

L-4S の空力特性

玉木章夫・雛田元紀
松尾弘毅・三石智

1. 概要

L-4S 型は L-3H 型 (3 段式) の第 3 段ロケットの頭部に第 4 段球形ロケットをおさめた 4 段式で、外形としては L-3H 型と大きなちがいはない。

飛しょう安定はつぎの方法で得られる。

第 1 段: 尾翼 第 2 段: 尾翼およびスピン
第 3 段: スピン 第 4 段: スピン

第 1 段の尾翼は L-3 型および L-3H 型と同じ大きさである。第 3 段は燃焼高度が高いので、尾翼なしのスピン安定によるが、このさいにロケットの姿勢角と径路角との差、すなわち機体の迎角をできるだけ小さくすることが機体のみそすり運動を小さくするために必要である。このためには、比較的径路角変化の大きい第 2 段の飛しょうまでは、機体軸をできるだけ飛しょう径路の方向に沿わせる (迎角 0 に近い飛しょうをさせる) 必要があり、したがって第 2 段は尾翼による安定を主とし、これにゆるいスピン (2.5~3 rps) を加えて、推力線のずれによる径路変化を減らすこととし、かつこのスピンをそのまま第 3 段に受けつがせる方式を採った。

第 4 段は姿勢制御ののちスピンをかけて安定をとる。回転数はかなり低くてもよいが、安全をみて 3.5~4 rps としてある。この段は姿勢制御装置が順調にはたらいてから打ち出されれば、絶対速度 7.9 km/s に達するので、大気層突入のさい溶けて消滅するが、姿勢制御装置が故障した場合のことを考えて、大気層突入のさいの空力加熱を計算し、その結果、点火のさいの迎角が 60° くらいまでは機体が溶けるとの推定を得た。したがって万一姿勢制御装置の故障で迎角がこれ以上になったら、コマンドによって点火をとめることが望ましい。

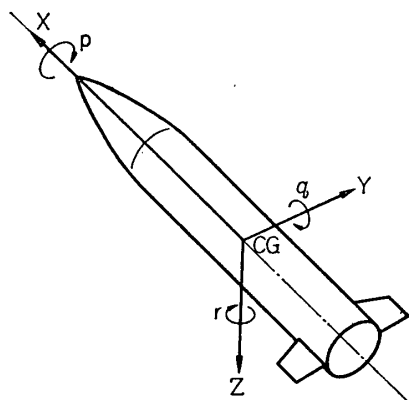
以下に、各段の飛しょう特性の計算に必要な空力諸係数、安定性の考察、発射時の風の影響、第 4 段の空力加熱などについて記述する。

2. 空力係数の定義と計算法

(1) 記号 通常の記法にしたがい、座標軸、力、モーメント、速度、角速度をつぎの表のように定める (第 1 図)。

座標軸 (機軸)	力	モーメント 正の方向		速度	角速度
縦 (前向き) X	X	ロール L	Y→Z	u	p
横 (右向き) Y	Y	ピッチ M	Z→X	v	q
法線 (下向き) Z	Z	ヨー N	X→Y	w	r

ρ = 大気密度
 V = ロケットの速度
 D = ロケットの直径
 $S = \pi/4 \cdot D^2$ = 胴体断面積
 l = ロケットの長さ
 $\alpha = w/V$ = 迎角 (以下角度はラジアンで表わす)
 $\dot{\alpha} = \dot{w}/V$ = 迎角の変化率
 x_{CG} = 先端から重心 (CG) までの距離
 x_{CP} = 先端から圧力中心 (CP) までの距離
 $C_N = -C_Z = -Z/(1/2 \cdot \rho V^2 S)$ = 法線力係数
 $C_{N\alpha} = \partial C_N / \partial \alpha$ = 法線力係数傾斜
 $C_Y = Y/(1/2 \cdot \rho V^2 S)$ = 横力係数
 $C_D = -X/(1/2 \cdot \rho V^2 S l)$ = 抵抗係数
 $C_m = M/(1/2 \cdot \rho V^2 S l)$ = ピッチングモーメント係数
 $C_{m\alpha} = \partial C_m / \partial \alpha$ = ピッチングモーメント係数傾斜 (静安定)
 $C_n = N/(1/2 \cdot \rho V^2 S l)$ = ヨーイングモーメント係数



第1図 座標軸と記号

ピッチ角速度 q および迎角変化率 $\dot{\alpha}$ に対する微係数をつぎの形に定義する。

$$C_{Zq} = \partial C_Z / \partial (q l / 2 V)$$

$$C_{mq} = \partial C_m / \partial (q l / 2 V)$$

$$C_{Z\dot{\alpha}} = \partial C_Z / \partial (\dot{\alpha} l / 2 V)$$

$$C_{m\dot{\alpha}} = \partial C_m / \partial (\dot{\alpha} l / 2 V)$$

マグナス力およびモーメントについて、

$$C_{Yp\alpha} = \partial^2 C_Y / \partial \alpha \partial (p l / 2 V)$$

$$C_{np\alpha} = \partial^2 C_n / \partial \alpha \partial (p l / 2 V)$$

$$C_{Ypq} = \partial^2 C_Y / \partial (q l / 2 V) \partial (p l / 2 V)$$

$$C_{npq} = \partial^2 C_n / \partial (q l / 2 V) \partial (p l / 2 V)$$

(2) 計算法

静安定 $C_{m\alpha}$ の計算:

(i) 胴体の $C_{N\alpha}$ と CP

(ii) 尾翼・胴体結合部の $C_{N\alpha}$ と CP

(iii) 第2段尾翼と第1段尾翼の干渉

を計算し、これから全体の $C_{N\alpha}$ と CP を求め、 CG は燃焼前と後の間、マッハ数に対して直線的に変化するとして $C_{m\alpha}$ を計算する。(i)について亜音速では細長い物体の理論、極超音速ではニュートン理論を用いるが、中位の超音速では実験と理論の一致がよくないことが知られているので、これまでに行なわれた衝撃風洞の実験値 [1], 外国の風洞実験値 [2][3] を総合して作った線図 (第2図) を用いる。(ii), (iii)については Pitts ら [4] の方法で計算する。

無誘導ロケットの運動にとって最も大切なのは静安定 $C_{m\alpha}$ なので、これについては風洞

試験を行なった。動的安定微係数はさほど重要でないので、理論計算だけで求めた。

動的微係数 $C_{zq}, C_{mq}, C_{z\dot{\alpha}}, C_{m\dot{\alpha}}$ の計算:

これらは細長い物体を仮定すれば、Bryson [5] の見掛け質量の方法で計算できる。あるいは翼・胴体結合部についてはマッハ数の影響を入れて計算することもできる [6]。

第 2 段の運動の詳細な解析 (7) のため、この段についてマグナス効果も考えに入れたが、これに関する微係数は見掛け質量の方法による値に粘性の効果を加えて求めた。

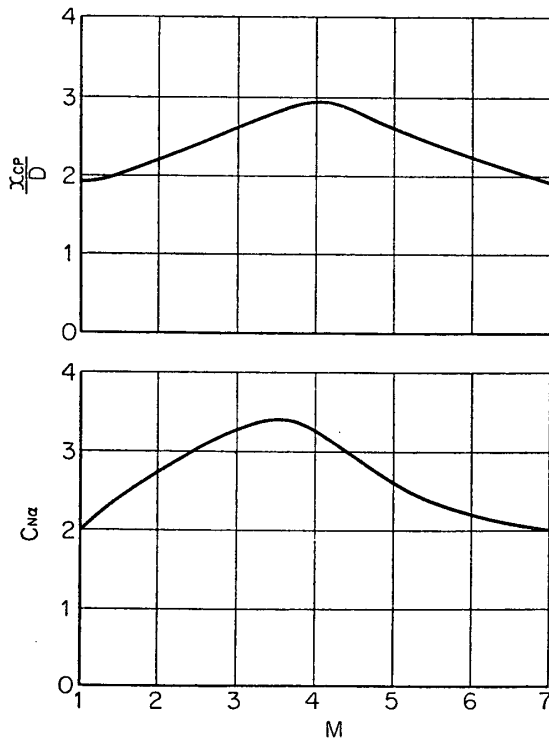
3. 第 1 段 735+735(1/3)+500(+480 S) の特性

(1) $C_{N\alpha}, CP$ および $C_{m\alpha}$

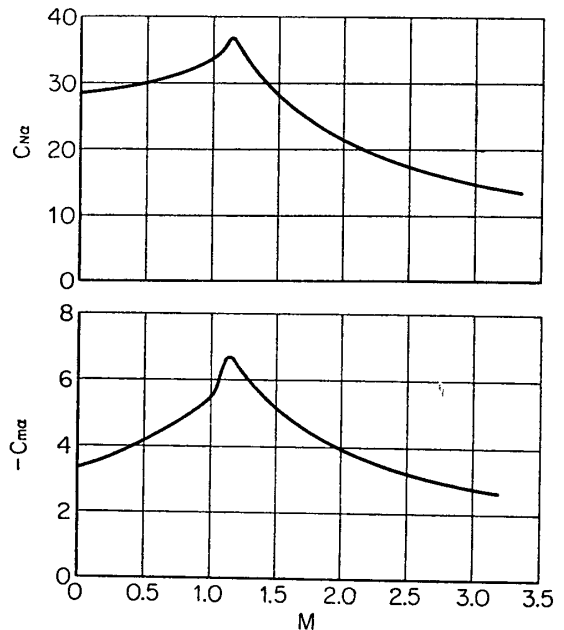
発進時 ($M=0$) および最高速 ($M=3.34$) における $C_{m\alpha}$ (重心まわり) の計算値はつぎのようになる。

M	$C_{N\alpha}$	x_{cp}/l	x_{cc}/l	$x_{cp}/l - x_{cc}/l$	$-C_{m\alpha}$
0	28.3	0.715	0.567	0.148	4.2
3.34	13.6	0.656	0.435	0.221	3.0

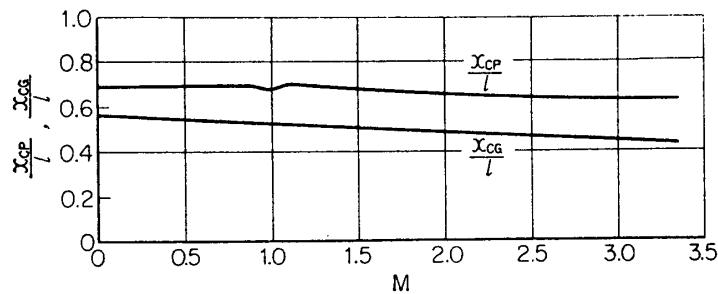
8 に示すように、低速風洞の実験値は $C_{N\alpha}$ を $C_{L\alpha} + C_{Dmin}$ とみれば上の値とあまりちがわないうが、 CP については計算値より $0.025 \sim 0.03l$ だけ前方に出ている。このちがいの原因は明らかでないが、おそらくは比較的長い胴体部の法線力の分布について計算法が不完全なことによるものであろう。いずれにせよ安全のため、すべてのマッハ数において、 $C_{N\alpha}$ は



第 2 図 円錐・円柱胴体の x_{cp}/D と $C_{N\alpha}$



第 3 図 第 1 段の $C_{N\alpha}$ と $C_{m\alpha}$



第4図 第1段の CP, CG

計算値のまま, x_{cp}/l は計算値に -0.03 の補正を加えたものとして $C_{m\alpha}$ 対 M の関係を求めた (第3, 4図).

(2) 動安定微係数

C_{zq}, C_{mq} は翼・胴体結合部にマッハ数の影響を入れて計算したが, $C_{z\dot{\alpha}}, C_{m\dot{\alpha}}$ は翼をふくめて細長い物体とみて, マッハ数によらない一定値として求めてある (第5図).

(3) 補助ブースタ付きの場合の特性

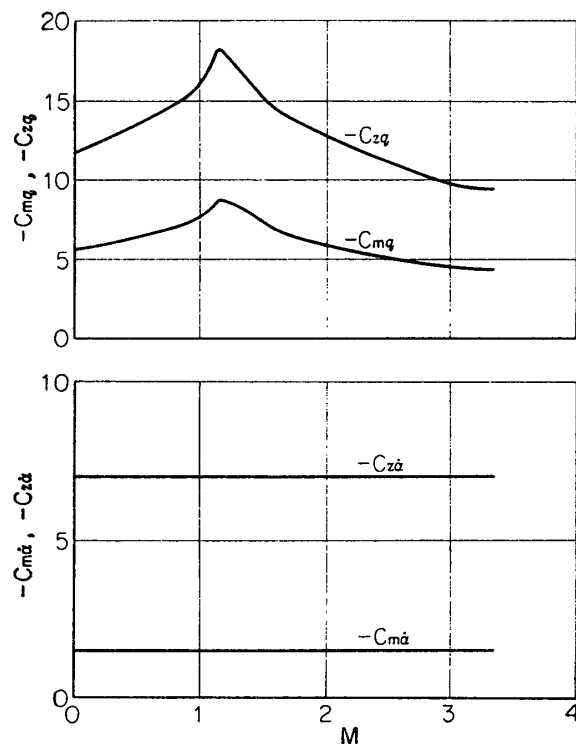
L-4S-2号機からは第1段の加速度を増して風の影響を減らす目的で, 第1段の胴体に直径 310mm の補助ブースタ2本を付けることになった.

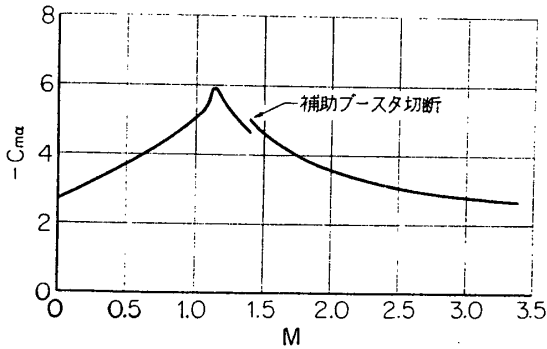
補助ブースタが空力特性におよぼす影響は, 胴体はその分だけ断面積を増したという近似で計算できる. このような計算と風洞試験 (8) とを比較すると, $C_{N\alpha}$ における一致はよいが, CP については実験値は計算値より $0.03l$ ほど前方に出ている点

で補助ブースタなしの場合と同様である. そこで x_{cp}/l に -0.03 の補正を加えて $C_{m\alpha}$ を求めたのが第6図である.

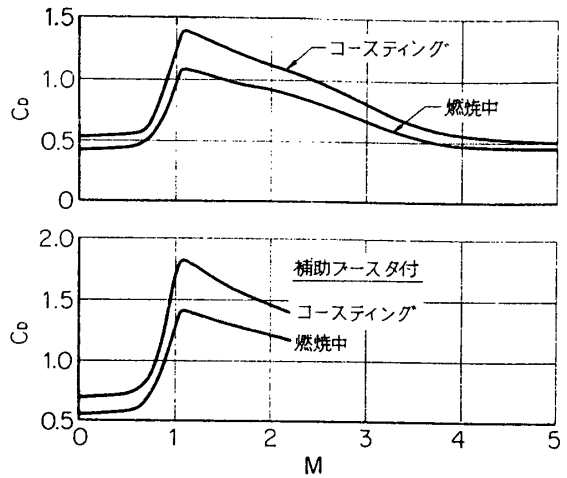
(4) 抵抗係数

補助ブースタなしの場合は, 従来各種のロケットの飛しょう実験を基礎にして作られた曲線 (第7図上) を用いる. 補助ブースタによる抵抗係数の増加は風洞実験では 0.25 となっているが, 低速における補助ブースタの抵抗がほとんど乱流摩擦抵抗であると考えて, 模型実験と実機発進時のレイノルズ数の比の 0.2 乗に近い因子をかけて, C_D の増加を $M=0$ において 0.16 と見積った. 第7図下は性能計算に用いた C_D-M 曲線である. 実際の飛しょうにおいて計測されたロケットの速度が計算とよく合っていることから, 上の推定は適当であったと考えている.

第5図 第1段の $C_{zq}, C_{mq}, C_{z\dot{\alpha}}, C_{m\dot{\alpha}}$



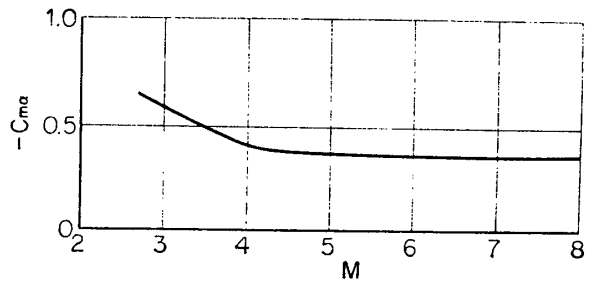
第 6 図 第 1 段補助ブースタ付きの場合の C_{ma}



第 7 図 第 1 段の C_D , 下は補助ブースタのある場合

4. 第 2 段 735(1/3)+500(+480 S) の特性

前節の計算法にもとづく C_{ma} は第 8 図のようになり、この段の全飛しょうマッハ数にわたって安定であるが、 $|C_{ma}|$ は比較的小さい。燃焼高度が 20~40km にわたり、大気密度が低いので、推力線のずれによる飛しょう径路の分散を小さくするためスピンを与えることにしてある。スピンは第 3 段にそのまま引きつがせることを考慮して 1 号機では 3 rps, 2 号機以降は 2.5 rps を設計値としている。



第 8 図 第 2 段の C_{ma}

第 1 段、第 2 段が同直径であるため、第 2 段の尾翼を大きくしてこの段の安定を増すと第 1 段の安定が悪くなること、第 2 段の燃焼の末期は高度が高いので、安定のために尾翼をあまり大きくしても意味がないことなどから、このようなスピンを組合わせた方式としたのである。この方式はすでに K-10, K-10 S において試験済みである。

スピンは、第 1 段ロケットを切断したのち、1 対のスピンモータをはたらかせて与え、ついで主モータを燃焼させる。

この場合、はじめに与えられたスピンの減衰モーメントによって減少するので、4 枚の尾翼の取付けにわずかの角度 (1 号機では 0.5° , 2 号機以降は 0.4°) を与えることによって、減衰モーメントを減らすことを考えた。このことはスピンモータがなくても空気力学的なトルクによって機体にスピンがかかることを意味するが、尾翼の傾きだけでスピンをかける方法では、得られる回転数が不正確であること、もともと安定の強くないロケットにこの方法を用いると、ロールとピッチの結合現象がおこって飛しょうに異常をきたすおそれがあることなどの理由から、スピンモータと尾翼の傾きとを併用する方式を採ったのである。この方式はスピンモータの作動に多少の異常があっても、最終のスピン回転数に大きなばら

つきが出ないという点で、現在のところ最も確実な方法と考えられる（具体的な計算結果については本報告、L-4S 飛しょう計画の項参照）。

つぎに、これだけのスピンのみで、推力線のずれによる飛しょう径路の変化がどれだけ減るかを見積った結果を示す。

この段の燃焼のはじめとおわりにおける空力復元モーメントによる揺動の波長の平均値 σ を求めると、 $\sigma=5.5$ km となる。一方、毎秒 2.5 回のスピンにより、真空中でロケットが 1 章動する間に進む距離 S_n は、燃焼のはじめとおわりの平均状態に対して 34 km となる。このことから、この段の飛しょうに対してはスピンのジャイロ効果は尾翼の安定効果に比べて小さく、スピンの効果は主として、推力線のずれによるロケットの変向を四方に平均化させることによって、飛しょう径路の変向を小さくすることにあることがわかる [7] [8]。

このような場合の推力線のずれによる飛しょう径路角の変化は Rosser ら [9] の著書に示された理論によって計算される。その結果は、推力線のずれ 1 mm に対して飛しょう径路角の変化が

スピンのない場合：0.3°

2.5 rps のスピンがある場合：0.002°

となり、スピンにより分散が約 1/100 に減ることになる。

なお、この点について 7 にくわしい計算を示す。

5. 第3段 500+480 S の特性

第3段は燃焼の高度が高いから、尾翼を付けても空力的安定効果はほとんどないので、尾翼をやめ、スピンのジャイロ効果で安定をとることにしてある。

第3段が第2段から切り離される高度は約 90km であるが、径路が低くなった場合を考えて 80km と仮定し、燃焼はじめの速度を 2.2km/s ($M \approx 8$)、 $C_{m\alpha} = 1$ とし、断面積 $S = 0.2\text{m}^2$ 、長さ $l = 4.2\text{m}$ 、縦横慣性モーメントの比 $\lambda = I_x/I_y = 0.034$ 、 $I_y = 100\text{kgms}^2$ 、 $\rho = 2 \times 10^{-6}\text{kgs}^2/\text{m}^4$ とし、空力的に不安定なロケットをジャイロ効果で安定とするのに必要なスピンの最小値を

$$p_{\min} = \sqrt{\frac{\rho V^2 S l C_{m\alpha}}{2 I_y} \cdot \frac{4}{\lambda^2}}$$

によって求めると、 $p_{\min} = 11.9\text{rad/s} = 1.9\text{rps}$ となる。この状態で 2.5 rps のスピンを与えた場合について、文献 [8] の方法によって、推力線のずれによる機体の迎角の変化 δ および飛しょう径路角の変化 θ を近似的に求めると、推力線のずれ 1 mm に対して δ は 1.5° を越すことはなく、 θ は 0.7° を越すことはないことが見出される。したがって実際にこの 2~3 倍の推力線のずれがあっても問題になるような径路変化はおこらず、またのちの姿勢制御を困難にするような大きなみそすり運動はおこらないと考えられる。

6. 発射時の風の影響

L-4S には誘導装置がないので、これを予定の径路に沿って飛ばせるには、風によってロケットの径路が変わることを考えに入れて、発射のさいにランチャーの上下角、左右角の修

正を行なう必要がある [10].

風の影響はロケットの速度が小さい, すなわち高度が低いところほどいちじるしく, ふつうは高度 2~3km までの風でほとんど飛しょう径路の変化がきまってしまうが, 冬期に高層風が強いときには 15 km くらいまでの風が影響してくる.

L-4S に限らず, すべての観測ロケットに対して, それぞれの空力特性と風を考慮に入れて, 3次元 6 自由度の飛しょう径路計算が行なわれているが, これは大気をいくつかの層にわけ, そのおのおのに 1 m/s の風があるときに, これによって径路がどれだけ変わるかを求めたもので, その変化を発射角変化に引きなおしたものを表にしてある. L-4S については, 高度 15 km までを 16 の層にわけた計算が表になっている.

また内之浦には, 地上付近の風速計のほか, 気球を追跡して 15 km の高さまでの風向風速を刻々に指示するレーダとコンピュータが設置されている. 昭和 42 年度までは, 発射の約 30 分前に得られた風のデータによってランチャーの修正角を求める計算がノモグラムの使用によって行なわれたが, 最近はおおののロケットに対する風の影響関数を入れて自動的に修正角を見出すコンピュータが設置され, かなりの時間短縮が可能になった.

L-4S 飛しょう計画の項に示されているように, 高度 15 km まで一様に 1 m/s の風が吹くとき, L-4S-1 ではランチャー上下角の変化は 0.57° , 左右角の変化は 1.7° ; L-4S-2 ではそれぞれ 0.41° , 0.98° となって, 補助ブースタの効果があらわれている.

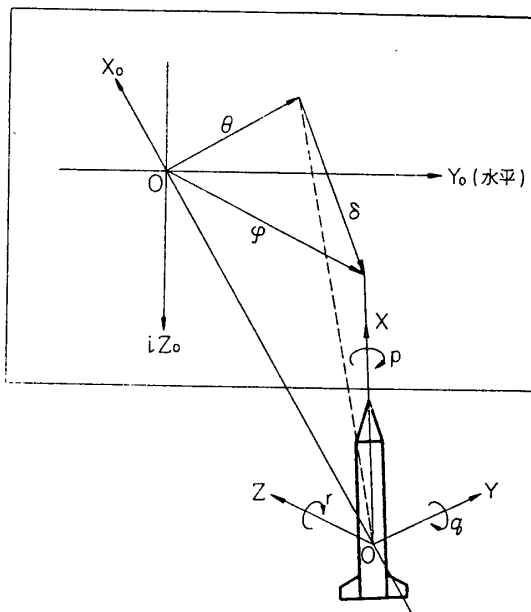
この方法によるランチャー角修正は, これまでの経験によると 30~40% の誤差がさげられない (これは主として風が刻々変化することによるものようである). したがって, L-4S-1 の場合, 修正の誤差をランチャー角にして上下角で $\pm 1^\circ$, 左右角で $\pm 3^\circ$ くらいにおさえるとすれば, 各高度層のききめを考慮に入れた有効風速が, 発射線方向および横方向に約 5 m/s 以下ならば発射できるということになる. L-4S-2 はこの点でかなり改良されている

ので, 風速の制限を同じとすれば, ランチャー角修正の精度はよくなると考えられる.

7. 第 2 段の運動に関する検討

第 2 段の安定性については 4 で述べたが, ここでは第 1 段切断のさいにじょう乱が入る場合を仮定して, 第 2 段の運動の動的特性をしらべた結果について述べることにする.

第 9 図のように, ロケットの重心 O を原点とする右手直交座標系を考え, X_0 軸をロケットのある時刻における進行方向, Y_0 軸を水平, Z_0 軸をこれらに垂直下向きにとる. X_0 軸と水平面とのなす角を θ_0 とする. そして, 複素平面 $Y_0 + iZ_0$ を用い, X_0 軸に対するロケットの径路の傾き角 θ , 姿勢角 φ , 迎角 δ を $Y_0 + iZ_0$ 面内の複素ベクトルと考え,



第 9 図 ロケットの運動の表示

Y_0, Z_0 方向の成分を添字 y, z で表わすことにする。

これらの角 θ, φ, δ がいずれも小さくて2次以上の項は無視できるとすれば、ロケットの運動は推力線のずれや機体の空力的不整形をも考慮して、つぎの方程式で記述される [7] [8].

ロケットの重心まわりの回転運動を表わす式は

$$\begin{aligned} I_y \ddot{\varphi} - i I_x p \dot{\varphi} &= \frac{1}{2} \rho V^2 S l C_{m\alpha} (\delta - \delta_M e^{i\psi}) + i \frac{1}{2} \rho V^2 S l \frac{l p}{2V} C_{np\alpha} (\delta - \delta_M e^{i\psi}) \\ &+ \frac{1}{2} \rho V^2 S l \frac{l}{2V} C_{m\dot{\alpha}} (\dot{\delta} - i p \delta_M e^{i\psi}) + \frac{1}{2} \rho V^2 S l \frac{l}{2V} C_{mq} \dot{\varphi} \\ &+ i \frac{1}{2} \rho V^2 S l \frac{l p}{2V} \frac{l}{2V} C_{npq} \dot{\varphi} - K_{JD} \dot{\varphi} - T R e^{i\psi} \end{aligned} \quad (1)$$

ただし,

$$p = \dot{\psi} = \int (L/I_x) dt \quad (2)$$

ロケットの重心の運動を表わす式は、横方向に対して、

$$\begin{aligned} m V \dot{\theta} &= T \delta - \frac{1}{2} \rho V^2 S C_{z\alpha} (\delta - \delta_L e^{i\psi}) + i \frac{1}{2} \rho V^2 S \frac{l p}{2V} C_{Yp\alpha} (\delta - \delta_L e^{i\psi}) \\ &- \frac{1}{2} \rho V^2 S \frac{l}{2V} C_{z\dot{\alpha}} (\dot{\delta} - i p \delta_L e^{i\psi}) - \frac{1}{2} \rho V^2 S \frac{l}{2V} C_{zq} \dot{\varphi} \\ &+ i \frac{1}{2} \rho V^2 S \frac{l p}{2V} \frac{l}{2V} C_{Ypq} \dot{\varphi} + k_{JD} \dot{\varphi} + T \beta e^{i\psi} + i m g \cos(\theta_0 - \theta_z) \end{aligned} \quad (3)$$

進行方向に対して、

$$m \dot{V} = T - \frac{1}{2} \rho V^2 S C_D - m g \sin(\theta_0 - \theta_z) \quad (4)$$

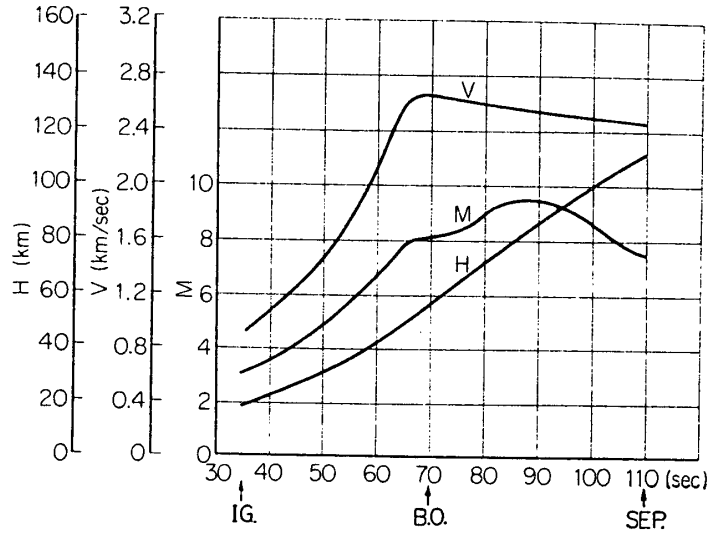
角 δ, θ, φ の間には次の関係がある。

$$\varphi = \theta + \delta \quad (5)$$

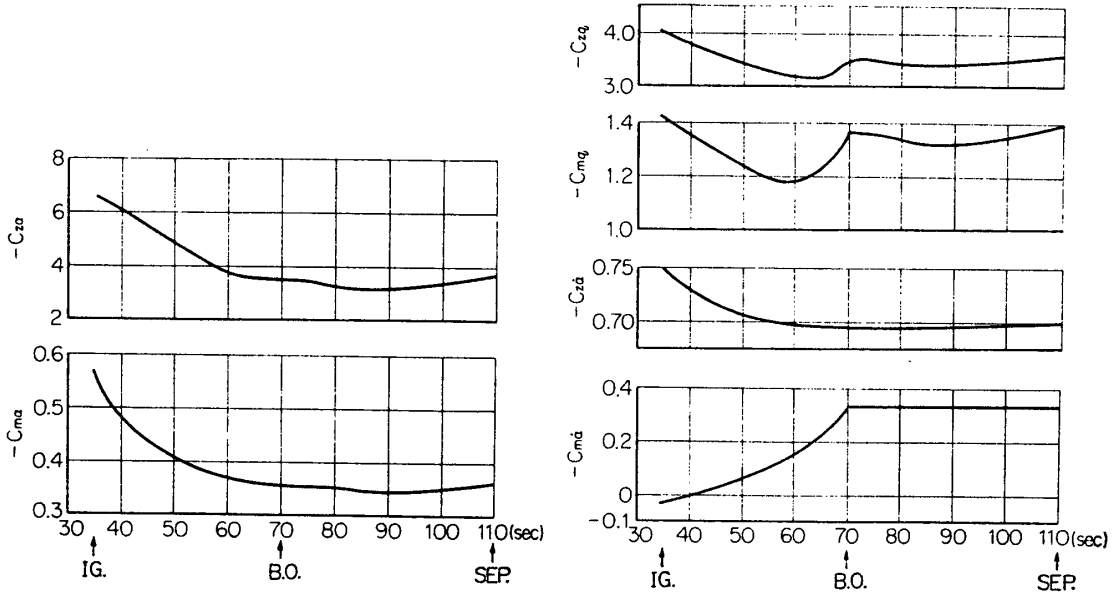
ここで、 $\dot{}$ は時間微分、 m = ロケットの質量、 I_y = 横軸まわりの慣性モーメント、 I_x = 縦軸まわりの慣性モーメント、 T = 推力、 R = 推力線のずれの距離、 β = 推力線のずれの角、 K_{JD} = ジェットダンピングによるモーメントの係数、 k_{JD} = ジェットダンピングの力の係数、 g = 重力の加速度、 δ_M = ロケットのモーメントに関する空力不整形の角度、 δ_L = ロケットの力に関する空力不整形の角度。 δ_M は簡単のため縦揺モーメントについてもマグナスモーメントについても同じに書いた。 δ_L についても同様である。実際にはこれらがいずれも0である場合だけを考えることにする。 p, ψ は X 軸まわりの角速度 (スピンの) と回転角、 L はこの軸まわりのモーメントを表わす。

L-4S 標準飛しょう径路のうち、第2段の点火から切断までの時刻に対する高度 H 、速度 V 、マッハ数 M は第10図で与えられる。この飛しょうに対応する空力諸係数を時間の関数として第11図~第13図に示す。ここでは $C_{z\dot{\alpha}}$ 、 $C_{m\dot{\alpha}}$ にも翼・胴体結合部のマッハ数の影響を考慮し、またモーメントの係数にはいずれも実際の重心移動を考慮してある。

これらの空力諸係数を用い、コンピュータによって第2段点火以後のロケットの径路の傾き $\theta = \theta_y + i\theta_z$ 、姿勢角 $\varphi = \varphi_y + i\varphi_z$ 、迎角 $\delta = \delta_y + i\delta_z$ の時間的変化を数値解析した。この計



第 10 図 第 2 段の高度 H , 速度 V , マッハ数 M



第 11 図 第 2 段空力係数の時間変化 (その 1)

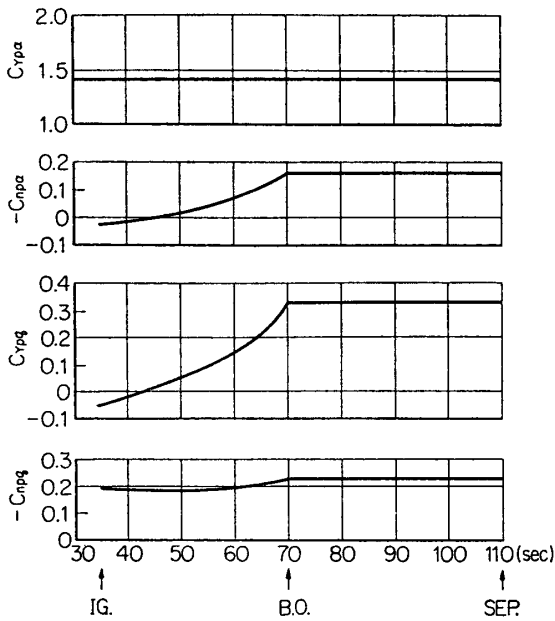
第 12 図 第 2 段空力係数の時間変化 (その 2)

算では、 X_0 軸として第 2 段点火時のロケットの進行方向をとり、スピンは一定値 2.8 rps とし、推力は一定として、ずれの距離 R で代表されるモーメントを考慮し、ジェットダンピングについてもモーメントの項だけを取り入れた。

空力係数については、各種の係数の重要性の度合をしらべるよう、上述の係数のすべてを考慮した計算と、そのうちのいくつかを省いた場合の計算を行なった。これら一連の計算結果については、別の機会に報告することとし、ここでは $C_{z\alpha}$, $C_{m\alpha}$, C_{zq} , C_{mq} , C_{Ypa} , $C_{np\alpha}$, C_{Ypq} , C_{npq} を考慮し、 $R=8\text{ mm}$ 、初期条件 (発射後 35 sec の点火時刻における条件) として

$$\varphi_y = 3^\circ, \varphi_x = 0, \dot{\varphi}_y = 0, \dot{\varphi}_x = 3^\circ/\text{sec}, \theta_y = \theta_x = 0$$

の場合の、点火から燃焼終了までの計算結果だけを示す。第 14, 15 図に見られるように、こ



第13図 第2段の空力係数の時間変化(その3)

のような初期じょう乱は減衰して、運動は安定である。径路角 θ は示さなかったが、これは横成分 θ_y が図に表わせないほど小さいからである。燃烧おわりにおける θ_y の値は -0.040 であり、オーダとしては4の近似理論による値 ($R=1\text{mm}$ について 0.002°) と合っている。

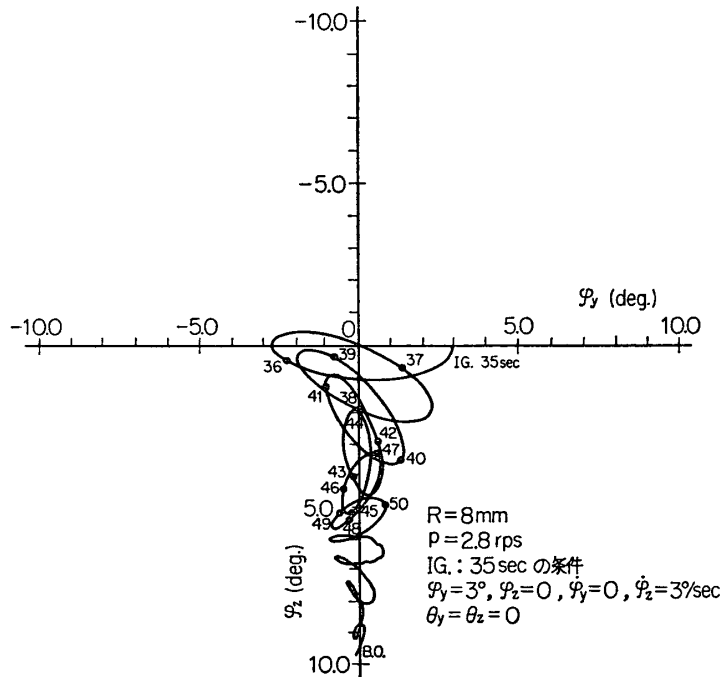
この段に加わるじょう乱としては、上のような第1段切断のさいに起るかも知れないじょう乱のほか、燃烧の末期に推力線のずれが急に大きくなることが考えられるが、これは起るとしても推力がすでに小さくなったときなので、それ以後の安定に大きな悪影響をおよぼすことはないであろう。

8. 風洞試験

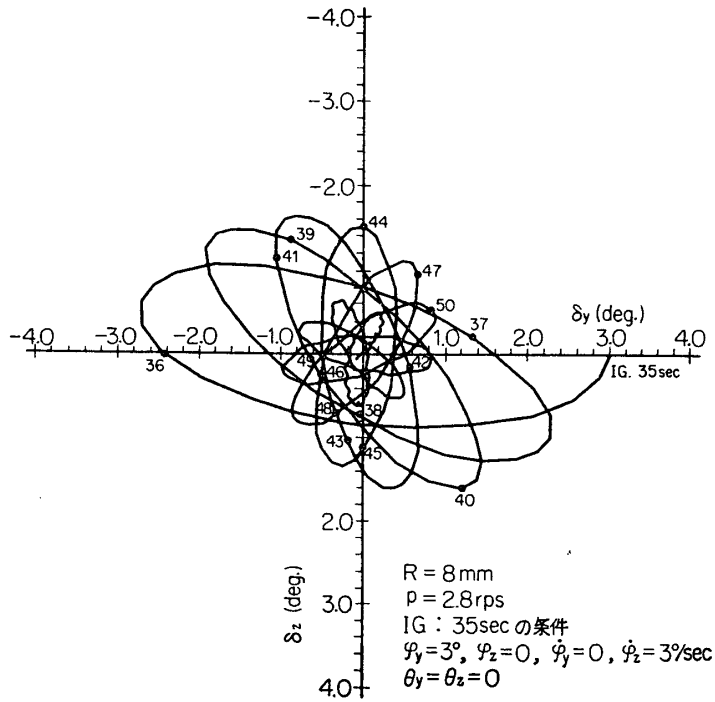
宇宙航空研究所の3m風洞で行なったL-4Sの1/8模型についての試験結果を報告する。

(1) 模型および試験方法

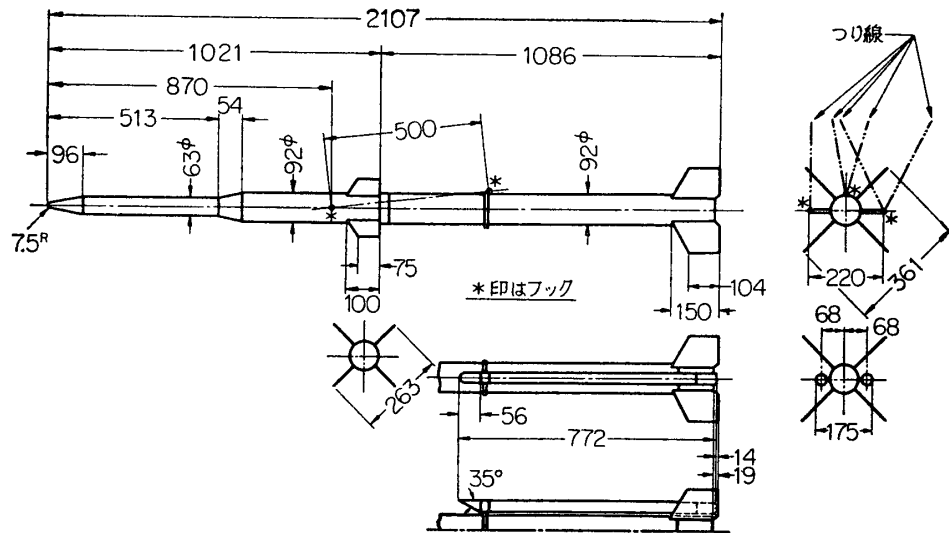
模型は木製で実物の1/8である(第16図)。



第14図 推力線のずれと初期じょう乱を与えたときの第2段の姿勢角変化



第 15 図 推力線のずれと初期じょう乱を与えたときの第 2 段の迎角変化



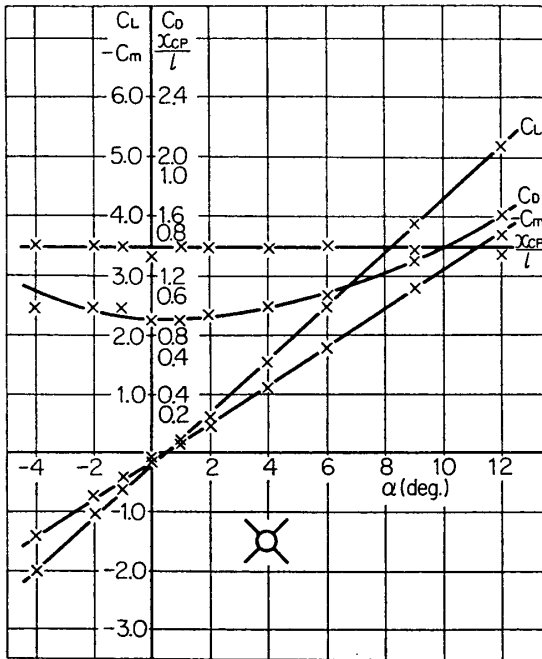
第 16 図 風洞模型

これらの模型を通常の 3 分力試験方法のつり方にして、揚力、抵抗、縦揺モーメントを測定した。尾翼は水平、鉛直面に対して 45° の角度をなして配置されている。図において * 印はフックの位置である（補助ブースタのある場合もこの位置は同じである）。

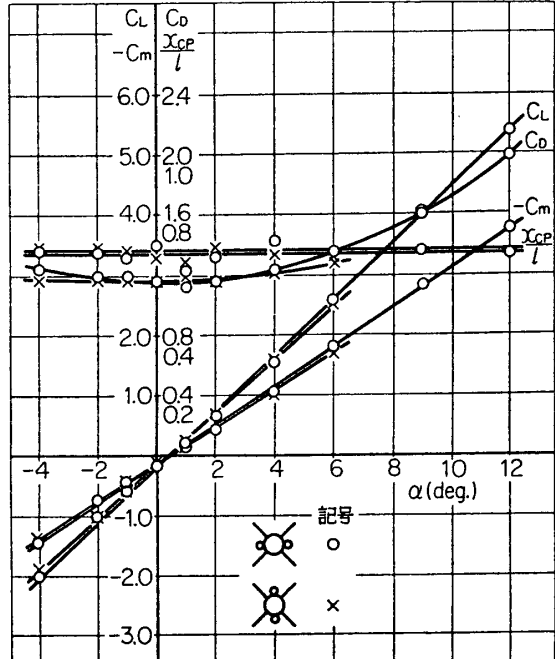
試験風速は約 40 m/s、1 m 当りのレイノルズ数は約 2.6×10^6 である。

(2) 試験結果

補助ブースタのない場合と、補助ブースタが左右および上下の位置にあるときの試験結果



第 17 図 補助ブースタのない場合の風洞試験



第 18 図 補助ブースタのある場合の風洞試験

を第 17, 18 図に示す。 C_L, C_D, C_m は揚力係数, 抵抗係数, ピッチングモーメント係数で, 基準面積には胴体平行部断面積をとる。また C_m はこの節では先端まわりの値で, 圧力中心は $x_{CP}/l = -C_m / (C_L \cos \alpha + C_D \sin \alpha)$

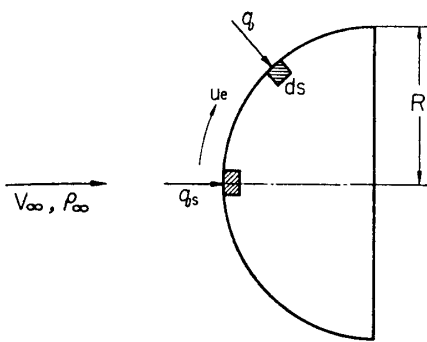
で与えられる。 $\alpha=0$ 付近での C_L, C_m 曲線の傾斜, x_{CP}/l および C_{Dmin} をまとめるとつぎのようになる。

補助ブースタ	$C_{L\alpha}$	$-C_{m\alpha}$	x_{CP}/l	C_{Dmin}
なし	25.6	18.7	0.69	0.90
あり (左右)	26.5	18.7	0.67	1.15
あり (上下)	25.2	17.8	0.68	1.16

$C_L-\alpha, C_m-\alpha$ 曲線が原点を通らないのは模型のたわみ, 翼の取付け誤差などによるものである。この実験で C_D の値が全体に大きい, つり線抵抗が全抵抗の約半分を占めることから, C_D の値に高い精度はない。しかし補助ブースタの有無による抵抗係数の差は比較的正確と考えられる。

9. 第4段の空力加熱

第4段は高度 400~500 km の軌道の頂点において水平に打ち出される計画である。このさい姿勢制御装置が順調にはたらけば, 機体の姿勢角すなわち迎角が十分小さいから, 燃焼後に十分大きな速度に達し, したがって大気層に突入するさい空力加熱によって溶融, 消滅する。以下に, 姿勢制御が完全に行なわれない場合を想定して, 迎角が何度の打出しまでは, 機体が大気層突入のさいに溶融するかをしらべる。



第 19 図 鈍頭物体の熱伝達

(1) 大気層に突入する物体の受ける熱量

第 19 図のような鈍頭軸対称物体を考える。表面上の点における面素 ds に 1 秒間に入る熱量を qds 、よどみ点における q を q_s とかく。物体の受ける全熱量は

$$Q = \int_i^f \int q ds dt \quad (6)$$

ただし、 i, f は大気層突入のはじめとおわり（速度が十分小さくなった状態）をあらわす。

$$q = q_s K_1$$

とおくと、

$$Q = \int_i^f dt \left(\int q_s K_1 ds \right) = \int_i^f q_s dt \left(\int K_1 ds \right)$$

そこで、

$$K_2 = \left(\int K_1 ds \right) / S \quad S: \text{受熱全面積}$$

とおけば

$$Q = S \int_i^f K_2 q_s dt \quad (7)$$

極超音速で飛行中、 K_2 はほとんど一定とみてよいから

$$Q = K_2 S \int_i^f q_s dt = K_2 \eta A Q_s \quad (8)$$

とかくことができる。ここに、

$$\eta = S/A \quad A: \text{物体の底面積}$$

$$Q_s = \int_i^f q_s dt \quad (9)$$

物体を半球と仮定すれば、 $S = 2\pi R^2$ 、 $A = \pi R^2$ 、 $\eta = 2$ である。 q_s は密度 ρ_∞ の大気中を極超音速 V_∞ で飛行中のばあいつぎの式で与えられる[11]。

$$q_s = C \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_*} \right)^{1/2} \left(\frac{V_\infty}{V_c} \right)^3 \quad (10)$$

$$C = 0.33 Pr^{-2/3} \sqrt{\rho_* \mu_*} \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/4} \left(\frac{\beta}{g} \right)^{1/4} \sqrt{\left(\frac{du_e}{dx} \right)_0 \left(\frac{\zeta R}{V_e} \right)_0 \left(\frac{V_c^3}{\zeta R} \right)} \quad (11)$$

ここで $Pr \approx 1$ (プラントル数) $\gamma = c_p/c_v$ (大気の比熱比) $V_c = \sqrt{gr}$ (円速度) $\beta = \frac{\mathfrak{M}g}{\mathfrak{R}T_*}$ (等温大気としての高度についての密度減少の指数) \mathfrak{M} : 大気平均分子量, \mathfrak{R} : ガス定数, T_* : 大気平均温度 r : 地球の半径 g, ρ_*, μ_* : 地表の重力加速度, 大気密度, 粘性係数

du_e/dx : 物体表面にできる境界層の外側で物体表面に沿う速度こう配

V_e : 物体中心軸上, 衝撃波のうしろの速度

ζ : 幾何学的定数で, 球形の頭部のばあい $\zeta=1$

0 はよどみ点を表わす

したがって, 大気層に突入する物体のうける全熱量は

$$Q = K_2 S C \int_i^f \left(\frac{\rho_\infty}{\rho_*} \right)^{1/2} \left(\frac{V_\infty}{V_c} \right)^3 dt \quad (12)$$

弾道飛行で大気に入る場合には,

$$z = \frac{\rho_* e^{-\beta y}}{2} \sqrt{\frac{r}{\beta}} \left(\frac{\bar{u}}{m/C_D A} \right) = \sqrt{r\beta} (\sin \theta_i) \bar{u} \ln(\bar{u}/\bar{u}_i)$$

$$dy/dt = V_\infty \sin \theta_i, \quad \bar{u} = u/V_c, \quad u = V_\infty \cos \theta_i, \quad \bar{V}_i = V_i/V_c, \quad \bar{V}_i = \bar{v}_i \cos \theta_i$$

θ_i, V_i : 大気突入のはじめにおける入射角, 入射速度

m, C_D : 物体の質量, 抵抗係数

を用い, 時間についての積分を速度についての積分になおすと,

$$Q = K_2 S C_1 \bar{Q}$$

とかくことができる。ただし

$$C_1 = \left(\frac{2(\gamma-1)}{\gamma} \right)^{1/4} \frac{0.33}{P_r^{2/3}} \sqrt{\mu_*} \sqrt{\left(\frac{du_e}{dx} \right)_0} \left(\frac{\zeta R}{V_e} \right)_0 \sqrt{\frac{m}{C_D A \zeta R}} \left(\frac{r}{g} \right)^{1/4} (rg) \quad (13)$$

$$\bar{Q} = \int_0^{\bar{u}_i} \frac{\bar{u}^{3/2} d\bar{u}}{z^{1/2} \cos^2 \theta_i} = \frac{\sqrt{\pi/2} (\bar{u}_i / \cos \theta_i)^2}{(\beta r)^{1/4} \sqrt{-\sin \theta_i}}$$

あるいは,

$$\bar{Q} = \frac{\sqrt{\pi/2} \bar{V}_i^2}{(\beta r)^{1/4} \sqrt{-\sin \theta_i}} \quad (14)$$

\bar{Q} は大気層突入のはじめの入射角, 入射速度のみによる。

しかるに,

$$\frac{C_1}{\sqrt{\left(\frac{du_e}{dx} \right)_0} \left(\frac{\zeta R}{V_e} \right)_0 \sqrt{\frac{m}{C_D A \zeta R}}} = 1.8779 \times 10^3 \text{ cal/(gcm)}^{1/2*} \quad (15)$$

であり, これは地球の上ではきまった数値である。したがって, 物体の形状のみによる定数として

$$\chi = K_2 S \sqrt{\left(\frac{du_e}{dx} \right)_0} \left(\frac{\zeta R}{V_e} \right)_0 \sqrt{\frac{m}{C_D A \zeta R}} \quad (16)$$

とおくと

$$Q/\chi = 1.8779 \times 10^3 \bar{Q} \quad (17)$$

とかかれる。物体の頭部が半球のとき

$$\zeta=1, S=2\pi R^2, A=\pi R^2, C_D=1, K_2=1/2$$

* $\rho_* = 1.225 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3, T_* = 240^\circ\text{K}, \mu_* = 1.47 \times 10^{-4} \text{ g/s cm}, g = 980 \text{ cm/s}^2, \beta = 1.491 \times 10^{-6} / \text{cm}$
 $V_c = \sqrt{rg} = 7.96 \times 10^5 \text{ cm/s}, \sqrt{\beta r} \approx 30$

$$\sqrt{\left(\frac{du_e}{dx}\right)_0 \left(\frac{\zeta R}{V_e}\right)} = 1.821$$

$$m = 2.57 \times 10^4 \text{ g (L-4S 第4段の質量)}$$

であるから、これより半径 R に対して χ ((16) 式) はつぎのようになる。

R	χ
15 cm	$2.00 \times 10^3 \text{ (gcm)}^{1/2}$
20	2.31×10^3
25	2.58×10^3 (L-4S 第4段の代表例)
30	2.83×10^3

したがって、弾道飛行体が大気層に突入するばあい受ける全熱量は、大気層突入のはじめの入射角 θ_i 、入射速度 V_i のみによる量 \bar{Q} ((14) 式) と物体のみによる量 χ ((16) 式) を用いて、(17) 式より求められる。大気層のはじまりは高度 100 km 程度にとるのが適当である。これらの式を用い、L-4S 第4段が打出し姿勢角 (迎角) α の誤差のため軌道にのらず大気層に突入するさいに受ける全熱量を求めてみる。第4段が高度 500 km で下向きに迎角 α で打ち出されるとき、高度 100 km での大気層への入射角 θ_i 、入射速度 V_i の数値計算の結果を第1表に示す (下向き $\alpha = -18^\circ$ は軌道にのらない限界付近)。この表を用い \bar{Q} 、 Q/χ を求めると第2, 3表のようになる。第4段を球状とみなし、その半径 $R=15, 20, 25, 30$ cm に対する χ は前に示した。これらの χ を使って、第4段が大気層突入で受ける全熱量 Q は第4, 5, 6表のようになる。L-4S 第4段のモデルとしては $R=25$ cm のものがもっとも近く、第6表が Q の代表例を与える。

(2) 物体の温度を融点まで上げるのに必要な熱量

L-4S 第4段の形の代表として、球ロケットの部分を考え、

第1表

高度 500 km での 迎角 $-\alpha$ (下向き)	高度 100 km での 速度 V_i	高度 100 km での 入射角 $-\theta_i$	$\cos \theta_i$	$\bar{V}_i = \frac{V_i}{V_e}$
40°	8.00419 km/s	18.60°	0.9477	1.0056
36	8.04809	17.54	0.9534	1.011
36	8.08986	16.47	0.9586	1.016
34	8.12946	15.39	0.9629	1.021
32	8.16689	14.30	0.9640	1.026
30	8.20213	13.19	0.9736	1.030
28	8.23516	12.05	0.9779	1.035
26	8.26598	10.90	0.9819	1.038
24	8.29456	0.97	0.9857	1.042
22	8.32089	0.85	0.9891	1.045
20	8.34497	0.71	0.9923	1.048
18	8.36679	0.57	0.9949	1.051

$$V_e = \sqrt{rg} = 7.96 \text{ km/s}$$

第2表

高度 500 km での迎角 $-\alpha^\circ$	\bar{Q}	$-\alpha^\circ$	\bar{Q}
18	0.8041	30	0.5082
20	0.7339	32	0.4846
22	0.6510	34	0.4631
24	0.6051	36	0.4436
26	0.5668	38	0.4261
28	0.5364	40	0.4096

第3表

高度 500 km での迎角 $-\alpha^\circ$	Q/χ cal/(cmg) ^{1/2}	$-\alpha^\circ$	Q/χ cal/(cmg) ^{1/2}
40	0.7692×10^3	28	1.0073×10^3
38	0.8002	26	1.0644
36	0.8330	24	1.1363
34	0.8696	22	1.2225
32	0.9100	20	1.3782
30	0.9543	18	1.5100

第4表

R = 15 cm

高度 500 km での迎角 $-\alpha^\circ$	Q cal	$-\alpha^\circ$	Q cal
40	1.5384×10^6	28	2.0146×10^6
38	1.6004	26	2.1288
36	1.6660	24	2.2726
34	1.7392	22	2.4450
32	1.8200	20	2.7564
30	1.9086	18	3.0200

第5表

R = 20 cm

高度 500 km での迎角 $-\alpha^\circ$	Q cal	$-\alpha^\circ$	Q cal
40	1.7769×10^6	28	2.3269×10^6
38	1.8485	26	2.4588
36	1.9242	24	2.6249
34	2.0088	22	2.8240
32	2.1021	20	3.1836
30	2.2044	18	3.4881

第6表

R=25 cm (L-3S 第4段代表例)

高度 500 km での迎角 - α°	Q cal	- α°	Q cal
40	1.9845×10^6	28	2.5988×10^6
38	2.0645	26	2.7462
36	2.1491	24	2.9317
34	2.2436	22	3.1541
32	2.3478	20	3.5558
30	2.4621	18	3.8958

R=25 cm, 厚さ $\tau=0.2$ cm, 材料: チタンとして, これが融点に達するのに要する熱量を Q_m とする.

$$Q_m = C m^* \Delta T$$

$$m^* = \rho_t 4 \pi R^2 \tau, \quad \rho_t = 4.5 \text{ g/cm}^3$$

 m^* : 球ロケット部のみの質量

$$\Delta T = t_m + 50 \quad t_m = 1630^\circ\text{C (融点)}$$

$$= 1680 \text{ deg}$$

$$C = 0.12 \text{ cal/g} \cdot \text{deg}$$

を用いると

$$Q_m = 1.41 \times 10^6 \text{ cal} \quad (18)$$

(3) 物体の受ける熱量との比較

L-4S 第4段が軌道にのらず, 落下するさいに受ける熱量 Q は第6表に示される.これによると, たとえば高度 500 km にて迎角 $\alpha = -18^\circ$ で下向きに打ち出される場合 (軌道にのらない限界付近), 大気層に突入するさいに受ける熱量は

$$Q = 3.9 \times 10^6 \text{ cal}$$

また下向き $\alpha = -40^\circ$ というかなり大きな誤差のばあいでも

$$Q = 2.0 \times 10^6 \text{ cal}$$

であって, (2) に示した Q_m より大きい. したがって, 物体の温度は融点に達するが, おそらくそれより以前に局部的にとけて空気力によって破壊分裂し, これによってさらにはやくとけるであろう.

原形より小さくなった物体に対しては

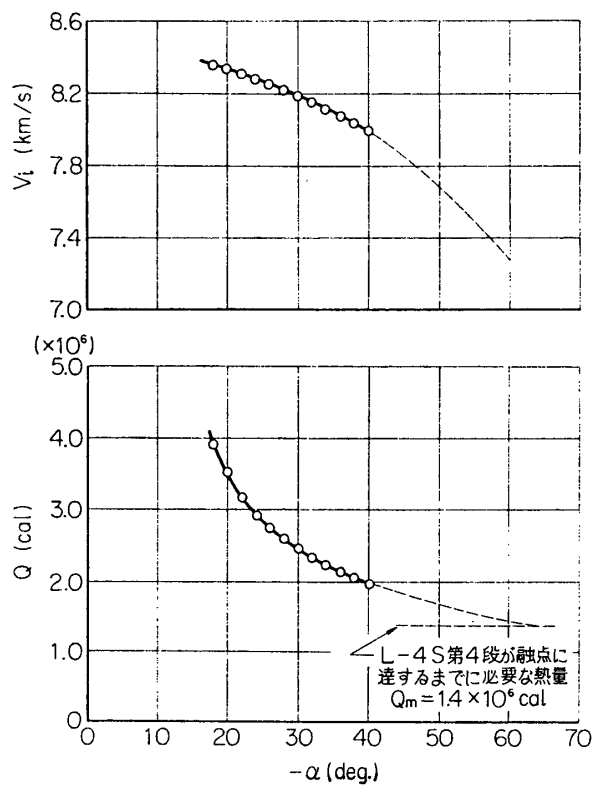
$$\text{物体の受ける熱量 } Q \sim R^2 / \sqrt{R} \quad ((15), (17) \text{ 式より})$$

$$\text{融点に達するに要する熱量 } Q_m \sim R^2$$

$$Q/Q_m \sim \sqrt{1/R}$$

したがって小さいほどとけやすくなるから, 一たん分裂すればはやく消滅するとみてよい.

迎角 α が同じで打出し方向が下向きの場合とそうでない場合を比較してみると, 高度 100 km での入射角 θ_i は下向きの場合が大きく, 入射速度 V_i はどちらもほとんど同じであるから, (14) 式の \bar{Q} したがって物体の受ける熱量 Q は下向きの場合が最も小さい. それゆえ, ある迎角で下向きに打ち出したとき物体がとけて破壊分裂するならば, 同じ迎角で他の向き



第20図 打出し迎角と入射速度, 受熱量の関係

に打ち出す場合はより完全にとけて消滅するであろう。

α が -40° をこす場合について上の結果から外そうすると $\alpha \sim -60^\circ$ までは $Q > Q_m$ と推定されるので機体はとけると考えてよい。第20図に迎角と入射速度および迎角と物体の受ける熱量との関係を図示しておく。

1968年11月15日 宇宙工学

参考文献

- [1] F. Tamaki *et al.*, Proc. 2nd ISRA Tokyo 1960, p. 137, Yokendo, Tokyo, 1961; Proc. 3rd ISRA Tokyo (1961), p. 209, Yokendo, Tokyo (1962)
- [2] W. E. Buford, J. Aero. Sci. **25**, 2, p. 103, (1958)
- [3] G. Grimminger *et al.*, J. Aero. Sci. **17**, 11, p. 675, (1950)
- [4] W. C. Pitts *et al.*, NACA TR 1307, (1957)
- [5] A. E. Bryson, Jr., J. Aero. Sci. **20**, 5, p. 297, (1953)
- [6] J. N. Nielson, Missile Aerodynamics, Chapt. 10, McGraw Hill, (1960)
- [7] 玉木章夫ほか, 生産研究, 13巻, 10号, 32ページ, 昭. 36. 10月
- [8] 玉木章夫, 宇宙研報告, 2巻, 1号 (B), 201ページ, 昭. 41. 3月
- [9] J. B. Rosser *et al.*, Mathematical Theory of Rocket Flight, McGraw Hill, (1947)
- [10] F. Tamaki, T. Nomura & H. Matsuo, Proc. 7th ISTS, Tokyo (1967), p. 161, AGNE Publ. Inc., Tokyo, (1968)
- [11] W. H. Dorrance, Viscous Hypersonic Flow, p. 85, McGraw Hill, (1962)