

UDC 533.5:  
629.7.076.6:  
629.783:  
525

# 航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

## TM-303

自由分子流における D A S の空力特性

恩地 瑛・津田尚一

1976 年 7 月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

## 目 次

1. ま え が き .....	1
2. 空気力の計算式 .....	3
3. 圧力中心の移動の小さい形状 .....	6
4. 空力特性の計算結果 .....	7
5. む す び .....	11

# 自由分子流における DAS の空力特性\*

恩地 瑛\*\* 津田 尚一\*\*

## Aerodynamic Performance of DAS in Free Molecular Flow

By Akira ONJI and Syoichi TSUDA

### Abstract

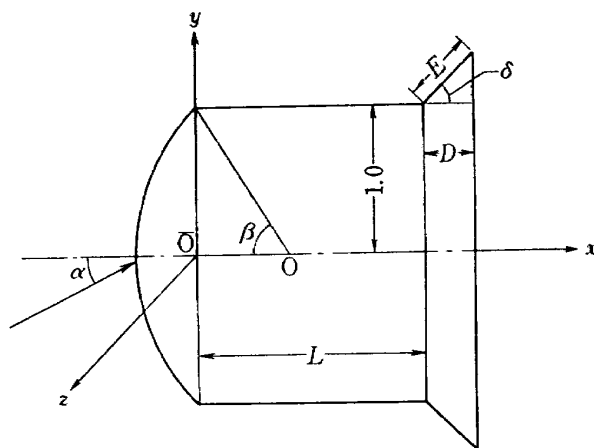
Aerodynamic force, torque and center of pressure in a free molecular flow were calculated for angle of attack up to  $45^\circ$  for several sets of DAS (Dive and Ascent Satellite) configuration parameters. The most preferable shape was found to be one in which displacement of the center of pressure is very small. The effects of momentum accommodation coefficients on aerodynamic characteristics were also estimated.

### 1 ま え が き

超低高度軌道衛星 (DAS) は現在の計画では高度 110 Km まで降下するため空気力の影響は大きく希薄気体力学の領域としては自由分子流から遷移流におよんでいる。したがって軌道計算や姿勢制御の上からこの空気力を正確に知る必要があり、とくに空気力トルクと空力中心の位置を知ることは重要である。この資料は当所の DAS 検討委員会の要請に基づいて DAS 形状 (球状頭部, 円柱胴体, 円錐フレアの結合体) の自由分子流領域での空力特性を計算し、どのような形状が最も適当かを調べた結果についてのべる。

DAS 検討委員会で決定された基本的な形状は、1. 頭部は熱防御のため球状曲面とする。2. 胴体は円柱形とする。3. 後方に円錐フレアをつけてもよい。の以上3条件に基づいている。それで一般の計算において図1に示されるように球状頭部パラメーター  $\beta$ , 胴体長さ  $L$ , フレア長さ  $E$  およびフレア角  $\delta$  をパラメーターとし胴体半径を長さの単位にとった。

DAS は対称軸まわりにスピンしながら飛行し近地点で迎角が0になるように姿勢が絶対空間に対して固定される。したがって軌道が定めれば迎角とそのときの高度と速度したがって動圧の関係が定まる。図2は近地点



形状パラメータ

$\beta$	頭部形状パラメータ
$E = D \sec \delta$	フレア長さ
$\delta$	フレア角
$L$	円柱長さ

その他のパラメータ

- $\alpha$  ; 迎角
- $\sigma_n$  ; 垂直運動量適応係数
- $\sigma_t$  ; 接線運動量適応係数

図1 DASの形状 (基準長さは円柱半径)

\* 昭和51年5月15日受付

\*\* 空気力学部

110Km 遠地点 1000Km の楕円軌道を飛ぶ際の迎角と動圧の関係を示すもので近地点での動圧 ( $0.32 \text{ Kg/m}^2$ ) で無次元化されている。迎角が増大すれば高度が増大して動圧が減少するからあまり大きな迎角まで考慮する必要がないのでこの計算では  $45^\circ$  までにとどめた。

衛星の速度は  $7\sim 8 \text{ Km/s}$  程度で速度比は 15 以上となるから気流の平均速度に比較して熱運動の速度は無視して差支えないので気体の分子は同一方向同一速度をもつて物体表面に当たるものと仮定した。また入射分子の運動エネルギーを温度に換算した値は物体表面の温度 (略常温と考えられる) に比して十分大きいので表面温度に完全に適応したいわゆる拡散反射の気体分子の運動量は無視した。

希薄気体の空気を計算する場合には垂直および接線方向の運動量適応係数が必要であるがこれらの値は現在まだ正確には定まっていない状態である。そこで計算ではこれらの値もパラメータとして計算し適応係数によって空力特性にどのようなひらきがみられるかを調べた。低速ではこれらの値をいずれも 1 としてよいが衛星速度程度ではこれより小さくなるのが知られている。今まで実験結果等を参考にするとこれらの値は 0.85 に近いので一般の形状の空力性能の比較や最適形状を定める際にはこの値を用いた<sup>1)</sup>。

DAS の空力特性として第一に要求されることは空力中心が迎角によってあまり変化しないことである。もちろん抵抗や揚力も小さいことが望ましい。それで空力中心の移動の小さくなるような形状を与える上記パラメータ間の近似関係式を導いてこれをみたす形状の二三について空力特性を計算しその性能の比較を行なった。ま

た各形状パラメータを独立に変化させたときの空力性能の変化および適応係数の変化にもなり性能変化も併せて記す。

なお DAS 計画全般に関する調査結果が近く航技研資料として刊行される予定であるから DAS の軌道、ミッション等についてはそれを参照されたい。

## 記 号

$C_X$	: 軸力係数
$C_N$	: 垂直力係数
$C_M$	: モーメント係数
$D$	: フレアの軸方向長さ = $E \cos \delta$
$E$	: フレアの長さ
$F$	: 空気力ベクトル
$F_x, F_y, F_z$	: $F$ の成分
$f_x, f_y$	: $F_x/\rho V^2, F_y/\rho V^2$
$f_{1x}, f_{1y}$	: 球状頭部の $f_x, f_y$
$f_{2x}, f_{2y}$	: 円柱部の $f_x, f_y$
$f_{3x}, f_{3y}$	: フレアの $f_x, f_y$
$L$	: 円柱胴体の長さ
$L_m$	: 最適形状の円柱胴体長さ
$M$	: モーメントベクトル
$M$	: $M_z/\rho V^2$
$M_1$	: 球状頭部のモーメント
$M_2$	: 円柱部のモーメント
$M_3$	: フレアのモーメント
$n$	: 法線ベクトル
$n_x, n_y, n_z$	: $n$ の成分

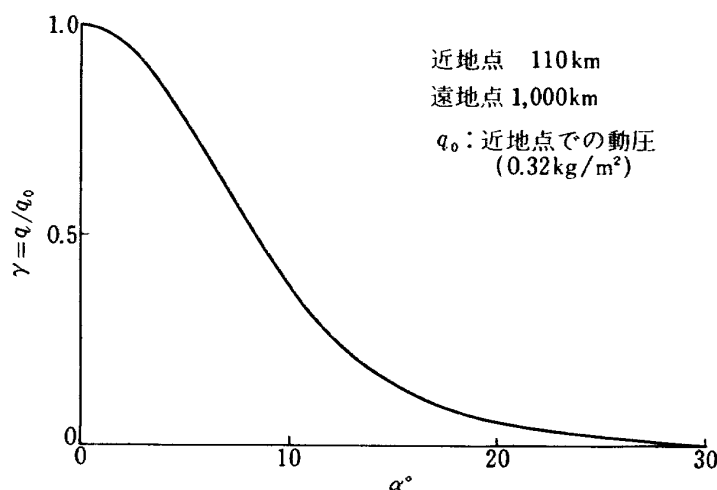


図 2 迎角と動圧の関係

- $q$  : 動圧  $= \frac{1}{2} \rho V^2$   
 $r$  : 位置ベクトル  
 $r_0$  : 基準点の位置ベクトル  
 $t$  : 図 1 参照  
 $V$  : 速度  
 $v$  : 気流方向の単位ベクトル  
 $x, y, z$  :  $r$  の成分  
 $x_0, y_0$  :  $r_0$  の成分  
 $x_{\text{cop}}$  : 圧力中心の  $x$  座標  
 $\alpha$  : 迎角  
 $\beta$  : 頭部形状パラメータ図 1 参照  
 $\gamma$  : 無次元動圧 (64) 式参照  
 $\delta$  : フレア角  
 $\varphi, \psi, \theta$  : 球, 円柱座標  
 $\sigma_n$  : 垂直運動量適応係数  
 $\sigma_t$  : 接線運動量適応係数  
 $\sigma_i$  :  $2 - \sigma_n - \sigma_t$

## 2 空気力の計算式

前章でのべたように速度比は十分大きく、拡散反射分子の影響は無視する。自由分子流では物体に働く局所空気力は物体表面の局所迎角のみに関係する。局所表面の法線ベクトルを  $\mathbf{n}$ 、面積要素を  $ds$ 、風の方向の単位ベクトルを  $\mathbf{v}$  とすれば局所空気力  $d\mathbf{F}$  モーメント  $d\mathbf{M}$  はそれぞれ

$$d\mathbf{F} = \rho V^2 [-(2 - \sigma_n - \sigma_t) \cos^2 \theta \mathbf{n} + \sigma_t \cos \theta \mathbf{v}] dS \quad (1)$$

$$d\mathbf{M} = \rho V^2 [-(2 - \sigma_n - \sigma_t) \cos^2 \theta \mathbf{n} + \sigma_t \cos \theta \mathbf{v}] \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) dS \quad (2)$$

で与えられる。<sup>2), 3)</sup>  $r$  は局所表面の位置ベクトル、 $r_0$  はモーメント基準点の位置ベクトルである。

$\sigma_n$  および  $\sigma_t$  はそれぞれ垂直および接線運動量適応係数である。すなわち入射分子の垂直運動量  $P_{ni}$ 、接線運動量  $P_{ti}$ 、反射分子の垂直運動量  $P_{nr}$ 、接線運動量  $P_{tr}$  とするとき

$$\sigma_n = 1 - \frac{P_{nr}}{P_{ni}} \quad (3)$$

$$\sigma_t = 1 - \frac{P_{tr}}{P_{ti}} \quad (4)$$

で与えられる。拡散反射ではいずれも 1 鏡面反射ではいずれも 0 である。

$\theta$  は風の方向と法線ベクトルのなす角で

$$\cos \theta = -\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \quad (5)$$

である。

全空気力  $F$  およびモーメント  $M$  は (1) および (2) を気流のあたる全表面にわたって積分することによって得られる。対称軸を  $x$  軸にとれば  $F$  は  $x$  成分および  $y$  成分  $M$  は  $z$  成分のみ考えればよい。 $F$  の  $x$  成分  $F_x$ 、 $y$  成分  $F_y$ 、 $M$  の  $z$  成分  $M_z$  の代わりに  $f_x, f_y, M$  を用いて積分形をあらわせば

$$f_x = \frac{F_x}{\rho V^2} = \int [-(2 - \sigma_n - \sigma_t) \cos^2 \theta n_x + \sigma_t \cos \theta v_x] dS \quad (6)$$

$$f_y = \frac{F_y}{\rho V^2} = \int [-(2 - \sigma_n - \sigma_t) \cos^2 \theta n_y + \sigma_t \cos \theta v_y] dS \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 M = \frac{M_z}{\rho V^2} &= \int [-(2 - \sigma_n - \sigma_t) \cos^2 \theta \{n_x(y - y_0) \\
 &\quad - n_y(x - x_0)\} + \sigma_t \cos \theta \{v_x(y - y_0) \\
 &\quad - v_y(x - x_0)\}] dS \\
 &= \int [-(2 - \sigma_n - \sigma_t) \cos^2 \theta (n_x y - n_y x) \\
 &\quad + \sigma_t \cos \theta (v_x y - v_y x)] dS \\
 &\quad - \int [-(2 - \sigma_n - \sigma_t) \cos^2 \theta (n_x y_0 - n_y x_0) \\
 &\quad + \sigma_t \cos \theta (v_x y_0 - v_y x_0)] dS \\
 &= M_0 - (y_0 F_x - x_0 F_y) \quad (8)
 \end{aligned}$$

となる。積分は気流のあたる表面について行なうものとする。 $M_0$  は原点まわりのモーメントである。モーメントが 0 となるような点は

$$M_0 = y_0 F_x - x_0 F_y \quad (9)$$

をみたす直線となるがとくに  $y_0 = 0$  ととると

$$x_0 = \frac{M_0}{F_y} = x_{\text{cop}} \quad (10)$$

となる。この  $x_{\text{cop}}$  を圧力中心と定義する。 $x$  軸上の任意の点まわりのモーメントは

$$M = F_y (x - x_{\text{cop}}) \quad (11)$$

で与えられる。

基準長さとして円柱半径、基準断面積として円柱断面をとるとき、軸力係数  $C_X$ 、垂直力係数  $C_N$  およびモーメント係数  $C_M$  はそれぞれ

$$C_X = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho V^2 \pi} = \frac{2}{\pi} f_x \quad (12)$$

$$C_N = \frac{F_y}{\frac{1}{2} \rho V^2 \pi} = \frac{2}{\pi} f_y \quad (13)$$

$$C_M = \frac{M_z}{\frac{1}{2} \rho V^2 \pi} = \frac{2}{\pi} M \quad (14)$$

となる。

計算は各部分ごとに異なる座標系を用いて行なったが、全体としてのモーメントは円柱の前端中心 ( $\bar{O}$  点) を基準にとり頭上げが正にとられている。以下各部分ごとの空気力の計算式をのべる。

### 1) 球状頭部

図3のように座標系をとるとき

$$n_x = \cos \theta, \quad n_y = \sin \theta \cos \varphi, \quad n_z = -\sin \theta \sin \varphi \quad (15)$$

$$v_x = -\cos \alpha, \quad v_y = \sin \alpha, \quad v_z = 0 \quad (16)$$

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta \cos \varphi, \quad z = -r \sin \theta \sin \varphi \quad (17)$$

$$dS = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (18)$$

$$\cos \theta = \cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi \quad (19)$$

$$r = \operatorname{cosec} \beta \quad (20)$$

となる。積分範囲は  $\cos \theta \geq 0$  をみたす全表面であるが

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi (\cos \theta \geq 0) \\ &= 0 \quad (\cos \theta < 0) \end{aligned} \quad (21)$$

として全体を積分してもよい。 $\frac{\pi}{2} - \beta > \alpha$  の範囲内では  $\cos \theta$  は常に正であるから(気流の当たらない部分は存在しない)積分が簡単に出来る

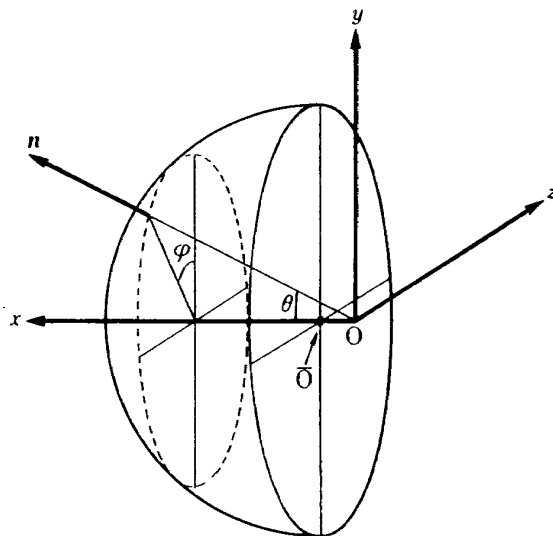


図 3

$$\begin{aligned} f_{1x} &= - \int_0^\beta \int_0^{2\pi} [\sigma_1 (\cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi)^2 \cos \theta \\ &\quad + \sigma_t (\cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi) \cos \alpha] \frac{\sin \theta}{\sin^2 \beta} d\theta d\varphi \\ &= -\pi [\cos^2 \alpha \{ \frac{1}{2} \sigma_1 (1 + \cos^2 \beta) + \sigma_t \} + \frac{1}{4} \sigma_1 \sin^2 \beta \sin^2 \alpha] \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} f_{1y} &= \int_0^\beta \int_0^{2\pi} \{ -\sigma_1 (\cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi)^2 \sin \theta \cos \varphi \\ &\quad + \sigma_t (\cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi) \sin \alpha \} \frac{\sin \theta}{\sin^2 \beta} d\theta d\varphi \\ &= \pi \sin \alpha \cos \alpha (\frac{1}{2} \sigma_1 \sin^2 \beta + \sigma_t) \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} M_1 &= \int_0^\beta \int_0^{2\pi} \{ -\sigma_1 (\cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi)^2 \\ &\quad \times \{ \cos \theta \sin \theta \cos \varphi - \sin \theta \cos \varphi (\frac{\cos \theta}{\sin \beta} - \cot \beta) \} \\ &\quad + \sigma_t (\cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi) \\ &\quad \times \{ -\cos \alpha \sin \theta \cos \varphi - \sin \alpha (\frac{\cos \theta}{\sin \beta} - \cot \beta) \} \} \\ &\quad \times \frac{\sin \theta}{\sin^2 \beta} d\theta d\varphi \\ &= -f_{1y} \cot \beta + \sigma_t \pi \sin \alpha \cos \alpha \cot \beta \\ &= -\frac{\pi}{2} \sigma_t \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \end{aligned} \quad (24)$$

ただし

$$\sigma_1 = 2 - \sigma_n - \sigma_t \quad (25)$$

で  $M_1$  は  $\bar{O}$  点まわりのモーメントである。

### 2) 円柱胴体

図4のように座標系をとれば

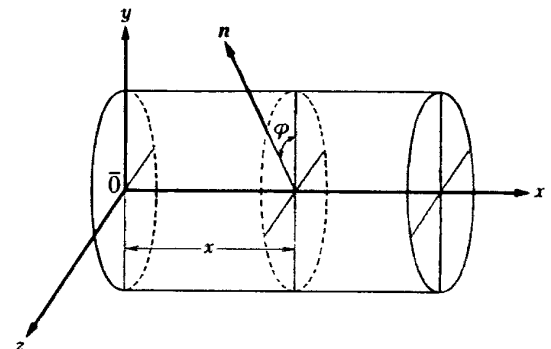


図 4

$$n_x = 0 \quad n_y = \cos \varphi \quad n_z = \sin \varphi \quad (26)$$

$$dS = d\varphi dx \quad (27)$$

$$v_x = \cos \alpha \quad v_y = \sin \alpha \quad (28)$$

迎角があるときは気流のあたる部分は円柱下面

$$\frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{3}{2}\pi \quad (29)$$

に限られる。この範囲内で

$$\cos \theta = \sin \alpha \cos \varphi \quad (30)$$

前と同様に積分すれば

$$\begin{aligned} f_{2x} &= \int_0^L \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} -(\sigma_t \sin \alpha \cos \varphi \cos \alpha) d\varphi dx \\ &= 2\sigma_t L \sin \alpha \cos \alpha \quad (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{2y} &= \int_0^L \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} -[\sigma_1 (\sin \alpha \cos \varphi)^2 \cos \varphi \\ &\quad - \sigma_t (\sin \alpha \cos \varphi) \sin \alpha] d\varphi dx \\ &= L \sin^2 \alpha \left( \frac{4}{3} \sigma_1 + 2\sigma_t \right) \quad (32) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_2 &= \int_0^L \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} [-\sigma_1 (\sin \alpha \cos \varphi)^2 x \cos \varphi + \sigma_t (\sin \alpha \cos \varphi) \\ &\quad \times (\cos \alpha \cos \varphi - x \sin \alpha)] dx d\varphi \\ &= L^2 \sin^2 \alpha \left( \frac{2}{3} \sigma_1 + \sigma_t \right) + \frac{\pi}{2} \sigma_t L \sin \alpha \cos \alpha \quad (33) \end{aligned}$$

### 3) 円錐フレア

座標系を図5のようにとる。

$$n_x = -\sin \delta \quad n_y = \cos \delta \cos \varphi \quad n_z = \cos \delta \sin \varphi \quad (34)$$

$$x = x \quad y = x \tan \delta \cos \varphi \quad z = x \tan \delta \sin \varphi \quad (35)$$

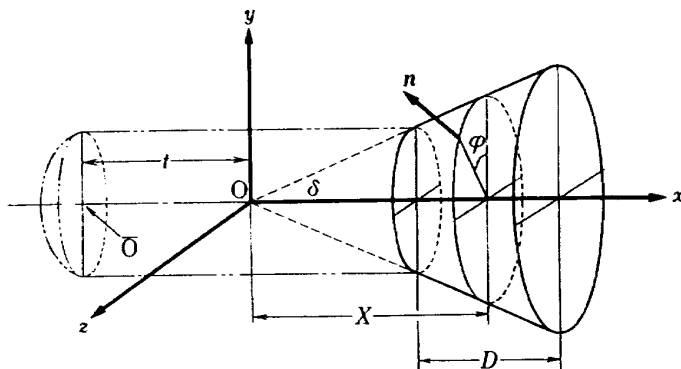


図 5

$$v_x = \cos \alpha \quad v_y = \sin \alpha \quad (36)$$

$$dS = x \tan \delta \sec \delta dx d\varphi \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \sin \delta \cos \alpha - \cos \delta \sin \alpha \cos \varphi \quad (\cos \theta \geq 0) \\ &= 0 \quad (\cos \theta < 0) \quad (38) \end{aligned}$$

フレアにおいては  $\cos \theta < 0$  となる影の部分 ( $\delta < \alpha$  のときにのみ生ずる) の外に前方物体によって生ずる影の部分が存在する。後者の部分は積分範囲から除外しなければならない。この領域は図6に示されるように  $z = \pm 1$  の二平面と斜円柱によって囲まれた  $y > 0$  の部分である。斜円柱は  $y = (x+t) \tan \alpha$  ,  $z = 0$  の直線を軸とし  $x$  軸に垂直な平面での切口が単位円になるものである。この境界面とフレアの交線を求める。 $z = 1$  の平面とフレア円錐との交線は (35) において  $z = 1$  とおけば

$$\sin \varphi = \frac{1}{x \tan \delta} \quad (39)$$

この曲線の一方向の端点はフレアのつけねの所で ( $A'$ )

$$x = \cot \delta \quad \varphi = \frac{\pi}{2} \quad (40)$$

他の端点は

$$z = 1 \quad , \quad y = (x+t) \tan \alpha \quad (41)$$

と円錐 (35) の交点でその  $x$  座標は

$$x = \frac{t \tan^2 \alpha \pm \sqrt{t^2 \tan^2 \delta \tan^2 \alpha + (\tan^2 \delta - \tan^2 \alpha)}}{\tan^2 \delta - \tan^2 \alpha} \quad (42)$$

となる。この二根の中でいずれか一つがフレア部分に存在するときこれを  $x_1$  とすると

$$x_1 \quad , \quad \sin \varphi_1 = \frac{1}{x_1 \tan \delta} \quad (43)$$

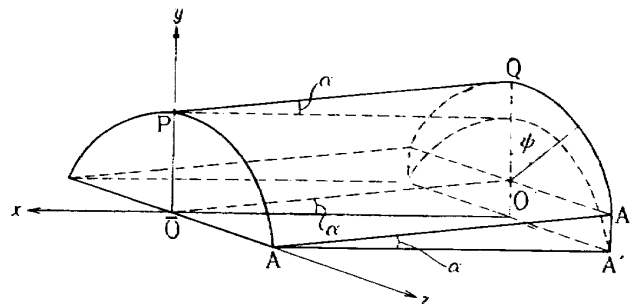


図 6

が他の端点となる。もしこの値がフレア部分に存在しなければフレアの端末  $x = \cot \delta + D$  まで (39) が境界線となる。フレア上  $x > x_1$  では境界線は斜円柱とフレアの交線となる。斜円柱の方程式

$$\left. \begin{aligned} y &= \cos \psi + (x+t) \tan \alpha \\ z &= \sin \psi \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

と (35) から

$$\cos \varphi = \frac{x^2 \tan^2 \delta + (x+t)^2 \tan^2 \alpha - 1}{2x(x+t) \tan \alpha \tan \delta} = \gamma \quad (45)$$

が得られる。(45)において

$$x = \frac{1+t \tan \alpha}{\tan \delta - \tan \alpha} = x_2 \quad (46)$$

とおけば  $\cos \varphi = 1$  となりこの  $x_2$  より大きい  $x$  では影の部分が存在しなくなる。

以上から積分範囲は

$$\int_{\Sigma} dx d\varphi = 2 \left[ \int_{\cot \delta}^{x_1} dx \int_{\sin^{-1} \frac{1}{x \tan \delta}}^{\pi} d\varphi + \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{\sin^{-1} \gamma}^{\pi} d\varphi + \int_{x_2}^{\cot \delta + D} dx \int_0^{\pi} d\varphi \right] \quad (47)$$

となる。ただし  $x_1$  が存在しなければ

$$\int_{\Sigma} dx d\varphi = 2 \int_{\cot \delta}^{\cot \delta + D} dx \int_{\sin^{-1} \frac{1}{x \tan \delta}}^{\pi} d\varphi \quad (48)$$

となり  $x_1$  が存在し  $x_2$  が存在しなければ

$$\int_{\Sigma} dx d\varphi = 2 \left[ \int_{\cot \delta}^{x_1} dx \int_{\sin^{-1} \frac{1}{x \tan \delta}}^{\pi} d\varphi + \int_{x_1}^{\cot \delta + D} dx \int_{\sin^{-1} \gamma}^{\pi} d\varphi \right] \quad (49)$$

となる。

空気力およびモーメントは

$$\begin{aligned} f_{3x} &= \int_{\Sigma} [-\sigma_1 (\sin \delta \cos \alpha - \cos \delta \sin \alpha \cos \varphi)^2 (-\sin \delta) \\ &\quad + \sigma_t (\sin \delta \cos \alpha - \cos \delta \sin \alpha \cos \varphi) \cos \alpha] \\ &\quad \times x \tan \delta \sec \delta dx d\varphi \end{aligned} \quad (50)$$

$$\begin{aligned} f_{3y} &= \int_{\Sigma} [-\sigma_1 (\sin \delta \cos \alpha - \cos \delta \sin \alpha \cos \varphi)^2 (\cos \delta \cos \varphi) \\ &\quad + \sigma_t (\sin \delta \cos \alpha - \cos \delta \sin \alpha \cos \varphi) \sin \alpha] \\ &\quad \times x \tan \delta \sec \delta dx d\varphi \end{aligned} \quad (51)$$

$$\begin{aligned} M_3 &= \int_{\Sigma} [-\sigma_1 (\sin \delta \cos \alpha - \cos \delta \sin \alpha \cos \varphi)^2 \\ &\quad \times \{-x \sin \delta \tan \delta \cos \varphi - (x+t) \cos \delta \cos \varphi\} \\ &\quad + \sigma_t (\sin \delta \cos \alpha - \cos \delta \sin \alpha \cos \varphi) \{x \cos \alpha \tan \delta \cos \varphi \\ &\quad - (x+t) \sin \alpha\}] x \tan \delta \sec \delta dx d\varphi \end{aligned} \quad (52)$$

となる。 $M_3$  は  $\bar{O}$  点まわりのモーメントである。

迎角が小さければ前方物体による影の部分も小さくなるがもしこれを無視してフレア全面について積分すれば  $\delta > \alpha$  の範囲内では簡単な計算で

$$\begin{aligned} f_{3x} &= \pi (D^2 \tan^2 \delta + 2D \tan \delta) (\sigma_1 \sin^2 \delta + \sigma_t) \cos^2 \alpha \\ &\quad + \frac{1}{2} \sigma_t \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (53)$$

$$f_{3y} = \pi \sin \alpha \cos \alpha (D^2 \tan^2 \delta + 2D \tan \delta) (\sigma_1 \cos^2 \delta + \sigma_t) \quad (54)$$

$$\begin{aligned} M_3 &= \pi \sin \alpha \cos \alpha [t (D^2 \tan^2 \delta + 2D \tan \delta) (\sigma_1 \cos^2 \delta + \sigma_t) \\ &\quad + \frac{2}{3} (D^3 \tan^2 \delta + 3D^2 \tan \delta + 3D) (\sigma_1 + \frac{3}{2} \sigma_t)] \end{aligned} \quad (55)$$

となる。

結合体としての空気力およびモーメントは以上求めた各部分の代数和として得られる。

### 3 圧力中心の移動の小さい形状

球状頭部およびフレアのそれぞれの影の部分を見れば、圧力中心は (10), (23), (24), (32), (33), (54), (55) から

$$x_{\text{coe}} = \frac{K \pi \cos \alpha + \frac{1}{2} L^2 (\frac{4}{3} \sigma_1 + 2 \sigma_t) \sin \alpha}{J \pi \cos \alpha + L (\frac{4}{3} \sigma_1 + 2 \sigma_t) \sin \alpha} \quad (56)$$

となる。ここに

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2} \sigma_1 \sin \beta \cos \beta + \frac{1}{2} \sigma_2 L + D_2 (L - \cot \delta) (\sigma_1 \cos^2 \delta + \sigma_t) \\ &\quad + \frac{2}{3} D_3 (\sigma_1 + \frac{3}{2} \sigma_t) \end{aligned} \quad (57)$$

$$J = \frac{1}{2} \sigma_1 \sin^2 \beta + \sigma_1 + D_2 (\sigma_1 \cos^2 \delta + \sigma_t) \quad (58)$$

$$D_2 = D^2 \tan^2 \delta + 2D \tan \delta \quad (59)$$

$$D_3 = D^3 \tan^2 \delta + 3D \tan \delta + 3D \quad (60)$$

である。

(56) において

$$2K = JL$$



とおけば  $x_{\text{cop}}$  は  $\alpha$  に無関係に  $\frac{1}{2}L$  となる。

(61)をみたす  $L$  を  $L_m$  とすれば (57) と (61) から

$$L_m = \frac{\sigma_1 \sin \beta \cos \beta - 4D_2 \cot \delta (\sigma_1 \cos^2 \delta + \sigma_t) + \frac{2}{3}D_3 (\sigma_1 + \frac{3}{2}\sigma_t)}{\frac{1}{2}\sigma_1 \sin^2 \beta - 2D_2 (\sigma_1 \cos^2 \delta + \sigma_t)} \quad (62)$$

が得られる。(62) をみたすような形状の場合圧力中心は円柱の中心に固定される。実際には影の部分のため圧力中心は移動するが少くとも迎角が小さければその移動も小さいことが予想される。

$L_m$  が正の値をとるためには各パラメータの値に制限があり例えば拡散反射  $\sigma_1=0$  ではフレアをつけるこの値は負になってしまう。一般にフレアが大きすぎれば  $L_m$  の正値は存在しなくなる。 $L_m$  の正値の存在する範囲内の (62) の性質を調べると

1.  $\beta$  を一定にすれば  $L_m$  を増すときフレアも大きくする必要がある。(  $E, \delta$  を増す )
2.  $L_m$  を一定にすれば,  $\beta$  を増すときフレアも大きくする必要がある。
3. フレアを一定にすれば  $L_m$  を増すとき  $\beta$  を減小させる必要がある。
4. 一般に関係式は適応係数に関係するがフレアがなければ

$$L_m = 2 \cot \beta \quad (63)$$

となり適応係数に関係しない。このときの最適形状は球状頭部の中心と円柱胴体の中心が一致したものとなる。

(62) をみたす形状を最適形状と称することにする。最適形状はフレアのない場合をのぞいて適応係数に関係する。したがって適応係数をあらかじめ知っておく必要があるが、まえがきにも述べたように未だあまりはつきりわかっていないので一応  $\sigma_n = 0.85$   $\sigma_t = 0.85$  とし (62) をみたす最適形状を二三選んでこれの空力特性を調べることにした。

### 4 空力特性の計算結果

#### 4.1) 二三の最適形状の特性比較 ( $\sigma_n = \sigma_t = 0.85$ )

胴体長さ  $L$  を同じ値 (1.6707) としたとき次の三つの型について空力特性を比較した結果を図7に示す。

A型  $\beta = 50.1^\circ$   $E = 0$  (フレアなし)

B型  $\beta = 60^\circ$   $E = 0.025$   $\delta = 9^\circ$

C型  $\beta = 68.8^\circ$   $E = 0.05$   $\delta = 9^\circ$

軸力係数でA型がやゝ大きい点をのぞき特性に殆んど差異は認められない。空力中心の移動は次の表に示されるようにいずれも小さい。

型		$\beta^\circ$	$L$	$E$	$\delta^\circ$
A	□	50.1	1.6707	0	/
B	△	60.0	1.6707	0.025	9.0
C	○	68.8	1.6707	0.05	9.0

$\sigma_n = \sigma_t = 0.85$

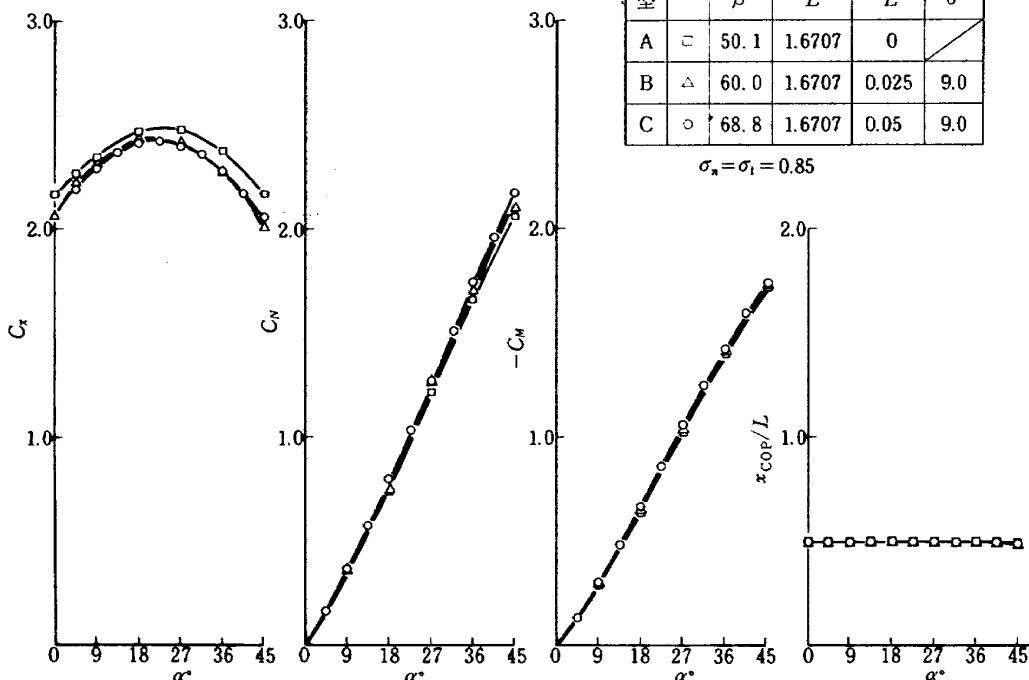


図 7 最適形状の空力特性

$x_{cop}/L$ ( $\sigma_n = \sigma_t = 0.85$ )			
$\alpha^\circ$	A 型	B 型	C 型
0	0.5000	0.5000	0.5000
9	0.4997	0.4997	0.5010
18	0.4997	0.5003	0.4994
27	0.4997	0.4997	0.4982
36	0.4997	0.4988	0.4911
45	0.4992	0.4926	0.4793

A型では殆んど移動がないが、球状頭部に迎角が大きくなったときに生ずる影の部分の影響が小さいためである。C型において迎角が大きくなると圧力中心が移動するがこれは頭部およびフレア影の部分の影響が多少生じたためである。

4.2) 最適形状からのずれによる圧力中心の移動  
( $\sigma_n = \sigma_t = 0.85$ )

図8aにおいてA型最適形状の $\beta$ を±20%変動させたとき空力中心がどのように変わるかを示す。 $\beta$ が最適値より小さい形状では圧力中心は胴体中心より後方になり

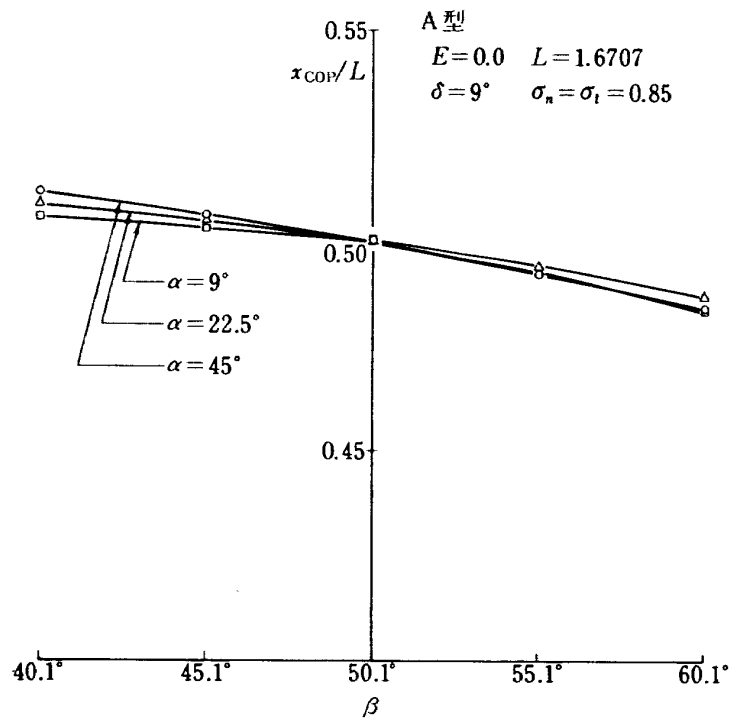


図 8 a  $\beta$ と圧力中心の関係

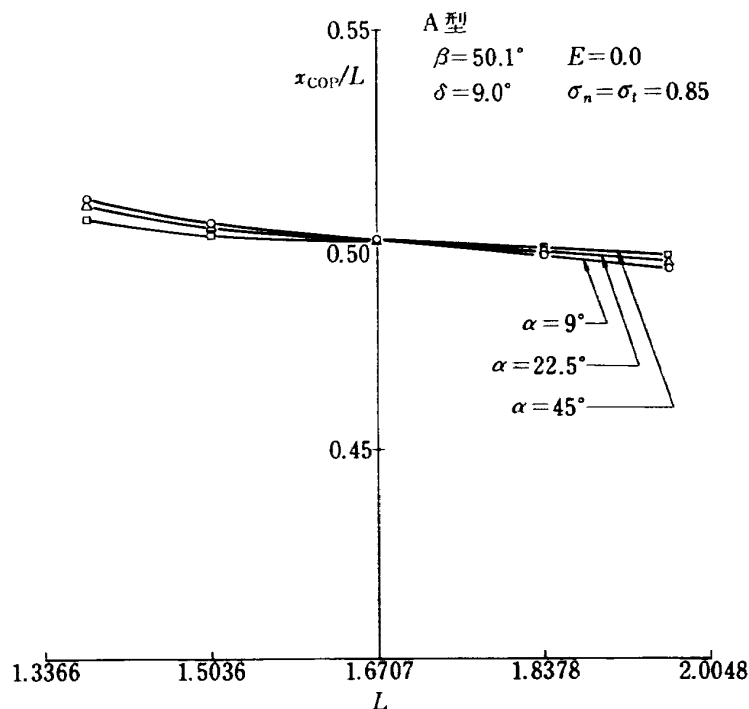


図 8 b  $L$ と圧力中心の関係

$\beta$  がこれより大きければ前方に移る。三つの迎角に対する曲線が  $\beta = 50.1^\circ$  でほぼ一点に交わっているのはこれが最適形状であることを示している。

図 8 b は A 型最適形状の  $L$  を最適値の前後  $\pm 20\%$  変動させたときの圧力中心の移動を示す。  $L$  が最適値より短かれば圧力中心は胴体中心より後方に移り迎角の増大とともに前進する。  $L$  が最適値より長ければ逆に圧力中心は前方に移動し迎角の増大とともに後退する。

4.3) 適応係数による空力特性値のひろがり

図 9 は A 型および B 型の空力特性が適応係数の値の如何によりどのようにひろがるかを示したものであるが一般にそのひろがり是非常に大きくとくに軸力係数においていちじるしい。これらの  $\sigma_n, \sigma_t$  の値は極端な場合であり実際にはいづれも 0.85 に近いと考えられるが、適応係数の正確な値を知ることはこの点からも重要である。圧力中心については A 型と B 型で大きく異なっている。

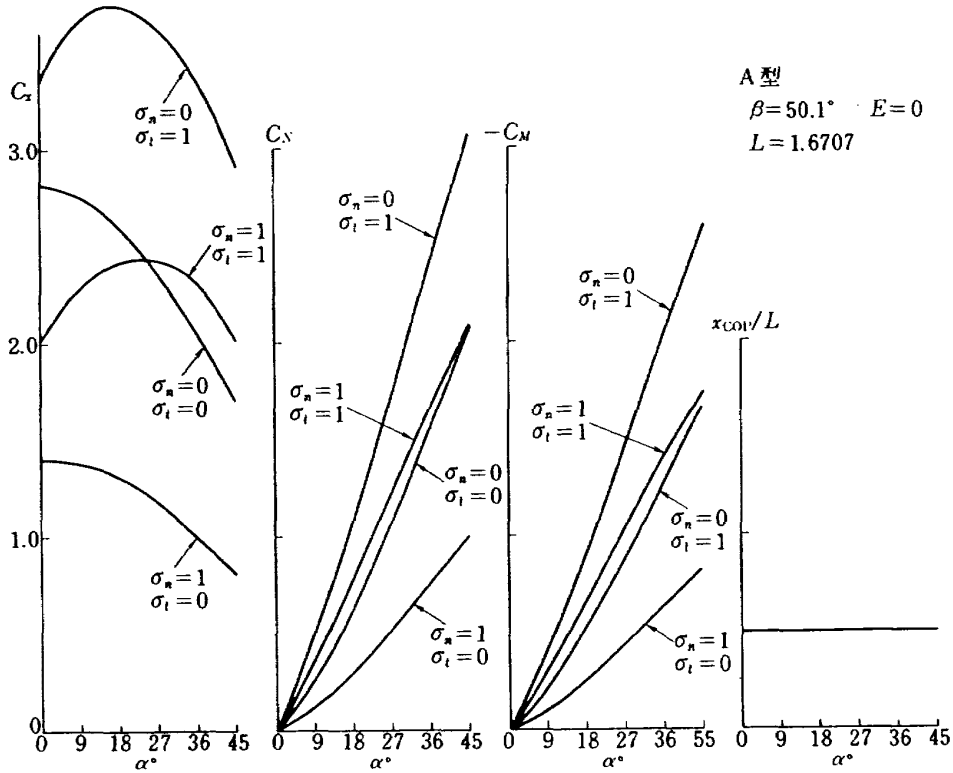


図 9 a 空力特性の適応係数による変化 A 型

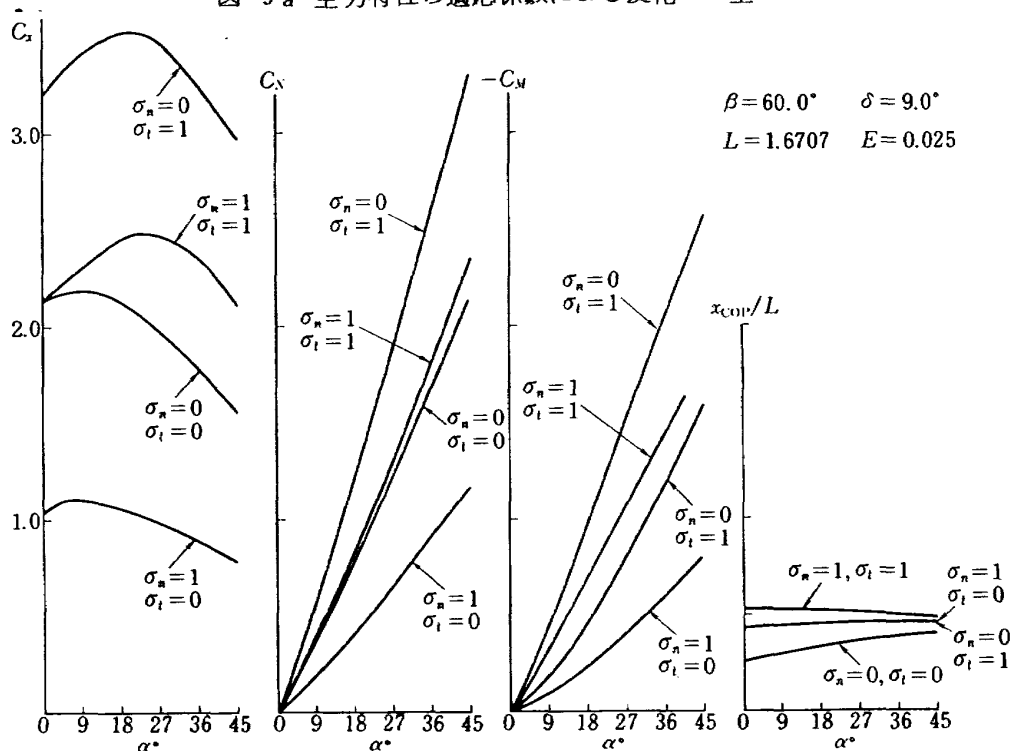


図 9 b 空力特性の適応係数による変化 B 型

A型では適応係数に関係なく0.5に殆んど固定されているのに対しB型では変動が大きい。これはA型が適応係数に関係なく(63)の関係から選ばれたのに対しB型は  $\sigma_n = \sigma_t = 0.85$  として定めたものであるから適応係数が異なればもはや最適形状ではあり得ないことを示している。

図10は  $x/L=0.4$  におけるモーメントの適応係数の変動によるひらきを示している。DASは燃料消費にもなって重心が移動するので圧力中心と重心を常に一致

させることができないので10%ずれたときの空力モーメントを求めたものである。A型の方がひらきが小さくC型では適応係数の如何によってはモーメントの正負が逆転することを示している。

4.4) 軌道飛行中のモーメント

まえがきに述べたようにDASは軌道が定まれば迎角と動圧の関係が一義的に定まる。近地点の動圧  $q_0$  で無次元化した

$$r(\alpha) = \frac{q(\alpha)}{q_0} \tag{64}$$

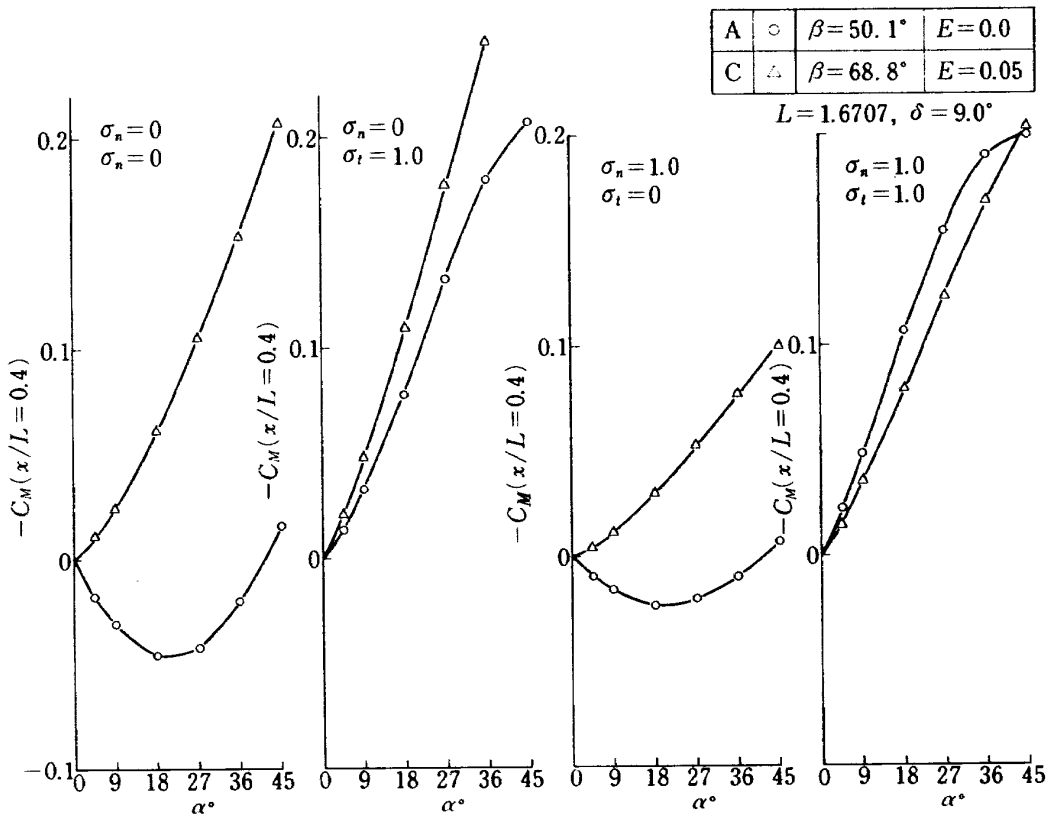


図10  $x/L=0.4$ におけるモーメント係数

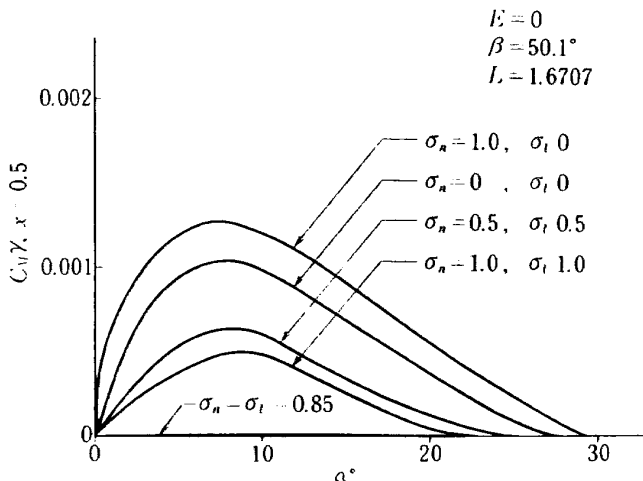


図11a 軌道飛行におけるモーメントの変化 A型

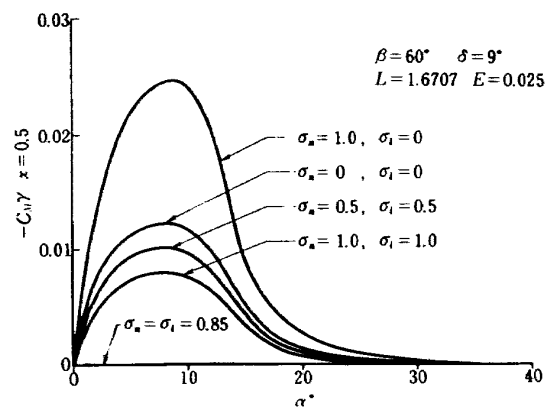


図11b 軌道飛行におけるモーメントの変化 B型

を用いて  $C_{MT}$  と  $\alpha$  の関係を図 11 に示す。  $r(\alpha)$  近地点 110 km 遠地点 1000 km の楕円軌道に対するもので図 2 に示されている。  $C_M$  は  $x/L=0.5$  におけるモーメント係数である。  $C_{MT}$  は軌道飛行中のモーメントに比例する。 A 型 B 型ともに迎角  $9^\circ$  の近傍でモーメントが最大となるが  $\sigma_n = \sigma_t = 0.85$  の場合モーメントは非常に小さい。この値以外の適応係数に対する両型のモーメントを比較すれば A 型の方がはるかに小さいことがわかる。

## 5 む す び

1) 迎角の変化にともなう空力中心の移動の小さい形状が見出されたが、その中ではフレアのないものが空力特性が最もすぐれている。圧力中心は殆んど固定され適応係数の変化による特性値のひらきが小さい。とくに形状が適応係数に関係なく決定出来る点で非常に有利である。フレアがある場合は適応係数がわかっていなければ最適形状が決定出来ないことと影の部分の影響で迎角が増大すると圧力中心がすこし移動する欠点がある。したがって一般にはフレアのない形状を選ぶべきである。ただ頭部形状と胴体長さがあらかじめ決められているよ

うな場合にはフレアをつけることによって圧力中心をほぼ固定させることは可能である。

2) 一般に空力特性は適応係数によってかなり値にひらきが生ずる。抵抗とモーメントは DAS の姿勢制御に関連して正確な値が要求されるのでこの正確な値を決定することは今後の重要問題である。

3) 以上の計算は自由分子流の場合であるが遷移流領域の空力特性を求めることは今後の問題として残されている。

本資料を終るにあたっていろいろ御助言いただいた DAS 検討委員会の長洲委員長はじめ委員の方々に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- 1) Hurlbut F.C. Aerospace applications of molecular beams. Entropie No.18. 1967
- 2) Patterson G.N. Molecular flow of Gases, Jhon Willey & Sons New York 1956.
- 3) NASA SP-8056 (1971)

---

## 航空宇宙技術研究所資料303号

昭和51年7月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)☎182

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2~27~12

---

