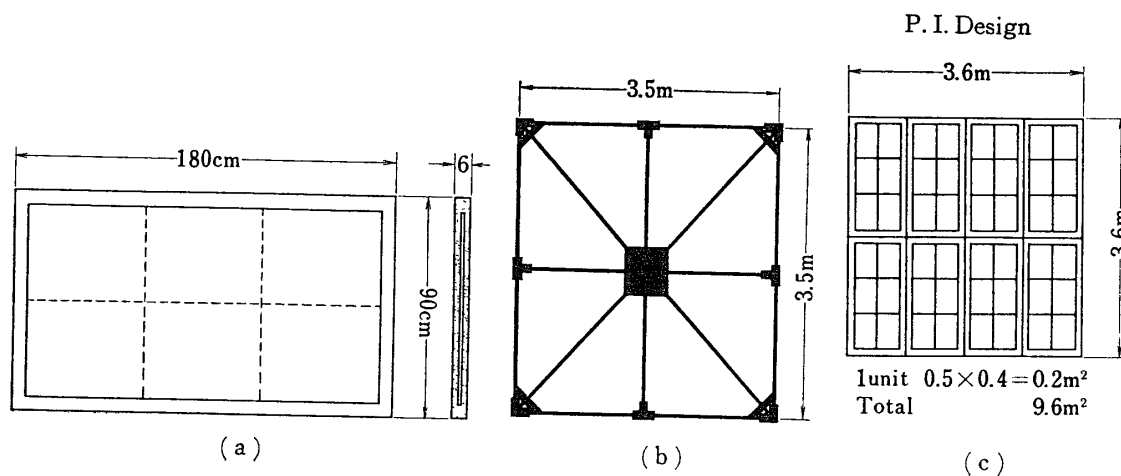
#### 3.1 観測器と気球飛揚の経過

以上の基礎実験に基づいて、一昨年予備実験として高空に飛揚された観測器の大きさは、使用された気球の大きさ ( $15,000 \text{ m}^3$ ) とその積載重量制限との関係から実効面積  $10 \text{ m}^2$  程度のものとなった。その検出部における構成を第 10 図に示す。主検出部は図の下部に示すような  $50 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$  の面積を持つプラスチック・フィルムと X 線フィルムとから成り、その内 X 線フィルムは遮光用の紙とアルミ箔から成る袋に、また全体は防水のためポリエチレン製の袋に真空包装された。プラスチック・フィルムの内 cellulose nitrate ( $90 \sim 110 \mu\text{m}$ ) は最上段、中段、最下段と 1 の枚ずつ置かれ、後述するようなアンモニア蒸気法により重荷電粒子の通過位置を決定するために使用された。また cellulose triacetate ( $250 \mu\text{m}$ ) 4 枚と polycarbonate ( $300 \mu$ ) 4 枚とはそれぞれ相対論的速度領域における  $Z \geq 40$  および  $Z \geq 60$  の重荷電粒子の核電荷を決定するためのものである。X 線フィルムは polycarbonate フィルムの間に挿入、その主力は Fuji-100 (小西六 RR type に相当) であるが一部に Fuji-200 (小西六 N-type に相当)、Fuji-150 をも使用した。これらのフィルム・スタックはホッチキスに



第 10 図 予備実験における検査部の構成

よって固定され、解体後でもそのフィルムの所属がわかるようにフィルムの縁に沿ってそれぞれのスタックによって異なる位置に幾つかの円孔があげられた。また、これらの孔は各フィルムの位置を合わせるためのものでもある。以上のようなプラスチック・フィルム+X線フィルムのスタック 48 組の外にそれらスタックとほぼ同面積の原子核乾板 Fuji ET 7 A (乳剤の厚さ  $100\ \mu\text{m}$ ) 4 枚と X 線フィルム 2 枚から成るスタック 2 組が第 10 図に示すように前記主スタックの上に置かれた。これらは原子核乾板において既に実用化されている荷電粒子弁別法によってスタックを通過せる重荷電粒子の核電荷を決定し、それに対応する X 線フィルム上の飛跡から得られる情報との間の相関を調べるためのもので、その有効面積は主スタック全体 ( $9.6\ \text{m}^2$ ) の僅か 4.1% である。

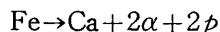


第 11 図 気球搭載機器

防水のポリエチレン製袋に真空包装されたスタックは 6 組ずつ第 11 図 (a) に示めすような 3 cm 厚の発泡スチロールの箱に収められ、それらが同図 (b) のようなジュテルミン製の枠の上に並べられた。その並び方を同図 (c) に示めす。かかる観測器の総重量は約 88 kg であった。これらは第 12 図に示すように気球に水平に取り付けられ、昭和 46 年 9 月 16 日 22 時 25 分東京大学宇宙航空研究所の三陸大気観測所から飛揚され、高度約 30.5 km (11 mb) で 7 時間 50 分の水平飛行後、宮古東方約 15 km の海上に降下させ、漁船での回収に成功した。その際の気球の飛しょう径路と飛しょう高度曲線を第 13 図 (a), (b) に示めす。

### 3.2 原子核乾板による X 線フィルムの校正

回収された原子核乾板と X 線フィルムの一部は海水に浸ったため現像後その部分が黒化し使用不能となったが大部分の X 線フィルムには支障はなかった。X 線フィルムの校正のために現在までにスキャンされた原子核乾板の面積は 550 cm<sup>2</sup> で、その内 50 cm<sup>2</sup> は一次宇宙線に含まれる鉄の強度を推定するために特に 100 倍の光学顕微鏡で丹念にスキャンされ、残りは単に観測事象の数を増すために 40 倍の顕微鏡で粗くスキャンされた。かくして見出された重荷電粒子の飛跡の内、面の垂線に対する入射角が 60° 以内のものを選び、飛跡の中心より 5 μm 離れた飛跡に平行な線から長くつき出た δ 線を計数することにより核電荷の推定を行なった。このような δ 線の飛跡に沿った単位長当たりの数と相対論的速度領域にある荷電粒子の核電荷との関係は、まず 100 μm 当たりの δ 線の密度に対する飛跡数の分布をとりその高密度側のピークを鉄粒子によるものと仮定することによって決められた。また、かくして決められた鉄粒子が原子核乾板内で起こす次のような反応により

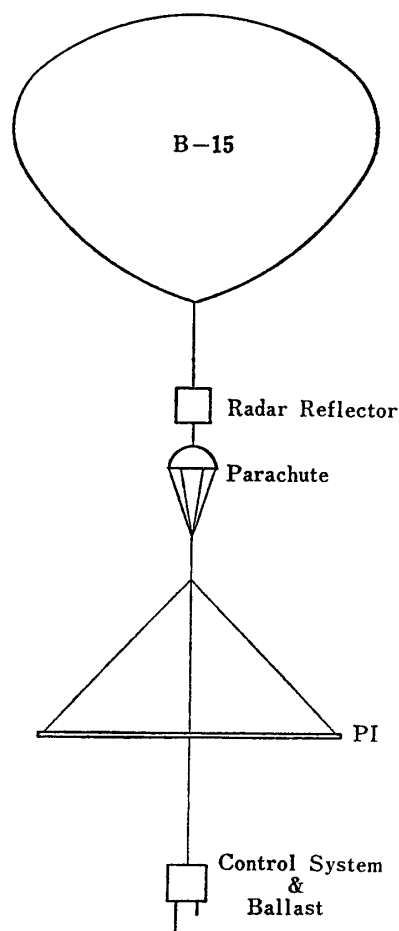


放出されるカルシウム核の飛跡から  $Z \approx 20$  付近の校正も行なわれた。この場合、放出された α 粒子や陽子の開き角からこれらの粒子がいずれも 10 GeV/nucleon 程度のエネルギーを持つものであることを確認した。かくして、δ 線密度  $N_\delta$  と核電荷  $Z$  との関係として

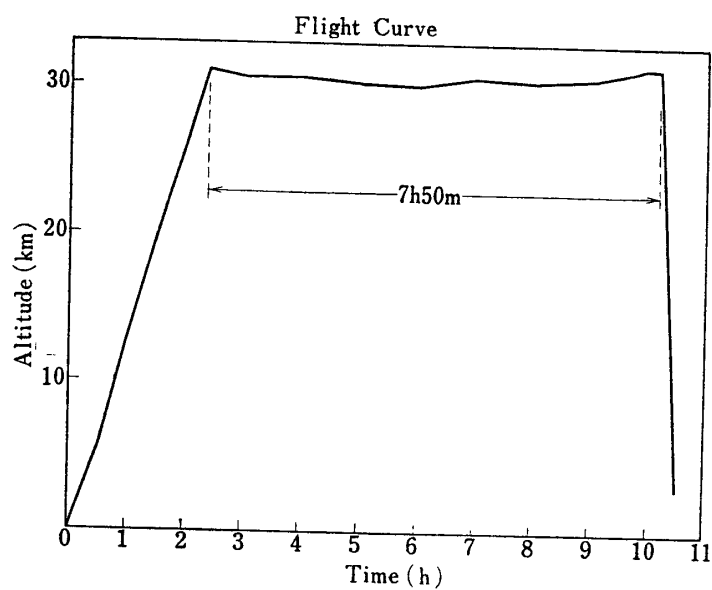
$$N_\delta \approx 0.037Z^2 \quad (11)$$

なる結果が得られた。この式から決定される核電荷の精度は  $|4Z| \approx 2.5$  程度である。第 14 図は以上の関係を用いて校正された原子核乾板により直接得られた一次宇宙線中  $10 < Z < 28$  なる粒子の核電荷分布である。

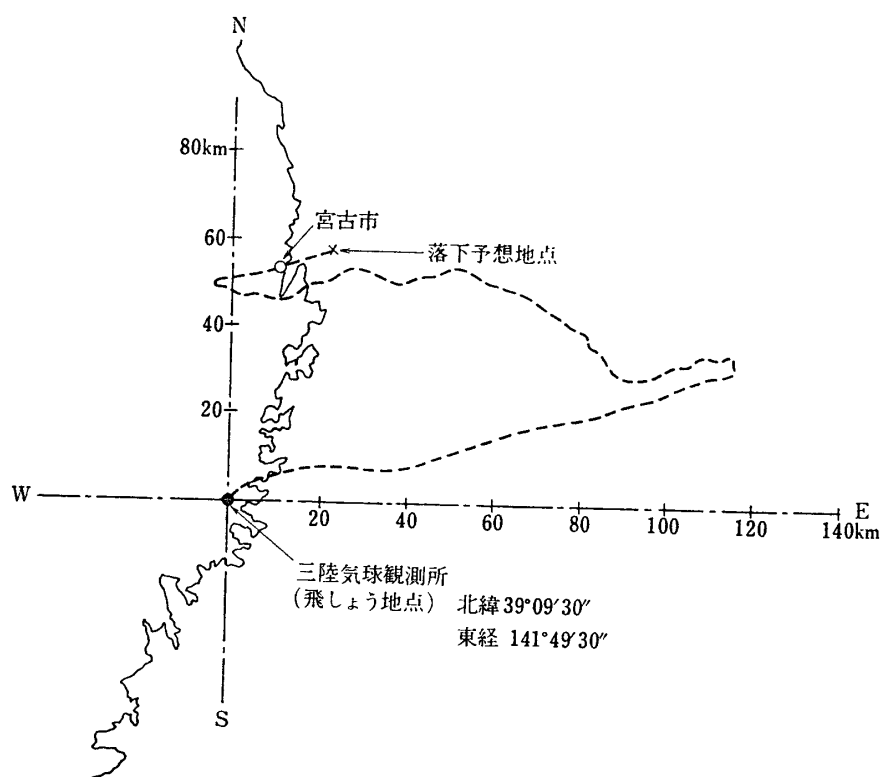
一方、丹念にスキャンが行なわれた原子核乾板の内、δ 線計測の精度を上げるため重ねら

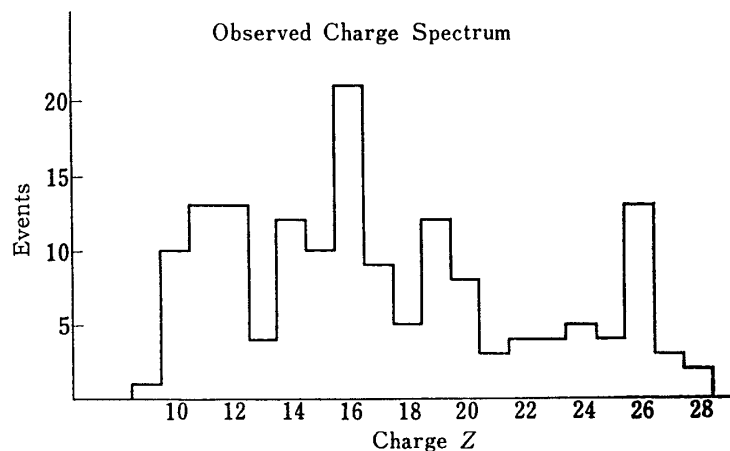


第 12 図



(a) 気球飛翔曲線

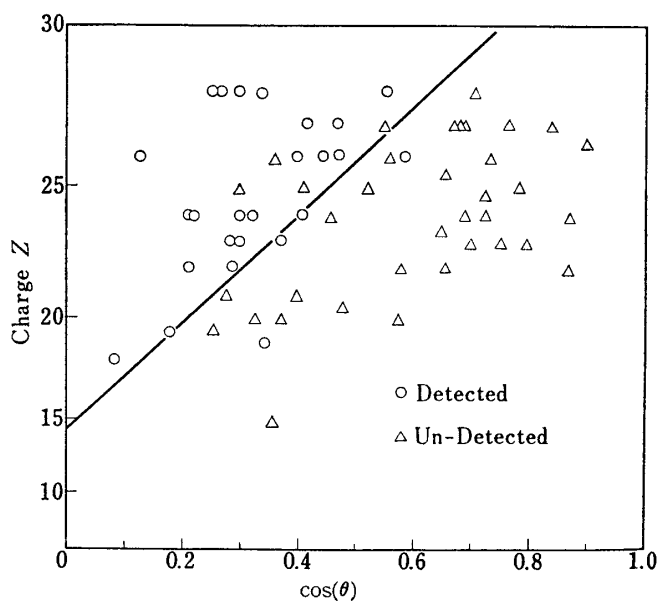
(b) 気球の飛翔径路  
第 13 図

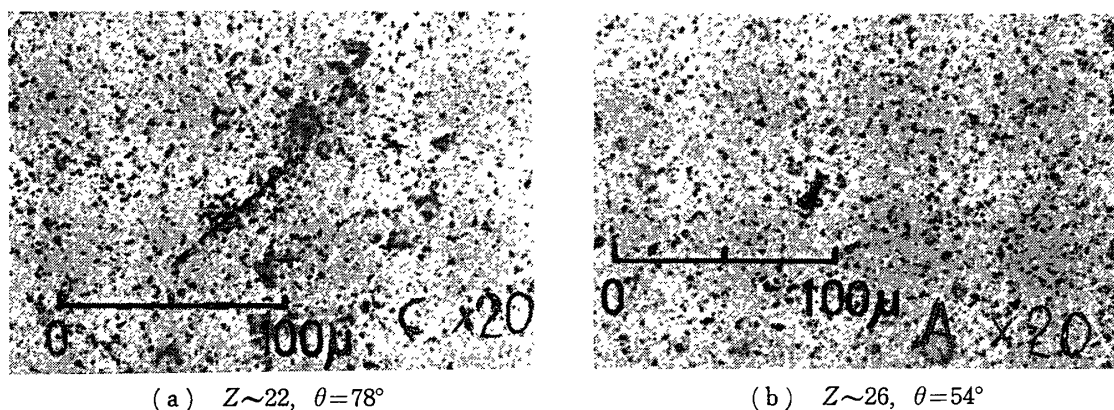


第 14 図 直接検出された粒子の核電荷分布

れた 4 枚の原子乾板を全て使用した  $25 \text{ cm}^2$  について特に検出効率の低い  $0^\circ \sim 20^\circ$  の入射角の飛跡を除いた鉄グループの飛跡数から大気外におけるその強度を求めると  $(1.61 \pm 0.43) \times 10^{-1} \text{ ケ/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$  なる値が得られた. この内, 約 60% が鉄とすれば [18], 一次宇宙線中に含まれる鉄の強度はほぼ  $10^{-1} \text{ ケ/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$  ということになる. これらの値は日本における cut off rigidity が  $10.35 \text{ GV}$  として Freier ら [19] や Saito [20] の実測結果から推定される値と誤差の範囲内できわめてよく一致している.

原子核乾板の飛跡に対応する X 線上の飛跡を調べることにより相対論的速度領域での重荷粒子に対する X 線フィルムの検出感度を求めることができる. 第 15 図は約  $500 \text{ cm}^2$  の原子核乾板で検出された重荷電粒子の飛跡とそれに対応せる X 線フィルム上の飛跡の有無を  $Z - \cos \theta$  面上にプロットしたものである. ここで  $Z$  は原子核乾板により決定された核電荷,  $\theta$

第 15 図 X 線フィルム検出感度を示す,  $Z - \cos \theta$  plot.

(a)  $Z \sim 22$ ,  $\theta = 78^\circ$ (b)  $Z \sim 26$ ,  $\theta = 54^\circ$ 

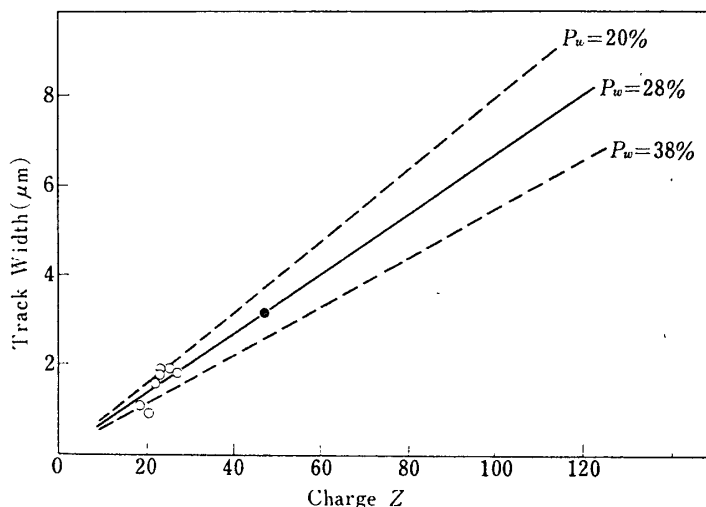
第 16 図 X線フィルム上の飛跡写真

は入射角で、丸印はX線フィルム上で飛跡が検出された場合を、三角印は検出できなかった場合を示す。先に期待された如く、鉄付近では入射角  $60^\circ$  以下の場合にかなりの確率でX線フィルム上に飛跡が検出されていることがわかる。それらの典型的な例を第 16 図(a), (b) に示す。また、第 15 図からも明らかな如く相対論的速度領域にある重荷電粒子の核電荷に対する検出の閾値は  $Z_{\min} \sim 20$  である。さらに第 15 図において白丸印と三角印との境界が直線となる保証は何ら存在しないが、いま仮り図にあるような直線が引けるとして  $\cos \theta = 1$  に外挿すれば、 $Z \sim 35$  のところで縦軸と交わることとなる。これは  $Z \sim 35$  以上の重荷電粒子は入射角の如何を問わずその検出効率が 100% に近いことを意味しよう。今後さらにデータを蓄積し、X線フィルムの鉄グループに対する検出効率を求めるとともに、入射角の如何を問わず検出効率が 100% になる核電荷の閾値のより正確な値を求めたいと考えている。

鉄付近の粒子によるX線フィルム上の飛跡のより精密なホトメトリーは現在進行中であるが、さしあたりコントラストの強いフィルムを用いて 150 倍に拡大した写真を取り、そのフィルムを光学顕微鏡でさらに 15 倍に拡大し飛跡全長にわたるその幅の平均を求めた。その結果を、第 17 図に示す。第 8 図からわかるように相対論的速度領域における重荷電粒子の飛跡幅はその核電荷にほぼ比例している。そこで、その比例性を仮定して鉄付近の粒子による飛跡の実測幅から最小自乗法を用いて得られた結果が図中の実線である。この実線は第 8 図の計算の際のパラメータをそのまま使用し、ただ黒化確率 28% のところの幅を飛跡幅としたときの計算から得られた結果と一致する。また、図中の点線は上記校正曲線の誤差範囲を示す。現時点ではこの校正曲線からの核電荷の決定精度は  $\pm 20\%$  程度で余りよくないが、原子核乾板による核電荷の決定精度が向上し、重荷電粒子の飛跡幅の測定点が増えれば、さらにより精度が期待されよう。

### 3.3 プラスチック・フィルムおよびX線フィルムのスキャンニング

相対論的速度領域にある重荷電粒子の飛跡の位置の決定は、プラスチック・フィルムを長時間エッチングし、飛跡に沿った穴をあけ、それにアンモニア蒸気を通じ、その裏に密着せる感光紙に着色させて行なわれる。われわれは飛しょう回収した cellulose nitrate, cellulose



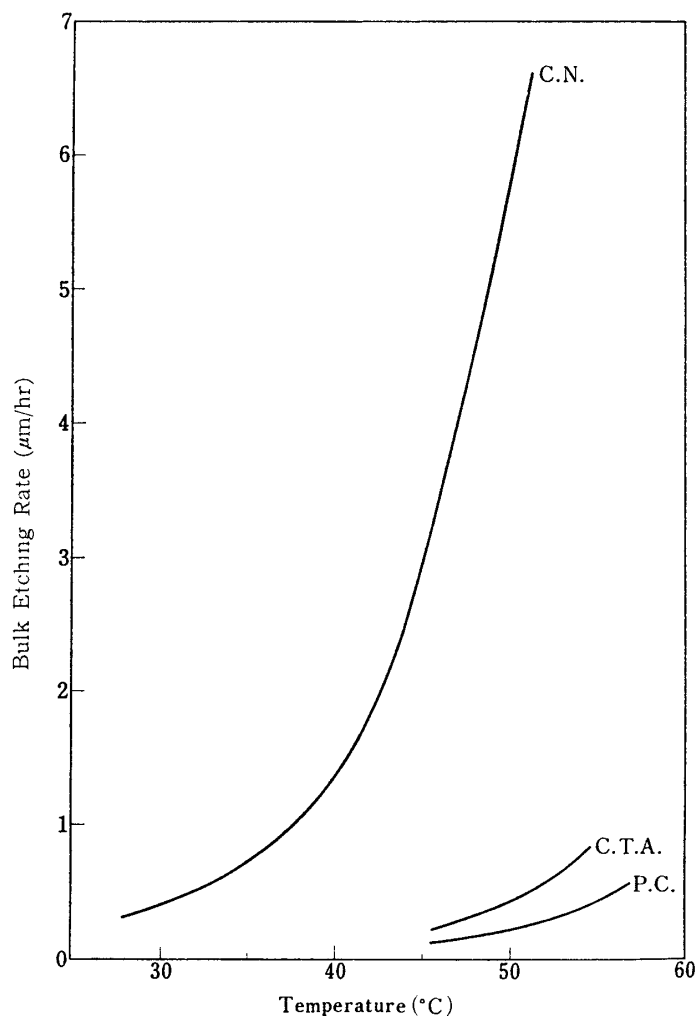
第 17 図 重荷電粒子のX線フィルム上の飛跡幅の核電荷 $Z$ に対する較正曲線, ○は原子核乾板により ●はC.T.Aフィルムにより $Z$ の推定がなされた

triacetate, polycarbonate についてこの方法を試みた. これらのエッチングにはいずれも  $50^{\circ}\text{C}$ , 6 規定の  $\text{NaOH}$  溶液が使用され, その際, 多量のプラスチック・シート ( $50\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ ) を同時にエッチングするため  $200\text{ l}$  の容積を持つエッチング溶液槽が用いられた. この濃度のエッチング溶液におけるプラスチック・フィルムの放射線の照射を受けていない表面のエッチング速度  $V_B$  の温度変化を第 18 図に示す. cellulose nitrate の  $V_B$  は小規模でテストした場合に比しそれ程差はなかったが cellulose triacetate と polycarbonate に対してはかなり大きな差がみられた.

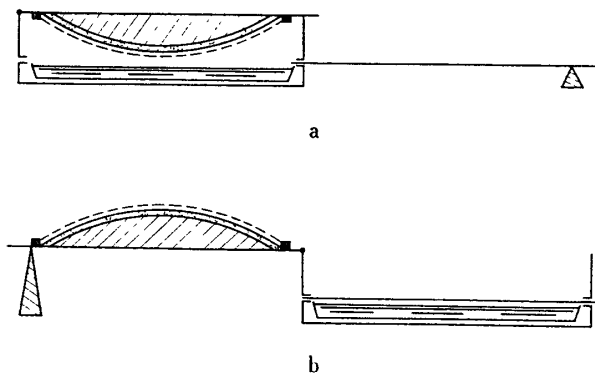
大型苛性ソーダ溶液槽にエッチングでプラスチック・シートの厚さが元の厚さの  $50\sim 70\%$  になったときにそれらを引き上げ, 水洗, 乾燥し, 第 19 図の如きピン・ホール検出器により飛跡の位置の決定を試みた. このピン・ホール検出器は, 蓋の裏側が円弧状に張り出しており, そこに感光紙を裏面に密着させたプラスチック・シートを乗せ, それを張力のかかったサラン・ネットでおさえて蓋をし, 検出器の下部に水平に置かれた隔壁を開けば, 底部のアンモニア蒸気が上部に拡散し, プラスチック・シートの孔を通して感光紙に着色することになる. プラスチック・シートが平坦であればアンモニア蒸気に対する露出は約 1 分間で十分再現性のある位置決定が可能であった.

エッチされたフィルムの内 cellulose nitrate と polycarbonate はほとんどその形状に変化をきたさなかったが, cellulose triacetate は乾燥後周辺が収縮を起こしかなり大きな凹凸を生むため重荷電粒子の通路の位置決定には不適当であることがわかった. cellulose nitrate と polycarbonate をピン・ホール検出器にかけた結果前者にはかなりのバック・グラウンド・ホールが見出されたが, 後者にはそれらはほとんど見られず, あったとしてもその孔の形状から重荷電粒子の飛跡とは見なし難いもののみであった. このことから, 少なくとも  $Z > 60$  の重荷電粒子は今回は検出されないことが明らかとなった. われわれがピン・ホール検出のために最も期待していた cellulose nitrate (その検出可能な核電荷の下限は  $Z \sim 33$  とされて





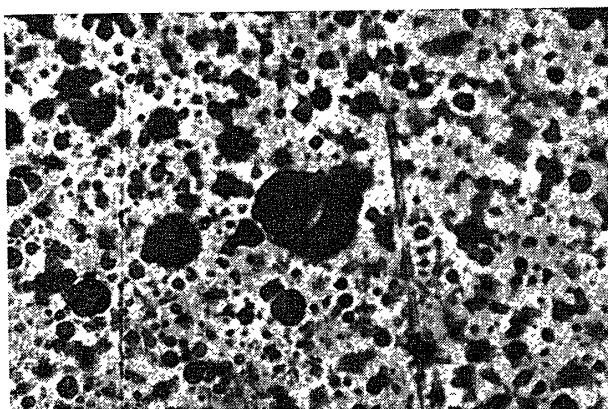
第 18 図



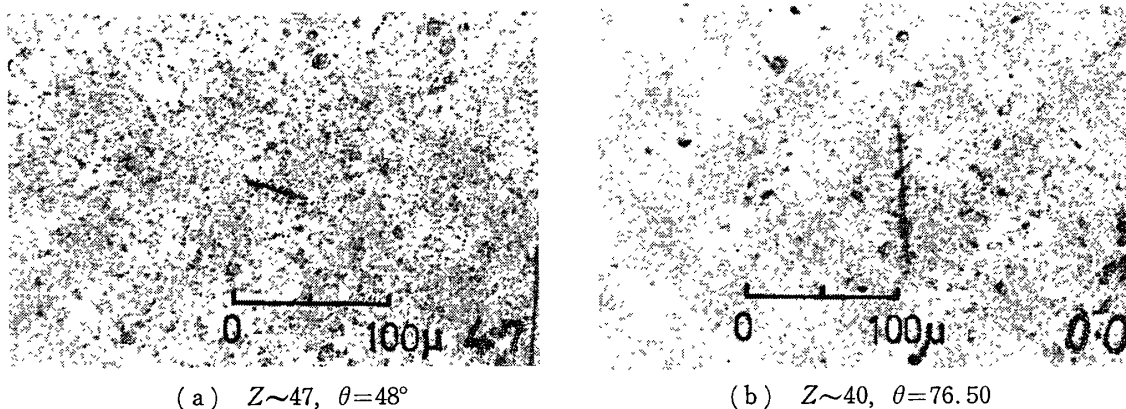
第 19 図 アンモニア蒸気法によるピン・ホール検出器

いる) はバック・グラウンド・ホールが多く、特に上述のエッチング条件で 2.5 時間以上エッチするとバック・グラウンドが急激に増大することがわかった。そのためスタックの最上段と最下段の cellulose nitrate は何枚かの特例を除き 2.5 時間エッチし、中段のものは初め 30 分間エッチし、スキャンニング後さらに 1 時間エッチした。これらのスキャンニングは全て倍率の低い実体顕微鏡で行ない、まず本物のピン・ホールと思われるものとして次の条件に合うものを選んだ。すなわち、i) 穴が貫通していること、ii) 穴の形状は円筒形ないしは両面から発達せる円錐が中心部で接続された形状で、いずれも直線性が明確なこと、iii) 穴の径はエッチングの条件から予測できる最大径以内のものでなければならないことなどである。このような方法で最上段と最下段の cellulose nitrate についてジェネラル・スキャンを行ない、それらを合わせて上の条件から選ばれたピン・ホールの内、相互に位置の一致するもののみを取り出し、その孔の方向が一致するか否かを確認した上、中段の cellulose nitrate のそれに相当する部分を実体顕微鏡でスキャンし、対応するエッチ・ピットの有無を調べた。この中段の cellulose nitrate はエッチングが十分になされておらずエッチ・ピットは必ずしもピン・ホールを形成していない。したがって、かなり丹念にスキャンする必要がある。そのため、中段の cellulose nitrate でのエッチ・ピットの確認がなくとも、最上段および最下段でのピン・ホールの位置および方向が一致すればそれを有意義と認め、それに対応する X 線フィルム上の飛跡を調べその最終的確認を行なった。このような方法で一応全体的スキャンを行なった結果、現在までに確認された重荷電粒子の飛跡は僅か 1 個であった。第 20 図はその場合の cellulose nitrate におけるピン・ホールを示めし、それに対応する X 線フィルム上の重荷電粒子の飛跡を第 21 図 (a) に示す。余りに cellulose nitrate のバック・グラウンド・ホールが多いため、上記の方法によるピン・ホールの一致の度合は本物らしいとして選ばれたピン・ホールの条件をどの程度厳しく適用するかによって違ってくる。そこで、中段の cellulose nitrate のエッチングをさらに 1 時間追加し、それを上記の方法でジェネラル・スキャンして、本物らしいピン・ホールの条件をいくぶんゆるめた上で、上・中・下 3 段の cellulose nitrate 上のピン・ホールの位置を照合する作業が目下進行中である。

プラスチック・フィルムでのスキャンニングがバック・グラウンド・ホールの存在のため



第 20 図 Z~47 による cellulose nitrate フィルム上のピン・ホール



第 21 図 検出された超重核のX線フィルム上の飛跡

にかなり手間どっている現状にかんがみ、最近になってX線フィルムの実体顕微鏡によるジェネラル・スキャンを開始した。そのスキャンの程度はまだ全体の1割程度に過ぎないが第21図(b)にみるような明らかに鉄よりは重いと思われる粒子の飛跡を見出した。

以上のごとく期待したプラスチック・フィルムでのピン・ホール検出がそう簡単ではなくスキャンニングにかなりの時間を費した。ことはプラスチック飛跡検出器の面積の増大を計る前に解決しておかなければならない重要問題の一つである。

### 3.4 検出飛跡による核電荷の決定

cellulose nitrate によって見出されたピン・ホールの位置に対応する cellulose triacetate の部分を切りとり、それを第4図の校正曲線を得たときと同じ条件でエッチし、そのエッチ・ピットの成長速度からその  $V_T$  を求めた。その結果、校正曲線から推定された通過重荷電粒子の核電荷は  $47 \pm 5$  であった。また、これに対応するX線フィルム上の飛跡の幅と第17図の校正曲線とからその粒子の核電荷は  $47 \pm 10$  と推定された。これら推定値の一致はその精度からいって偶然の一致にすぎないが核電荷が  $40 \sim 50$  のものであることは確かであろう。次いでX線フィルムによって見出された飛跡は上と同じ方法でその幅から核電荷  $Z = 40 \pm 8.5$  の重荷電粒子によるものと推定された。この推定核電荷は cellulose triacetate での飛跡のエッチング生長速度  $V_T$  の測定による核電荷決定法の適用可能な下限に近いのでその方法は使用されなかった。

cellulose nitrate をピン・ホールの検出に使用せる場合の検出可能な粒子の核電荷の下限は  $Z \sim 33$  とされている。また、X線フィルムでも入射角の如何を問わず100%に近い効率で重荷電粒子が検出できる核電荷の下限は  $Z \sim 35$  である。そこで、鉄グループのエネルギー分布がそれ以上の核電荷を持つ粒子に対しても成り立つとして、最近のデータから[21]この実験において見出されると予想される  $Z \geq 35$  なる粒子の数は有効主体角大気による減衰を考慮すると4個前後と推定される。しかも、この内約50%が核電荷40以上のものと考えられる。われわれはまだ100%スキャンをしていないので、すでに核電荷47, 40に相当する2個の飛跡を見出したことはこの程度の核電荷領域ではまだ鉄グループにおけるエネルギー分布が保持されている可能性を示めすものといえよう。 $35 > Z > 30$  の粒子は  $Z > 35$  の数倍は存在すると推定されるが、今のところわれわれはそれらを検出していない。しかし、X線

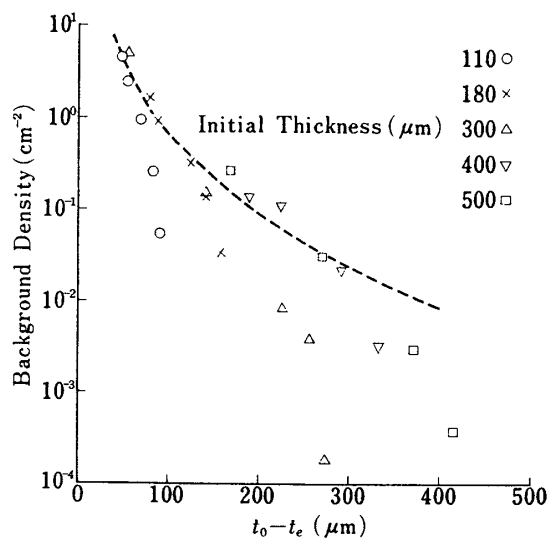
フィルムのスキャンニングの進行につれてそれらも次第に見出されて行くものと思われる。

#### 4. 次期気球飛翔実験の検討

一次宇宙線に含まれる数少い超重核を検出するためには実効面積の広い観測器を長時間高空で飛ばさねばならぬ。そのためにはできるだけ軽量で高空では面積が広がるが上昇、降下時にはできるだけコンパクトにできる観測器を設計しなければならない。また、予備実験において問題となった粒子の通過位置決定のために用いられる cellulose nitrate のバック・グラウンド・ホール数を何らかの方法で極力減すようにしなければ今後の検出面積の増大に対処できない。ここではこれらの問題に対して現在われわれが検討している方法について述べるとともに、それに基づいた昭和 48 年度の気球飛翔実験の実実施計画の概要について述べる。

##### 4.1 cellulose nitrate におけるバック・グラウンド・ホールの問題

エッチされた cellulose nitrate に現われる多数のバック・グラウンド・ホールは、その製作の際に plasticizer として混入される揮発性の強い樟脳やアルコール分に起因するものと思われる。すなわち、その製造過程で混入させられた樟脳やアルコール分は製造の最終段階で熱風乾燥により外部に吐き出されるのであるが、その際できる樟脳やアルコール蒸気の排出口や十分排気されず内部に気泡として残された部分がバック・グラウンド・ホールの原形を形成するのであろう。したがって、バック・グラウンド・ホールにはひび割れのような形状のものと割り合いすなりとした気泡状のものがある。前者はものによって現われたり現われなかったりするが、これらは僅かなエッチングで目で見えてわかるようなひび割れ状の傷が表面に現われるので容易に区別がつく。後者は cellulose nitrate 固有のものらしく全てに存在している。これらはフィルムの表面近傍を除いてはフィルムの厚さの如何を問わずほぼ同一のサイズ分布をしているものと考えられる。第 22 図は 110  $\mu\text{m}$  から 500  $\mu\text{m}$  までの厚さの異なった cellulose nitrate フィルムを 50°C 6 規定 NaOH 溶液でエッチして得られたエッチされたフィルムの厚さに対する単位面積当たりのバック・グラウンド・ホール数の変化を示す。図から明らかな如く各フィルムの表面付近を除いた測定点はいずれもよく一つの曲線の上に乗っている。この事実、cellulose nitrate 内の気泡のサイズ分布が厚さに無関係に様であることを示す。したがって、毎  $\text{cm}^2$  当たりのバック・グラウンド・ホール数を 0.5 個程度に抑えようとすればエッチング後の厚さは少なくとも 100  $\mu\text{m}$  程度なければならないことになる。粒子通過位置の検出効率を上げるために約 50% のエッチングが必

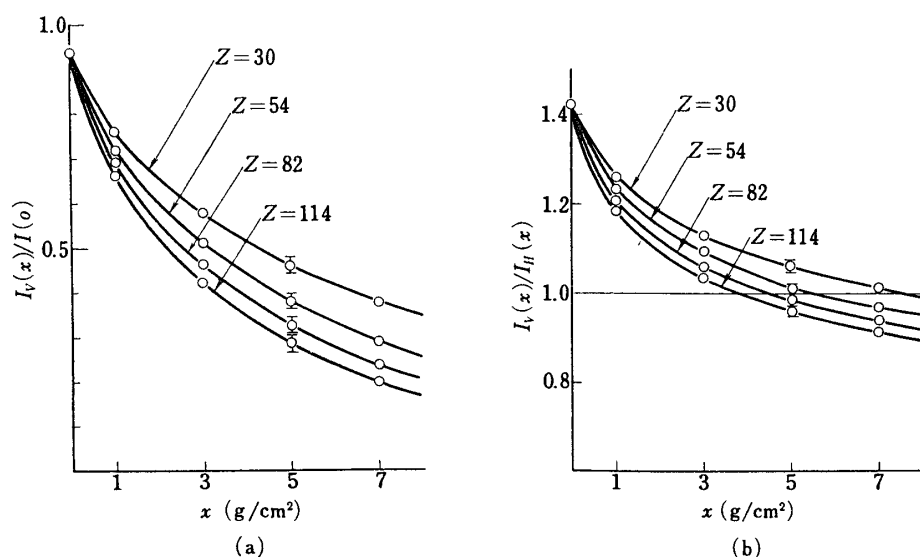


第 22 図 エッチングされた cellulose nitrate のバック・グラウンド・ホール

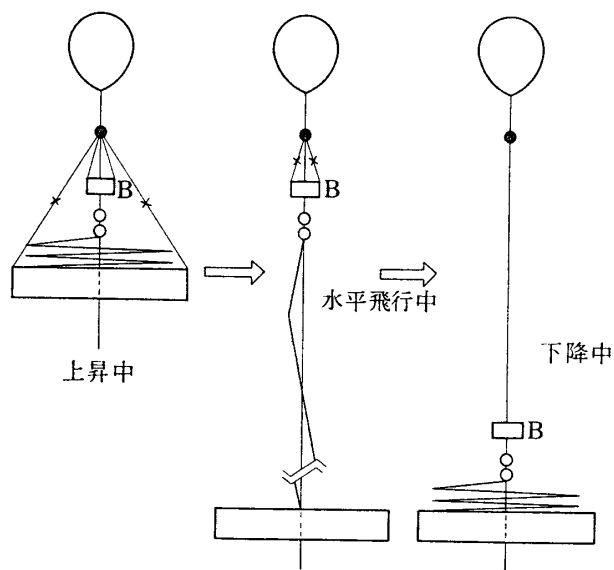
要であるとするれば、このような目的のためには少なくとも  $200\ \mu\text{m}$  厚の cellulose nitrate が要求されよう。このように cellulose nitrate の厚さを増す以外に適当な熱処理を行なうことによりある程度バック・グラウンド・ホールを減らすことが可能である。一方真空包装はこれらバック・グラウンドの数を増す傾向にある。しかし、cellulose nitrate 内の気泡のサイズ分布が一定である以上その厚さを増すことが最も確実なバック・グラウンド減少のための方法であろう。

#### 4.2 垂れ幕方式の検討

検出面積が大きくなるに従い予備実験の場合のように検出部を水平のまま飛揚または降下させることはかなりの危険を伴うので、何らかの方法で飛揚および降下時にはコンパクトにまとめり高空にある時にのみ検出部を広げる方式を取らざるを得ない。その場合前回のような水平方式よりもむしろ検出部を垂直にした垂れ幕方式にした方が全てが簡単にすむ。また、検出部以外の他の重量も水平方式の場合より軽くなりその部だけ検出部の面積を増すことができるわけである。ただその際問題となるのは水平に入射する重荷電粒子の大気による減衰の効果である。そこで次のような仮定の下その影響の推定を試みた。すなわち、i) 大気の頂上での宇宙線の入射は等方的である、ii) 大気の原子核と重荷電粒子との衝突の断面積は次の半実験式に従う、 $\sigma_{it} = \pi[1.13 \times 10^{-13}(A_i^{1/3} + A_t^{1/3})]^2$ 、ここで  $A_i, A_t$  は入射粒子およびターゲット核の質量数である、iii) 重荷電粒子の大気の原子核による吸収に対する自由行程  $\Lambda_i$  は  $\Lambda_i = \lambda_i / (1 - P_{it})$  で与えられる。ここで  $\lambda_i$  は衝突に対する自由行程、 $P_{it}$  はフラグメンテーションの確率で超重核に対して  $0.25 \pm 0.05$  を使用した。第 23 図にその計算結果を示す。ここで  $I(0)$  は大気頂上での宇宙線中に含まれる重荷電粒子の強度であり、 $I_V(x)$  は大気  $x\ \text{g/cm}^2$  での検出部を垂直にした場合の検出できる強度で、 $I_H(x)$  は同じく検出部を水平にした場合の検出できる強度である。また、いずれの場合もプラスチック飛跡検出器におけるピン・ホール検出法の限界を考慮して  $\theta = 70^\circ$  以上で入射するものは除いた。



第 23 図 垂直、水平両方式における超重核検出効率の比較



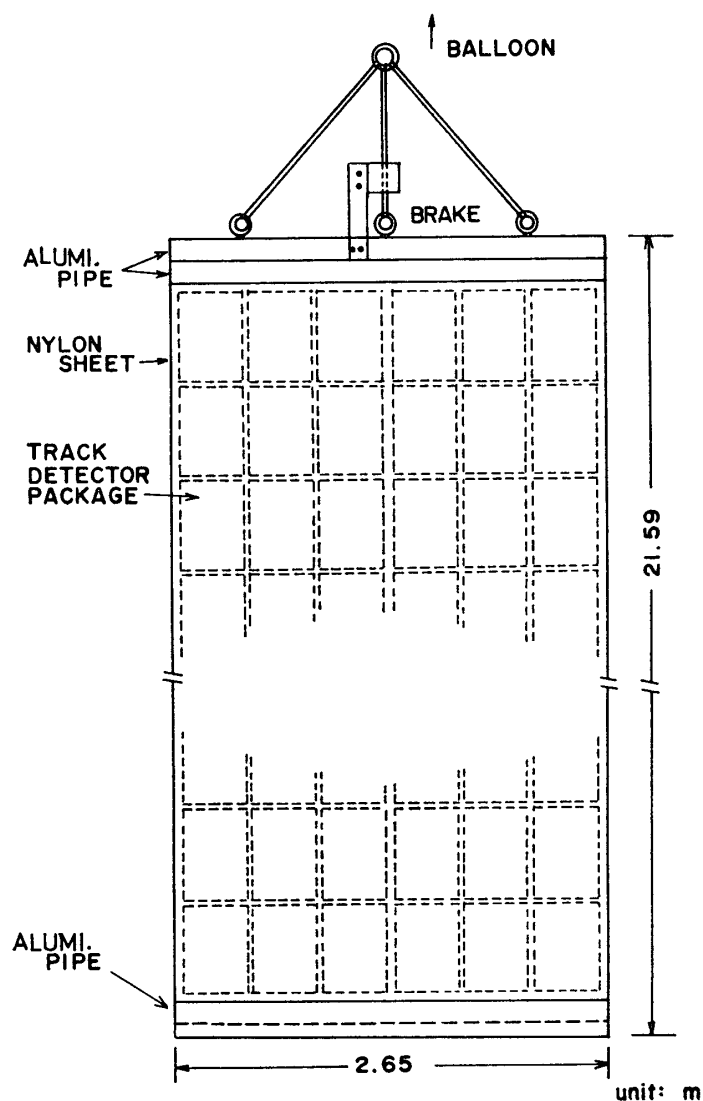
第 24 図 折りたたみ垂れ幕方式の原理図

同図 (b) からわかるように  $5 \text{ g/cm}^2$  の高度ではいずれの方式でもほとんど差がなく、それ以下では水平方式の方が勝っている。実際上の問題として重量の関係から  $5 \text{ g/cm}^2$  程度の高空へ飛ばしよさせるのが技術的限界と考えられるので垂直方式によって受ける宇宙線強度上の損失はほとんどないと見なしてよいであろう。第 24 図は垂直方式として考えられた垂れ幕方式検出器の原理図である。すなわち、飛揚時は左図のように折り畳まれており、上空に達して左右の紐が切れて中間のように垂れ幕式となり、降下時は上部の紐が切れ右図のような形にまとまる。図中 B は垂れ幕が下部にまとまる際にその過程が徐々に進行するように取り付けられた電磁デスク・ブレーキである。また、第 25 図にこのような原理に基づいて設計された実効面積  $48 \text{ m}^2$  の垂れ幕式検出器を示す。個々の検出器の単位は前回と同様  $40 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$  で、垂れ幕についた 240 個のポケットにそれら検出器のユニットが入っている。現在この総重量を  $150 \text{ kg}$  程度に抑えるべく努力している。前回と異なりできるだけ実効面積を広げるという意味で検出器ユニットの重量を減らすことが必要であるため、その内容は次のようなものとなる。

X線フィルム RR type  $\times 2$   
 cellulose nitrate  $200 \mu\text{m} \times 2$   
 polycarbonate  $100 \mu\text{m} \times 1$   
 "  $300 \mu\text{m} \times 2$   
 cellulose triacetate  $250 \mu\text{m} \times 2$

以上超重核の測定のための基礎実験、予備実験および次期気球飛揚実験の検討に関して現在までになされた結果についてまとめてみた。

最後にこの研究にあたり色々と協力して戴いた早大理工研藤本陽一氏、東大原子核研究所宇宙線 B の方々、東大宇宙航空研究所西村純氏及び同研究室の方々、および立大理学部中川研究室の方々に感謝の意を表します。また、理化学研究所のサイクロトロンからの重イオン



第 25

の照射に際し色々と便宜を計って戴いた唐沢孝氏に特に感謝致します。

1973 年 2 月 20 日

### 参 考 文 献

- [ 1 ] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker, M. Maurette and G. Morgan: J. Geophys. Res. **12**, 355 (1967)
- [ 2 ] P. H. Fowler, R. A. Adams, V. G. Cowen and J. M. Kidd, Proc. Roy. Soc. (London) **A 301**, 36 (1967)
- [ 3 ] G. E. Blanford, M. W. Frieder, J. Klarmann, R. M. Walker, J. P. Wefel, W. C. Wells, R. L. Fleischer, G. E. Nichols and P. B. Price: Phys. Rev. Letters **23**, 338 (1969) P. B. Price, P. H. Fowler, J. M. Kidd, E. J. Kobetich, R. L. Fleischer and G. E. Nichols, Phys.

- Rev. **D 3**, 815 (1971)
- E. J. Kobetich, P. B. Price, E. K. Shirk, R. D. Eandi, W. Z. Osborne, L. S. Pinsky and P. B. Rushing: Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, 12th, Tasmania, p. 1792 (1971)
- [4] P. B. Price: Rapporteur talk given at 12th Int. Conf. Cosmic Rays, Tasmania (1971)
- [5] K. Endo and T. Doke: to be published in Nuclear Instrum and Methods
- [6] 伊藤, 柳町, 道家, 宮島, 岡本, 柴村, 遠藤, 永田, 斎藤, 西村: 昭和 46 年度大気球シンポジウム p. 129 (1971)
- [7] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker and E. L. Hubbard: Phys. Rev. **156**, p. 353 (1967)
- [8] E. V. Benton and W. D. Nix: Nucl. Instr. and Meth., **67**, p. 343 (1969)
- [9] W. H. Barkas and M. J. Berger: National Academy of Sciences-National Research Council Publication 1133, p. 103 (1964)
- [10] R. M. Sternheimer: Phys. Rev. **103**, p. 511 (1954)
- [11] T. E. Pierce and M. Blann: Phys. Rev. **173**, p. 390 (1968)
- [12] K. Endo and T. Doke: to be published in Japanese Journal of Applied Physics
- [13] J. Terrell: Phys. Rev. **127**, p. 880 (1962)
- [14] E. K. Hyde: "The Nuclear Properties of the Heavy Elements", Vol. III, Fission Phenomena, Prentice-Hall, Inc. (1964)
- [15] E. J. Kobetich and R. Katz: Phys. Rev. **170**, p. 391 (1968)  
E. J. Kobetich and R. Katz: Phys. Rev. **170**, p. 405 (1968)  
R. Katz and E. J. Kobetich: Phys. Rev. **186**, p. 344 (1969)
- [16] K. H. Weber: Nucl. Instr. & Methods **25**, p. 261 (1964)
- [17] G. M. Corney: The Theory of the Photographic Process, edited by C. E. K. Mees and T. H. ganes (Macmillan Co, New York, 1966) 3rd ed.
- [18] えば, M. Casse, L. Koch, N. Lund, J. P. Meyer, B. Peters, A. Soutoul, S. N. Tandon: 12th. Int. Conf. Cosmic Rays, Tasmania. Vol. 1, p. 241 (1971)
- [19] P. S. Freier and C. J. Waddington: Canad. J. Phys. **46**, p. 578 (1968)
- [20] T. Saito: J. Phys. Soc. Japan **30**, p. 1535 (1971)
- [21] M. M. Shapiro and R. Silberg: Annual Review of Nuclear Science **20**, p. 323 (1970)