

# 激波管风洞中锥模型静、动 稳定性导数的测量

马家骧 唐宗衡 张小平 郭燕萍

(中国科学院力学研究所)

利用激波管风洞来开展高超声速气动力学的实验研究,国内外都已进行了大量的工作。但是由于它的工作时间极短,给测试技术带来一定的困难,所以对于飞行器的稳定性研究却只限于静稳定性方面。事实上,飞行器再入大气层后的振动运动形态直接关系到气动载荷和气动加热情况,因而动稳定特性的研究同样是一个令人十分关心的问题。在动稳定性实验研究中,完全排除了支承干扰的模型自由飞方法又显示出其独特的优越性。因此,国外很早就有这方面的尝试,但终因激波管风洞工作时间太短而未获成功<sup>[1]</sup>。现一方面为了尽可能地扩大激波管风洞的应用范围,同时又作为高超声速动稳定性实验研究的初步开端,我们通过在模型工艺及角方位测读方面的努力,已在  $M_\infty = 9.0$  的高超声速气流中用模型自由飞方法获得了  $\theta_c = 10^\circ$  及  $11^\circ$  锥 1.5—2.0 个周期的俯仰角运动,并通过数据处理,不仅得到了它们的静稳定性导数,同时也得到了动稳定导数的初步结果。

## 1. 实验设备、测试技术及模型

实验是在 JF-8 反射型激波管风洞中进行的。该风洞是以氢、氧混合燃烧气体驱动空气来运行的,其激波管内径 150 毫米,试验段直径 1.2 米。作本实验的典型工作状态是:  $M_\infty = 9.0$ ;  $Re_\infty = 1.6 \times 10^6$ , 约有 10 毫秒的准定常工作时间。

自由飞测力方法的实验过程是首先将模型用极细的尼龙丝按一定的初始姿态吊挂在风洞的试验段中。当起动的激波扫过,尼龙丝被烧断后,模型就在气动力及重力作用下作自由飞运动而不受任何支承的约束。这时模型运动的情况可由同步闪光的高速摄影记录下来,然后测读并分析模型的运动从而确定其气动特性。这里采用“Strobokin”高速闪光灯,按频率  $f = 5\text{kc/s}$  闪光,单次闪光脉冲约 1 微秒,而模型的运动历史则由转鼓照相机记录。闪光的持续时间是由延时器控制并与风洞启动后的准定常工作时间相应。为了确定每一画幅所对应的流动状态,还必须将风洞试验段中皮托压力的测量信号与闪光信号同时记录在示波器上(见照片 1),整个测试系统的布局如图 2 所示。

具有极小转动惯量的模型,这是在激波管风洞中能够获得较多的模型角运动周期数,进而求得动导数据的基本条件之一。在风洞准定常工作时间  $t$  中,模型摆动的周期数为

$$N = \frac{t}{2\pi} \sqrt{\frac{-C_{m\alpha} \cdot q \cdot S \cdot d}{I}} \quad (1)$$

而同一时间中模型因阻力而飞越的距离为

本文于 1979 年 5 月 4 日收到。

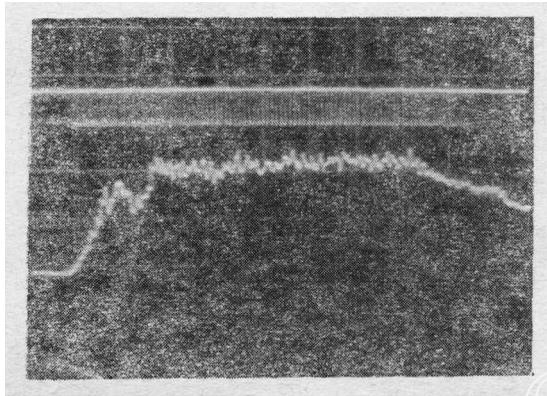


图 1：皮托压力及闪光信号记录  
 上线：闪光脉冲信号 下线：皮托压力信号  
 扫描速度：2ms/cm

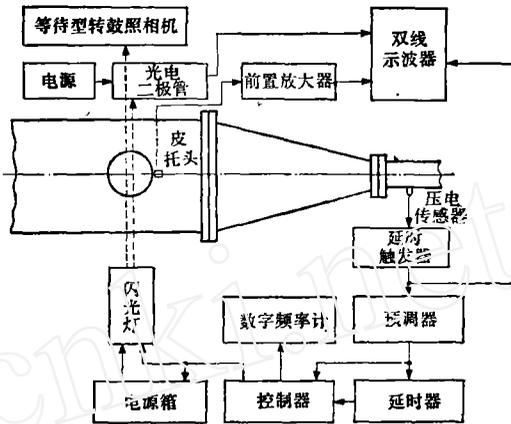


图 2：测试系统方框图

$$r = \frac{C_{Defl} \cdot q \cdot S \cdot l^2}{2m} \tag{2}$$

代入可知：

$$N = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{-C_{ma} \cdot r \cdot md}{C_{Defl} \cdot 2 \cdot I}} \tag{3}$$

上述各式中：

- $t$  准定常工作时间
- $q$  试验气流的动压
- $d$  模型的特征尺寸,为底部直径
- $S$  模型的底部面积,  $S = \frac{\pi \cdot d^2}{4}$
- $m$  模型的质量,  $m = \frac{W}{g}$
- $I$  模型绕过重心横轴的转动惯量
- $C_{ma}$  模型的静稳定性导数
- $C_{Defl}$  实验条件下模型的有效阻力系数

模型设计的准则是既使  $r$  不越出摄影的视场而又有尽可能多的角运动周期数。这样，由式 (3) 可知,对在一定流动条件下的某种气动外形,就要求模型具有一定的质量和尽量小的转动惯量,因此模型的结构形式通常都是由一个重的核心和轻的外壳所构成。现用硬

表 1 典型尖锥模型的几何、物理参数

模 型		几 何 参 数			物 理 参 数		
类 型	模 型 号	半 锥 角 $\theta_c$ 度	长 度 $L$ 厘米	底 部 直 径 $D$ 厘米	重 量 $W$ 克	相 对 重 心 位 置 $X_{cg}/L$	转 动 惯 量 $I$ 克·厘米·秒
尖 锥	10—7	9°57'	5.67	2.01	1.726	0.39	$1.52 \times 10^{-3}$
尖 锥	11—4	10°57'	5.14	1.97	1.494	0.41	$1.11 \times 10^{-3}$

质聚胺脂泡沫塑料模注成型法制成了极轻的薄壁外壳,并以铅的配重作为核心来调整模型的重心位置.所得模型的转动惯量约为  $(1-2) \times 10^{-3}$  克·厘米·秒<sup>2</sup>.实验前对模型的几何参数及物理参数都必须进行精确的测定.本实验所用的锥模型的典型参数列于下表:(表1)

## 2. 数据的获得及处理

为了提高模型方位角的测读精度,采用读点坐标的方法来测角.在 HCZ-1 立体座标量测仪中模型影像的轮廓线上测读 12 个点,由此确定的方位角的偶然误差约为  $\pm 0.05^\circ$ .

对于无滚转的轴对称模型的平面自由飞运动,其角运动规律可以写为

$$\ddot{\theta} - \left( \frac{M_q + M_{\dot{a}}}{I} - \frac{q \cdot S}{m \cdot V} \cdot C_{m\dot{a}} \right) \dot{\theta} - \left( \frac{M_\alpha}{I} \right) \theta = \frac{M_a}{I} \quad (4)$$

式中

$M_q + M_{\dot{a}}$ ——气动阻尼力矩导数,如用系数形式表达:  $(C_{m_q} + C_{m_{\dot{a}}}) \cdot \frac{d^2}{V} \cdot q \cdot S$

$M_\alpha$ ——静态俯仰力矩导数  $C_{m_\alpha} \cdot d \cdot q \cdot S$

$M_a$ ——由小不对称引起的附加力矩

按照三周期理论,文献[2]已作了细致的描述,由于一般情况下:

$$\left( \frac{M_q + M_{\dot{a}}}{2} \right)^2 \ll 4 \left( \frac{M_\alpha}{I} \right) \quad (5)$$

因此,对于单自由度角运动作线性化假定后,式(4)可有如下简单形式的解:

$$\theta = K \cdot e^{\lambda t} \cdot \cos(\omega t + \delta) + K_3 \quad (6)$$

式中

$$\omega^2 = \frac{-C_{m_\alpha} \cdot \pi \cdot q \cdot d^3}{4I} \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{\left[ (C_{m_q} + C_{m_{\dot{a}}}) - \frac{I}{m d^2} \cdot C_{L\dot{a}} \right] \cdot \pi \cdot q \cdot d^4}{8I \cdot V} \quad (8)$$

作为三周期理论的一个特例,这个解可以用一个旋转的矢量来表示,俯仰角运动  $\theta$  则是这个矢量在垂直轴上的投影.这个矢量的模为  $K$ ,它以角速度  $\omega$  旋转,而  $\delta$  为初始方位角.式(6)中的  $K_3$  则是由力矩  $M_a$  引起的一个小的调整角.

由式(6)与实验测得的模型角运动数据组  $(\theta_i, t_i)_{i=1,2,\dots,n}$  用微分修正的最小乘方法进行拟合,即可求出式中的各个系数.

拟合中迭代的收敛准则为:

$$|SSR_2/SSR_1 - 1| < 10^{-4} \quad (9)$$

式中

$$SSR = \sum_{i=1}^n \{ \theta_i - [K_0 \cdot e^{\lambda_0 t_i} \cdot \cos(\omega_0 t_i + \delta_0) + K_{30}] \}^2 \quad (10)$$

其中下标 0 表示参数的一级近似值,而 2 和 1 则表示相继两次迭代所得的结果.完成迭代后,由所得的  $\omega$  和  $\lambda$  按式(7)、(8)便可求知模型俯仰角运动的静、动稳定性导数.

### 3. 结果和讨论

表 2 列出了在  $M_\infty = 9.0$  时,  $\theta_c = 10^\circ$  及  $11^\circ$  尖锥所得的静、动稳定性导数的实验结果。

表 2  $\theta_c = 10^\circ$  及  $11^\circ$  锥静、动稳定性导数的实验结果

实验条件		$M_\infty = 9.0$ $Re_\infty = 1.6 \times 10^6$ $1/m$		拟合所得运动参数					气动导数		拟合误差	
实验号	动压	模型号	初始攻角	$K_3$	$K$	$\lambda$	$\omega$	$\frac{\omega d}{V}$	$C_{m_\alpha}$	$C_{m_\alpha} + C_{m_\alpha}$	$\Sigma R_i^2$	$\sigma$
1469	0.182	10-7	$6^\circ$	0.0135	0.119	-10.69	1158	0.0086	-1.76	-3.4	0.00056	0.0025
1470	0.192	10-4	$10^\circ$	0.0154	0.158	-18.82	1061	0.0079	-1.62	-6.9	0.00076	0.0031
1478	0.178	10-3	$12^\circ$	0.0151	0.169	-23.00	1200	0.0089	-1.75	-7.2	0.00229	0.0047
1476	0.183	10-6	$16^\circ$	0.0141	0.260	-3.84	977	0.0072	-1.53	-1.2	0.00181	0.0042
1432	0.186	11-4	$4^\circ$	0.0117	0.078	-9.08	1249	0.0091	-1.54	-2.2	0.00056	0.0027
1441	0.189	11-9	$12^\circ$	0.0220	0.189	-15.36	1201	0.0088	-1.46	-3.9	0.00628	0.0084
1451	0.194	11-15	$16^\circ$	0.0147	0.239	-12.32	1170	0.0085	-1.42	-3.2	0.00123	0.0041
1471	0.195	11-6	$10^\circ$	0.0060	0.181	-12.79	1218	0.0089	-1.50	-3.2	0.00433	0.0063
1472	0.192	11-7	$20^\circ$	0.0103	0.287	-10.79	1200	0.0088	-1.46	-2.7	0.00752	0.0083
1474	0.196	11-14	$28^\circ$	0.0160	0.428	-12.72	1192	0.0087	-1.55	-3.5	0.00199	0.0047

表中不仅列出了各次实验所得的运动参数和气动稳定性导数,同时还列出了拟合的或然误差  $\sigma$ 。它反映了实际角运动与数学模型之间的偏离,它由下式给定:

$$\sigma = 0.6745 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\theta_{i+*} - \theta_i)^2}{n - N}} \quad (11)$$

这里  $N$  是拟合过程中未知系数的个数,现  $N = 5$ ,  $n$  则是参与拟合的数据点数。

对于典型的模型角运动,以第 1469 次为例画在图 2 中,图中的实线则是由拟合所得的气动参数代入式(6)所复现的运动情况。

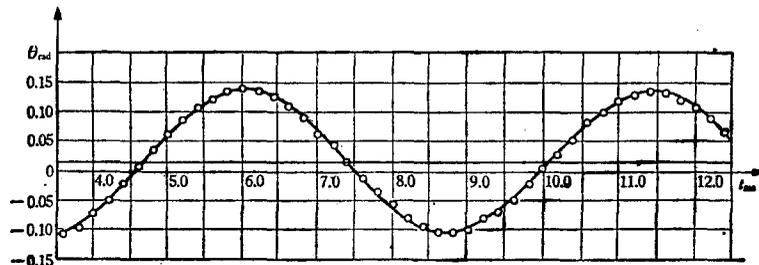


图 3 典型的实测角运动和拟合运动

○——实测振幅角 实线为拟合复现运动

$M_\infty = 9.0$   $Re_\infty = 1.6 \times 10^6 / m$   $\frac{\omega d}{V} = 0.0085$  序号: 1469 模型号: 10-7

$C_{m_\alpha} = -1.76$   $C_{m_\alpha} + C_{m_\alpha} = -3.4$

由所得的静稳定性导数  $C_{m_\alpha}$  表明,在实验范围中  $C_{m_\alpha}$  值与初始攻角无关,主要取决于模型重心位置,说明尖锥模型的静稳定性具有较好的线性。所得结果画在图 3 中,其值

与牛顿理论所预示的一致,图中的实线是由下式所给出的<sup>[3]</sup>:

$$C_{m\alpha} = -2.083 \left( \frac{\text{ctg}\theta_c}{3} - \frac{x_{cg}}{2L} \text{ctg}\theta_c \cdot \cos^2\theta_c \right) \quad (12)$$

动稳定性导数的结果可见图 4, 可以看到测得锥的俯仰阻尼力矩系数远较牛顿值为高, 并且几次实验有较大的散布。

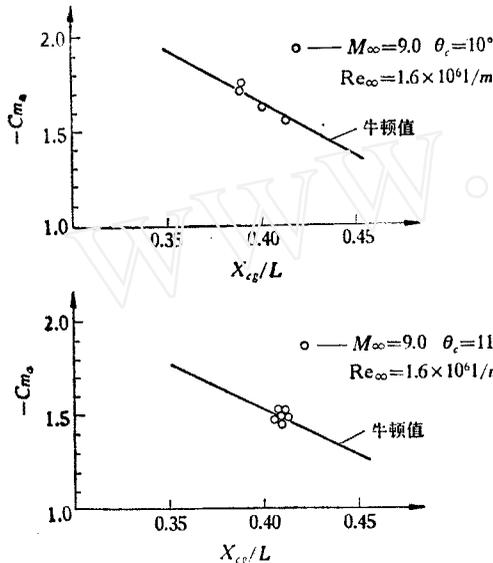


图 4  $\theta_c = 10^\circ, 11^\circ$  锥静稳定性的实验结果

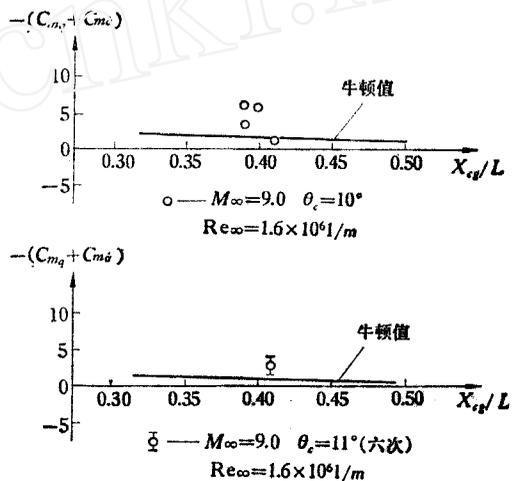


图 5  $\theta_c = 10^\circ, 11^\circ$  锥动稳定导数的实验结果

实验结果的散布与气流参数确定的不准确性有关, 如由式(8)所表明, 最终气动阻尼系数数值, 除由拟合运动所得的阻尼因子外, 还取决于模型参数和流动参数, 特别是动压值的确定可能会有较大的误差而直接影响所得的结果。而从几次实验结果所反映的平均趋势远大于牛顿值的原因则尚待作深入的分析。但我们注意到文献[4]在考察雷诺数和缩减频率对气动阻尼的影响时所提供的实验结果, 它指出了动稳定性在较低  $Re$  数时随频率增加而有加大的趋势, 因此, 本文在以模型特征长的雷诺数  $Re_D = 3 \times 10^4$  的气流条件下, 而缩减频率  $f = \frac{\omega d}{V} \sim 0.01$  时有可能获得较牛顿值为高的俯仰阻尼导数。此外, 必须指出的一点是这里所用的模型底部是未封口的, 因此, 实际上是一个大的凹底, 这将对锥的气动阻尼系数有较大的影响。综上所述, 尽管所得俯仰阻尼系数散布较大, 结果是十分初步的, 但是这种散布并未跨量级, 同时几次实验结果所表明的一致动稳定性质, 却揭示了在激波管风洞中利用自由飞方法开展动导数测量的可能的前景。

### 参 考 文 献

- [1] Bixler, D. N. & Gates, D. F., Force and Moment Measurements of Models of the ARGMA Configuration in the NOL 4 in Hypersonic Shock Tunnel, No. 3, AD 270683 (1961. 11).
- [2] Eikenberry, R. S., Analysis of the Angular Motion of Missiles, N70-37626 (1970. 2).
- [3] Scott, C. J., The Theoretical Determination of Stability Derivatives of Bodies of Revolution in Hypersonic Flows. Including Thickness Effects, A. A. S. U. Report, No. 267 (1967).

- [4] Urban, R. H. & Shanahan, R. J., Dynamic Stability Characteristics of a 10-Deg Cone at Mach Number 20, AEDC TR-65-80, N65-29196 (1965, 4).

**THE MEASUREMENTS OF THE STATIC AND DYNAMIC  
STABILITY DERIVATIVES OF CONICAL MODELS  
IN THE SHOCK TUNNEL**

Ma Jia-huan      Tang Zhong-heng  
Zhang Xiao-ping      Guo Yan-ping