

含圆柱段喷管中的侧向力与侧向力矩研究

崔民勤

摘 要

本文研究了含圆柱段喷管中的三维流动及其引起的侧向力与侧向力矩。分为两个方面：非对称扰动下圆柱段中的三维流动及其引起的侧向力和侧向力矩；在一般入口条件下喷管扩张段中的非对称流动及其引起的侧向力和侧向力矩。使用了理论和实验两种研究方法，得出了一致的结果。研究的方法也可用于其它类型的喷管。

引 言

在火箭发动机的喷管中，由于燃烧室内推进剂的不均匀燃烧，燃气的多相流动，喷管的几何形状等因素，造成了喷管中气体的非对称流动，使推力矢量不经过飞行器质心。这在火箭技术中称为气动推力偏心。推力偏心产生了侧向分力和绕飞行器质心转动的力矩，导致飞行器发生偏航、俯仰和滚转等现象。

含圆柱段的喷管，可作为喷管的较一般的情况（不含圆柱段的喷管可作为其特例）。它使管内气流具有更广泛的流动现象。本文研究了这类喷管中流场的积分特性——侧向力和侧向力矩的变化规律。

一、理 论 研 究

1. 研究对象的概述及其数学物理模型

喷管中的圆柱段可以位于不同的部位。本研究集中于两种典型的情况，分别为等截面段和与之相连的变截面段。其结构形式见图1。这两种基本形式的组合可以构成各种类型的喷管。

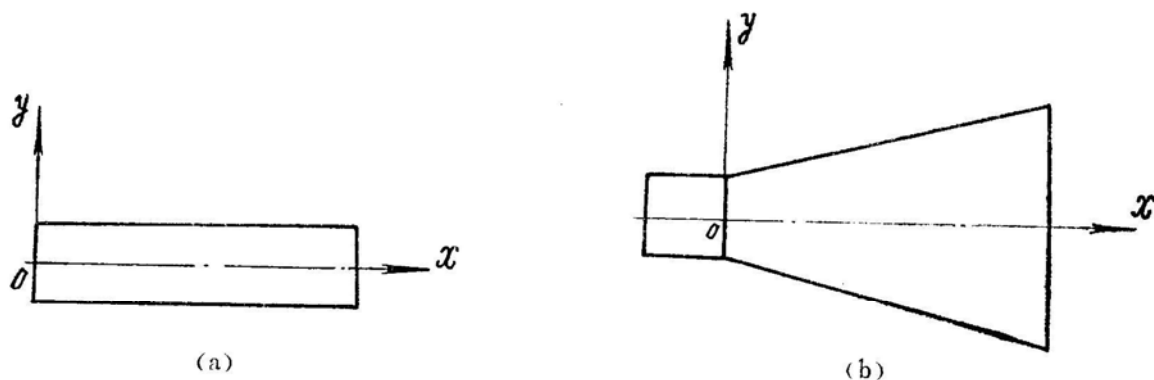


图1 几何模型与坐标系示意图

设流经喷管的燃气是理想气体；流动为定常等熵无旋流动；圆柱段入口扰动为小扰动，且为面对称的。

由假设可得基本方程组为

$$\begin{cases} \nabla(\rho \mathbf{V}) = 0 \\ \rho \frac{d}{dt} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) = 0 \\ \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \nabla P = 0 \\ \rho \frac{ds}{dt} = 0 \\ P = \rho RT \\ \mathbf{V} = \nabla \Phi \end{cases} \quad (1)$$

由基本方程组可得势流方程为

$$\left(\nabla \Phi \cdot \nabla \right) \left(\frac{(\nabla \Phi)^2}{2} \right) - a^2 \nabla \cdot (\nabla \Phi) = 0 \quad (2)$$

取 xOy 坐标平面为扰动的对称面，则发动机的推力矢量位于该坐标平面内。这一推力矢量可分为两个分量：轴向推力 T 和侧向力 L （见图2(a)）。若将推力矢量移至喷管出口面与轴线的交点上，则其可表示为侧向力 L 、轴向力 T 和侧向力矩 C_T 之矢量和（见图2(b)）。

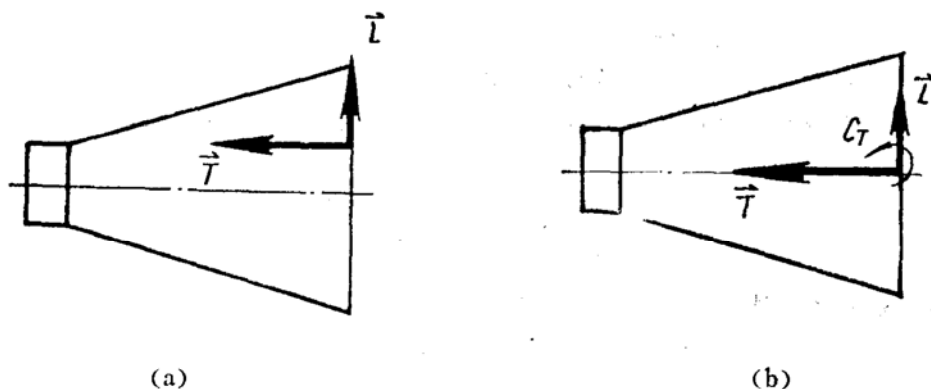


图2 侧向力和侧向力矩示意图

本文研究的流场，均满足 $M > 1$ 的条件。对于位于喷管喉部的圆柱段，一般的喷管收敛半角都较大，由于气流的分离趋势，在圆柱段的入口部分，流管形成实际最小截面。使得在圆柱段内，气流基本上呈超音速流动状态^[3]。

2. 圆柱段中的侧向力和侧向力矩

将势流方程在柱坐标下展开可得

$$\begin{aligned} & (a^2 - u^2) \Phi_{xx} + (a^2 - v^2) \Phi_{rr} + \frac{1}{r^2} (a^2 - w^2) \Phi_{\varphi\varphi} - 2uv \Phi_{xr} - \frac{1}{r} 2uw \Phi_{x\varphi} \\ & - \frac{1}{r} 2vw \Phi_{r\varphi} + \frac{v}{r} (a^2 + w^2) = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $u = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, v = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, w = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \psi}$

设 $\Phi = \int_0^x U dx + \varphi$

$$X = \int_0^x \frac{dx}{r_1 (M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}$$

并注意到

$$a^2 = \frac{K+1}{2} a_t^2 - \frac{K-1}{2} (u^2 + v^2 + w^2)$$

可得

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + f(X) \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = r_1^2 \left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \psi^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \right) - g(X) \quad (4)$$

其中

$$g(X) = M' \sqrt{\frac{K+1}{2}} \left(1 + \frac{K-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{3}{2}} r_1^2 (M^2 - 1)$$

$$f(X) = \left(\frac{dx}{dX} \right)^2 \left[\frac{2\lambda \lambda_x}{h_1} \frac{dX}{dx} + \frac{d^2 X}{dx^2} \right]$$

$$h_1 = \lambda^2 - 1$$

$$\lambda = \frac{u}{a_t}$$

$$\varphi_1 = \frac{\varphi}{a_t}$$

可以证明

$$f(X) = \frac{\xi}{x} \quad (5)$$

其中 $\xi = \begin{cases} 1 & X \leq X_0 \\ 0 & X > X_0 \end{cases}$

再作变量代换

$$I = \int_{\psi_0}^{2\pi} \varphi_1 \cos \psi d\psi$$

$$R = \frac{r}{r_1}$$

并在(4)式两边 $0 \sim 2\pi$ 积分消去变量 ψ , 则可得线化方程及相应的边界与初始条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 I}{\partial X^2} + \frac{\xi}{X} \frac{\partial I}{\partial X} = \frac{\partial^2 I}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial I}{\partial R} - \frac{I}{R^2} \\ I|_{X=X_0} = f(R) \\ I_R|_{R=1} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

求解上述方程可得

$$I(X, R) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_1(\beta_n R) J_0(\beta_n X) & X \geq X_0 \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_1(\beta_n R) [C_n \cos \beta_n (X - X_0) + D_n \sin \beta_n (X - X_0)] & X < X_0 \end{cases} \quad (7)$$

代入边界条件可解得

$$\beta_1 = 1.841, \beta_2 = 5.331, \beta_3 = 8.536, \dots$$

再由 $X = X_0$ 处 I, I_R 连续条件可得

$$C_n = J_0(\beta_n X_0), D_n = -J_1(\beta_n X_0)$$

故 (7) 式可写为

$$I(X, R) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_1(\beta_n R) J_0(\beta_n X) & X \leq X_0 \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_1(\beta_n R) [J_0(\beta_n X_0) \cos \beta_n (X - X_0) - J_1(\beta_n X_0) \sin \beta_n (X - X_0)] & X > X_0 \end{cases} \quad (8)$$

可以证明 A_n 随 n 的增大迅速减小, 故 $I(X, R)$ 的近似解可写为

$$I(X, R) = \begin{cases} A_1 J_1(\beta_1 R) J_0(\beta_1 X) & X \leq X_0 \\ A_1 J_1(\beta_1 R) [J_0(\beta_1 X_0) \cos \beta_1 (X - X_0) - J_1(\beta_1 X_0) \sin \beta_1 (X - X_0)] & X > X_0 \end{cases} \quad (9)$$

由动量定理可得发动机侧向力的计算式为

$$L = -a_t^2 \int_0^{r_1} \int_0^{2\pi} \rho_1 \Phi_{1x} \Phi_{1y} r dr d\psi \quad (10)$$

$$\text{其中 } \Phi_{1x} = \frac{\Phi_x}{a_t}, \Phi_{1y} = \frac{\Phi_y}{a_t}$$

因为

$$\Phi = \int_0^x U dx + \varphi$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \left[1 - \frac{K-1}{K+1} \lambda_1^2 \right]^{\frac{1}{K-1}}$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left[1 - \frac{K-1}{K+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{K-1}}$$

$$\Phi_{1y} = \Phi_{1r} \cos \psi - \Phi_{1\psi} \frac{1}{r}$$

并注意到 I 之定义及表达式可得

$$L = \begin{cases} -\rho \lambda a_t^2 r_1 A_1 J_1(\beta_1) J_0(\beta_1 X) & X \leq X_0 \\ -\rho \lambda a_t^2 r_1 A_1 J_1(\beta_1) [J_0(\beta_1 X_0) \cos \beta_1 (X - X_0) - J_1(\beta_1 X_0) \sin \beta_1 (X - X_0)] & X > X_0 \end{cases} \quad (11)$$

写为无量纲普遍化形式可得

$$L^* = \begin{cases} J_0(\beta_1 X) & X \leq X_0 \\ J_0(\beta_1 X_0) \cos \beta_1 (X - X_0) - J_1(\beta_1 X_0) \sin \beta_1 (X - X_0) & X > X_0 \end{cases} \quad (12)$$

其中 $L^* = \frac{L}{L_0}$

$$L_0 = L|_{x=0}$$

由动量矩定理可得侧向力矩的表达式为

$$C_T = \int_0^{r_1} \int_0^{2\pi} T_1 r^2 \cos \psi dr d\psi \quad (13)$$

其中 $T_1 = P_1 + \rho_1 u^2$ 为喷管排气面上单位面积的推力。

作变换后积分上式可得侧向力矩之表达式为

$$C_T = \begin{cases} A_1 \rho a_1^2 \lambda (M^2 - 1)^{\frac{1}{2}} r_1^2 \left[\frac{2}{\beta_1} J_1(\beta_1) - J_0(\beta_1) \right] J_1(\beta_1 X) & X \leq X_0 \\ A_1 \rho a_1^2 \lambda (M^2 - 1)^{\frac{1}{2}} r_1^2 \left[\frac{2}{\beta_1} J_1(\beta_1) - J_0(\beta_1) \right] \cdot \left[J_0(\beta_1 X_0) \sin \beta_1 (X - X_0) + J_1(\beta_1 X_0) \cos \beta_1 (X - X_0) \right] & X > X_0 \end{cases} \quad (14)$$

写为无量纲普遍化形式可得

$$G = \begin{cases} -\frac{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{J_1(\beta_1)} \left[\frac{2}{\beta_1} J_1(\beta_1) - J_0(\beta_1) \right] J_1(\beta_1 X) & X \leq X_0 \\ -\frac{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{J_1(\beta_1)} \left[\frac{2}{\beta_1} J_1(\beta_1) - J_0(\beta_1) \right] \cdot \left[J_1(\beta_1 X_0) \cos \beta_1 (X - X_0) + J_0(\beta_1 X_0) \sin \beta_1 (X - X_0) \right] & X > X_0 \end{cases} \quad (15)$$

其中 $C^* = \frac{C_T}{L_0 r_1}$

利用公式(12), (15)即可求解在给定条件下喷管圆柱段中的侧向力和侧向力矩。计算并绘出的一组曲线如图3、图4所示。

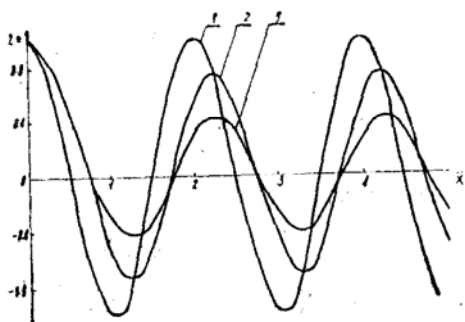


图 3

- | | | |
|----|------------|-------------|
| 1. | $M = 1.16$ | $X_t = 0.0$ |
| 2. | $M = 1.16$ | $X_t = 0.5$ |
| 3. | $M = 1.16$ | $X_t = 1.0$ |

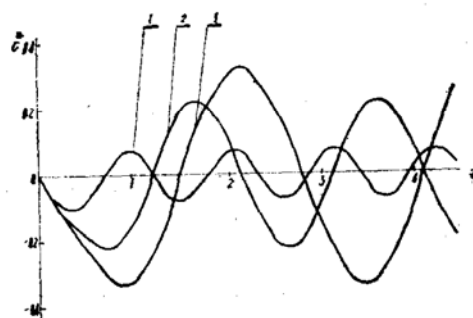


图 4

- | | | |
|----|------------|-------------|
| 1. | $M = 1.05$ | $X_t = 0.5$ |
| 2. | $M = 1.15$ | $X_t = 0.5$ |
| 3. | $M = 1.25$ | $X_t = 0.5$ |

3. 喷管扩张段中的侧向力和侧向力矩

选取坐标系如图1(b)所示。

引入下列两式进行变换

$$\Phi = \int_0^x U dx + \varphi$$

$$X = \int_0^x \frac{dx}{r_1 (M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}$$

与圆柱段公式推导类似可得

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\xi}{X} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = r_1^2 \left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \psi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \right) - g(X) \quad (16)$$

其中

$$\xi = \begin{cases} 1 & X \leq X_1 \\ 0 & X > X_1 \end{cases}$$

X_1 为喷管扩张段形面之圆弧部与圆锥部之切点对应的 X 值。

再引入变量代换

$$I_1 = \int_0^r \int_0^{2\pi} \lambda \varphi_{1r} r \left(\lambda + \frac{r}{r_1} \varphi_{1x} \right)^{-1} \cos \psi dr d\psi \quad (17)$$

展开可得

$$I_1 = \int_0^r \int_0^{2\pi} \varphi_{1r} r \cos \psi dr d\psi - \int_0^{r_1} \int_0^{2\pi} \frac{\varphi_{1r}}{\lambda} \frac{r}{r_1} \varphi_{1x} \cos \psi dr d\psi$$

将(16)式统乘 $\cos \psi$ 后从 $0 \sim 2\pi$ 积分。消去变量 ψ 后设 $R = r/r_1$ 可得方程及其边界、初始条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 I_1}{\partial x^2} + \frac{\xi}{X} \frac{\partial I_1}{\partial x} = \frac{\partial^2 I_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial I_1}{\partial R} - \frac{I_1}{R} \\ \frac{\partial I_1}{\partial R} \Big|_{R=1} = 0 \\ I_1 \Big|_{x=0} = I_{10}(R) \end{cases} \quad (18)$$

解之可得

$$I_1 = \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_0(\alpha_n X) J_1(\alpha_n R) & X \leq X_1 \\ \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_1(\alpha_n R) [J_0(\alpha_n X_1) \cos \alpha_n (X - X_1) - J_1(\alpha_n X) \sin \alpha_n (X - X_1)] & X > X_1 \end{cases} \quad (19)$$

可以证明上述无穷级数收敛迅速。故可取其第一项为近似可得

$$I_1 = \begin{cases} B_1 J_0(\alpha_1 X) J_1(\alpha_1 R) & X \leq X_1 \\ B_1 J_1(\alpha_1 R) [J_0(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1) - J_1(\alpha_1 X) \sin \alpha_1 (X - X_1)] & X > X_1 \end{cases} \quad (20)$$

由动量定理和动量矩定理，与圆柱段研究中类似的方法可得侧向力与侧向力矩表达式为

$$L = -a_1^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{r_1} \rho_1 (\lambda + \varphi_{1x}) \varphi_{1y} r dr d\psi$$

$$C_T = -\rho a_1^2 \lambda (M^2 - 1) \int_0^{r_1} \int_0^{2\pi} \varphi_{1x} r^2 \cos \psi dr d\psi \quad (21)$$

又由 I_1 与 I 之定义可得

$$I|_{r=r_1} = \begin{cases} B_1 J_1(\alpha_1) \cos(\alpha_1 X) - \frac{r_1' C_T}{r_1^2 \rho a_1^2 \lambda (M^2 - 1)} & X \leq X_1 \\ B_1 J_1(\alpha_1) [J_0(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1) - J_1(\alpha_1 X) \sin \alpha_1 (X - X_1)] - \frac{r_1' C_T}{r_1^2 \rho a_1^2 \lambda (M^2 - 1)} & X > X_1 \end{cases} \quad (22)$$

由 L , C_T 和 I 之表达式可解出

$$L = \begin{cases} -\rho \lambda a_1^2 r_1 B_1 J_1(\alpha_1) J_0(\alpha_1 X) - \frac{r_1'}{r_1} \frac{M^2 - 2}{M^2 - 1} C_T & X \leq X_1 \\ -\rho \lambda a_1^2 r_1 B_1 J_1(\alpha_1) [J_0(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1) - J_1(\alpha_1 X_1) \sin \alpha_1 (X - X_1)] - \frac{r_1'}{r_1} \frac{M^2 - 2}{M^2 - 1} C_T & X > X_1 \end{cases} \quad (23)$$

由圆柱段与扩张段的连续条件可解出

$$B_1 = \begin{cases} A_1 J_0(\beta_1 X_e) & X_e \leq X_0 \\ A_1 [J_0(\beta_1 X_0) \cos \beta_1 (X_e - X_0) - J_1(\beta_1 X_e) \sin \beta_1 (X_e - X_0)] & X_e > X_0 \end{cases} \quad (24)$$

其中 X_e 为喷管圆柱段长度对应的 X 。

将(23)式写为无量纲普遍化形式得

$$L^* = \begin{cases} E_3 J_0(\alpha_1 X) - E_4 r_1' c^* & X \leq X_1 \\ E_3 [J_0(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1) - J_1(\alpha_1 X_1) \sin \alpha_1 (X - X_1)] - E_4 r_1' c^* & X > X_1 \end{cases} \quad (25)$$

其中

$$L^* = \frac{L}{L_0}$$

$$C^* = \frac{C_T}{L_0 r_1}$$

$$E_3 = \frac{r_t}{r_1} \cdot \frac{B_1}{A_1}$$

$$E_4 = \frac{r_t}{r_1} \cdot \frac{M^2 - 2}{M^2 - 1}$$

在扩张段上取一微元段, 并设 $z=0$ 的平面为非对称流动的对称面。记喷管表面上任意一点作用在单元体上的压力是 p , 微元体上 $(x, \pm y, z)$ 两点上的压力为 $P_{\pm y}$ 。则微元体上所受之壁面作用力在 y 方向的合力及绕 z 轴的合力矩分别为

$$F_y = \int_x^{x+\Delta x} \int_0^\pi (p_{-y} - p_{+y}) r_1 \cos \psi dx d\psi$$

$$C_p = \int_x^{x+\Delta x} \int_0^\pi (p_{-y} - p_{+y}) \cos \psi \frac{dr_1}{dx} r_1^2 dx d\psi$$

在单元体上分别取力和力矩平衡可得

$$\frac{dc^*}{dx} + \frac{L^*}{r_t} = \frac{r_1}{r_t} \cdot \frac{dr_1}{dx} \cdot \frac{dL^*}{dx} \quad (26)$$

由(25)、(26)两式可解得

$$\frac{dc^*}{d\bar{x}} = \begin{cases} E_4 r_1' c^* - E_3 J_0(\alpha_1 X) - E_3 \frac{\alpha_1 r_1'}{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} J_1(\alpha_1 X) & X \leq X_1 \\ E_4 r_1' c^* - E_3 [J_0(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1) - J_1(\alpha_1 X_1) \sin \alpha_1 (X - X_1)] - \frac{\alpha_1 r_1' E_3}{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} [J_0(\alpha_1 X_1) \sin \alpha_1 (X - X_1) + J_1(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1)] & X > X_1 \end{cases} \quad (27)$$

由气动力学基本方程和喷管几何条件, 又可得

$$\frac{dM}{d\bar{x}} = \frac{2M\Gamma}{M^2 - 1} \frac{r_1'}{r_1} r_t$$

故求解问题的方程组可写为

$$\begin{aligned} L^* &= \begin{cases} E_3 J_0(\alpha_1 X) - E_4 r_1' c^* & X \leq X_1 \\ E_3 [J_0(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1) - J_1(\alpha_1 X_1) \sin \alpha_1 (X - X_1)] - E_4 r_1' c^* & X > X_1 \end{cases} \\ \frac{dc^*}{d\bar{x}} &= \begin{cases} E_4 r_1' c^* - E_3 J_0(\alpha_1 X) - E_3 \frac{\alpha_1 r_1'}{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} J_1(\alpha_1 X) & X \leq X_1 \\ E_4 r_1' c^* - E_3 [J_0(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1) - J_1(\alpha_1 X_1) \sin \alpha_1 (X - X_1)] - \frac{\alpha_1 r_1' E_3}{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} [J_0(\alpha_1 X_1) \sin \alpha_1 (X - X_1) + J_1(\alpha_1 X_1) \cos \alpha_1 (X - X_1)] & X > X_1 \end{cases} \\ \frac{dM}{d\bar{x}} &= \frac{2M\Gamma}{M^2 - 1} \frac{r_1'}{r_1} r_t \\ \frac{dX}{d\bar{x}} &= \frac{r_t}{r_1} \frac{1}{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned}$$

当 X_1 较小时, 上式可简化为

$$\begin{aligned} L^* &= E_3 \cos(\alpha_1 X) - E_4 r_1' c^* \\ \frac{dc^*}{d\bar{x}} &= E_4 r_1' c^* - E_3 \left[\cos(\alpha_1 X) + r_1' \alpha_1 \frac{1}{(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \sin(\alpha_1 X) \right] \\ \frac{dM}{d\bar{x}} &= \frac{2M\Gamma}{M^2 - 1} \frac{r_1'}{r_1} r_t \end{aligned}$$

其中 $\Gamma = 1 + \frac{K-1}{2} M^2$

数值求解上述方程组可得在给定条件下沿喷管扩张段长度变化的侧向力与侧向力矩。计算的一组曲线如图 5、图 6 所示。

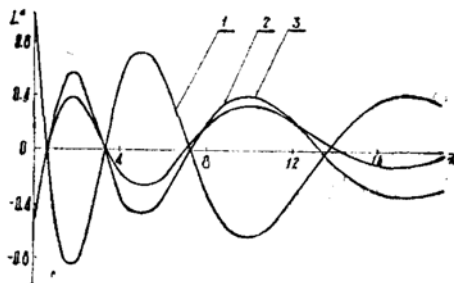


图 5 1. $M = 1.10$, $X_t = 0.0$
2. $M = 1.10$, $X_t = 0.5$
3. $M = 1.10$, $X_t = 1.0$

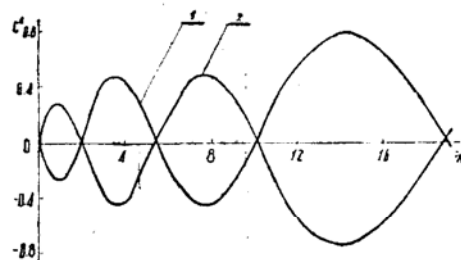


图 6 1. $M = 1.15$, $X_t = 0.0$
2. $M = 1.15$, $X_t = 1.0$

二、实 验 研 究

实验研究的主要目的是检验理论分析方法及其结果的正确性。测量的主要对象为喷管轴线不同长度处的侧向力。共作了三个型号喷管二十三个长度的实验。实验结果与理论值一致。

1. 实验装置与数据处理方式

实验在火箭发动机六分力实验台上进行。采用了以MCS-052/10型微型计算机为主体,配置了各种外围设备而组成完整的控制系统。实验中采用了六个通道测量六个分力,一个通道测量发动机工作时的燃烧室压力,以便获得主推力、侧向力、侧向力矩及发动机工作状态的足够信息。采样过程中,各分力曲线分三段处理,即上升段,平稳段和下降段。由于三段中各力和变化速率不同,故三段中采用了不同的采集周期 e_i 和采集点数 n_i ($i=1,2,3$)。采集到的数据经过五点平均与最小二乘法曲线平滑处理后,乘以标定系数得各采集点的各分力值。然后确定最大推力峰值 $F_{1\max}$ 所对应的时间 $t_{1\max}$ 和燃烧结束点推力 F_{1p} 对应的时间 t_{1p} 。对满足 $t_{1\max} < t_i < t_{1p}$ ($i=1,2,3$)的各采集点计算侧向力、侧向力矩等参数。最后求出其积分平均值。压力值为参考量,用以考查发动机内部工作情况,不参予计算。

2. 含圆柱段、扩张段的喷管实验概况

用二种型号的喷管,其区别仅在于圆柱段长度的不同。燃烧室为圆筒形,外径为64毫米。装药为双石-2,规格为40/6-338。点火药为小粒1*, 5克。发动机工作时间为1.1秒左右。不控制发动机与装药初温。但每次试验的温度均作记载,以分析实验结果。喷管为主要研究对象,其基本结构如图7所示。各结构参数可见表1。

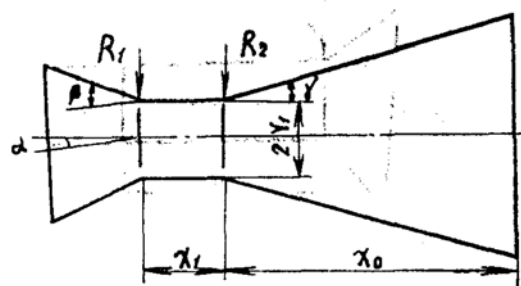


图7 喷管结构示意图

表1 喷管结构参数表

参 数	$2r_t$	x_t	α	β	γ	x_0
I	12	3.0	3°	45°	3.3°	107.4
II	12	6	3°	45°	3.3°	118.4

为了形成一个稳定的扰动,喷管收敛段轴线与圆柱、扩张段轴线呈3°夹角。每一喷管在实验中均采用逐次截短扩张段的办法,得到不同的 x_i ($i=1,2,\dots,6$)。对不同的 x_i 测得各参数,从而得到其随 x 变化的曲线。为了消除试验台的系统误差,每个长度均做四次试验。依次将喷管入口倾斜方向侧向试验台的 $\pm x$, $\pm y$ 方向。该长度上的各参数值为四次实验的平均值。试验喷管扩张段长度范围为38.38~104.40毫米。相对长度范围为6.396~17.40 r_t 。试验所得数据及其与理论曲线的比较见图8、图9。

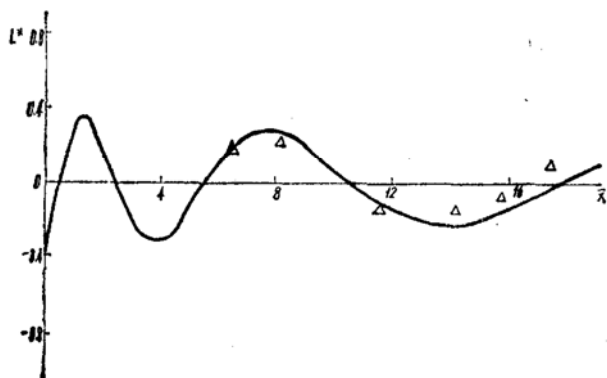


图 8 $\bar{x}_t = 0.5$ $M = 1.15$

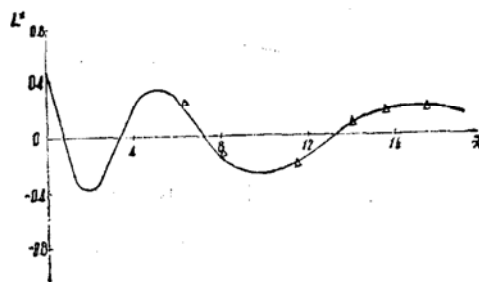


图 9 $\bar{x}_t = 1.00$ $M = 1.15$

3. 只含圆柱段的喷管试验概况

该型喷管无扩张段。燃气自燃烧室流入喷管后，经过收敛段、圆柱段直接排入大气。扰动由收敛段轴线与圆柱段轴线呈 3° 夹角而产生。喷管基本结构及其参数如图10和表2所示。

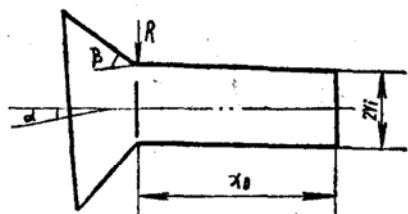


图 10 无扩张段喷管结构示意图

表 2 无扩张段喷管结构参数表

参 数	α	β	R	$2r_1$	x_0
Ⅲ	30	45°	—	12	26.78

试验中逐次截短圆柱段，得到 x_i ($i = 1, 2, \dots, 11$)下各参数值。与扩张段的试验类似，每个长度依次将入口倾斜角侧向 $\pm x$ ， $\pm y$ 方向试验四次，取其平均值。试验喷管圆柱段的变化范围为1.20~26.78毫米。相对长度的变化范围为0.200~4.463 r_1 。试验所得之侧向力数据及其与理论值的比较可见图11。

4. 本文结果与现有实验资料的比较

1977年，苏联学者Бобович А.Б.等人对圆柱部相对长度为0~0.396 r_1 范围内的圆柱形喷管作了关于侧向力变化情况的实验。得出了下列经验公式：

$$\frac{Y(L_2^0)}{Y(0)} = 1 - 2.26L_2^0$$

其中

L_2^0 为无量纲圆柱部长度

$Y(L_2^0)$ 为圆柱部长度为 L_2^0 时侧向力值

$Y(0)$ 为圆柱部长度为0时侧向力值

苏联学者的这一结果与本文实验结果及理论曲线的比较可见图11。

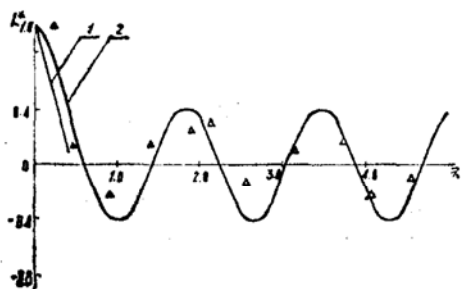


图 11 1.苏联公式 2.本文理论值

可以看出, А.Б.Бобович 等人之所以得出一条直线形的经验公式是因为他们研究的范围较本文的为小。而在其研究的范围内, 他们的实验结果与本文的理论、实验结果都是一致的。

三、结 论

综上所述, 可得出下列结论:

1. 含圆柱段喷管中圆柱段内的侧向力和侧向力矩是随圆柱段长度的增加而呈周期性振荡变化。随入口条件的变化, 在第一个周期内, 振幅有不同程度的减小, 在以后的各周期内则无显著变化。

2. 含圆柱段的喷管扩张段中的侧向力与侧向力矩也是呈周期性振荡变化的。随喷管扩张段长度的增加, 侧向力的振幅减小, 侧向力矩的振幅增加。两者的振动半波长均随扩张段长度而增加。

3. 含圆柱段喷管中的圆柱段对喷管的侧向力与侧向力矩影响很大。不同的圆柱段长度(在其它条件均相同的情况下)可以使扩张段的侧向力与侧向力矩的振幅、相位均发生显著的变化。

4. 一般地讲, 并不能认为喷管喉部圆柱段的增长, 一定导致喷管扩张段的侧向力和侧向力矩的减小。但可以选择圆柱段长度, 使扩张段入口处的侧向力与侧向力矩较小。从而有效地减小喷管所产生的侧向力与侧向力矩。

参 考 文 献

- (1) Walters A.G.: Non-symmetric flow in Laval type nozzles, Phil Trans Roy Soc London, 1972, Vol. A, 273, №1232.
- (2) Darwell H.M. and Trabridge G.F.P.: Design of rocket nozzles to reduce gas misalignment, J. Spacecraft and Rockets, Vol. 5, №1 1968.
- (3) Back, Lloyd H., Cuffel, Robert F. and Massier, Paul F.: Influence of contraction section shape and inlet flow direction on supersonic nozzle flow and performance, J. Spacecraft and Rockets, Vol. 9, No. 6, June, 1972.
- (4) Бобович, А.Б. Корнилович, В.Б., Маслов, Б.Н. Шишков, А.А.: Экспериментальное исследование асимметричных, Механика Жидкости и Газа, №2, 1977.
- (5) 丘光申执笔: 零推偏喷管理论实验研究初步报告, 兵工学报火箭导弹分册, 1980.1.
- (6) 吴小平: 关于拉瓦尔喷管中气体不对称流动问题的综述, 硕士学位论文, 华东工学院, 1981.8.