

# 宇宙線 $\mu$ -中間子の方向分布について

天 白 一 馬\*・一 之 瀬 匡 興\*

Kazuma TENPAKU, Masaoki ICHINOSE : On the Zenith-Angle  
Distribution of the Cosmic-Ray  $\mu$ -Mesons.

(1960年9月1日受理)

## 緒 論

素粒子論における重要な研究対象の一つである  $\mu$ -中間子は宇宙線現象においても極めて重要な役割を演ずる粒子の一つである。地上における宇宙線硬成分の大部分はこの  $\mu$ -中間子から成っている。これは大気上層に突入した一次宇宙線と空気の原子核との衝突によつて生じた  $\pi$ -中間子、およびこれら  $\pi$ -中間子と原子核との再衝突による新たな  $\pi$ -中間子の発生を順次くり返す、いわゆる  $N$ -Cascade によつて生じた多数の  $\pi$ -中間子が、 $\pi$ - $\mu$ 崩壊をした場合に発生したものである。 $\mu$ -中間子は原子核との交互作用がほとんどなく、電離損失以外のエネルギー損失を受けることなく深く大気層を貫いて地上に達するのみならず、更に高エネルギーの成分は地下深くまで侵入してゆくことはすでに明かにされた事実である。それ故地上や地下における  $\mu$ -中間子の強度やエネルギー分布などの多くの研究結果は二次宇宙線現象全体の解明にとつて重要であることは云うまでもない。これらの問題に関する研究はすでに多く存在し、理論と実験との一致もほぼ満足なものとなつている。しかしエネルギーが極めて高い範囲については未だ不明な点が多く残されているし、また低エネルギーの成分についても細かい問題は多く残されている。

われわれは高エネルギー ( $10^{12}\sim 10^{13}$ ev)  $\mu$ -中間子について、その地上への入射方向と強度との関係を理論的に考察すると同時に、低エネルギー  $\mu$ -中間子をも含む一般の成分について、その入射方向と強度との関係を原子核乾板を用いて測定した。本報告では理論的な考察と実験的な結果とが別々の対象となつているが、それは高エネルギー  $\mu$ -中間子については、それだけを選別して実測することは現在のところ、どこでも行われていないし、また一般成分の方向分布については現象が込み入つているため厳密に理論的な取扱いをすることは困難だからである。そこでわれわれは高エネルギー  $\mu$ -中間子については将来の研究を期してただ数理的考察のみにとどめることとし、また低エネルギーの一般成分については実験的に、その方向分布をできるだけ正確に求め、それが例えば周囲の地形(山など)によつて、どのように影きようされるものかを将来調べる応用的研究の資料にしたいと考えた。

## 原子核乾板 ET-7A

先ず実験的方面からのべることとする。われわれの使用した原子核乾板は「富士フィルム K K製, ET-7A 原子核乾板で、大きさ  $5 \times 7$  cm, 膜面の厚さ  $200\mu$  のもの 1 ダースである。この乾板は従来この種の乾板として最も多く使われている Ilford G-5 乾板と同程度の性能を

\* 信州大学繊維学部物理学教室

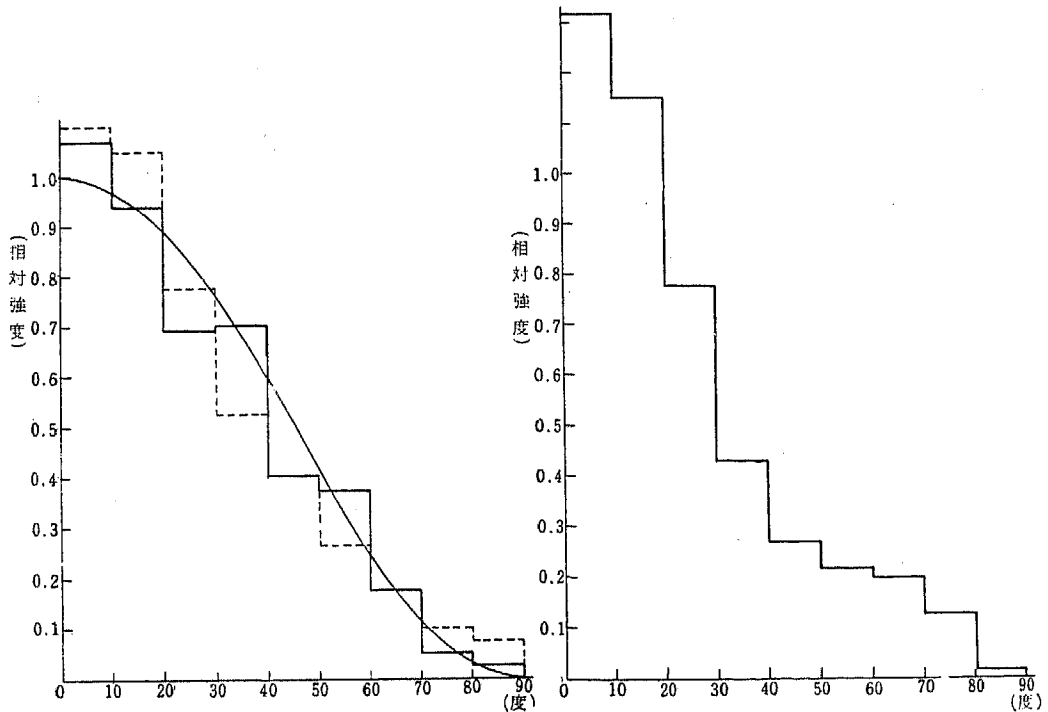
もつた国産品で、すべての荷電粒子に対して Sensitive なものである。この乾板の諸性能についてはいくつかの研究報告も出ている<sup>(3)(4)</sup>。これらの性質のうち Minimum Grain Density (m. g. d.) はわれわれの実測では平均  $35/100\mu$  であった。この数値をもとにして、track の区別を次のようにした<sup>(5)</sup>。

Black track : Density > 6.8 (m. g. d.)

Grey track : 6.8 (m. g. d.) > Density > 1.4 (m. g. d.)

Thin track : 1.4 (m. g. d.) > Density.

乾板は三分して、山上(長野県菅平高原, 海拔1300m), 地上(上田市 信大繊維学部), および 地下(長野県, 松代地震観測所地下道)に設置した。このうち地下に設置したものについては次のような問題が当然考えられる<sup>(4)</sup>。地下における設置場所での上部の岩盤の厚さは大体50~60m であるから水深にして 200m 近くもある。したがってこの深さにおける宇宙線の強度は地上の  $1/100$  以下とみられる。このような地点で乾板上に十分な track を記録させるには乾板の露出期間を相当長くとの必要がある。そのため Back-ground の増加とか Fading の問題など不利な点が生ずるうえ、更に根本的な問題は、地下に設置するまでに、たとえ短期間でも地上にあつた期間中にできた track が混入してしまうことである。(この種の実験では地下で emulsion を塗り、現像, 定着も地下で行なうのが普通である)。地下における track の数が僅少であるため、その点は致命的な欠陥となる。したがって各種現象の頻度など統計的な結論を求めることはできないが、高エネルギーの  $\mu$ -中間子の track だけを集めるため、地上での他の track をさける意味で地下に露出することにした。三分した乾板は鉛直の姿勢



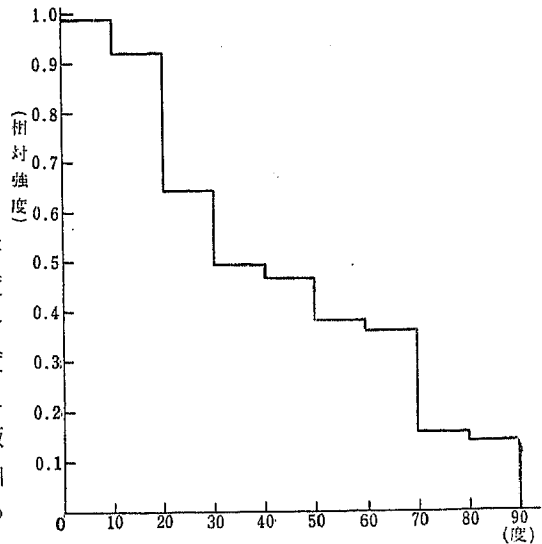
第1図 (a) Thin track の分布

第1図 (b) Grey track の分布

で、いずれも 3ヶ月間露出され、同時に現像、定着された。

観測結果

地上および山上に設置した乾板について得た結果をのべる。Track を前にのべた要領で、black, grey, thin に区別し、各々について入射方向（天頂角）を測定した。角度の測定は次のような簡単な方法で行った。十字線を附した顕微鏡のアイピースの外側に分度器を固定し、十字線と track の方向とを合致させるまでアイピースを回転させる角度を分度器で読んで求める。track は乾板に記録されたもの全部を捨てるのではなく、乾板を  $x$ -軸（乾板を設置した時の水平方向に相当）に平行な 3 mm 間隔の平行線だけに沿って、視野に入るすべての track を拾っていた。3 mm の間隔は同一 track を二度以上拾う恐れのないよう比較的大きくとつたものである。測定結果は（第 1 図）の様である。



第 1 図 (c) Black track の分布

この測定結果によると、地上と山上における方向分布の状態は track の区別によつては差異が認められるが、場所のちがいによる差異はほとんどないと云つてよい。track を black, grey, thin と区別したがこれは一つの方法であつて、粒子の種類により、またエネルギーの大きさに従つて分布を求めるのが望ましい。しかしわれわれの当面の目標は、とりあえずこれら track の方向分布が周囲の地形などによつてどう変わるかを調べるためであるから粒子の種類については一応問題にしないことにした。ただわれわれが thin track として拾つたものの分布がほとんど  $\cos^2\theta$  に比例しているところから、これはほとんど  $\mu$ -中間子から成つていてのではないかと考えられる<sup>(6)</sup>。

地下に設置した乾板は予想通り track の数は極めて少く、しかもほとんど single track のみである。これらの track の頻度および方向分布については統計的に欠陥があることは前にのべた通りであるが、一応記録された結果を示すと次のようになる。

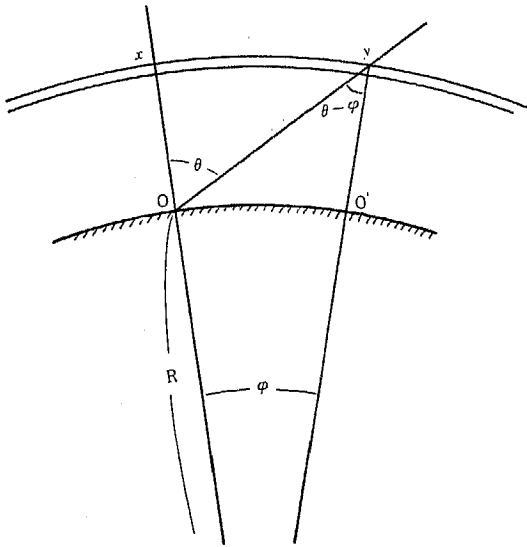
- black track : 0.57/day cc
- grey        " : 0.53/   "
- thin         " : 0.5 /   "

Thin track の方向分布

| 天頂角     | 0~10° | 10~20 | 20~30 | 30~40 | 40~50 | 50~60 | 60~70 | 70~80 | 80~90 |
|---------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| track 数 | 6     | 8     | 2     | 2     | 10    | 6     | 8     | 4     | 16    |

高エネルギー  $\mu$ -中間子の方向分布

地上における  $\mu$ -中間子のうち高エネルギー ( $10^{12} \sim 10^{13} \text{ev}$ ) のものみに注目し、その強



第2図

N-Cascade の過程を経て生ずる  $10^{12} \sim 10^{13} \text{ev}$  の  $\mu$ -中間子もあり得るわけであるが、これらの強度は弱いものとみられるので無視することにする。

ここで解析を容易にするため、一次宇宙線から注目する  $\pi$ -中間子群が創られるのは大気上層の一定高度  $x_0 (\text{g/cm}^2)$  においてであると仮定する。この仮定はわれわれが求めようとするのは天頂角分布であつて、垂直方向の強度変化ではないから大体妥当なものと考えられる。

本論に入る前に先ず地上からの距離、天頂角についての幾何学的関係を出しておく必要がある。第2図において O-点は観測点、 $OO'$  は地球表面、 $\theta$  は天頂角、 $R$  は地球半径を示す。 $x$  は大気の深さを  $\text{g/cm}^2$  の単位で表わしたものであり、 $y$  も同様に天頂角  $\theta$  方向の大気の深さを同じ単位で表わしたものである。 $x$  と  $y$  とが同心円上の対応点であるとすれば、空間的な長さの場合と同じく

$$dy = dx / \cos(\theta - \varphi) \quad (1)$$

の関係が成立つ。また  $dx$  に対応する空間的な長さを  $dl$  とすれば図から明らかに

$$R d\varphi = -\tan(\theta - \varphi) \cdot dl$$

ただし  $\overline{O'y}$  の距離は  $R$  に比べて無視した。空気の密度を  $\rho(x)$  とすれば  $\rho dl = dx$  であるから上式は

$$R \frac{d\varphi}{\tan(\theta - \varphi)} = -\frac{dx}{\rho}$$

となる。これを integrate して、 $\varphi = 0$  が O-点に対応することを考慮し、O-点の  $x$  の値を  $x_1$  とすれば次の関係を得る。

$$R \log \frac{\sin(\theta - \varphi)}{\sin \theta} = -\int_x^{x_1} \frac{dx}{\rho} \quad (2)$$

これが  $x$  と  $\varphi$  との関係にあたえる。つぎに (1) を integrate して、 $x=0$  と  $y=0$  とが対応す

度の方向分布について考察する<sup>(6)</sup>。高エネルギー  $\mu$ -中間子は同程度のエネルギーをもつた  $\pi$ -中間子（または  $K$ -中間子）が走りながら崩壊してできたものである。これら  $\pi$ -中間子の中には核衝突によつて N-cascade を発生させるものもあるが、N-Cascade を経て新たに発生した多数の  $\mu$ -中間子はエネルギーが急に減少するため問題のエネルギーの範囲外にあるものと考えられる。したがつていま問題にする高エネルギー  $\mu$ -中間子とは、一次宇宙線から創られた  $10^{12} \sim 10^{13} \text{ev}$  の  $\pi$ -中間子から  $\pi$ - $\mu$  崩壊によつて最初に生じた  $\mu$ -中間子のみを考えることになる。細かく考えれば更に大きいエネルギーをもつた初代の  $\pi$ -中間子から

る条件をいれると、

$$y = \int_0^x \frac{dx}{\cos(\theta - \varphi)} \quad (3)$$

を得る。これが地球の曲率を考慮した  $x$  と  $y$  との一般的な関係である。

次に大気密度  $\rho(x)$  に具体的な形をあたえることにする。われわれが考えている問題に対しては大気の温度の差異については省略しても大差ないと考えられる故簡単に大気を一定温度の理想気体のかたまりとしておく。すると圧力  $p$  と密度  $\rho$  との間にはつぎの関係がある。

$$\frac{p}{\rho} = \text{const.} = C$$

$$\therefore dp = C \cdot d\rho$$

一方

$$dp = g dx \quad [g: \text{重力加速度}]$$

も成立つから

$$d\rho = \frac{g}{C} dx$$

$$\therefore \rho = \frac{g}{C} x + C'$$

$x=0$  で  $\rho=0$  となるべきものであるから  $C'=0$  となり

$$\rho = \frac{g}{C} x \quad (4)$$

を得る。また地上での  $\rho$  の値を  $\rho_1$ ,  $p$  の値を  $p_1$  とすれば (4) から  $g/C = \rho_1/x_1$  となるから (4) は

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_1} \frac{x_1}{x} \quad (4')$$

となる。

(4)'を用いると (2) はつぎのようにかける。

$$\begin{aligned} R \log \frac{\sin(\theta - \varphi)}{\sin \theta} &= -\frac{x_1}{\rho_1} \int_x^{x_1} \frac{dx}{x} \\ &= -\frac{x_1}{\rho_1} \log \frac{x_1}{x} \\ \therefore \frac{\sin(\theta - \varphi)}{\sin \theta} &= \left(\frac{x}{x_1}\right)^{\frac{x_1}{R\rho_1}} \end{aligned} \quad (5)$$

以上の準備をして本論に入る。

最初、鉛直方向に入射する問題の  $\pi$ -中間子群について考える。高度  $x_0$  における鉛直方向の強度を  $N_0$  とし、 $x$  における強度を  $N$  とすれば、減衰はつぎのように表わされる。

$$dN = -N \left( \frac{\mu c}{\tau E} \frac{dx}{\rho} + \frac{dx}{\lambda} \right) \quad (6)$$

右辺の第一項は  $\pi$ - $\mu$  崩壊による減衰を表わし、第二項は核衝突による減衰を表わす。ここに

$E$  :  $\pi$ -中間子のエネルギー       $\mu c^2$  :  $\pi$ -中間子の静止エネルギー

$\tau$  : "      平均寿命       $\rho$  : 大気の密度

$\lambda$  : 核平均自由行路

$x=x_0$  で  $N=N_0$  の条件で (6) を integrate すると

$$N = N_0 \cdot \exp \left[ -\frac{\mu c}{\tau E} \int_{x_0}^x \frac{dx}{\rho} - \frac{x-x_0}{\lambda} \right] \quad (6')$$

を得る。これに (4)' を代入すると

$$N = N_0 \cdot \exp \left[ -\frac{\mu c}{\tau E} \frac{x_1}{\rho_1} \log \left( \frac{x}{x_0} \right) - \frac{x-x_0}{\lambda} \right] \quad (7)$$

または

$$N = N_0 e^{\frac{x_0}{\lambda}} \cdot x_0^{\frac{\mu c x_1}{\tau E \rho_1}} \cdot x^{-\frac{\mu c x_1}{\tau E \rho_1}} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (7')$$

となる。(7), (7)' は注目の  $\pi$ -中間子群が  $\pi$ - $\mu$  崩壊と核衝突とによつて減少してゆくとき、生き残る数を表わす。いま問題にする  $\mu$ -中間子を求めることは (7) の中から  $\pi$ - $\mu$  崩壊をするもののみをとり出して総和することに帰着する。

注目の  $\pi$ -中間子が  $dx$  [時間で  $dt$ , 空間の長さで  $dl$ ] を走る間に  $\mu$ -中間子に崩壊する数  $dn_0$  は

$$\begin{aligned} dn_0 &= N \cdot \frac{\mu c}{\tau E} dt \\ &= N \cdot \frac{\mu c}{\tau E} \frac{dl}{c} \\ &= N \frac{\mu}{\tau E} \frac{dx}{\rho} \end{aligned} \quad (8)$$

(4)' (7)' から

$$\begin{aligned} &= N_0 \cdot \frac{\mu}{\tau E} \frac{x_1}{\rho_1} \cdot e^{\frac{x_0}{\lambda}} \cdot x_0^{\frac{\mu c x_1}{\tau E \rho_1}} \\ &\quad \times x^{-\frac{\mu c x_1}{\tau E \rho_1}} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \cdot dx \end{aligned}$$

したがつて求める  $\mu$ -中間子の総数は上式を integrate して

$$\begin{aligned} n_0 &= N_0 \frac{\mu}{\tau E} \frac{x_1}{\rho_1} e^{\frac{x_0}{\lambda}} \cdot x_0^{\frac{\mu c x_1}{\tau E \rho_1}} \\ &\quad \times \int_{x_0}^x x^{-\frac{\mu c x_1}{\tau E \rho_1}} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \cdot dx \end{aligned} \quad (8')$$

となる。これが鉛直方向の強度を表わす。

つぎに注目する  $\pi$ -中間子が天頂角  $\theta$  の方向から入射し、したがつて問題の  $\mu$ -中間子も同じ方向から地上に到達する場合を考える。

もし大気上層で一次宇宙線から  $\pi$ -中間子が創られる時の条件が方向によつて大差ないものとするならば、天頂角  $\theta$  の方向から飛来する  $\mu$ -中間子についても、鉛直方向の場合と同じ関係が成立つはずであるから、鉛直方向について求めた関係式で変数  $x$  の代りに  $y$  を用いれば、そのままこの方向の関係式となる。すなわち (6)' に相当して

$$N_0 = N_0 \cdot \exp \left[ -\frac{\mu c}{\tau E} \int_{y_0'}^y \frac{dy}{\rho} - \int_{y_0'}^y \frac{dy}{\lambda} \right]$$

(1)を代入して変数  $y$  に直すと

$$= N_0 \cdot \exp \left[ -\frac{\mu c}{\tau E} \frac{x_1}{\rho_1} \int_{x_0'}^x \frac{dx}{x \cos(\theta-\varphi)} - \frac{1}{\lambda} \int_{x_0'}^x \frac{dx}{\cos(\theta-\varphi)} \right] \quad (9)$$

を得る。また (8) に相当して

$$\begin{aligned}
 d n_0 &= N_0 \frac{\mu}{\tau E} \frac{d y}{\rho} \\
 &= N_0 \frac{\mu x_1}{\tau E \rho_1} \cdot \frac{1}{x \cos(\theta-\varphi)} \exp \left[ -\frac{\mu c}{\tau E} \frac{x_1}{\rho_1} \int_{x_0'}^x \frac{d x}{x \cos(\theta-\varphi)} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{\lambda} \int_{x_0'}^x \frac{d x}{\cos(\theta-\varphi)} \right] \\
 \therefore n_0 &= N_0 \cdot \frac{\mu x_1}{\tau E \rho_1} \int_{x_0'}^{x_1} \frac{1}{x \cos(\theta-\varphi)} \exp \left[ -\frac{\mu c x_1}{\tau E \rho_1} \int_{x_0'}^x \frac{d x'}{x' \cos(\theta-\varphi')} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{\lambda} \int_{x_0'}^x \frac{d x'}{\cos(\theta-\varphi')} \right] \cdot d x \quad (10)
 \end{aligned}$$

ここで天頂角  $\theta$  の場合に  $N_0$  および  $n_0$  の式における積分の下限が  $x=x_0$  ではなく、 $x=x_0'$  となっていることに注意する。初代の  $\pi$ -中間子が例えば空気層の深さ  $50(\text{g}/\text{cm}^2)$  の点で創られるとするならば、 $y$  についても  $50(\text{g}/\text{cm}^2)$  の点で創られるとするのが妥当である。このとき  $y=50(\text{g}/\text{cm}^2)$  に対応する  $x$  の値を  $x_0'$  としたのであつて、これは鉛直入射の場合の  $x_0=50(\text{g}/\text{cm}^2)$  と異なる点である。この  $x_0'$  の値は  $\theta$  によつて異なるので、その関係は (8) と (5) から求められる。すなわち上の例であるならば、

$$50 = \int_0^{x_0'} \frac{d x}{\cos(\theta-\varphi)} \quad (11)$$

として、 $x_0'$  を  $\theta$  の函数として求めればよい。

以上の諸式をもとにして数値計算を行うため、各種の常数をつぎのようにあたえる。

$$\begin{array}{ll}
 \rho_1 = 1.2 \times 10^{-3} (\text{g}/\text{cm}^3) & E = 10^{13} (\text{ev}) \\
 x_1 = 10^8 (\text{g}/\text{cm}^2) & \mu c^2 = 10^8 (\text{ev}) \\
 x_0 = 50 (\text{g}/\text{cm}^2) & \lambda = 90 (\text{g}/\text{cm}^2) \\
 \tau = 3 \times 10^{-8} (\text{sec}) & R = 6 \times 10^8 (\text{cm})
 \end{array}$$

これらの数値を用うると (5) は

$$\frac{\sin(\theta-\varphi)}{\sin \theta} = \left( \frac{x}{10^8} \right)^{1.39 \times 10^{-3}} \quad (5')$$

となり、(8)' および (10) はそれぞれ、

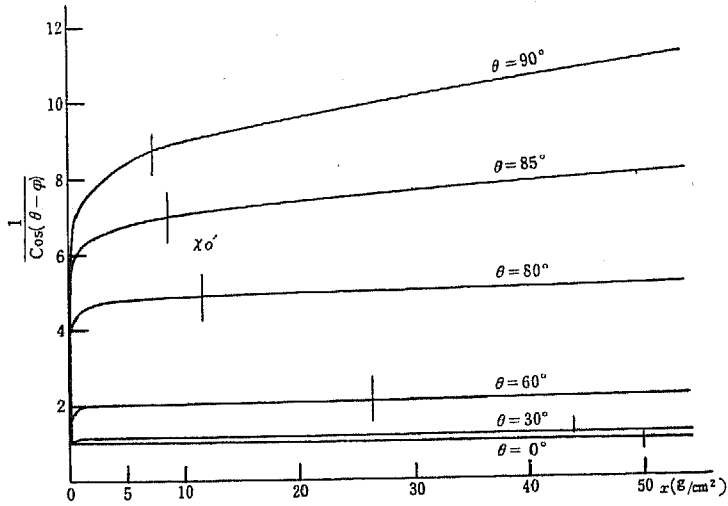
$$n_0 = N_0 \cdot \frac{\mu}{\tau E} \frac{x_1}{\rho_1} \cdot 50^{8.33 \times 10^{-3}} \cdot e^{\frac{5}{9} \int_{50}^{10^8} x^{-1.008} \cdot e^{-\frac{x}{90}} \cdot d x} \quad (8)'$$

および

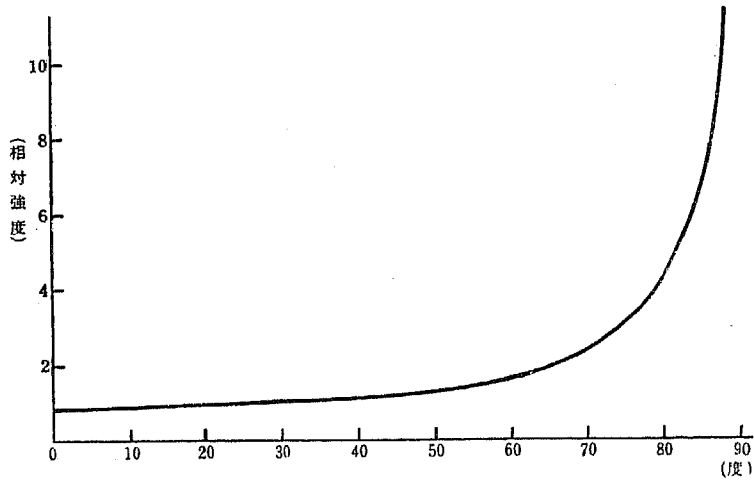
$$\begin{aligned}
 n_0 &= N_0 \frac{\mu}{\tau E} \frac{x_1}{\rho_1} \int_{x_0'}^{10^8} \frac{1}{x \cos(\theta-\varphi)} \exp \left[ -\int_{x_0'}^x \left\{ \frac{8.33 \times 10^{-3}}{x'} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{1}{90} \right\} \frac{d x'}{\cos(\theta-\varphi')} \right] \cdot d x \quad (10)'
 \end{aligned}$$

となる。これら三式が数値計算のための基本式である。Integration はすべて graphically に求めた。 $\theta$  の値としては  $30^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 85^\circ, 90^\circ$  だけをえらんだ。

先ず (5)' から各  $\theta$  に対して  $x$  と  $\varphi$  との関係が求められる。これから  $x$  と  $1/\cos(\theta-\varphi)$  との関係もわかる。それをグラフに示すと第3図のようになる。このグラフから (11) に従つて各  $\theta$  に対する  $x_0'$  の値が求められる。その結果はつぎの通りである。



第 3 図



第 4 図

| $\theta$                       | 30°  | 60°  | 80°  | 85° | 90° |
|--------------------------------|------|------|------|-----|-----|
| $x_0'$<br>(g/cm <sup>2</sup> ) | 43.8 | 26.3 | 11.7 | 8.7 | 7.5 |

これら $x_0'$ の値を使つて、各 $\theta$ に対する(8)''および(10)'の積分を graphically に求めると、共通の項  $N_0\mu x_1/\tau E\rho_1$  を別にした相対値としてつぎの結果が得られる。

| $\theta$ | 0°  | 30° | 60° | 80° | 85° | 90°  |
|----------|-----|-----|-----|-----|-----|------|
| $n_0$    | 0.8 | 1.0 | 1.6 | 4.0 | 0.1 | 11.1 |



これを図示すると第4図のようになる。この結果からわかることは高エネルギー $\mu$ -中間子のみに注目する限り、水平に近い方向から入射するものが鉛直方向のそれに比べて断然多いことである。このことは低エネルギー $\mu$ -中間子を含む一般の成分について実験的に求めた前の場合と全く逆になつてゐる。これはまた、乾板に記録されている thin track の中に高エネルギー $\mu$ -中間子が含まれているとしても、その数は極めて少いことを示している。

### 結 語

高エネルギー $\mu$ -中間子の方向分布については現在のところ実験的結果は出ていない。その頻度が極めて小さい故、乾板以外の方法によらねばならないから、われわれにとつては今のところ実験的証明の見通しはない。将来この方面の実験結果が得られるようになってから、われわれの用いた仮定や計算の妥当性を検討する。

乾板を用いて測定した各種 track の方向分布は将来の応用的研究の資料とするつもりである。すなわち観測点のまわりの地形によつて、black, grey, thin の各方向分布がどのように変形するかをしらべるのが次回の計画である。

乾板のスキヤニングを担当してくれた内藤勝之君に深く感謝する。

### 文 献

- 1) 今枝国之助・数野美つ子：宇宙線研究 3巻, 1号 (1958)
- 2) 数野美つ子：宇宙線研究 4巻, 2号 (1959)
- 3) C. F. POWELL, P. H. FOWLER & D. H. PERKINS : The Study of Elementary Particles by the Photographic Method, (1959).
- 4) E. P. GEORGE & J. EVANS : Proc. Phys. Soc. A63, 1248 (1950).  
M. KANANGARA & M. ZIVKOVIC : Phil. Mag., 44, 797 (1953).  
S. GOLDSACK & M. KANANGARA : Phil. Mag., 44, 811 (1953).  
M. KANANGARA & G. SHRIKANTIA : Phil. Mag. 44, 1091 (1953).
- 5) B. ROSSI : High-Energy Particles (1952)  
J. WILSON : Progress in Cosmic Ray Physics vol. III (1956).
- 6) J. WILSON & S. WOUTHUYSEN : Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, vol. IV (1958).  
小田 稔・小堀高文：宇宙線研究, 5巻, 3号 (1960).

### Summary

1) We calculated the intensity of the high energy( $10^{12}\sim 10^{13}$ ev) $\mu$ -mesons in cosmic rays and obtained the change of the intensity with varying zenith angles with which the  $\mu$ -mesons reach the surface of the earth. According to this result it has been known that the probability of the high energy  $\mu$ -mesons from the horizon is about thirteen times as high as that from the vertical direction.

2) The zenith-angle distributions of the cosmic rays at the two places where the difference in altitude is about 1000m were measured with the nuclear plates ET-7A, and we obtained the same distributions for the two places. These distributions will be useful to research the state of distribution that is obtained when the nuclear plates are placed, for example, beside a large mountain.