

風によるロケットの分散

秋 葉 録 二 郎・中 村 巖

1. 序

一昨年、始めて国分寺試射場においてペンシル・ロケットを飛ばして以来、われわれは、風のロケットの運動に及ぼす影響の侮り難いことを感じていた。しかしペビー・ロケットまでは飛ばし距離が少ないことのため、分散の範囲が余り大きくなく、危険区域設定上さして厳密に風の影響を考慮する必要はなからうとの見解から、特にこれを問題にしなかった。

ところが昨年五月、糸川教授が渡米され、米国の実際にロケット研究に携っている人々から、高々度ロケットに対する風の影響の馬鹿にならないことを注意され、教授帰国後直ちに風の影響の理論的解析、ならびに K-128 J-S についての数値計算を実行することになった。

その結果、まず、ロケットの分散として最も特徴的な燃焼中の分散について解析し、その性質を明らかにし、ロケットならびに、ランチャーの設計に対する資料を提供し、次に燃焼後の分散の性質をしらべ、K-128 J-S について、秋田県道川付近の風に関するデータを使用しその飛ばし径路を数値計算によって求め、危険区域の設定資料となした。(1)(2)

その後文献(3)により、米国においても風による分散の解析が行われていたことを知ったが、詳細についてはそれらの文献が手に入らないのでわからない。しかしおもしろい結論は同じようである。その文献は一昨年頃のもので、米国においても、風による分散は比較的最近まで等閑視されており、近年の非誘導型の固体燃料による観測ロケットの発展により問題になってきたものと思われる。

以下主として文献(1), (2)の報告をもととして、風によるロケットの分散について述べる。

2. 理 論

まず、燃焼中の分散、次に燃焼後の分散について扱いそれらに及ぼす諸因子の影響の大きさを、ある程度実際の数値を用いて検討を加えようと思う。

2・1・0 燃焼中の分散の理論

従来燃焼中のロケットの運動に関する理論は文献(4)により代表されるように

- (1) 燃焼中のロケットの運動は大体直線である。
- (2) ロケットのスピンの速さが小さい。すなわち、そのジャイロ作用は無視できる。

(3) 二次元的に(平面内の)ロケットの運動を取り扱う。

(4) 燃焼中の燃料消費によるロケットの重量変化を考えない。

等の仮定を設け、これによりロケットの発射方向からの分散角(第1図参照)に関する線型方程式を得、分散を起させる諸因子たとえば、重力、ゼロモーメント角、推力線のロケット中心線に対する傾きおよびその重心に対してもつ偶力の腕の長さ、ランチャー離脱時条件等を入力とし、それに対する分散角の応答を求めるというやり方で行われている。

ここにおいても、大体従来の方法にしたがった取扱いを示し、その分散を起させる因子として、風速を考える訳であるが、従来の理論では無視されていたロケットの揚力および減衰モーメントのこれにおよぼす効果を考えに入れて取り扱ってみた。また上述の(4)の仮定が高性能の観測ロケットでは mass ratio が 0.5~0.8 程度になるので実際には成り立たないのであるが、解析の結果からみて重量として初期重量をとることにより、この仮定の下で取り扱っても、それ程大きな誤差はないものと思われる。

さて、風の影響を取り扱うため、風が飛ばし径路に沿いどのように分布しているかが問題となるが、最も簡単な仮定として、

$$W = w + w's \dots\dots\dots (1)$$

これで W : 飛ばし径路に直角な風の成分

w, w' : 定数

s : 飛ばし径路の長さ

の式を仮定する。今ロケットが速度 v で運動しているとすると、この風によりゼロモーメント角

$$\Delta = \frac{w + w's}{v} \dots\dots\dots (2)$$

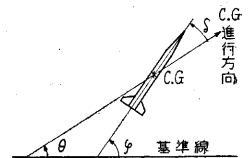
が生ずることになる。

結局線型化の近似で取り扱うため、他の分散に影響する因子をゼロとおいてロケットの運動方程式をかくと、

$$Mv \frac{dv}{ds} = T \dots\dots\dots (3)$$

$$Mv^2 \frac{d\theta}{ds} = T\delta + K_1 \rho d^2 v^2 (\delta - \Delta) \dots\dots\dots (4)$$

$$I \left\{ v^2 \frac{d^2 \varphi}{ds^2} + v \frac{dv}{ds} \frac{d\varphi}{ds} \right\} = -K_M \rho d^2 v^2 (\delta - \Delta)$$



第 1 図

$$-K_H \rho d^3 v^2 \frac{d\varphi}{ds} \dots\dots\dots (5)$$

ここで M : ロケットの質量

ρ : 空気密度

T : 推力

θ, δ, φ : 第1図参照

K_L : 揚力係数

K_M : 縦揺れモーメント係数

K_H : 縦揺れ減衰モーメント係数

d : ロケットの胴体の最大直径

である。今

$$\frac{T}{M} = G, \quad \frac{K_L \rho d^2}{M} = \lambda, \quad \sqrt{\frac{K_M \rho d^3}{I}} = \frac{2\pi}{\sigma} = \nu,$$

$$\frac{K_H \rho d^3}{I} = \mu, \quad \sigma: \text{波長}$$

の記号を使うと、(3)を積分して、

$$v^2 = 2Gs \dots\dots\dots (3)'$$

これを使って、(4)、(5)の係数中の v^2 を s であらわすと、

$$2s \frac{d\theta}{ds} = \delta + 2\lambda s(\delta - \Delta) \dots\dots\dots (4)'$$

$$2s \frac{d^2\varphi}{ds^2} + (1 + 2\mu s) \frac{d\varphi}{ds} = -2\nu^2 s(\delta - \Delta) \dots\dots\dots (5)'$$

第1図から、迎角

$$\delta = \varphi - \theta \dots\dots\dots (6)$$

の関係を使って、(4)'、(5)' から δ に関する方程式をつくると、

$$\begin{aligned} \sqrt{s} \frac{d^2\delta}{ds^2} + \frac{1}{\sqrt{s}} [1 + (\lambda + \mu)s] \frac{d\delta}{ds} + [(\lambda\mu + \nu^2)\sqrt{s} \\ + \frac{\lambda + \mu}{2\sqrt{s}} - \frac{1}{4s\sqrt{s}}] \delta = \frac{1}{2\sqrt{s}} [\lambda + 2(\lambda\mu + \nu^2)s] \Delta \\ + \lambda\sqrt{s} \frac{d\Delta}{ds} \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

を得る。この方程式は一見複雑であるが $\sqrt{s}\delta$ を従属変数にとることにより次のように簡単になる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sqrt{s}\delta}{ds^2} + (\lambda + \mu) \frac{d\sqrt{s}\delta}{ds} \\ + (\lambda\mu + \nu^2) \sqrt{s}\delta = f(s) \end{aligned}$$

ここで

$$f(s) \equiv \frac{1}{2\sqrt{s}} [\lambda + 2(\lambda\mu + \nu^2)s] \Delta + \lambda\sqrt{s} \frac{d\Delta}{ds} \dots\dots\dots (8)$$

これは、 \sqrt{s} に関する定数係数の線型減衰振動の方程式で右辺は入力に相当するものである。ここで $\lambda = \mu = 0$ の場合が今までの分散の理論で一般に取り扱われて来たものである。 $\lambda = \mu = 0$ で(8)の減衰項が0となっても δ 自身は $\frac{1}{\sqrt{s}}$ で減衰することがこの方程式の特徴である。

実際に問題となる飛しょう径路の傾き θ は(4)'から

$$\theta = \int_p^s \left\{ \frac{\delta}{2s} + \lambda(\delta - \Delta) \right\} ds \dots\dots\dots (9)$$

によって求められる。ここに p はランチャーの長さである。

まず揚力および減衰モーメントを省いた場合 ($\lambda = \mu = 0$) を取り扱い、後にこれらの効果をしらべることとする

(i) $\lambda = \mu = 0$ の場合

(8)で $\lambda = \mu = 0$, $\Delta = \frac{w+w's}{v} = \frac{w+w's}{\sqrt{2Gs}}$ を入れると

$$\frac{d^2}{ds^2} (\sqrt{s}\delta) + \nu^2 \sqrt{s}\delta = \nu^2 \sqrt{s} \left(\frac{w+w's}{\sqrt{2Gs}} \right) \dots\dots (10)$$

となる。ここで w および w' の影響を切り離して扱う。

a) w による影響

これは飛しょう径路に沿い一様な横風がある場合である。(10)を $s=p$ で $\delta = \frac{d\delta}{ds} = 0$ の初期条件で解けば

$$\delta = w \sqrt{\frac{\pi}{SG\sigma}} [1 - \cos(S-P)] \dots\dots\dots (11)$$

ここで

$$2\pi \frac{s}{\sigma} = S, \quad 2\pi \frac{p}{\sigma} = P$$

また θ は(9)で $\lambda = 0$ といたお式に(11)を入れて

$$\begin{aligned} \frac{\theta}{w \sqrt{\frac{\pi}{G\sigma}}} = -\frac{1}{\sqrt{s}} [1 - \cos(S-P)] \\ + \sqrt{2\pi} \cos P [S(S) - S(P)] \\ - \sqrt{2\pi} \sin P [C(S) - C(P)] \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここに

$$C(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \frac{\cot t}{\sqrt{t}} dt,$$

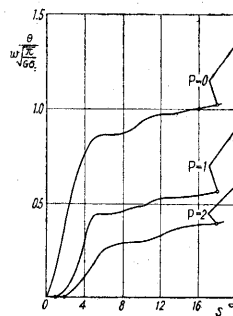
$$S(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \frac{\sin t}{\sqrt{t}} dt$$

また $C(x) = S(x) = \frac{1}{2} \quad (x \rightarrow \infty)$

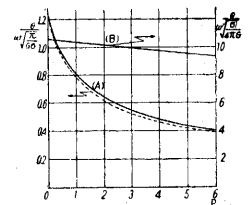
の Fresnel Integral である。

それゆえ θ は S を大きくすると一定値に収斂し、次の値に近づく。すなわち

$$\frac{\theta}{w \sqrt{\frac{\pi}{G\sigma}}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (\cos P - \sin P)$$



← 第2図



第3図

$$-\sqrt{2\pi} \cos P \cdot S(P) + \sqrt{2\pi} \sin P \cdot C(P) \dots\dots\dots (13)$$

(12)を $P=0, 1, 2$ とし S に対し図示したものを第 2 図に, また第 3 図(A)に(13)式を P に対し示した. ここでこれにほとんど一致して引かれた破線は文献(3)に使われていた近似式

$$\frac{\theta}{w\sqrt{\frac{\pi}{G\sigma}}} \sim \frac{1}{\sqrt{p+\frac{2}{\pi}}}$$

を示したものである.

b) w' による影響

これは飛しょう距離に比例して横風の速さの変化する場合で a) と同様な初期条件で(10)を解き

$$\delta = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi G}} w' [\sqrt{S} - (P \sin P + \cos P) \frac{\sin S}{\sqrt{S}} + (\sin P - P \cos P) \frac{\cos S}{\sqrt{S}}] \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{\theta}{w'\sqrt{\frac{\sigma}{4\pi G}}} = \sqrt{S} - 2\sqrt{P} - (P \sin P + \cos P) \cdot \left[\sqrt{2\pi} \{C(S) - C(P)\} - \frac{\sin S}{\sqrt{S}} \right] + (\sin P - P \cos P) \left[-\sqrt{2\pi} \{S(S) - S(P)\} - \frac{\cos S}{\sqrt{S}} \right] \dots\dots\dots (15)$$

これは S に対し発散の傾向をもつのが特徴で, 十分大きい S に関して(15)は

$$\frac{\theta}{w'\sqrt{\frac{\sigma}{4\pi G}}} = \sqrt{S} - 2\sqrt{P} - (P \sin P + \cos P) \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} - \sqrt{2\pi} C(P) \right] - (\sin P - P \cos P) \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} - \sqrt{2\pi} S(P) \right] \dots\dots\dots (16)$$

とかける. $S=140$ に対しこれを第 3 図(B)に示す. w と w' の影響のさらに詳しい吟味は後に 2・1・1 で述べる.

(ii) $\lambda \neq 0, \mu \neq 0$ の場合

w の影響のみについてしらべる. (8)を上と同様な初期条件でとき,

$$\frac{\delta}{\sqrt{\frac{w}{2G}}} = \frac{1}{\sqrt{S}} + \frac{e^{-c(S-P)}}{\sqrt{S}} \{ (c \sin P - \cos P) \cos S - (c \cos P + \sin P) \sin S \} \dots\dots\dots (17)$$

ここで

$$\omega = \sqrt{(\lambda\mu + \nu)^2 - \left(\frac{\lambda + \mu}{2}\right)^2} = \sqrt{\nu^2 - \left(\frac{\lambda - \mu}{2}\right)^2} \approx \nu = \frac{2\pi}{\sigma}$$

$$S = ws \approx \frac{2\pi s}{\sigma}, \quad C = \frac{\lambda + \mu}{2w}$$

(9)により

$$\frac{\theta}{\sqrt{\frac{w}{2G}}} = I_1 + \frac{\lambda}{\omega} I_2 \dots\dots\dots (18)$$

$$I_1 = -\frac{1}{\sqrt{S}} + \frac{1}{\sqrt{P}} e^{cP} (c \sin P - \cos P)$$

$$\left[-\frac{e^{-cS} \cos S}{\sqrt{S}} + \frac{e^{-cP} \cos P}{\sqrt{P}} - cJ(S, P) - K(S, P) \right] - e^{cP} (c \cos P + \sin P) \times \left[-\frac{e^{-cS} \sin S}{\sqrt{S}} + \frac{e^{-cP} \sin P}{\sqrt{P}} - c, K(S, P) + J(S, P) \right]$$

$$I_2 = (c \sin P - \cos P) J(S, P) - (c \cos P + \sin P) K(S, P)$$

$$J(S, P) = \int_P^S \frac{e^{-cS} \cos S}{\sqrt{S}} dS,$$

$$K(S, P) = \int_P^S \frac{e^{-cS} \sin S}{\sqrt{S}} dS$$

これら積分の値は数値計算によらねばならないが, 揚力および減衰モーメントの影響の程度をみるために, ランチャーの長さがゼロの場合の無限遠での分散を求めるには, $J(\infty, 0), K(\infty, 0)$ はそれぞれ次のようになるので直ちに θ の評価が可能である.

$$K(\infty, 0) = \sqrt{\frac{\pi}{c^2+1}} \sin \left(\frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{1}{c} \right)$$

$$J(\infty, 0) = \sqrt{\frac{\pi}{c^2+1}} \cos \left(\frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{1}{c} \right) \dots (19)$$

2・1・1 燃焼中の分散の吟味

数値を具体的に計算するために K-128J-S についての推定値を以下のごとくとする.

$$\frac{\partial C_M}{\partial \alpha} = 15.8 \text{ (先端回り)} \quad \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} = 19.7$$

$$= 3.85 \text{ (重心回り)}$$

$$C_G = 1.360\text{m (60.5\%)} \quad a.c = 1.800\text{m (80\%)}$$

$$C_H = 1.14 \quad \text{(共に先端より)}$$

$$\text{ただし 揚力} = \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{\partial C}{\partial \varphi} \alpha \frac{\pi d^2}{4}$$

$$\text{縦揺れモーメント} = \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{\partial C_M}{\partial \alpha} \alpha \frac{\pi d^2}{4} l$$

縦揺れ減衰モーメント

$$= \frac{1}{2} \rho v \frac{\partial \varphi}{\partial t} \frac{\pi d^2}{4} l^2 C_H$$

$$l = \text{全長} = 2.250\text{m}$$

$$I_y = 7.71 \text{ kgm}^2$$

$$\text{これから } \sigma = 2\pi \sqrt{\frac{I_y/g}{\frac{1}{2} \rho \frac{\partial C_M}{\partial \alpha} \frac{\pi d^2}{4} l}} = 67\text{m}$$

$$\lambda = 6.92 \times 10^{-3} \text{m}^{-1} \quad \mu = 6.53 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$$

$$G = \frac{T}{M} = 500 \text{ m sec}^{-2}$$

$$\sqrt{\frac{\pi}{G\sigma}} = 1.16 \times 10^{-2} \quad \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi G}} = 0.10$$

まず一様な横風 w による分散についてみる。ランチャーの長さがどの程度この分散を減らすかをみると第3図(A)から $P=2$ のあたりまではランチャーの効果が、かなりあるがこれ以上ランチャーの長さを増しても余り効果がないことがわかる。ところで K-128J-S についての推定値をつかうと $P=2$ は約 20m の長さに相当し、しかもこの場合ですら分散を半減するに過ぎない。このことはランチャーの長さを風による分散を減らす目的で長くすることは非実際的であることを示す。そこで今 $P=0$ の場合の横風 10 m/sec (秋田県道川海岸ではまれではない) として、無限遠での分散角を計算すると $\theta_\infty = 8.3^\circ$ でかなり大きな値となる。

次に飛しょう距離に比例して風速の増す場合の分散についてみると、前の場合と比較できるため KAPPA の燃焼中の飛しょう距離についての平均風速が 10 m/sec になるような w' をとると $w' = 0.02 \text{ (sec}^{-1}\text{)}$ となる。この場合ランチャーの長さが 0 のとき燃焼後の分散角 $\theta_{S=140} = 1.2^\circ$ 程度であり、前の場合と比較すると著しく小さい。このことは分散の多くはランチャーの出口付近の風により起ることがわかる。

次に揚力および減衰モーメントの効果がどの程度あるかをみる。(18)(19)から、ランチャーの長さ 0 のときの無限遠の分散を計算すると $\theta / \sqrt{\frac{\pi}{G\sigma}} w \approx 1.1$ で、これらを考慮しないときの値 1.25 に比し 1割程度分散が減るだけである。このことは(9)で $\frac{\lambda}{\omega} = 7.4 \times 10^{-2}$ であるから、 $S=6.8$ 程度で係数が第1項と同程度の大きさになることを思えば一見奇異なことであるが、推力の影響が直接 δ を通じて効いてくるのに反し、揚力および減衰モーメントの方は $\delta - \Delta$ で効いてくること、およびランチャー付近では、 Δ がかなり大きいことを考えればうなずける結果である。

以上の議論でわかるように風による分散に対し本質的なものは、ランチャー付近の横風の影響で、したがって(12)(13)の式が燃焼中の風の分散をあらわす式であるとしてよい。またここでロケットの重量としては、初期重量をとるべきであることが合理的であることも結論される。

しからは風の影響をさけるには、どうすればよいか。次に残された問題である。第1にランチャーの長さを大きくすることは、前にも述べたように効果が少い。第2に発射前においてランチャー付近の風速を測り、あらかじめ、発射角に補正を加えること。第3に分散波長を大

きくすること。これは普通の意味でロケットの安定性を減ずることであり、他の種類の分散とは全く反対の結論である。さらにもう一つ風による分散が他の種類のそれと異っていることは、これを減少させるためにスピン(低速)が全然効果がないということである。したがってロケットの設計は、でき得ればスピンを与え、さらにロケットの安定度を下げるのがよいと思われる。第4にロケットの加速度を大とすることであるが、これには限度があることは勿論である。

2.2 燃焼後の分散

燃焼後の運動におよぼす風の影響は揚力および抗力を通じてあらわれる。今簡単な場合として、ロケットが迎角 0 の状態から一様な横風の中に入った場合を扱ってみる。運動方式は

$$Mv^2 \frac{d\theta}{ds} = K_L \rho d^2 v^2 (\delta - \Delta) - K_D \rho d^2 v^2 \delta \dots \dots \dots (20)$$

$$I_y v^2 \frac{d^2 \varphi}{ds^2} = -K_M \rho d^3 v^2 (\delta - \Delta) - K_H \rho d^4 v^2 \frac{d\varphi}{ds}$$

ここで K_D : 抗力係数

各係数が一定であるとすれば δ に関する方程式は

$$\begin{aligned} p^2 \delta + (k_L \rho d^2 - k_D \rho d^2 + k_H \rho d^4) p \delta \\ + (k_H \rho d^2 - k_D \rho d^2 + k_H \rho d^4) p \delta \\ + [k_H \rho d^3 + k_H \rho d^4 (k_L - k_D) \rho d^2] \delta \\ = (k_M \rho d^3 + k_H \rho d^4 \cdot k_L \rho d^2) \Delta \quad \left(p = \frac{d}{ds} \right) \end{aligned}$$

ここで空力的係数をロケット質量で割ったものを小文字の同じ記号で示した。前の K-128J-S に対する推定値から微小項を省けば、

$$p^2 \delta + 2Bp\delta + k_M \rho d^3 \delta = k_M \rho d^3 \Delta \dots \dots \dots (21)$$

ただし $2B = k_L \rho d^2 + k_H \rho d^3$

i) $\Delta = \frac{w}{v} = \text{const}$ の場合

$s=0$ で $\delta = \frac{d\delta}{ds} = 0$ の条件と(21)から

$$\frac{\delta}{\Delta} = 1 - e^{-Bs} \left[\frac{B\sigma}{2\pi} \sin S + \cos S \right] \dots \dots \dots (22)$$

(20)の第1式から揚力を通じて θ の e の寄与は

$$\begin{aligned} \frac{\theta}{\Delta} = \frac{k_L \rho d^2}{B^2 + \left(\frac{2\pi}{\sigma}\right)^2} \left\{ e^{-Bs} \left[-2B \cos S \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{2\pi}{\sigma} - \frac{B^2 \sigma}{2\pi}\right) \sin S \right] + 2B \right\} \dots \dots \dots (23) \end{aligned}$$

K-128J-S に対する推定値を入れ

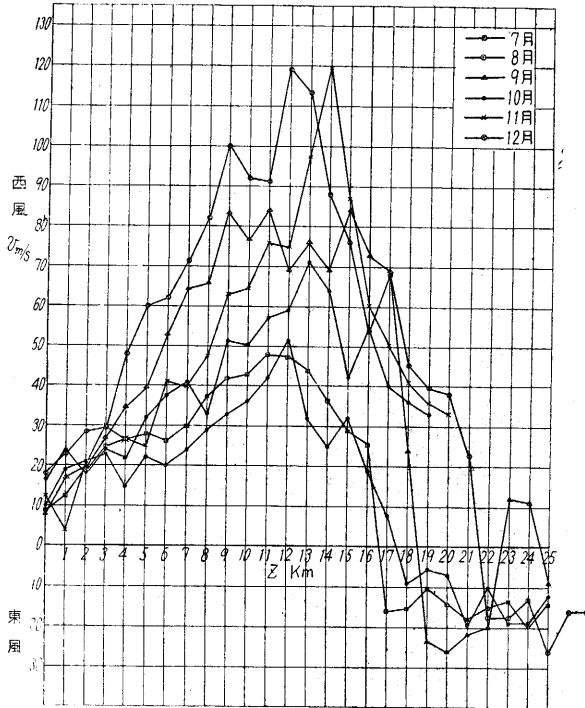
$$\begin{aligned} \frac{\theta}{\Delta} = 0.782 \{ e^{-6.23 \times 10^{-3}s} [-1.25 \times 10^{-2} \cos S \\ + 9.4 \times 10^{-2} \sin S] + 1.25 \times 10^{-2} \} \end{aligned}$$

これは波長の2倍程度の距離で振巾が半減するようなので $s \rightarrow \infty$ で $\frac{\theta}{\Delta} = 9.8 \times 10^{-3} \dots \dots \dots (24)$

一方(20)の第1式の抗力による項は係数が第1項より
 小なので $\delta = \Delta$ として取り扱おうと $C_D = 0.5$ として

$$\frac{\theta}{\Delta} \approx k_D \rho d^3 s = 1.76 \times 10^{-3} s \dots\dots\dots (25)$$

(24)と(25)は $s = 50\text{m}$ で同程度の影響をもつ。これから
 波長に比し十分長い距離の間一様な風とみなせばこの間
 の揚力の影響は省略できるといえる。風が飛ばす距離

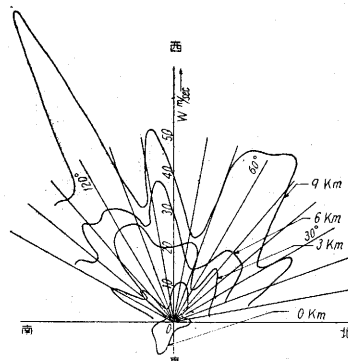


第 4 図 1955 年 7~12 月直西風の風速-高度

に比例して増すと
 きも同様な考察から
 同じ結論を得た。

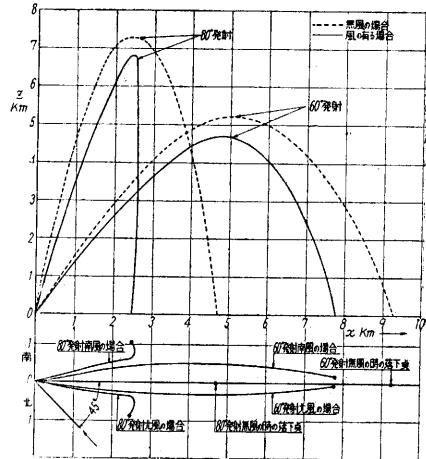
3. 実際の風を
 つかった数値計算
 結果

風は季節により
 著しく異なる。第4
 図に示されたデー
 タは 1955 年 7 月



第 5 図

~12月の各月の各
 高度での最大風速を
 連ねたものである。
 計算は 9 月のそれ
 をつかって行った。
 燃焼中の分散は一応
 ランチャーの長さ
 を 0 として扱い、
 燃焼後のそれは抗
 力のみを考慮した。
 この計算は海上警
 戒領域をきめるた
 めに行われたもの
 で、発射面内の分
 散と共に水平面へ
 の射影の分散を



第 6 図

求めた。ランチャーは真西に向けられており、南風、北
 風は共に真西より 30°ずつ南北方向の各高度の最大風速
 成分をとった。(第5図) その結果は第6図のごとき飛ば
 しょう径路であり 60°発射、30°発射の二つの場合を示す。

4. 結 び

以上風による分散について、その特徴、実際の数値、
 それに対する対策を一応述べたが、風は本来統計的に非
 常に複雑なものであるため、ここで取り扱った方法では
 まだ不十分であることを痛感している。しかしながら、
 風に関するデータも不十分な現在その影響の概略を知る
 ためには幾らか役に立ったことと思われる。

終りに、御指導をいただいた糸川教授、風の資料調査
 をされた吉山氏、数値計算を手伝って下さった井上、広沢、
 交告の諸氏に御礼を申し述べる。(1957. 1. 28)

文 献

- 1) 秋葉録二郎：“風によるロケットの散乱”糸川研報
 告 (31. 8. 3)
- 2) 中村巖他：“60°, 80°, 発射 128J の分散”同 上
- 3) M. W. Hunter, A. Shef, and D. V. Black “Some
 Recent Aerodynamic Techniques in Design of
 Fin-Stabilized Free Flight Minimum Dispersion”
 Jonr. Aero. Sci. Vol. 23 No. 6 (June 1956) pp.
 571—577.
- 4) J. B. Rosser, R. R. Newton, and G. L. Gross.;
 “Mathematical Theory of Rocket Flight” McGra
 w-Hill Book Co. Inc. New York. 1947.