

目 录

含铝固体推进剂火箭发动机喷管沉积的实验与传热分析贾林祥 (1)

超额定工作进气道的试验研究及其在加速式

固冲组合发动机上应用的初步分析

..... 顾炎武 赵克云 沈 莹 李淑媛 (11)

固体火箭发动机椭球封头的受力分析与结构强度李章勋 凌兴云 (20)

喷管温度场计算的加权余数有限元方法姜贵庆 王淑华 (34)

固体火箭发动机绝热层分析和设计王 铮 (41)

碳化硅陶瓷喉衬试验研究唐 欣 (47)

火箭冲压发动机贫氧推进剂研制李文新 顾旦元 刘长太 姜栋华 (54)

降低丁羟复合固体推进剂燃速途径的探索

..... 张 仁 胡景发 徐祿平 金 乐 (63)

Ap复合固体推进剂气相点火模型毛根旺 (72)

工艺介绍

从点火器上引燃气测压.....梁根贤 龚德柱 (83)

含铝固体推进剂火箭发动机 喷管沉积的实验与传热分析

贾林祥

摘 要

本文根据含铝固体推进剂火箭发动机喷管沉积现象的实验结果,分析了喷管沉积过程和沉积速率,并提出了一种简化的沉积传热模型——两区域有限平壁、移动的相变边界,变壁温对流换热边界条件的一维瞬态导热。应用热平衡积分法进行求解,获得了沉积情况下喉衬和沉积层内的温度分布函数,并给出了沉积速率为常数和变数两种条件下的计算实例。本文为分析沉积机理提供了一些理论基础。

符 号 表

a 热扩散系数; 燃速系数	T_g^0 燃气总温
C_p 比热	T_o 喉衬绝热面温度
C^* 特征速度	T_L 喉衬与沉积层界面温度
d_c 燃面直径	T_s 沉积层表面温度
H 熔解热	T_i 初温
L 喉衬厚度	λ 导热系数
n 燃速指数	ρ 密度
h 换热系数	ρ_p 推进剂密度
V_s 沉积速率	

一、引 言

对固体火箭发动机推进性能影响最大的喷管特性是喷喉面积,喉部的烧蚀和沉积都会改变喷喉面积。由于某些非烧蚀喉衬材料的使用,喉部烧蚀现象已得到控制。但是随着高金属含量固体推进剂的使用,在某些发动机的燃烧实验中,常常发现有一层金属氧化物沉积在喷喉表面上。沉积物使喉部临界截面积减小,造成燃烧室压力升高,使发动机偏离设计工作状态,尤其是在一些小喉径、长时间工作的发动机中,沉积严重时,甚至会导致燃烧室爆裂,消除或控制喉部沉积成为某些发动机研制中的关键性课题^{[1],[2]}。

喷管沉积机理目前尚不很清楚。喷管沉积现象在文献中时有报导,但还没有预测或换算沉积速率的合适方法。沉积现象目前还不能做解析处理,完全靠实验观察^[3]。文献^[4]对端

面燃烧固体火箭发动机试验中出现的喷管沉积现象做了综合性的讨论。

喷管沉积问题难于处理的一个主要原因，是沉积过程发生在高温、高压、高速的喷管流场中。目前，对喷管的这种恶劣的工作状态还缺少有力的测试手段，致使理论分析缺少可靠的实验数据。而现有的一些实验资料多数只是试车结束后对喷管壁表面沉积物进行实测的简单结果。

沉积机理的主要控制因素是气——粒两相流在壁面处的切应力与凝相粒子在壁面上附着强度的定量比较。而后者更强烈地依赖于伴随沉积过程进行的热交换，因此，对喷管沉积情况下传热过程的分析是认识沉积机理的一个重要方面。

本文根据对沉积现象的实验观察，提出一种沉积传热模型，并利用热平衡积分法做理论求解，目的是获得沉积情况下，喉衬及沉积层内的温度分布，从而为控制喷管沉积提供理论依据。

热平衡积分法类似于Karman-Pohlhausen解流动附面层动量和能量方程的近似积分法。Goodman和其他研究者利用这种方法曾有效地求解过包括对流和相变的瞬态导热课题^[5]。直接求解积分形式的导热方程是一种近似，但得到的方程却精确地满足能量平衡。对于具有非线性或其它复杂边界条件的问题，应用经典方法不是极为困难，就是完全不能提供问题的解^[6, 7]，积分法可以给出解析解。这对分析影响沉积的因素，有清晰明了的优点。

本文涉及的传热问题类型是两区域有限平壁，移动的相变边界，变壁温换热边界条件的一维瞬态导热问题。将积分法应用于这种类型是一个尝试，由于问题本身的复杂性，使求解过程不同于普通的积分法。本文的目的是针对喷管沉积的传热分析，但就物理模型和求解方法而言，仍不失其普遍性。

二、喷管沉积实验现象

表1给出了采用聚硫复合推进剂的端面燃烧实验发动机的五次试车情况^[1]。燃烧室压力与工作时间的 $p \sim \tau$ 测试曲线见图1。

表1 实验发动机试车情况

实验发动机编号	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
喉衬材料	石墨	石墨喷钨	石墨喷钨	钨渗铜	石墨喷钨
喉衬厚度(毫米)	34	34	15	15	34
工作时间(秒)	9.6	30.7	40.0	26.0	34.0
临界截面沉积厚度(毫米)	1.0~2.0	1.5~5.0	1.5~3.0	1.5~3.5	
临界截面比(试车后/试车前)	0.817	0.620	0.727	0.660	
试车情况	爆裂中断	爆裂中断	发动机正常	爆裂中断 (局部包复层 脱粘引起)	试车后，喉 部未发现沉积

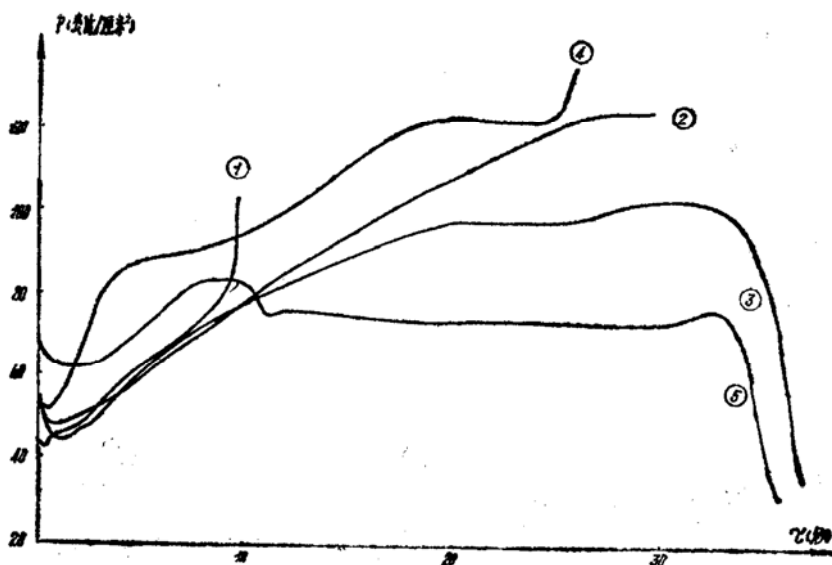


图1 实验发动机 $p \sim \tau$ 测试曲线

实验发动机基本上是等面燃烧，但实测的 $p \sim \tau$ 曲线表明，在较长的工作时间内，燃烧室压力持续上升。根据（2）和（3）两次试车熄火前实测的燃烧室压力反算其相应的喉部面积，发现与试车后实测的喉部面积是一致的。说明压力的持续上升，是由喉部不断沉积这一持续起作用的因素引起的。

试车结束后，在喷管喉部发现有类似金属陶瓷一样质地坚硬的固态沉积物。对沉积物质的化验结果表明， Al_2O_3 占93%。

三、喷管沉积速率

沉积物质在喷管壁面上积累的过程实际上是沉积和冲刷同时进行的动态过程。所谓沉积，是指动态结果表现为沉积厚度不断增加。因此，沉积层的增厚速率（简称沉积速率）受两方面因素的控制。一个是气——粒两相流场的气体动力学特征——凝相粒子直径和壁面处的粒子碰撞密度以及壁面处的气动剪应力。另一个是沉积层的热物理状态——沉积层表面和内部温度分布以及沉积物的附着强度。当壁面处的燃气气动剪应力小于沉积物附着强度时，撞击在壁面上的液相粒子会立即粘附在壁面上。若此时壁面温度低于 Al_2O_3 熔点温度（2313°K），液相沉积粒子还会转变成固态，同时释放相变热。

由于沉积速率的理论预测有待于喷管内气——粒两相流理论的进一步完善以及对沉积物质高温下物理化学结构的研究。直至目前，尚没有预测沉积速率的现代可接受的理论分析方法。因此，对沉积速率的了解完全依赖于实验。

在实验 $p \sim \tau$ 曲线的基础上，可以间接换算出沉积速率。根据燃烧室平衡压力公式可得沉积速率与压强间的关系：

$$V_s = \frac{d\delta}{d\tau} = \frac{1-n}{4} d_c (\rho_p C^* d)^{1/2} p_c^{(n-3)/2} \frac{dp_c}{d\tau}$$

针对（2）和（3）两次试验得到的 $V_s(\tau)$ 曲线见图2。两次试验的沉积速率曲线具有极其相似的变化规律。沉积速率从发动机工作3秒时的最大值（ $V_s(2):0.46$ 毫米/秒， $V_s(3):$

0.53毫米/秒), 经过近 5 秒的下降段进入稳定段, 只是由于喉衬厚度不同, 稳定段分别持续到 27 秒和 20 秒。在相当长的工作时间内, 沉积速率基本保持稳定。

值得注意的是, 在长达二十几秒的时间内, V_s 始终大于零, 尽管速率不同, 沉积层是一直在增厚的。

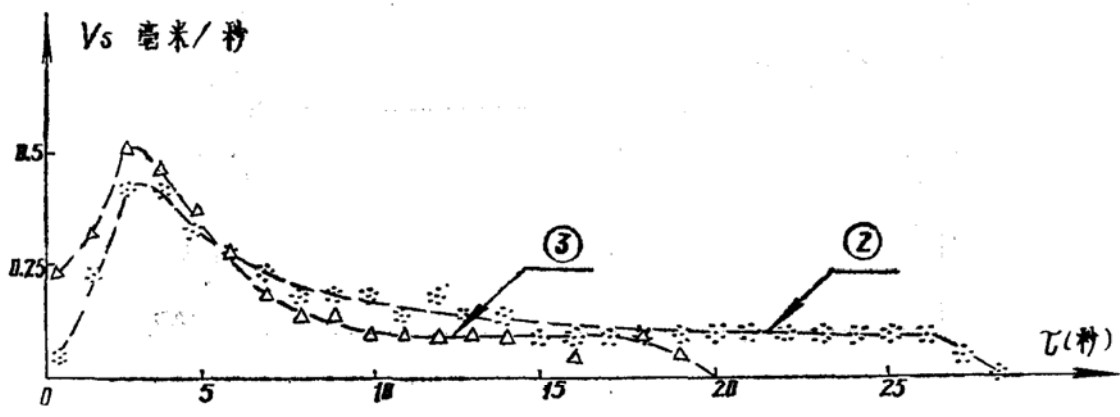


图 2 沉积速率曲线

四、喷管沉积传热物理模型

图 3 示出了沉积传热模型简图。

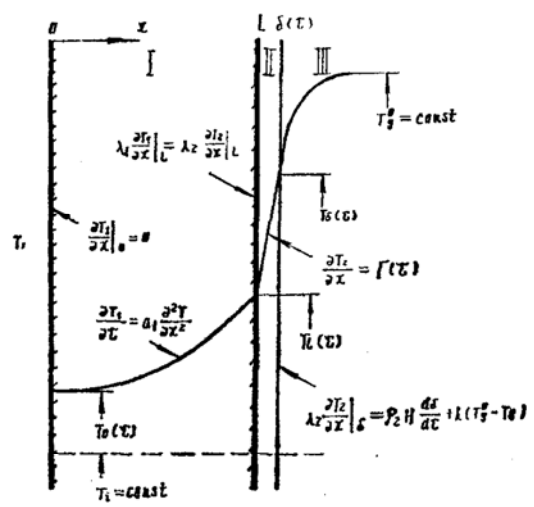


图 3 沉积传热模型

I 区为喉衬基体, II 区为沉积层, III 区为燃气。x = 0 边界与绝热材料(层压玻璃钢)接触, 可视为绝热边界。x = δ 边界是沉积层表面, 是移动边界, 也是相变边界和对流换热边界。

$\rho_2 H \frac{d\delta}{d\tau}$ 是相变热流, $\frac{d\delta}{d\tau}$ 是沉积速率。

鉴于沉积层很薄 (0~3 毫米), 尽管 Al_2O_3 沉积物的导热热阻很大, 相应的 B_1 数仍很小 ($B_1 = 0 \sim 3$), 可设沉积层内为线性分布。

根据传热模型可得积分控制方程及边界条件如下:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{d\tau} \left[\int_0^L T_1(x, \tau) dx \right] = a_1 \left[\frac{\partial T_1}{\partial x}(L, \tau) - \frac{\partial T_1}{\partial x}(0, \tau) \right] \\ \frac{\partial T_2}{\partial x} = \Gamma(\tau) \\ T(x, 0) = \text{const} \\ \frac{\partial T_1}{\partial x}(0, \tau) = 0 \\ \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}(L, \tau) = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}(L, \tau) \\ \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}(\delta, \tau) = \rho_2 H \frac{d\delta}{d\tau} + h(T_g^0 - T_\delta(\tau)) \end{array} \right.$$

问题的非线性是显然的。

五、沉积速率为常数时的理论解

由于沉积速率在较长的发动机工作时间内保持稳定, 考虑到沉积速率作常数处理带来的方便, 在此作为一级近似, 设 $\frac{d\delta}{d\tau} = \text{const}$ 。

I 区温度型 $T_1(x, \tau)$ 可以用一个二次幂函数表示, 由边界条件确定系数后得到:

$$T_1(x, \tau) = T_0(\tau) + [T_L(\tau) - T_0(\tau)] \left(\frac{x}{L} \right)^2 \quad (1)$$

同样, 得到 II 区温度型:

$$T_2(x, \tau) = T_L(\tau) + \frac{T_\delta(\tau) - T_L(\tau)}{\delta(\tau) - L} (x - L) \quad (2)$$

将 (1) 式代入积分控制方程有:

$$\frac{d}{d\tau} (T_L + 2T_0) = \frac{6a_1}{L^2} (T_L - T_0) \quad (3)$$

将 (1) 和 (2) 式代入 L 边界的热流连续方程有

$$\frac{2\lambda_1}{L} (T_L - T_0) = \lambda_2 \frac{T_\delta - T_L}{\delta - L} \quad (4)$$

δ 边界对流换热方程:

$$\lambda_2 \frac{T_\delta - T_L}{\delta - L} = \rho_2 H \frac{d\delta}{d\tau} + h(T_g^0 - T_\delta) \quad (5)$$

沉积速率方程:

$$\frac{d\delta}{d\tau} = V_s = \text{const} \quad (6)$$

方程 (3), (4), (5), (6) 构成关于 $T_0(\tau)$, $T_L(\tau)$, $T_\delta(\tau)$ 和 $\delta(\tau)$ 的方程组。

方程组的求解结果为:

I 区温度分布 ($0 < x < L$):

$$T_1(x, \tau) = A - \frac{cy}{(3y-1)^G} + \frac{C}{(3y-1)^G} \left(\frac{x}{L} \right)^2$$

II 区温度分布 ($L < x < \delta$):

$$T_2(x, \tau) = A - \frac{c(y-1)}{(3y-1)^G} + \frac{2\lambda_1}{\lambda_2 L} \frac{C}{(3y-1)^G} (x-L)$$

三个边界面的温度函数:

$$\begin{cases} T_0(\tau) = A - \frac{cy}{(3y-1)^G} \\ T_L(\tau) = A - \frac{c(y-1)}{(3y-1)^G} \\ T_d(\tau) = A - \frac{BC}{(3y-1)^G} \end{cases}$$

其中常数:

$$\begin{cases} A = T_g^0 + \frac{\rho_2 H V_s}{h}, \quad B = \frac{2\lambda_1}{hL}, \quad D = \frac{2\lambda_1 V_s}{\lambda_2 L} \\ C = \frac{[3(D\tau^* + B + 1) - 1]^G}{D\tau^* + B + 1} (A - T_i) \\ G = 1 + \frac{\lambda_2}{\rho_1 C_{p1} L V_s} \end{cases}$$

时间参数:

$$y(\tau) = D\tau + (D\tau^* + B + 1)$$

积分常数C中引入了一个特征时间 τ^* , 其物理意义是: I区热影响边界由 $\tau=0, x=L$ 推进到 $\tau=\tau^*, x=0$ 处所需要的时间。 $\tau \geq \tau^*$ 时, $x=0$ 处的绝热边界壁温才开始上升。 $\tau < \tau^*$ 时, I区内的导热模型可按半无限大物体处理。其简化确定方法见后。

利用上述结果针对实验发动机的计算曲线见图4和图5。

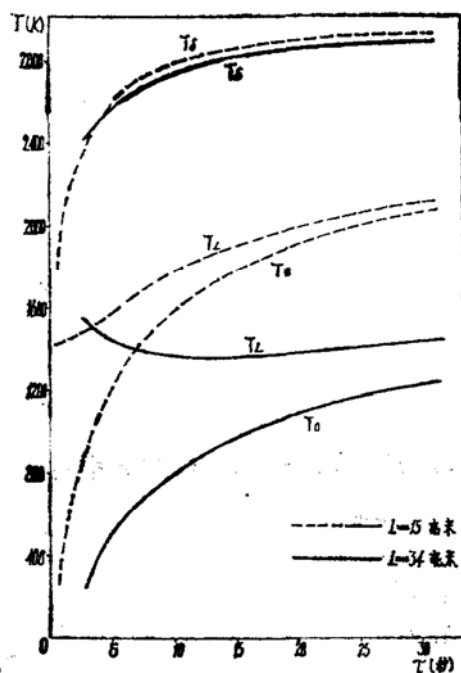


图4 界面温度响应函数曲线

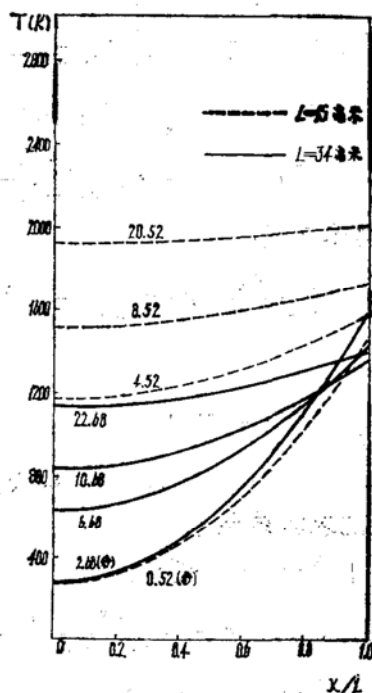


图5 喉衬内温度分布函数曲线

有关计算参数如下:

喉衬材料(石墨):

$$\rho_1 = 1.80 \times 10^3 \text{ 千克/米}^3, C_{p1} = 1.73 \times 10^3 \text{ 焦/千克} \cdot \text{K}$$

$$\lambda_1 = 48.0 \text{ 瓦/米} \cdot \text{K}$$

沉积物(Al_2O_3):

$$\rho_2 = 3.96 \times 10^3 \text{ 千克/米}^3, H = 1150 \times 10^3 \text{ 焦/千克}$$

$$\lambda_2 = 2.60 \text{ 瓦/米} \cdot \text{K}$$

发动机初温: $T_i = 293\text{K}$

燃气总温: $T_g^0 = 2950\text{K}$

平均沉积速率(根据 V_s 曲线):

$$V_s = 0.13 \text{ 毫米/秒}$$

换热系数(由Bartz 公式计算):

$$h = 11.6 \times 10^3 \text{ 瓦/米}^2 \cdot \text{K}$$

六、沉积速率为变数时的解

沉积速率为变数时的基本方程组与前节的区别只在于最后一个方程 $\frac{d\delta}{d\tau} \neq \text{const}$, 必须

用由实验换算出的 $V_s(\tau)$ 。

此时方程组的解与沉积速率为常数时的解具有相同的形式, 这里不再重复。其区别在于:

1. 除 B 以外, 其它常数的表达式中因都含有 $V_s(\tau)$, 都不再是常数, 要代以 $V_s(\tau)$ 的瞬时值。
2. 原积分常数 C , 此时由下式确定:

$$C(\tau) = \int_{\tau^*}^{\tau} \frac{3\rho_2 H}{h} [3y(\tau) - 1] [G(\tau) - 1] \times \left(\frac{dV_s(\tau)}{d\tau} \right) d\tau + C_0$$

其中 $C_0 = \left(T_g^0 + \frac{P_2 H V_s^*}{h} - T_i \right) \cdot$

$$\frac{[3(D\tau^* + B + 1) - 1]G(\tau^*)}{D\tau^* + B + 1}$$

这里, V_s^* 和 $G(\tau^*)$ 都是对应于 τ^* 时刻的值。

显然, 当 $V_s = \text{const}$ 时, 此时的 $C(\tau)$ 就简化为前节的常数 C 。

沉积速率为变数时三界面温度响应曲线($L = 34$ 毫米)见图 6。

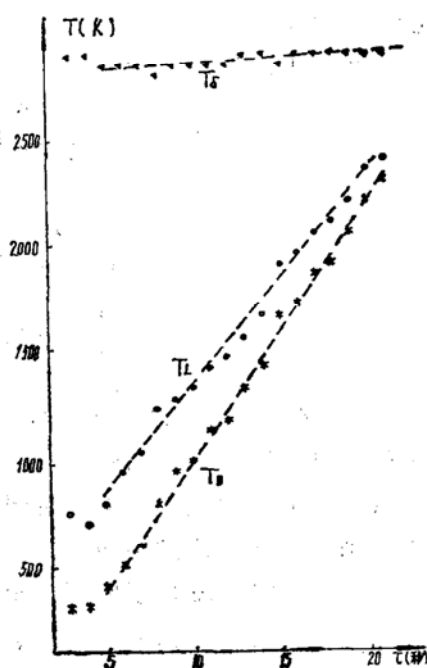


图 6 $V_s = \text{const}$ 时的三界面温度响应曲线

七、结果分析

1. 与沉积有关的无因次数组

在方程推导中,出现了几个常数数组,其中有的是传热学中惯用的无因次准则,如 $B = \frac{2\lambda_1}{hL}$, 实际上是喉衬基体与燃气换热的 B_i 准则倒数的 2 倍,因此 B 应有相应的物理意义。另外也出现了两个与沉积有关的新的常数数组。

(1) 时间常数 D

$$D = \frac{2\lambda_1 V_s}{\lambda_2 L}, (1/\text{秒})$$

令

$$D^* = \frac{2\lambda_1 V_s \cdot \tau}{\lambda_2 L} = \frac{\Delta/\lambda_2}{L/\lambda_1} \cdot 2$$

$$= \frac{\text{沉积层内导热热阻}}{\text{喉衬基体内导热热阻}} \cdot \text{常数}$$

其中: Δ ——沉积层厚度

无因次数组 D^* 的物理意义是明确的,它应该是反映沉积因素的一个物理量。从图4两组曲线的比较可看出,时间常数 D 值大 ($D_{(3)} = 0.560$, $D_{(2)} = 0.247$), 温差比 $(T_s - T_L)/(T_L - T_0)$ 大,反之亦小。

(2) 无因次指数 G

$$G = 1 + \frac{\lambda_2}{\rho_1 C_{p1} L V_s}$$

令

$$G^* = \frac{\lambda_2}{\rho_1 C_{p1} L V_s} = \frac{\lambda_2/\Delta \cdot \tau}{\rho_1 C_{p1} L}$$

$$= \frac{\text{单位面积沉积层内热量}}{\text{单位面积喉衬内热容量}}$$

G^* 的物理意义也是明确的,也是反映沉积因素的物理量。 G^* 对温度分布的影响与 D^* 是类似的 ($G^*_{(3)} = 0.428$, $G^*_{(2)} = 0.189$)

从控制沉积的观点看来,希望沉积层表面温度升高得更快些,使沉积附着强度降低,有利于冲刷,因此应该设法增大 D 与 G^* 的值。

2. 减薄喉衬厚度对控制沉积的影响

如果单从喉衬的角度出发,可综合 D 与 G^* 的数值,则有新的常数数组:

$$D \cdot G^* = \frac{2\lambda_1 V_s}{\lambda_2 L} \cdot \frac{\lambda_2}{\rho_1 C_{p1} V_s L} = \frac{2a_1}{L^2}$$

其中 $a_1 = \frac{\lambda_1}{\rho_1 C_{p1}}$, 即喉衬的热扩散系数。增大 $\frac{2a_1}{L^2}$ 的值是有利于控制沉积的。而 $\frac{a_1 \tau}{L^2}$ 则是 Fo 准则。

a_1 是喉衬材料的物性参数,喉衬材料的选择主要取决于抗烧蚀和热强度的考虑, a_1 的选

择余地很小。改变喉衬厚度 L 在一定条件下是可能的。由实验换算得到的沉积速率曲线表明,厚喉衬的沉积约在27秒结束,减薄喉衬后,沉积结束的时间提前约7秒。而计算曲线表明两条 T_s 曲线在同一温度下,相应的时间差刚好也约为7秒。由此看来,减薄喉衬对沉积提前结束是有一定意义的。但由于喉衬的减薄是有限度的,而且效果并不十分显著,单靠减薄喉衬还不能将沉积控制在满意的限度内。

3. 沉积物的双层异相结构

计算结果还表明,约3秒以后,沉积层表面温度就已超过 Al_2O_3 熔点温度,而实验表明,沉积过程甚至会延续到20多秒以后。此时表面温度早已超过熔点温度,已接近燃气温度。这说明在相当长的时间内,沉积是在 Al_2O_3 液膜表面上积累的。通常认为一旦表面温度达到 Al_2O_3 熔点温度,冲刷过程 $\left(\frac{d\delta}{d\tau} < 0\right)$ 即开始,这种假设看来是有疑问的。计算结果还表明,在相当长的时间内,喉衬与沉积层交界面温度 T_L 总是低于 Al_2O_3 熔点温度;由此推断,沉积发展过程中,整个沉积层内很可能是双层异相结构,靠近喉衬的一层是固态 Al_2O_3 沉积物,靠近燃气的一层是液态 Al_2O_3 沉积物,以熔点为分界面温度。由此看来,沉积过程的物理模型应该有更精细的结构,即“双层异相”结构。进一步的传热分析应该考虑这种结构。

4. 沉积情况下的喉衬表面温度

计算曲线还表明了两种不同厚度喉衬表面温度 $T_L(\tau)$ 的变化情况。薄喉衬的 T_L 总是高于厚喉衬的 T_L ,这是预料到的情况。但厚喉衬的 T_L ,约在13秒以前却是下降的。根据前求出的 $T_L(\tau)$ 函数求其极值点,令相应的时刻为 $\tilde{\tau}$:

$$\tilde{\tau} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{DG^*} - \frac{\lambda_2}{hV_s}$$

其中 $DG^* = \frac{2a_1}{L^2}$,即前面讨论过的常数数组。由此计算 $\tilde{\tau}_{(2)} = 12.56$ 秒, $\tilde{\tau}_{(3)} = 1.06$ 秒。

这种情况可初步解释为, Al_2O_3 的导热系数很小,沉积层的存在减小了进入喉衬的热流,使其不足以应付喉衬内的热扩散, T_L 只好下降,以后随着 T_o 的升高,喉衬内温度分布趋于均匀, T_L 又重新上升。减薄喉衬使热容量显著减小, T_o 上升迅速, T_L 的极值点出现比较早,图中没有画出,但仍可看出曲线存在拐点。由此看来,沉积情况下,薄喉衬表面的温升要比厚喉衬的温升快,而喉衬与沉积层界面温度则会显著影响整个沉积层在喉衬表面上的附着强度。

关于 τ^* 的说明

τ^* 是热影响边界推进到 $x=0$ 处所需要的时间。 $\tau < \tau^*$ 阶段,喉衬内温度分布是半无限大物体型。显然,已经利用了 $x=0$ 处绝热边界条件的幂函数温度型无法拟合这一阶段。由于 τ^* 值很小,可按下式估算:

$$\operatorname{erf}\left(\frac{L}{\sqrt{4a_1\tau^*}}\right) = 1$$

或者就认为