

蜂蜡球锥的驻点烧蚀研究

周正瑾

(中国科学院力学研究所)

1. 引言

飞行器再入大气层时受热情况严重,表面要发生严重的烧蚀,外形要发生显著的变化,驻点的烧蚀更为严重.这一烧蚀过程能否由蜂蜡这种低温液态层材料在高超音速风洞中再现,能否通过对蜂蜡球锥的驻点烧蚀研究为液态层材料的烧蚀图象形成机理和发展规律提供依据,为两相流问题的理论研究提供实验资料,这便是我们进行蜂蜡球锥驻点烧蚀研究的目的.

关于液态层的理论研究工作见文献 [1]—[6]. 我们在高超音速风洞中对蜂蜡球锥模型做了近百次吹风实验,得出了一些结论^[9],本文将蜂蜡球锥的驻点烧蚀率的实验值进行了整理和分析,并导出了驻点烧蚀率的经验公式.

2. 实验结果与分析

照片 1 为制造蜂蜡球锥模型所用的模具. 材料是铝. 不同球头半径的模型是用不同的模子制成的. 在高超音速风洞中对所制成的蜂蜡球锥模型做了近百次烧蚀实验. 测量了 Ma 数为 4—9, 总压为 15—80 (公斤/米²), 总温为 70—360°C, 烧蚀时间为 7.5—79 秒, 各种不同实验条件下, 球头半径为 15、25、30 (毫米), 半锥角为 2°—13° 的蜂蜡球锥驻点烧蚀率.

照片 2 为来流总压、来流总温、来流马赫数不同时的蜂蜡球锥烧蚀图象, 它们的驻点烧蚀率见表 1.

表 1

模型头部半径(毫米)	(a) 30	(b) 30	(c) 30
来流马赫数	5	7	6
来流总压(大气压)	25	80	50
来流总温(°C)	130	250	130
烧蚀时间(秒)	26	20	11.7
驻点烧蚀率(毫米/秒)	0.277	0.437	0.25
模型编号	702	752	721

照片 3 为来流总压不同时的蜂蜡球锥烧蚀图象. 可以看出,随着来流总压的增加,驻点烧蚀率是增加的(见表 2).

本文于 1983 年 1 月 7 日收到

表 2

模型头部半径(毫米)	(a) 25	(b) 25	(c) 25
来流马赫数	4	4	4
来流总压(大气压)	10	15	20
来流总温(°C)	130	130	130
驻点烧蚀率(毫米/秒)	0.176	0.21	0.31
模型编号	760	761	762

图 1 为 $Ma = 5$ 、来流总温不同时的驻点烧蚀率。由图中看出，随着来流总温的升高，驻点烧蚀率是增加的，同时也可看出，随着来流总压的增加，驻点压力增加，驻点烧蚀率增加。照片 4 为来流总温不同时的驻点烧蚀率，可以看出，随着来流总温的升高，驻点烧蚀率是增加的(见表 3)。

图 2 (a) 为总温是 130°C 、 140°C 时不同 Ma 数下的驻点烧蚀率随来流总压的变化。由图中看出，随着 Ma 数的增加，驻点烧蚀率是减小的。这是因为 Ma 数增大时，驻点压力减小(见图 3)，从而驻点烧蚀率也减小。图 2 (b) 为总温是 130°C 、 140°C 时不同 Ma 数下的驻点烧蚀率随驻点压力的变化。由图中看出，同一 Ma 数下，驻点压力增加时，驻点烧蚀率增加。随着 Ma 数的增加，驻点烧蚀率是减小的。

照片 5 和 6 为不同球头半径的模型的烧蚀图象。可以看出，模型的球头半径越小，它们的驻点烧蚀率越大，反之，头变钝，越烧不动，模型的驻点烧蚀率越小(见表 4 和表 5)。

蜂蜡球锥的驻点烧蚀率随来流总压、来流总温、来流 Ma 数、模型球头半径的变化趋势与 Lees 得到的高超音速绕钝头体层流传热的结果是一致的。Lees 得到的驻点热流公式为^[7]

$$q_s = \frac{0.50 \times 2^{k/2} (\text{Pr})^{-2/3} \sqrt{(\rho_{c0} \mu_{c0})} \sqrt{u_{\infty} h_{sc} G(Ma_{\infty}, \bar{\gamma}, \gamma_{\infty})}}{\sqrt{R}}$$

其中 $G(Ma_{\infty}, \bar{\gamma}, \gamma_{\infty}) = \left(\frac{\bar{\gamma} - 1}{\bar{\gamma}}\right)^{1/4} \left(1 + \frac{2}{\gamma_{\infty} - 1} \cdot \frac{1}{Ma_{\infty}^2}\right)^{1/4} \left(1 - \frac{1}{\gamma_{\infty} Ma_{\infty}^2}\right)^{1/4}$ ， $k = 1$ ，

Pr 为普朗特数， ρ_{c0} 为驻点密度， μ_{c0} 为驻点气流的粘性系数， u_{∞} 为来流速度， R 为球头半

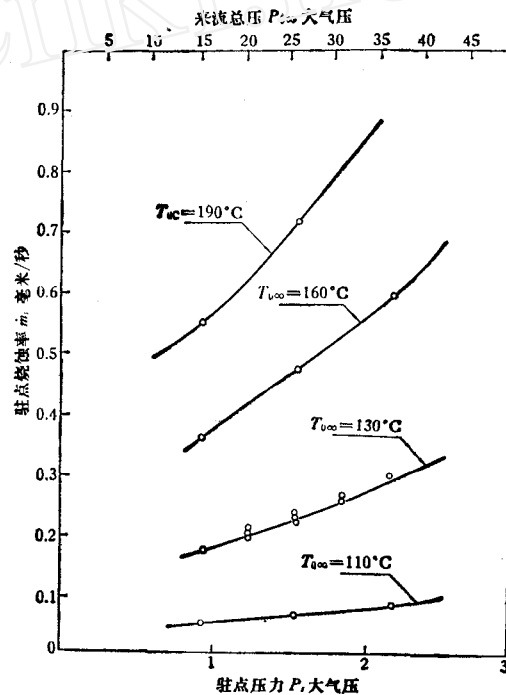


图 1 来流总温不同时的蜂蜡球锥驻点烧蚀率 ($Ma = 5$)
 ○ 实验值(包括平均值) — 经验公式

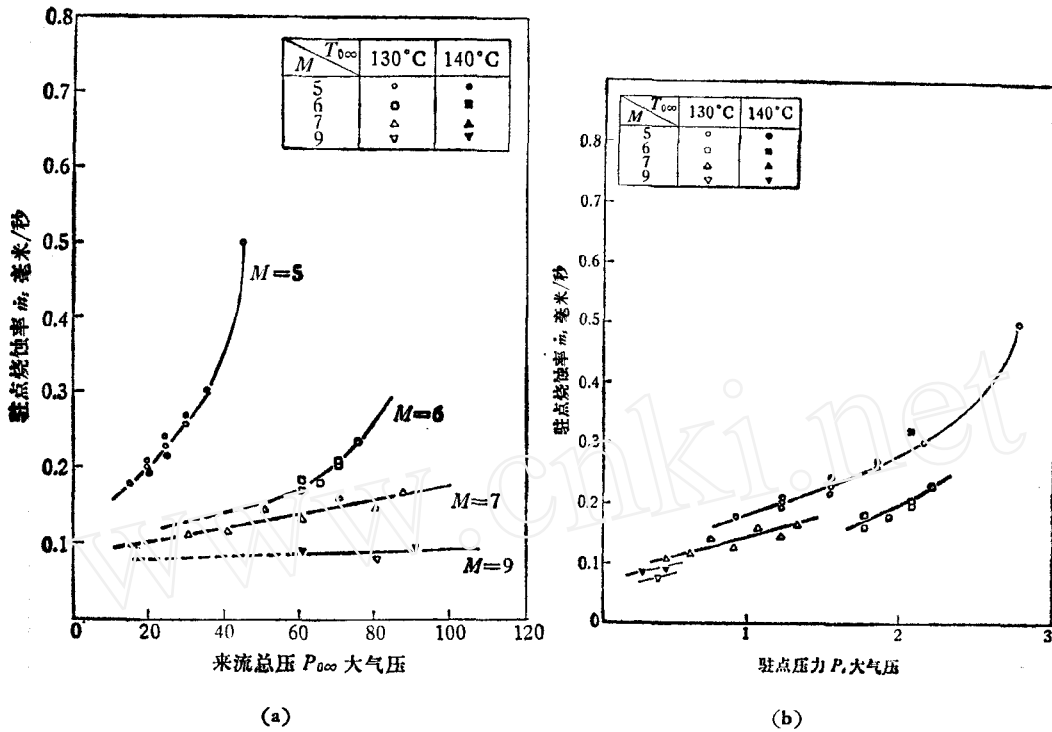


图 2 来流 M_∞ 数不同的蜂蜡球锥驻点烧蚀率

表 3

模型头部半径(毫米)	(a) 25	(b) 25	(c) 25
来流马赫数	5	5	5
来流总压(大气压)	25	25	25
来流总温(°C)	190	160	255
驻点烧蚀率(毫米/秒)	0.427	0.405	0.728
模型编号	707	705	708

表 4

模型头部半径(毫米)	(a) 15	(b) 30
来流马赫数	5	5
来流总压(大气压)	25	25
来流总温(°C)	130	130
驻点烧蚀率(毫米/秒)	0.296	0.136
模型编号	723	722

表 5

模型头部半径(毫米)	(a) 25	(b) 30
来流马赫数	5	5
来流总压(大气压)	35	35
来流总温(°C)	70	70
驻点烧蚀率(毫米/秒)	0.07	0.044
模型编号	720	727

径, M_∞ 为来流马赫数, h_{sc} 为总焓, 比热比 $\bar{\gamma} = \gamma_\infty = 1.4$. 驻点烧蚀率

$$\dot{m}_s = \frac{q_s}{h_T + c_p(T_w - T_a)}$$

其中 T_m 为熔化温度, T_s 为固体的内壁温度(即室温), c_c 为材料的比热系数, h_T 为材料的熔化热^[3].

3. 经验公式

设驻点烧蚀率

$$\begin{aligned} \dot{m}_s &= B \left(\frac{T_r - T_m}{T_m} \right) \\ &= (b_0 + b_1 P_s + b_2 P_s^2) \left(\frac{T_r - T_m}{T_m} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

式中 T_r 为恢复温度, $T_r = (P_r)^{1/3} T_{0\infty} = 0.9 T_{0\infty}$, $T_{0\infty}$ 为来流总温, T_m 为蜂蜡的熔化温度 $T_m = 337\text{K}$, P_s 为驻点压力(大气压).

由图 1 中 $T_{0\infty} = 130^\circ\text{C}$ 的实验曲线上分别取 $P_s = 1, 1.5, 2$ (大气压) 三点所对应的 \dot{m}_s 值, 通过求解方程组, 得出系数 b_0, b_1, b_2 的值, 并通过计算, 发现驻点烧蚀率与模型的球头半径的四分之一成反比, 而不是和半径的二分之一成反比, 这是因为实验过程中模型被烧蚀, 模型的实际半径是在变小的. Ma 数的变化不直接影响驻点烧蚀率, 而是通过驻点压力的变化间接影响驻点烧蚀率.

综合考虑以上各种因素的影响, 蜂蜡球锥的驻点烧蚀率的经验公式为:

$$\dot{m}_s / \dot{m}_{s0} = (R/R_0)^{-1/4} [(P_r^{1/3} T_0 / T_m) - 1] [1 + 0.358(P_s/P_0) + 0.130(P_s/P_0)^2] \quad (2)$$

$$T_0 = T_{0\infty} = T_{02}$$

$$\frac{P_s}{P_{0\infty}} = f(Ma)$$

$$f(Ma) = \left(\frac{2k}{k+1} Ma^2 - \frac{k-1}{k+1} \right)^{-1/(k-1)} \left[\frac{(k+1)Ma^2}{(k-1)Ma^2 + 2} \right]^{k/(k-1)}$$

式中 $R_0 = 25$ 毫米、 $P_0 = 1$ 大气压、 $T_m = 337^\circ\text{K}$ 、 $P_r = 0.71$ 、 $k = 1.4$ 、 $\dot{m}_{s0} = 1.612$ 毫米/秒, P_s 为驻点压力, $P_{0\infty}$ 为来流总压, Ma 为来流马赫数, T_{02} 为激波后的驻点温度, \dot{m}_s 的单位是毫米/秒.

我们用(2)式计算了 $Ma = 5$, 来流总温分别为 190°C 、 160°C 、 130°C 、 120°C 、 110°C 时的驻点烧蚀率(见图 1), 及 $Ma = 5, 6, 7, 9$, 来流总温为 130°C 时的驻点烧蚀率. 由图 1 看出, 经验公式与实验符合得很好. 计算结果表明, 经验公式在 $Ma = 5$ 时与实验

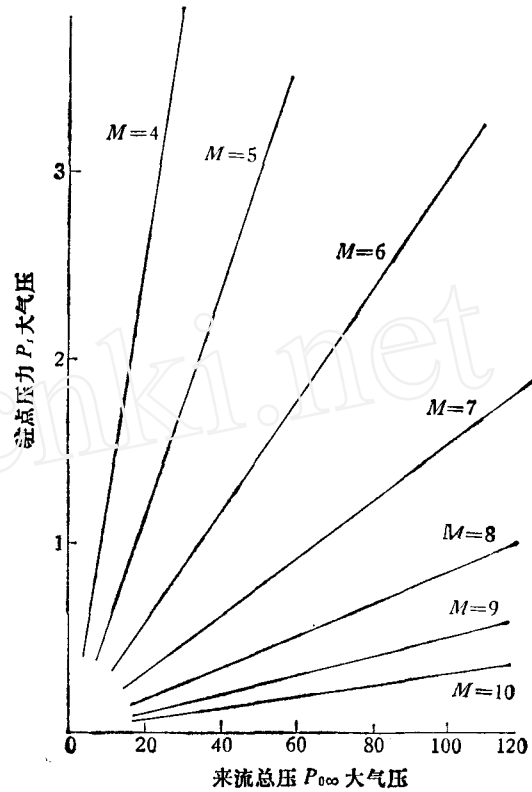


图 3 驻点压力随来流总压的变化 ($k = 1.4$)

符合得最好, $Ma = 6$ 时也符合得较好, $Ma = 7, 9$ 时略高于实验值. 此经验公式可用
来估算实验时的蜂蜡球锥的驻点烧蚀率.

参 考 文 献

- [1] Sutton, G. W., *Jour Aerospace Sci.*, 25, 1 (1958), 29—32.
- [2] Bethe, H. A. & Adams, M. C., *JAS*, 26, 6 (1959), 321—328.
- [3] Lees, L., *ARS J.*, 29, 5 (1959), 345—353.
- [4] Roberts, L., *Jour Fluid Mechanics*, 4, 5 (1958), 505.
- [5] Scala, S. M., Proc. 10th Int Astronautical Congress, London, Springer-Verlay Vienna. (1959),
- [6] Spalding, D. B., *Aeronautical Quarterly*, 12, 3 (1961), 237.
- [7] Lees, L., *Jet Propulsion*, 26, 4 (1956), 259—269.
- [8] Siblkin, M. J., *Journal of the Aeronautical Sciences*, 19, 8 (1952), 570—571.
- [9] 林同骥、陈仲英、王汝涌、浦群、周正瑾、阎明山, 有序熔楔和转捩, 力学学报, 4(1981), 326.

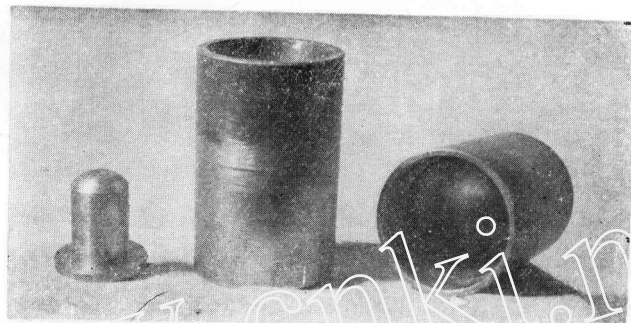
STAGNATION POINT ABLATION STUDY OF SPHERICAL- NOSED WAX CONES

Zhou Zhengjin

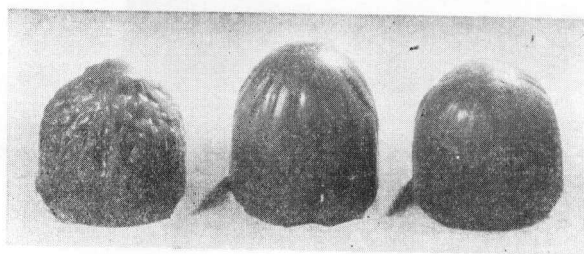
(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

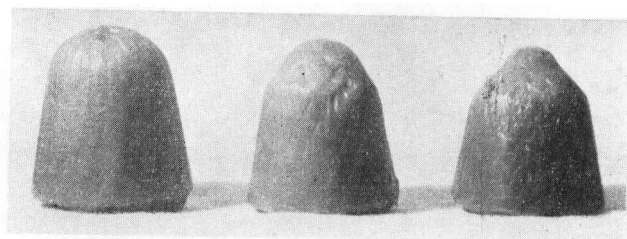
The experimental results of the ablating rate at the stagnation point of spherical-nosed wax cones under aerodynamics heating in hypersonic wind tunnels are given. The influence of several factors on the ablating rate at the stagnation point is discussed. An empirical formula of the ablating rate at the stagnation point is presented. Theoretical results agree with experimental measurements. We can estimate ablating rates at the stagnation point by this formula.



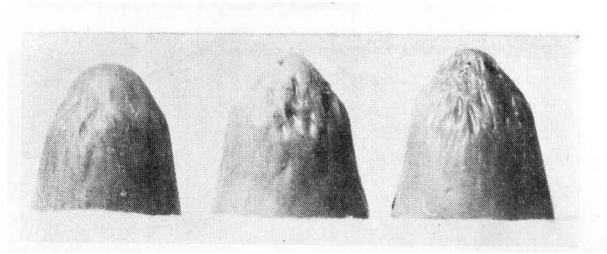
照片 1



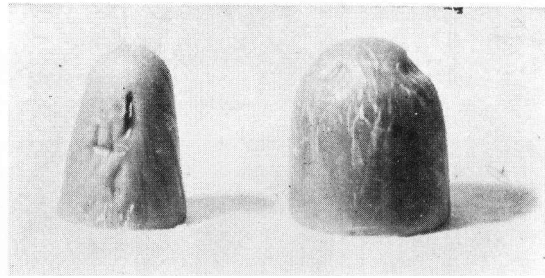
照片 2



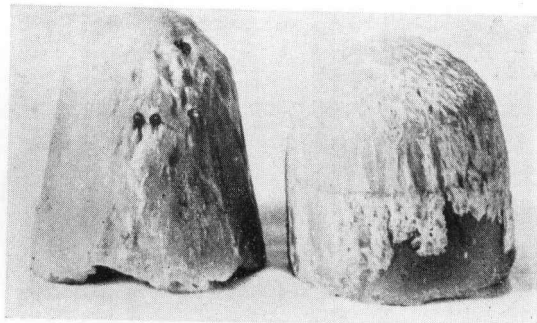
照片 3



照片 4



照片 5



照片 6