

# 固体飛跡検出器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\*\*  
林 孝義\*\*・伊藤謙哉†・柳町朋樹†  
小林 繁†・永田勝明††・宮島光弘#  
斎藤 威##

## 1. はじめに

一次宇宙線中での  $Z = 26$  以上の核電荷を持つ“超重核”の核電荷分布やそれらのエネルギー分布の測定は、宇宙線の起源、伝播についての貴重な情報をわれわれにもたらして呉れる。現在、この種の測定は、主として California University の Price を中心としたグループ [1] と Washington University の Blanford らのグループ [2] とによって大面積の固体飛跡検出器を大型気球に乗せ高空に飛翔させることによってなされている。しかし、これらの測定は何れも比較的高緯度でなされているため、宇宙線に対する cut-off energy が低く、検出された粒子は  $2 \text{ GeV/nucleon}$  以下のエネルギーを持つものが大部分である。そのため、検出される個々の粒子のエネルギーを知らない限りその核電荷を決定することはできない。そこで、彼らは、何枚も固体飛跡検出器を積み重ね、また、わざわざ重い吸収体(例えば鉄板)をその間に挿入して、それぞれの検出器における飛跡の成長速度(これは primary ionization loss のみの函数と見做される)の変化を測定することにより、入射粒子のエネルギーを推定している。このようなエネルギー推定法を採用している当然な結果として、検出部の重量が増加し、そのため気球飛翔時の検出器の有効面積に制限を受けることになる。例えば、これまでに彼らが気球により高空に飛翔させ回収に成功した検出器の最大面積は  $22 \text{ m}^2$  に過ぎない [3]。そのため、この様な方法によって得られる超重核のエネルギー分布の上限は今の所  $2 \text{ GeV/nucleon}$  程度である。一方、わが国のような比較的緯度の低い所では、重荷電粒子に対する cut-off energy は  $4 \text{ GeV/nucleon}$  と高く、そこで検出される粒子は完全に相対論的速度領域にあり、飛跡の成長速度は核電荷のみの函数となる。従って、超重核のエネルギーに関する情報は cut-off energy によるものだけであるが、核電荷の決定のためにそれ以上の情報は必要としない。そのために、固体飛跡検出器を何重にも積み重ねる必要はなく、その分だけ検出面積を拡げることができる。かくして得られる  $4 \text{ GeV/nucleon}$  以上の超重核の flux は、これまでに得られている  $2 \text{ GeV/nucleon}$  までの超重核のエネルギー分布 [3] に関して現在行われている議論に決定的な役割りを果すものと期待される。われわれは、以上の様な考えから、1973年に東京大学宇宙航空研究所の三陸気球基地より大面積 ( $38.8 \text{ m}^2$ ) の固体飛跡検出器と X 線フィルムとから成る検出器を大型気球により高空に飛翔させ、一応の回収に成功し

\* 宇宙航空研特別事業費による論文

\*\* 早大理工学研究所

† 立教大理学部

†† 玉川大工学部

# 高エネルギー物理学研究所 ## 東大原子核研究所

た。ここでは、それに使用された装置、実験経過および現在までになされたその解析結果について報告すると共に、以上の方針に従って本年度計画中の装置についても簡単に触れたい。

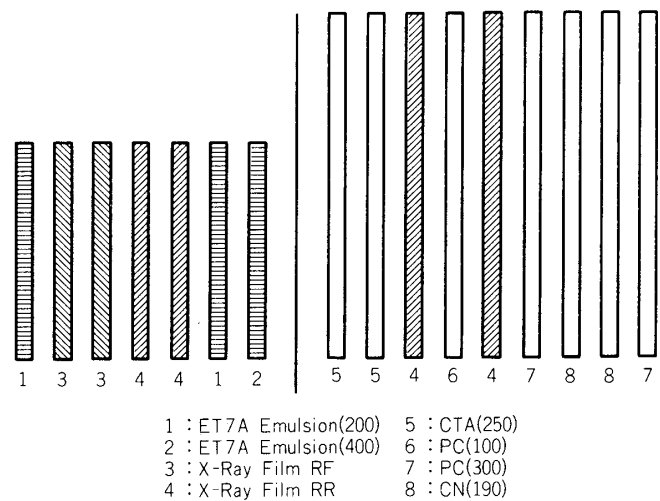
## 2. 観測器と気球飛揚の過程

### 2.1 超重核検出器

今回の観測に用いた検出器としては、超重核検出用に cellulose nitrate, cellulose triacetate, polycarbonate の三種のプラスチック・フィルムと特に軽量化されたX線フィルムとを使用し、外に Fe グループの flux 判定用として少量の原子核乾板を使用した。それら検出器の構成を第1図に示す。

これらは原子核乾板を除きその面積は何れも  $50\text{ cm} \times 40\text{ cm}$  と規格されている。

このプラスチック・フィルムの内 cellulose nitrate (Daicell) は、厚さ約  $190\text{ }\mu\text{m}$  で、相対論的速度領域にある  $Z \geq 40$  の核電荷を持つ重荷電粒子の飛跡の位置検出用に使用される。エッチングの際に生成される多数のバック・グラウンド・ホールと飛跡とを区別するため cellulose-nitrate film は pair として使用し、容易に飛跡の coincidence



第1図 73年度の実験における検出部の構成

が確認されるようになっている。cellulose triacetate (Fuji) は、厚さ約  $250\text{ }\mu\text{m}$  で、超重核の飛跡の成長速度を測定することにより、相対論的速度領域にある  $Z \geq 45$  の重荷電粒子の核電荷弁別で使用される。また、厚さ  $100\text{ }\mu\text{m}$  の polycarbonate (Teijin) は、cellulose nitrate の場合と同様  $Z \geq 70$  の超重核に対する飛跡の位置検出用に、厚さ  $300\text{ }\mu\text{m}$  の polycarbonate (Teijin) は、cellulose triacetate の場合と同様な方法で相対論的速度領域にある  $Z \geq 60$  の重荷電粒子の核電荷弁別で使用される。一方、X線フィルムとしては、従来のような乳剤の基板として  $175\text{ }\mu\text{m}$  厚の cellulose triacetate film を用いたものを使用せず、軽量化のために特別に  $100\text{ }\mu\text{m}$  厚の mylar film を乳剤の基板とし、両面に  $30\text{ }\mu\text{m}$  程度の乳剤を塗付した特製のX線フィルムを使用した。このX線フィルム (Sakura, RR-type) は、相対論的速度領域にある  $35 \leq Z \leq 15$  の重荷電粒子に対しても一応の検出感度を有するのみならず、 $Z \geq 35$  の重荷電粒子に対してその検出効率はほぼ  $100\%$  と期待されている [4]。従って、かかるX線フィルムの搭載は、比較的軽い超重核に対する情報をわれわれにもたらすと共に、それから得られる重い超重核に対する情報も固体飛跡検出器からのよきチェック資料としての役割りを果たことになる。これらのフィルムは  $100\text{ }\mu\text{m}$  厚の polycarbonate の場合を除き、飛跡の位置の決定、エッチングにおける飛跡の成長速度の決定に必要な最低限の数としてそ

それぞれ2枚ずつを使用した。また、これらは第1図のように並べられ1ユニットを形成し、それぞれのフィルムにはそのユニットの番号が記入してある。また、このフィルム・スタックは硝子テープにより固定され、フィルムの裏・表と右・左が区別できるようにその三隅に円孔。それぞれのフィルムにはそのユニットの番号が記入してある。また、このフィルム・スタックは硝子テープにより固定され、フィルムの裏・表と右・左が区別できるようにその三角に円孔がつけられた。

以上のようにして作られたフィルム・スタックのユニットは防水兼遮光用の袋\*(肉厚13.1 mg/cm<sup>2</sup>, 外寸法 53 cm × 41.5 cm)に真空包装された。当初の計画ではこのようなユニットを250程気球に搭載する予定であったが、重量の関係で実際に搭載できたのは186ユニットとその half size のもの6ユニットで、その総検出面積は37.8 m<sup>2</sup>であった。

この外、主として鉄族の flux 決定のために20 cm × 20 cmの面積を持つ乳剤の厚さが200 μm と400 μm の原子核乾板(Fujifilm ET 7 A)が使用された。第1図の左側のブロックはその原子核乾板スタックの構成を示す。そこに組みこまれているRF-typeのX線フィルムはRR-typeに比しAgBrの結晶粒子が細くその密度の点を除いては原子核乾板の乳剤に近い特性を持つ新製品である。現時点では相対論的速度領域にある重荷電粒子の検出および核電荷の弁別のためには、従来使用されて来たRR-typeの方がより適しているとわれわれは判断しており、今回の観測にもRR-typeのX線フィルムを使用しているが、原子核乾板のスタックにRF-typeのX線フィルムを挿入したのは以上のようなわれわれの判断の是非を見極めるためである。この種の原子核乾板のスタックは3ユニット作られ、防水・遮光用の袋に真空包装され、正規のプラスチック・フィルム+X線フィルムのスタックと共に気球に搭載された。

## 2.2 気球搭載機器の特殊機構とその全貌

以上のような広い検出面積を持つ観測器を気球で高空に飛翔させる際に、水平飛行時には検出面積がいっばいに広がっていなければならないことは勿論であるが、その上昇、降下時にはその検出部ができるだけコンパクトに収まるような機構が気球技術上必要とされる。この場合、検出部を水平に置くか垂直に置くかによってその機構がかなり異ってくる。すなわち、水平方式で以上のような操作を行うことは不可能ではないが、その機構はかなり複雑化しそのため重量もかさむ可能性がある。それに対し垂直方式は極く簡単な機構で検出部の開閉が可能であり以上の要求は容易に満足される。しかし、附録において示すように、超重核の検出には水平方式の方が明らかに有利である\*。しかし、水平方式では検出部の折り畳みが容易ではなく、それが可能であるとしても重量がかさみ実質的に検出面積が制限されることになる。そこで、方式の選択にあたって、折り畳み機構を持たぬ水平方式と折り畳み可能な垂直方式との比較を行った。その結果、現時点では垂直方式の方が遥かに有利であるとの結論を得た(附録参照)。この結論は前の論文[4]に示した判断と一致しており、垂直方式における折り畳み機構としては最も簡単な重力利用機構を採用することにした。この折り畳み機構は既に前の論文において提案されたものと全く同じである[4]。

すなわち、今回の気球搭載機器は、幅2.65 m、長さ18.4 mのナイロン・ツィール(厚さ0.57 g/cm<sup>2</sup>のマイテックスP 1700)からなる垂れ幕を主体とし、それに丁度検出器の1ユ

\* 文献[4]で示した図(第23図)では、計算上の誤りからこの点が明確に示されていない。

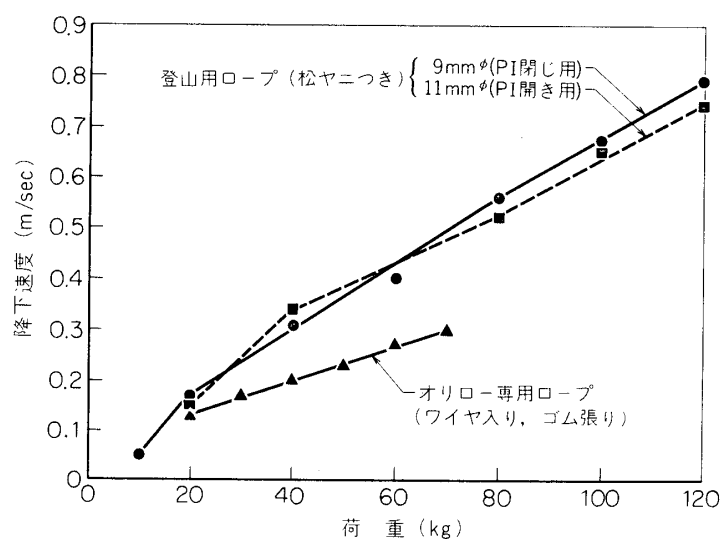
ニットが入るようなポケットを6列、32段とりつけ、全体で192のユニットを入れ、気球の飛揚時にはコンパクトに折り畳まれ、水平飛行の際には垂れ幕の自重により検出部が全開し、降下の際には再び自重により折り畳まれる仕組みになっている\*。これらの操作は何れもロープを焼き切ることによってのみ行われ、重力の作用のみを利用しているため、自由落下による衝撃を抑えて徐々に降下できるように火災避難用の緩降機(ORIRO:松本機工製)をブレーキとして利用した。これは遠心力によって働くブレーキを利用したもので、人間を対象としているためその負荷重量としてはせいぜい70kg程度を念頭に設計されている。そのため、この緩降機の利用に際し、われわれは改めて幾つかのロープに対する負荷-降下速度特性の測定を試みた。その結果を第2図に示す。図に示されたナイロン・ロープの内、11mmφのものは垂れ幕を開く際に、

9mmφのものはそれを閉じる際に使用した。第2図からわかるように負荷が軽くなると共に降下速度が遅くなるため、地上テストでは自重のみによって全開するにはかなりの時間を要し、しばしば全開に至らないこともあった。そのため、垂れ幕の下部の支えに使用していたアルミ製のパイプを鉄製のものに変え、下部の重量を20kg近く増し、また、

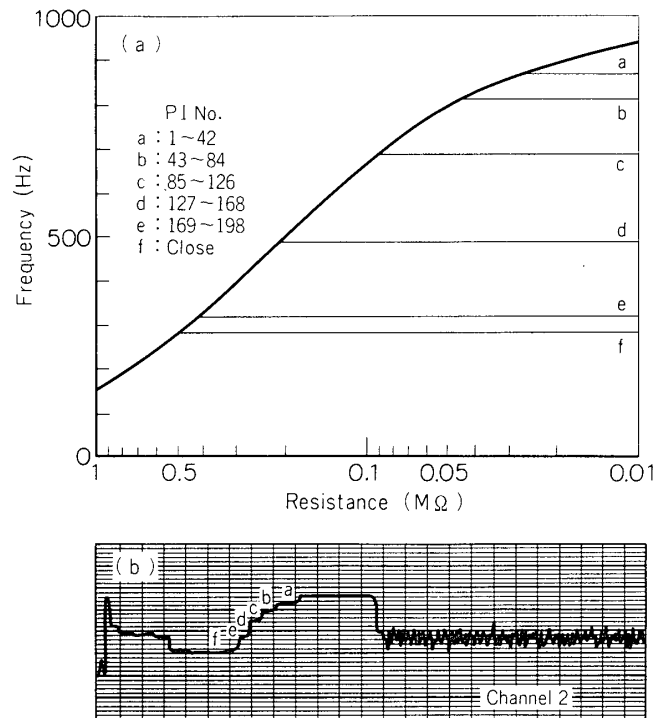
各段毎に横に細いアルミの栈を入れ垂直方向の変形を極力少くして、一応全開するようにした。その結果、地上テストでは垂れ幕の開閉にそれぞれ約40秒を要した。この垂れ幕の開閉状況が地上のテレメータ・センターで監視できるように、垂れ幕が7段ずつ開くごとにテレメータの信号が変わるようにした\*。それは垂れ幕に直列にとりつけられた抵抗値が、その開きに伴って変化し、それがサブ・キャリアの周波数の変動に対応するように工夫されたもので、第3図(a)にその抵抗-周波数の較正曲線を、(b)にテレメータの地上テストにおける対応曲線を示す。

また、プラスチック・フィルムの比重は海水のそれよりも多いため、海上での回収の際に浮くように垂れ幕の下端に高さ0.3m、巾0.9m、長さ2.75mの発泡スチロールの浮きを取り付けた。これらはそのまま折り畳まれた検出器入り垂れ幕(厚さ約30cm)のベースともなっている。第4図はかくまとめられた気球塔載機器の外観である。折り畳まれた垂れ幕が気球の飛揚時にずれ落ちることのないように発泡スチロール・ベースの両端にベニア板を張り付けると共に、写真のようにこの塔載機器の寸法に合った袋に入れ、その両側面をも覆うようにした。この塔載機器の全重量は189kgで、この内、検出器部は104.6kgであった。

\*文献[4]の第24および第25図を参照。 \*\*ただし最下段のみ5段。



第2図 緩降機“ORIRO”の降下速度特性



第3図

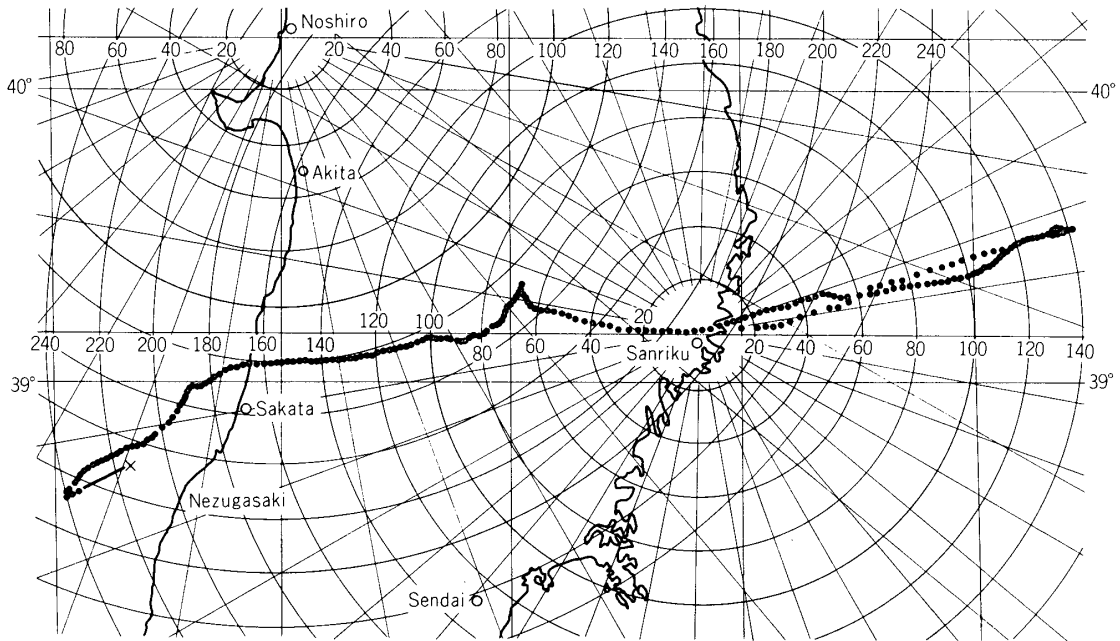


第4図 73年度実験における塔載機器の外観

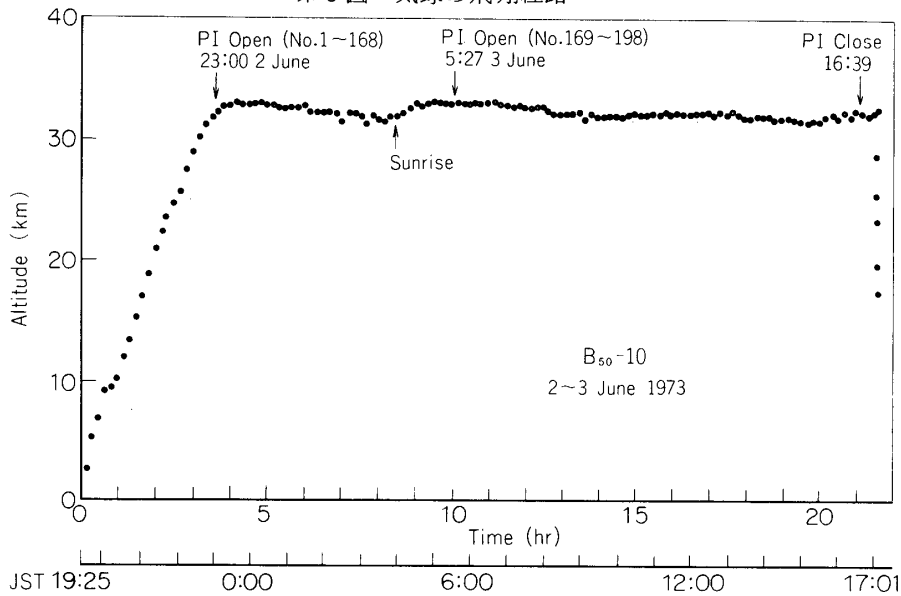
### 2.3 気球飛揚の経過

以上の超重核観測機器を塔載した気球は、1973年6月2日19時25分(JST)東京大学宇宙航空研究所の三陸大気球観測所から飛揚され、太平洋上東140km、高度32.5km附近で水平飛行に入り、23時00分に観測用垂れ幕を開いた。しかし、テレメーターからの信号に従えばその際には28段(33.6m<sup>2</sup>)までしか開かず、残り(4.2m<sup>2</sup>)はそれから6時間27分後(6月3日5時27分)に開いた。その後、3日の9時53分にそのモニターの応答がショート状態になり観測用垂れ幕を閉ざすための信号を同日16時39分に地上より送ったが、その指令通りに幕が

閉じたかどうかは確認できなかった。気球と観測機器との切り離しは同日17時01分に日本海上空で行ったが、日没までに余り時間がなかったために、その附近に回収船が待機していたにも拘らず即時回収はできなかった。しかし、2日後に漁船により発見されたが、発見者により浮きと観測部とを切り離され、観測部は海底に沈んでしまった。10月に入ってから観測部は漁師の好意により底曳き網で回収された。最下端の半分の面積の6組のスタック(0.6m<sup>2</sup>)は失われ、合成紙による袋の接着部分がはがれX線フィルムは全て感光していたが、他には異常はなかった。ただ、回収までの期間中の固体飛跡検出器の飛跡の fading が問題であるが、



第5図 気球の飛翔経路



第6図 気球の飛翔曲線

海底の水温は fading を起すには十分低いものと思われる。第5図は三陸から日本海にかけての気球の航跡を、第6図はそれに対応する高度曲線を示す。また、第1表は以上の飛翔記録をまとめたものである。この実験における全検出面積×露出時間は  $646.4 \text{ m}^2 \text{ hr}$  で、1回の飛翔で得られた値としては最大のものである。

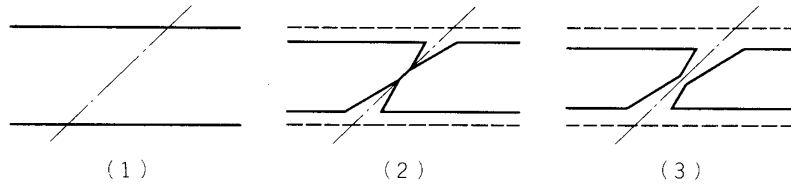
第1表 1973 H. P. PI ELIGHT DATA

Launching Place	Sanriku-cho, Iwate, Japan (N 39°09'24", E 141°49'00")
Date	19:25 2, June, 1973 (JST)
Level Flight	23:00 2, June
PI-Open (1)	23:00 2, June 33.6 m <sup>2</sup> 18h01m
PI-Open (2)	5:27 3, June 4.2(3.6) m <sup>2</sup> 11h34m
PI-cut	17:01 3, June, at Japan Sea
PI-Recover	15, October, 1973
Total Exposure Time-Area	646.4 m <sup>2</sup> · hr
Exposure Altitude	31.6 - 33.2 km (Average 32.5 km) 8.6 mb, 8g/cm <sup>2</sup>
Geomagnetic Cut-off Rigidity	10.35 GV

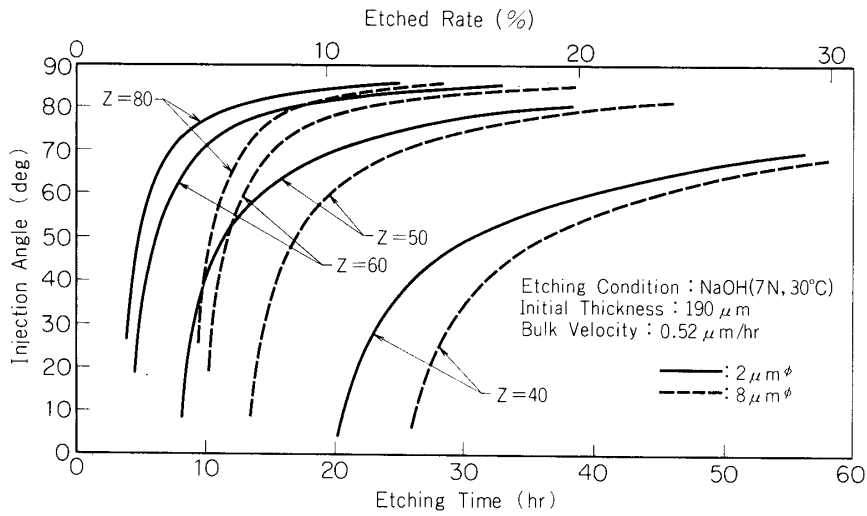
### 3 固体飛跡検出器の解析とその結果

前節で述べたように X線フィルムが全く使いものにならなくなってしまったので、固体飛跡検出器として飛翔させたプラスチック・フィルムの超重核による飛跡の解析に主力が注がれた。現在の所、飛跡の位置検出器としての 100  $\mu\text{m}$  polycarbonate や cellulose nitrate film の解析が行われているのみで、まだ、cellulose triacetate や polycarbonate film における飛跡の成長速度の測定によってその核電荷を決定するまでには至っていない。しかし、これまでの解析結果からでも或る程度のことは示し得るので、その経過と結果とについて簡単に述べることにする。

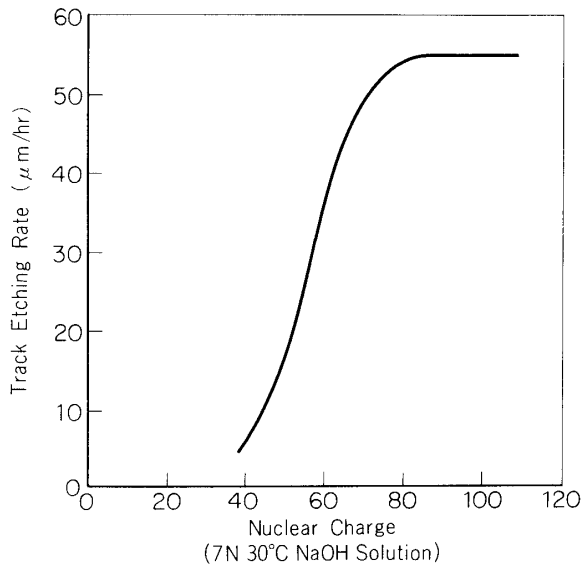
回収したプラスチック・フィルムは水道水で洗浄され、表面の水分を十分拭きとった後で飛跡の fading を防ぐため大型冷蔵庫に納められた。これらのスキャンニングには、前論文[4]に示したようなプラスチック・フィルムに対するピン・ホール検出法が使用された。すなわち、相対論的速度領域にある超重核の通過後、プラスチック・フィルムにその飛跡として数  $\text{\AA}$  の直径の円筒状の孔(潜在飛跡と云われる)が残される(第7図(1))。これを苛性ソーダのようなエッチング溶液に漬けると第7図の(2), (3)に示すようにフィルムの両側からコーン状のエッチ・ヒットが次第に成長し、ついにはそれらが繋がるようになる。かく拡大された孔が或る寸法以上に達するとアンモニア・ガスがその孔を通過し、反対側にフィルムに密着して置かれた感光紙に触れ着色しそこにスポットが記録される。どの程度の時間エッチングすれ



第7図 飛跡位置検出用プラスチックフィルムのエッチング過程



第8図 cellulose nitrate filmのエッチング時間とアンモニア法で検出可能な超重核の入射角との関係



第9図 7 N, 30°C の NaOH 溶液での cellulose nitrate film における核電荷とエッチ・ピット成長速度との関係

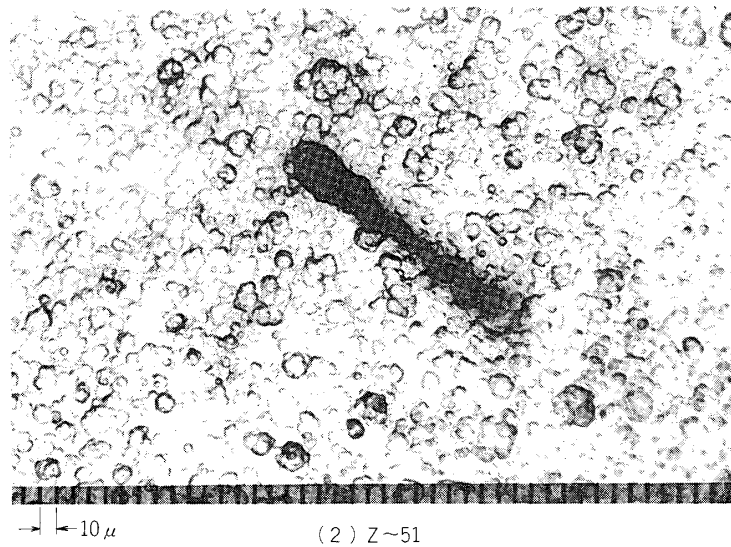
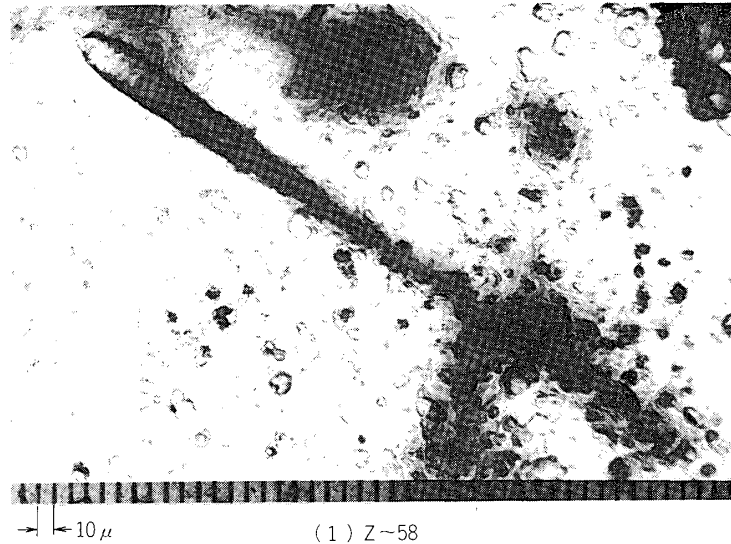


ばこのような方法で飛跡の位置が記録されるかは、その固体飛跡検出器のエッチングの際の重荷電粒子によるエッチ・ピットの成長速度特性、入射粒子の核電荷とその入射核とに依存する。第8図はエッチング溶液として30°C、7規定のNaOH溶液を用いた場合のcellulose nitrate filmでの相対論的速度領域にある超重核の核電荷に対するエッチ・ピットの成長速度特性である[5]。この特性の測定に使用されたcellulose nitrate filmは今回の実験で用いたものと製造年月日は同じではないが、超重核の飛跡の位置決定に使用したエッチング溶液の条件がこれと同一なので、この成長速度特性を仮定し、入射粒子の核電荷と貫通孔の最小断面における直径をパラメーターとして、エッチング時間と粒子の入射角とをそれぞれX軸、Y軸にとり検出可能な境界線を描いたものが第9図である。この図でその境界線の下部が検出可能な領域を、上部が検出不可能な領域を示す。どの程度の孔があいたら、アンモニア蒸気法で検出可能かどうかについては明確なことは云い難いが、今までの経験では最小断面の直径が8 $\mu\text{m}$ 程度であればほぼ100%の確率で検出可能と推定される。このようなグラフから、エッチング時間がきまれば核電荷の関数として入射臨界角がきまり、その飛跡の検出効率が算定できることになる。

以上のような飛跡検出法でエッチング時間を長くとした場合バック・グラウンド・ホールが次第に増加すると云う問題がある。本物の飛跡は次のようにしてバック・グラウンドと区別できる。すなわち、本物の飛跡は明らかに第7図に示すような簡単な幾何学的形状を有し、バック・グラウンド・ホールの複雑な形状とは比較的容易に区別される。しかし、多数のバック・グラウンドの中には極めて僅かではあるが超重核の飛跡のような形状を示す場合もあり、形状のみでは断定できない。そこで、二重に重ねられたフィルムの同じ位置に同じ方向に同一形状の飛跡が検出されたときのみ本物の超重核の飛跡と断定するのである。今回の場合には、100 $\mu\text{m}$ のpolycarbonate filmは1枚しかなく、従って飛跡の形状でのみ判断したが、190 $\mu\text{m}$ のcellulose nitrate filmの場合は検出器の所でも述べたように二枚を直接重ねてあり、両者の飛跡の一致を確かめた上で超重核の飛跡であることを確認している。われわれは、初め、 $Z > 70$ の超重核の飛跡の有無を調べるべく100 $\mu\text{m}$ のpolycarbonate filmを50°C 7規定のNaOH溶液で40%程エッチしたが飛跡を見出すことはできなかった。そのため、飛跡の位置検出用のcellulose nitrate filmをそれぞれ4時間、2時間、3時間および9時間と4段階にエッチし、それぞれピン・ホール検出器にかけスキャンを行った。その場合、何れも慎重を期し、各段階で、アンモニア法で感光紙に記録されたスポットに対応するフィルム上の場所を、実体顕微鏡で観察して飛跡の真偽を確かめ、二枚のcellulose nitrate filmでの飛跡の方向の一致をも確認するという方法を採用した。その結果、第3段階(総エッチング時間：9時間)までは飛跡は観測されず、第4段階目(総エッチング時間：18時間)におい

\* cellulose nitrate filmには、エッチングを進めていくと多数の細かいひび割れのような傷が集中的にできるところがあり、アンモニア法ではその部分が全て着色し、スポットとして判定できなくなる。そのような場合には、もう1枚のcellulose nitrate filmをアンモニア法にかけ、検出された点を実体顕微鏡で観察し、飛跡らしきものがあれば、元のフィルムのそれに対応する所を顕微鏡でスキャン(ひび割れは比較的大きく、アンモニア法ではスポットの制定が不可能でも超重核の飛跡は顕微鏡で十分観測できる)し、飛跡の対応を調べた。

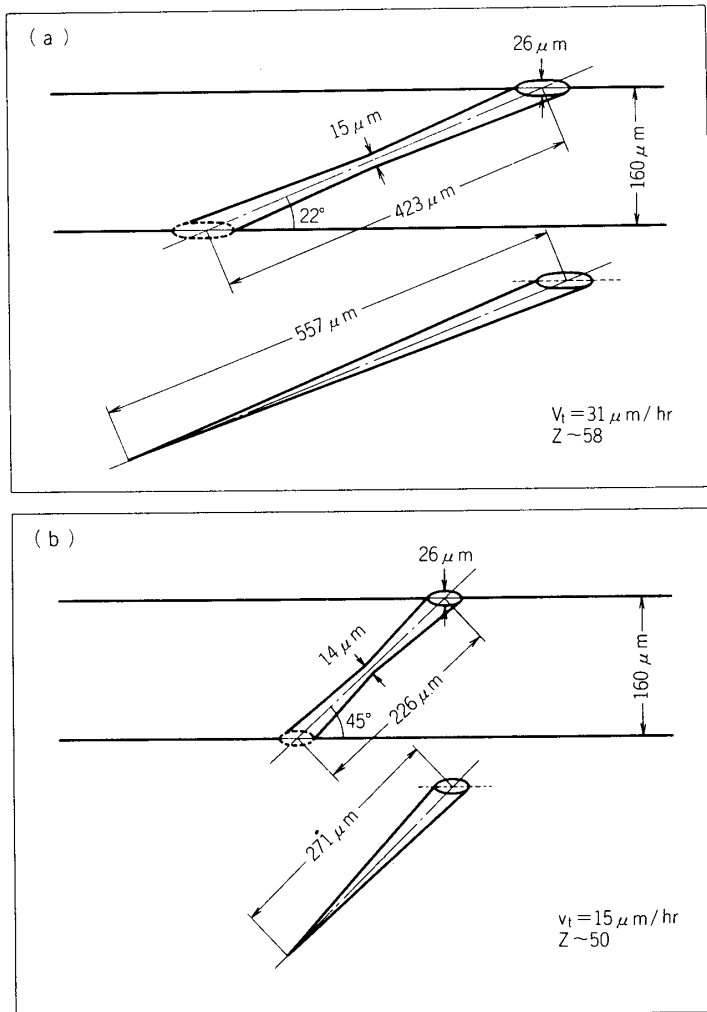
て2つの飛跡を見出している。第10図の写真(1), (2)はエッチングで拡大され貫通した飛跡の顕微鏡写真である(1目盛 $10\mu\text{m}$ )。



第10図 超重核の飛跡に起因する貫通エッチ・ピットの写真

### 3.2 核電荷の推定

以上のスキャンニングにおいて見出された飛跡が如何なる超重核によるものかの判定は、次のように、その貫通孔の形状から求めることができる。すなわち、エッチ・ピットの形状はエッチング時間の如何を問わず常に相似形が保たれるので、そのコーンの頂角とバルクのエッチング速度さえわかっておれば飛跡に沿ったエッチ・ピットの成長速度を求めることができる。第11図は光学的顕微鏡による観察から得られた2つの飛跡の貫通孔の形状とそれから推定された十分厚い cellulose nitrate film におけるエッチ・ピットの形状である。この

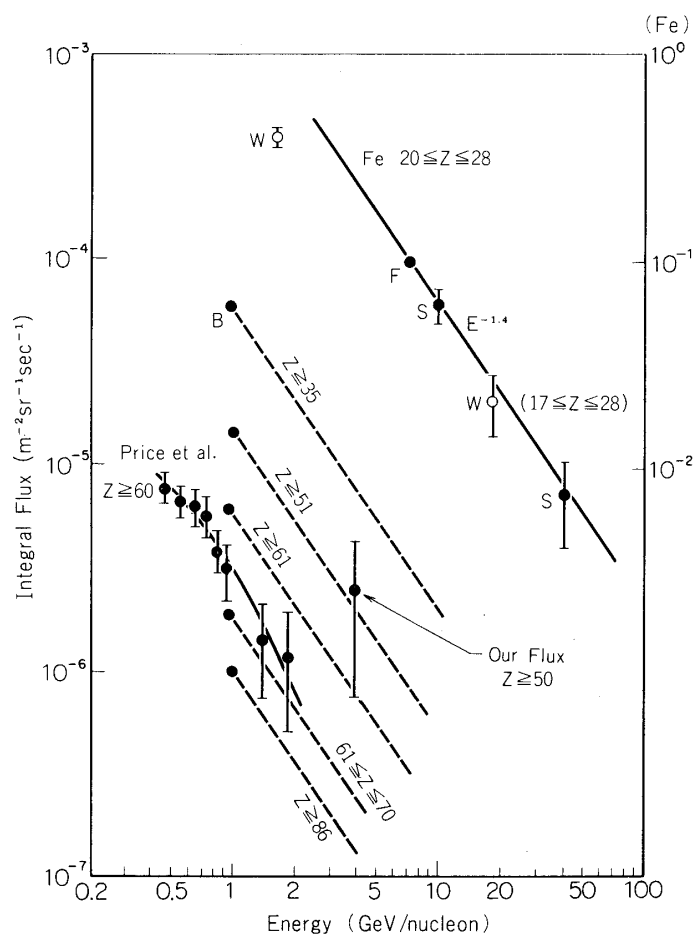


第11図 実測された飛跡の形状

ようにして、それぞれのエッチ・ピットの成長速度が推定され、第9図の成長速度と核電荷との関係から、貫通粒子の核電荷が推定される。その結果は、第10図の写真(1)および(2)に対して、それぞれ58および50であった。この方法は、エッチングによって拡大された飛跡の壁面が滑めらかでないため形状が精確に決定されないこと、エッチングの溶液槽が単に飛跡の位置決定のみを目的に作られているためエッチング条件がそれ程精度よく維持されていないこと、および、cellulose nitrate film はものによってエッチング特性にばらつきがあること等によりかなり大きな誤差を含むものと見做すべきであろう。勿論、今後、他の種類のフィルムが解析が進めば、核電荷をさらにより精度で決定できるはずである。

### 3.3 解析結果に基づく flux の推定と他のデータとの比較

大気の頂上における flux を求める場合、気球上層大気における一次宇宙線の衝突による flux の変化やそれによる核電荷スペクトルの変化を考慮しなければならない。そこでわれわれは、そのような場合における fragmentation parameter として、便宜上 Blanford らが採用している Turner の値[2]をそのまま使用し、また、一次宇宙線の核電化スペクトルとして同じ Blanford らの 1 GeV/nucleon における積分 flux の値を使用した。その推定法の詳しい内容は附録に示してある。かくして、今回検出された2つの event から、大気頂上における核

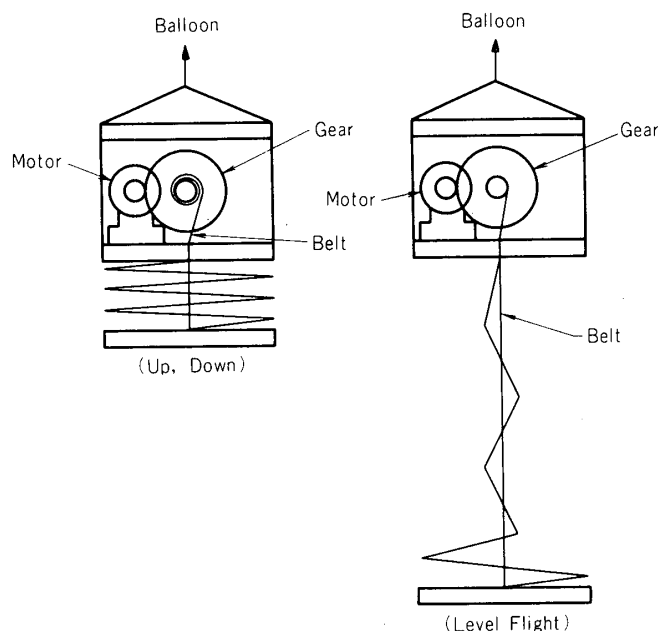


第12図 一次宇宙線中の超重核 flux のエネルギー分布

電荷50以上の核種に対する、4 GeV/nucleon での積分 flux は  $2.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{str}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$  と推定された。第12図は Blanford らの 1 GeV/nucleon における積分 flux [2]、Price らの  $Z \geq 60$  の 1 GeV/nucleon 附近の積分エネルギー・スペクトルと今回われわれが得た積分 flux の値とを示す。この図で、破線で表わされた直線は Blanford らの測定点を通る巾指数 1.4 ( $20 \leq Z \leq 28$  に対する巾指数と同じ) の直線を示す。今回の測定のみでは、超重核に対するエネルギー・スペクトルが Price らの指摘するようにエネルギーと共に急激な減少を示すものか、鉄核と同様巾指数 1.4 程度に止まるものかの明確な判定を下すことはできないが、傾向的には巾指数 1.4 の直線上によく乗っているように思われる。何れにしろ、核電荷をより正確に決定すると共に、さらに、データを蓄積して行くことが必要である。

#### 4. 次期気球飛行実験の準備

1973 年気球飛行実験データの解析は前述の如く未だ終わっていないが、われわれは 1975 年の 5 ~ 6 月に再び大型検出面積 ( $\sim 50 \text{ m}^2$ ) を持つ観測器の気球による飛行実験を計画しており、1974 年の始めよりその準備作業を行ってきたのでその準備の状態をここに簡単に報告したい。この次期気球飛行実験の目的は、73 年度の実験にも増して検出面積と露出時間と



第13図 75年度塔載観測器の開閉機構

を共に増大し、検出される超重核の event 数を増すことにある。その観測機器の設計は、勿論、73年度の経験に基いてなされた。特に、73年度に使用された観測器の開閉には十分な再現性がなく、実際の飛翔時にも初めは80%程度しか開かなかったし、回収時も完全には閉じなかったようである。このような観測器の開閉時における操作に信頼性がなかった主な原因は、開閉の速度を抑制するために“ORIRO”なる緩降機を使用したことにある。そこで、その操作を確実にするために、モーターをギヤ・ダウンして使用することにした。第13図はそれを折り畳み方式に適用した場合の原理図である。この方式の採用により若干重量は増すが、もしも検出部の面積が $50\text{ m}^2$ 程度にすることが総重量の上で可能であれば、検出面積当りの塔載機器の重量は73年度の場合と実質的にはほぼ等しいことになる\*。このような観測点から、75年度の場合は検出面積を $50.4\text{ m}^2$ とし、結果として塔載機器の総重量は約 $200\text{ kg}$ となった。また、73年度の回収時における失敗は、浮きを検出部と切り離しておいたために検出部自身に全く浮力がなかったことに起因している。そのようなことがないようにするため、75年度は垂れ幕のポケットに検出器と共に薄い発泡スチロールの板を入れ、垂れ幕自身に浮力を持たせるようにした。これは垂れ幕自身の剛性を持たせることにもなり、幕の開閉をより確実なものとしよう。

以上のような塔載機器の問題の外に、75年度の実験に使用する cellulose nitrate film のバック・グラウンド・ホールは従来のものに比して極めて少く、そのスキャンニングがかなり楽になることが期待される。

最後にこの研究にあたり色々御協力戴いた東大宇宙航空研究所の西村純氏並びに同研究室の方々、東大原子核研究所宇宙線Bの方々、および立教大理学部宇宙線研究室の方々に感謝の

\* 73年度の塔載機器では垂れ幕を全開するためわざわざ $20\text{ kg}$ 程重量を増しているのので、この分をここでは除いて考えている。

意を表します。

1975年5月15日 新設部(工学)

#### 参 考 文 献

- [1] 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)
- [2] G. E. Blanford, M. W. Friedlander, J. Klarman, S. S. Pomeroy, R. M. Walker, J. P. Wefel, P. H. Fowler, J. M. Kidd, E. J. Kobetich, R. T. Moses and R. T. Thorne: Phys. Rev. D **8**, 1707 (1973)  
G. E. Blanford, Jr. M. W. Friedlander, J. Klarman, R. M. Walker and J. P. Wefel; Phys. Rev. D **8**, 1722 (1973)
- [3] E. K. Shirk, P. B. Price, E. J. Kobetich, W. Z. Osborne, L. S. Pinsky, R. D. Eandi and R. B. Rushing; Phys. Rev. D **7**, 3220 (1973)
- [4] 道家, 岡本, 柴村, 伊藤, 柳町, 宮島, 遠藤, 齊藤, 永田; 宇宙航空研究所報告, 9, 273 (1973)
- [5] K. Endo and T. Doke; Nucl. Instr. Meth. **111**, 29 (1973)

附 録

超重核観測のための検出器の水平、垂直方式の比較

1. 強度 (flux) 決定のための基礎計算式

一般に厚さ  $X \text{ g/cm}^2$  の空気中を通過したときの核種  $i$  の、検出器での強度  $I_i(X)$  は次式によって求められる。

$$I_i(X) = I_i(0) \exp\left(-\frac{X}{\lambda_i}\right) + \sum_j \frac{P_{ij}}{\lambda_j} I_j(0) \int_0^x \exp\left(-\frac{x}{\lambda_j}\right) \exp\left(-\frac{x-X}{\lambda_i}\right) dX \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $I_i(0)$ ,  $I_j(0)$  はそれぞれ  $i$ ,  $j$  の大気頂上での強度、 $\lambda_i$ ,  $\lambda_j$  は大気中の原子核による衝突に対する自由行程、 $P_{ij}$  は核種  $j$  に壊れる fragmentation の確率を表わしている。(1)式の右辺の第1項は "primary" の生き残りであり、第2項は "secondary" によるものである。

実際には気球を高度  $x \text{ g/cm}^2$  のところに上げ、検出器を地上に対して水平、垂直にする2つの方式がある。それぞれの強度としては、粒子の大気への入射角  $\theta$  を考慮し  $x$  を  $x/\cos\theta$  として(1)式を有効立体角で積分し、その平均を求めた (第A-1図参照)。

a) 水平方式の場合

$$I_i = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta} \cos\theta \sin\theta \cdot I_i(x/\cos\theta) d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi} \dots\dots\dots (2)$$

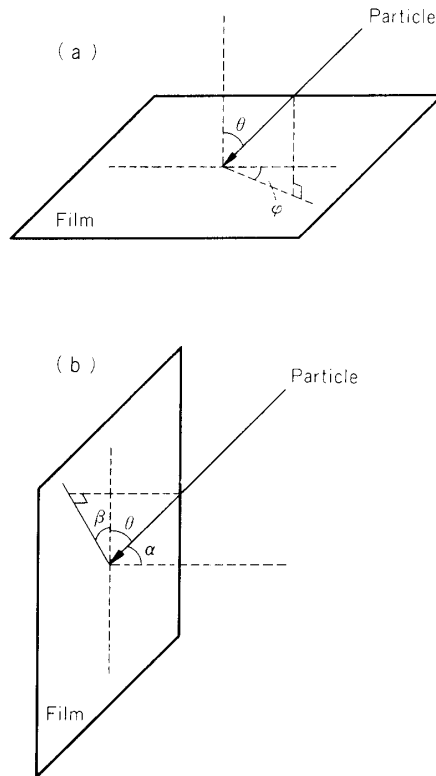
ここで、 $\theta$  は検出器に対する入射角でもある。

b) 垂直方式の場合

$$I_i = \frac{4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\alpha} \cos\alpha \sin\alpha \cdot I_i(x/\cos\theta) d\alpha d\beta}{4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\alpha} \cos\alpha \sin\alpha d\alpha d\beta} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $\sin\alpha \cdot \cos\beta = \cos\theta$ 、また  $\alpha$  は検出器に対する入射角である。

プラスチック・フィルムにおけるピンホール検出法の限界を考慮し、検出器に対して  $70^\circ$  以上で入射するものは除外することにした。ただし上の(2), (3)式で、大気頂上での一次宇宙線の強度は等方的であると仮定している。



A-1 図 (a) 水平方式 (b) 垂直方式

## 2. 強度及び検出可能な event 数

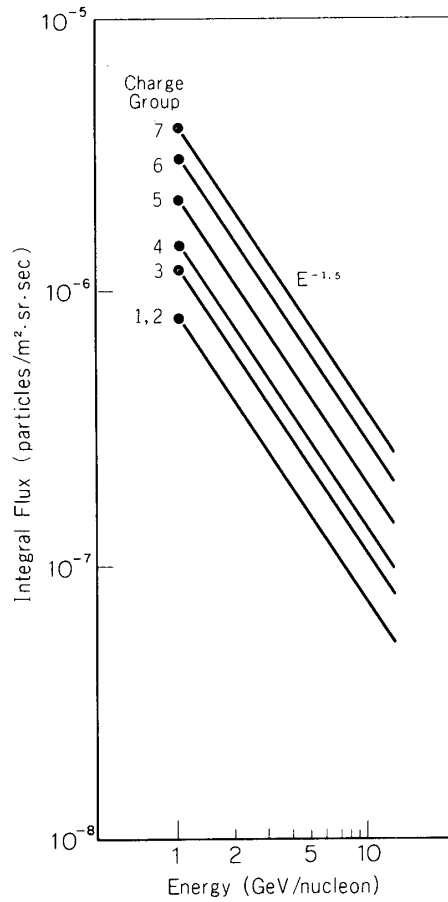
実際の実験順序では検出器での核電荷分布  $I_i$  を測定して大気頂上での核電荷分布  $I_i(0)$  を推定するのであるが、現在われわれ自身による検出器での核電荷分布をもっていないのでここでは大気頂上での核電荷分布を仮定し、それが検出器でどのような強度となるか調べてみた。まず大気頂上での核電荷分布として Blanford 等の値[2] を用い、エネルギー分布(積分型)の power index を 1.5 と仮定し、日本での cut off rigidity により粒子のエネルギーを  $4 \text{ GeV/nucleon}$  以上として強度を推定した。その結果を第 A-2 図に示す。また fragmentation の確率  $P_{ij}$  については現在まだ確定した値はないが第 A-1 表に示すような Blanford 等が用いた値を使用した。

$\lambda_i$  については次の衝突断面積から得られる値を使用した。すなわち、

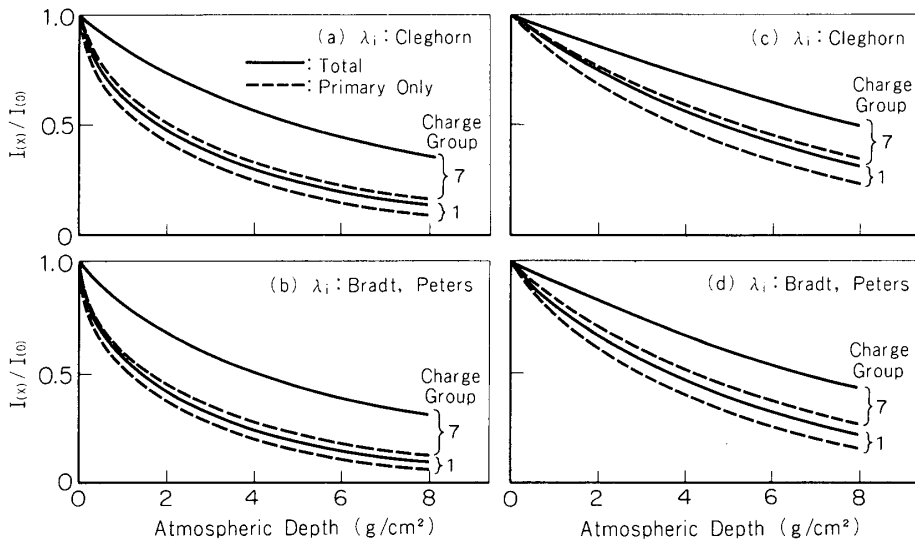
$$\sigma = \pi (r_1 + r_2 - 2 \Delta r)^2, \quad r_i = r_0 A_i^{1/3}$$

ここで、 $r_i$ 、 $A_i$  はそれぞれ核種での核半径、質量数である。 $r_0$ 、 $\Delta r$  に対しては Bradt, Peters[A-1] による  $r_0 = 1.45 \text{ fm}$ 、 $\Delta r = 0.85 \text{ fm}$  と Cleghorn[A-2] による  $r_0 = 1.20 \text{ fm}$ 、 $\Delta r = 0.25 \text{ fm}$  の 2 つの場合について計算した。この断面積  $\sigma$  から超重核の大気中での原子核





A-2 図 Integral energy spectrum



A-3 图 (a) (b) 垂直方式 (c) (d) 水平方式

A-1表 Fragmentation parameters in air ( $P_{ij}$ )

primary group	secondary group						
	1	2	3	4	5	6	7
1 ( $\geq 86$ )	0.20	0.25	0.10	0.10	0.06	0.05	0.10
2 ( 81 - 85 )		0.10	0.20	0.26	0.06	0.04	0.10
3 ( 76 - 80 )			0.06	0.04	0.10	0.10	0.17
4 ( 71 - 75 )				0.13	0.05	0.04	0.07
5 ( 61 - 70 )					0.15	0.04	0.05
6 ( 56 - 60 )						0.11	0.07
7 ( 51 - 55 )							0.13

A-2表 Interaction mean free path in air ( $\lambda_i$ )

charge group	$\lambda_i$ : Bradt, Peters ( $\text{g}/\text{cm}^2$ )	$\lambda_i$ : Cleghorn ( $\text{g}/\text{cm}^2$ )
1	6.5	8.0
2	7.1	8.4
3	7.2	8.7
4	7.6	9.0
5	8.2	9.6
6	8.8	10.2
7	9.2	10.7

との衝突に対する自由行程  $\lambda_i$  が計算される。

$$\lambda_i = \frac{1}{\sum_j W_j n_j \sigma_{ij}} \quad \text{g/cm}^2 \quad (j: N, O, A)$$

ここでは、 $W_j$  は重量百分率で N: 75.4%, O: 23.2%, A: 1.4%, また  $n_j$  は 1g 当りの原子核の個数である。  $\lambda_i$  の値を第 A-2 表に示す。

以上の数値を用いて得られた水平、垂直方式の両方について検出器での強度と大気の高さの関係を第 A-3 図の a, b, c, d に示す。これらの図では "primary" の生き残りだけによる強度と全強度とに分けて示してあり、核電荷グループとして  $51 \leq Z \leq 55$  と  $86 \leq Z$  の 2 つが代表して示してある。また、これらの図から  $\lambda_i$  の値として、Cleghorn 等による値の方が、われわれにとってわずかに好ましいことがわかる。さらに "secondary" による影響がかなりあってこれを無視して大気頂上での強度を推定することは不可能である。

また、今回の飛行実験における飛行時間と面積の積  $646.4 \text{ m}^2 \text{ hr}$ 、飛行高度  $8 \text{ g/cm}^2$  において垂直方式を用いたときの検出可能な event 数を、以上の計算に基づいて推定し、その結果を第 A-3 表に示してある。同表の参考のために  $Z \geq 51$  の全 event 数も同時に示した。

A-3表 Detectable event number

Charge group	$\lambda_i$ : Bradt Peters	$\lambda_i$ : Cleghorn
1	0.07	0.08
2	0.10	0.13
3	0.15	0.20
4	0.25	0.29
5	0.39	0.46
6	0.69	0.80
7	0.78	0.90
$Z \geq 51$ Total	2.44	2.86

### 3. 水平, 垂直方式の比較

以上のことから次のことがいえる。第A-3図をみてわかるように明らかに水平方式の方が垂直方式より有利である。すなわち同面積の検出器を用いた場合、 $8\text{g}/\text{cm}^2$ の高度で水平方式では垂直方式の約2倍の強度の超重核を検出し得るが、現在の気球飛翔の条件から考えると水平方式で可能な面積は垂直方式での面積( $40\text{m}^2$ 以上)の半分にも達していない。そのためわが国における飛翔実験としては垂直方式の方が有利であるとわれわれは判断している。

次に、飛翔高度-面積間の問題がある。技術的には現在 $5\text{g}/\text{cm}^2$ の高度まで飛翔が可能であるが、この場合検出器の重量(すなわち面積)が制限され、第A-3図からわかるように、高度を $5\text{g}/\text{cm}^2$ に上げて強度は $8\text{g}/\text{cm}^2$ の高度での2倍に満たず、面積を半分にしても $5\text{g}/\text{cm}^2$ の高度までは上がらない。結局、高度をかせぐより面積をかせいだ方が有利ということになる。

われわれは現在出来るだけ多くのevent数を求めている。第A-3表でわかるように検出可能なevent数が1個あるいは2個という数字は検出されたとしても統計精度で信頼度に欠けるので、われわれはこの数を少なくとも1桁多くしたいと考えて高度 $5 \sim 8\text{g}/\text{cm}^2$ で面積と時間の積を $3000\text{m}^2\text{hr}$ にまで達することをねらっている。飛翔時間は電波の受信限界とも関連しているが(1973年の飛翔実験では約17時間であった)これを50時間に近づけると共に、面積を $50\text{m}^2$ 以上にしたいと考えている。

### 参 考 文 献

- [A-1] H. L. Bradt and B. Peters; Phys. Rev. 77, 54 (1950)
- [A-2] T. F. Cleghorn; Canad. J. Phys. 46, 572 (1968)