

## 等离子体喷涂涂层细观结构与工艺相关性研究

黄晨光, 段祝平, 吴承康

(中国科学院力学研究所, 北京, 100080, E-mail: huangcg@imech.ac.cn)

**摘要:** 采用改进的颗粒沉积模型和一种新建议的循环算法, 利用数值方法模拟了等离子体喷涂中涂层的生长过程及涂层的细观结构。数值模拟, 主要包括了陶瓷液滴的高速变形与凝固、涂层材料的堆积、涂层中细观空洞的形成与温度场的迭代计算等过程。研究结果表明, 涂层中孔隙率的分布与一些关键工艺参数和基底表面状态等有关, 液态陶瓷颗粒的直径和飞行速度的加大会引起涂层内孔隙率的增加, 而基体温度和表面粗糙度的升高则有利于提高涂层的致密度。本文的研究结果将有助于定量或半定量地优化选取工艺参数以便获得所需的涂层结构和改善涂层的力学性能。

**关键词:** 等离子体喷涂; 有限元; 孔隙率; 涂层生长

中图分类号: O614.24

文献标识码: A

文章编号: 1005-0299(2003)02-0113-07

## Relationship between mesoscopic structures of plasma sprayed coatings and some process parameters of plasma spray

HUANG Chen-guang, DUAN Zhu-ping, WU Chen-kang

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080, China, E-mail: huangcg@imech.ac.cn)

**Abstract:** In order to facilitate the selection of process parameters and the improvement of mechanical properties of plasma spray coatings, growth and mesoscopic structure of plasma spray coatings were numerically investigated, by using the modified coating growth model and a new recursion algorithm. The numerical simulation consists of several main physical processes, such as impact deformation and solidification of liquid ceramic drops, accumulation and growth of coatings, porosity formation, temperature distribution and evolution in coating system. A commercial FEM code, ANSYS v5.6 was adopted for the calculation of temperature fields in coatings and the growth process was artificially divided into 10 steps. At the same time, 1000 × 1000 meshes were used to grasp the detailed mesoscopic structures in the coatings, and flying velocity, melting condition and initial position of ceramic drops were random in the specified sampling spans. The results of investigation indicate that the relationship between the process parameters and the mesoscopic structure of coatings is very obvious. With the enlargement of the diameter and flying velocity of ceramic drops, the void contents in the coatings rose. However, when the temperature and the degree of roughness of the substrate were increased, the coatings were further compacted.

**Key words:** Plasma spray; finite element; porosity growth of coating

在一些特定的工况下, 材料需要同时具有良好的高温性能、高的硬度和强度以及较好的韧性和隔

热性能等, 这往往是传统的材料和工艺技术难以达到的。等离子体喷涂技术经过近 40 年的应用和不断改进, 在此领域内已经获得广泛的认可, 并继续在航空、能源等领域中发挥重要作用<sup>[1]</sup>。

近年来, 为了更好地理解喷涂结构在各种机械和热载荷作用下的变形破坏机理, 关于喷涂结

收稿日期: 2002-09-06.

基金项目: 国家自然科学基金重大项目(19891180), 中国科学院  
重点基金资助项目(k-95-1-201).

作者简介: 黄晨光(1969-), 男, 副研究员.

构中残余应力、热应力的理论分析和数值模拟等方面的文献大量涌现<sup>[2-7]</sup>。基础工作是了解喷涂构件细观结构及其与工艺参数的关系。人们往往致力于涂层结构微观照片的分析,缺点在于工作量十分巨大。事实上,每一工艺参数改变时,都需要经过喷涂、制样、扫描观察等漫长的过程,并且无法做到对涂层结构的定量或半定量控制。近来, Knotek, Cirolini 等人<sup>[8-10]</sup>对等离子体喷涂的过程进行计算机模拟,并初步展示了涂层内的细观结构和喷涂工艺参数的相互关系,但缺乏形成涂层内空洞的物理基础, Cirolini 等在沉积模型的使用、陶瓷液滴变形和凝固温度场的计算等方面也有需要改进的地方。沉积过程的计算机模拟是比较困难的,其难度主要体现在多个复杂物理过程的交织,它包括高温液态颗粒与基板的高速冲击、涂层材料在底板上的生长、凝固与热传导、界面脱粘等等。也基于此,沉积过程的数值模拟往往采用大量的模型与假设<sup>[1]</sup>。

本文的工作主要包括两部分:一是陶瓷液滴与底板的冲击变形、单个液滴凝固形成层片及层片热变形;二是建立简单的涂层生长模型以及给出涂层结构温度场的计算方法。通过数值模拟建立起了喷涂工艺参数与涂层细观结构的关系。这将有利于人们理解工艺参数与涂层的一些重要力学与热力学性能参数(热传导系数、弹性张量、应力波速等)间的联系<sup>[11]</sup>。

## 1 陶瓷液滴与基板相撞后的变形与层片的沉积生长

### 1.1 陶瓷液滴冲击底板后变形分析

等离子体喷涂中,每个陶瓷液滴以一定的速度到达底板,都会经历变形、凝固和翘曲等一系列过程。根据液滴材料、液滴速度和温度等的不同,液滴的变形形态十分丰富和复杂。一般研究较多的是3种形态,即盘状的层片(splat)、圆环和花状的分散体<sup>[12]</sup>,见图1。当液滴飞行速度较低(<100m/s)时,形成一个完整层片的可能较大。为了讨论液滴变形为层片的过程,给出以下几个基本的假设:

- (1) 球形颗粒变形后形成圆薄板状的层片;
- (2) 飞行液滴动能用于碰撞后的粘性耗散、形状改变;
- (3) 液滴内各处的速度分布为满足连续条件的最简单速度分布;
- (4) 液滴碰撞前后其体积保持不变,而且液滴变形时不发生凝固。

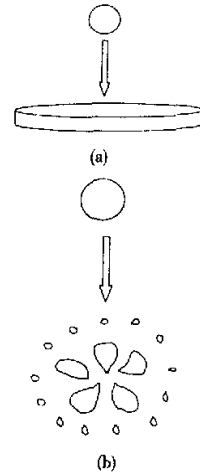


图1 陶瓷液滴与底板碰撞后的变形图案

Fig. 1 Deformation patterns of liquid ceramic powders after collision with substrates

在此基础上,可以得出层片的直径与液滴直径的关系:<sup>[1]</sup>

$$\frac{3\xi^2}{W} + \frac{1}{R} \left( \frac{\xi}{1.2941} \right)^5 = 1 \quad (1)$$

$$\xi = (D/d)$$

式中:  $D, d$  分别为层片和液滴的直径;  $R$  为 Reynolds 数;  $W$  为 Weber 数,表达式为

$$R = \rho d v / \eta \quad W = \rho d v^2 / \sigma$$

式中:  $v, \rho, d, \eta$  分别表示液滴的速度、密度、直径及液滴材料粘性;  $\sigma$  表示表面张力系数。式(1)成立的条件是  $R$  与  $W$  分别大于 100。在其他条件下层片直径的大小可参见文献<sup>[13-18]</sup>。当确定了层片的直径,如果假设液滴碰撞前后的体积保持不变,可以算出层片的厚度为(一般为  $\mu\text{m}$  量级),

$$h = \frac{2d}{3\xi^2} \text{ 或 } \frac{h}{d} = \frac{2}{3} \frac{1}{\xi^2}$$

由液滴形成层片所需的时间,往往用  $t_{0.9}$  来描述,它表示层片的铺开过程完成 90% 时所经历的时间,根据 Trapaga<sup>[18]</sup> 等人建议,

$$t_{0.9} = 2dR^{0.2}/3V$$

为了以后叙述的方便,把层片分成:冲击区和非冲击区。其中假设冲击区的直径和液滴颗粒直径相等,如图2所示。

### 1.2 层片的沉积生长模型

把喷涂过程分解成一个个颗粒独立地到达底板(或先期已形成的涂层)的过程,研究其变形、凝固和翘曲;然后再根据生长模型来讨论喷涂材料在底板上的堆积生长问题。这种颗粒独立性的假定在本文涉及到的工作环境下(液滴飞行速度

100 m/s 左右,涂层生长速度为 50 μm/s)是合理的:一个颗粒变形、凝固的时间较短(0.1 ~ 1 μm),在此时间内,另一颗粒与此颗粒材料相遇的概率极小(所需时间在 10 ms 左右)<sup>[11]</sup>。

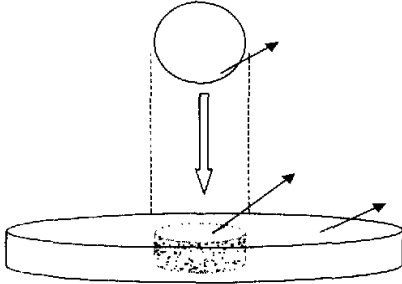


图 2 层片中冲击区与非冲击区的划分(液滴与冲击区直径相同)

Fig. 2 Division between impact region and non-impact region in splat (the diameters of liquid drop and impact region are the same)

层片碰撞变形后,将会快速的冷却并凝固.它在完全凝固后,由于层片上下表面的温度差而使层片发生翘曲.此处,在 Cirolini 等人<sup>[9-10]</sup>工作的基础上,提出了如下所述的沉积生长模型:

(1)层片冲击区严格按照基底(底板或已有涂层)的形状展开;

(2)层片非冲击区的沉积,首先在空间按公式(1)铺排,然后沿基底形状展开,一般地,表面尖锐或深的低谷将容易形成空洞,如果遇到高的“壁垒”,涂层材料会回流,因为液滴变形速度较高,在此采用了不同于“自然流动”的模型;

(3)沉积区下的空洞,如果位于表面下 1 至 3 个涂层片厚度内,当其水平尺寸大于或等于厚度时,空洞位于冲击区以内的部分将会湮灭.而其他的空洞则会被保留.在此,考虑了空洞的尺寸在其湮灭过程中的影响;

(4)涂层内空洞的形成主要机理是层片的翘曲.假设冲击区内层片与基底的结合强度足够高,层片发生翘曲的部分限于层片的非冲击区.

(5)未熔化的颗粒与基底碰撞后,便会形成半球状物体(按照不可压条件计算其尺寸大小),位于基底的平均线高度,且与其他的涂层结合较弱.但未熔化颗粒与未熔化颗粒相遇时,便会弹开.

(6)部分熔化的颗粒处理,按照液滴与未熔化颗粒的处理方法组合进行,即把该颗粒作为两个小颗粒(一为液滴,一为固态颗粒)来分别进行分析.

根据上述的假设和模型,便可以利用计算机

模拟出涂层的生长过程和孔隙的形成.

第 4 条中假设冲击区内层片与底板的界面结合理想,而非冲击区两者间的结合强度弱小到可以忽略的程度.此假设在一定的程度上是可以接受的.在层片冲击区内,由于冲击的作用,两种材料都处于较高的能态,材料原子间的距离亦相对较近,这些无疑会加强层片与底板间的物理结合能力.同时,冲击区由于有较高的接触温度和较大的冲击压力,有利于局部的扩散等冶金结合方式,这已被 Hasui 等<sup>[17]</sup>的实验观察所证实.

## 2 层片凝固过程中的温度场及凝固后翘曲变形的简化分析

孔隙形成的主要机制是层片凝固后的翘曲变形,而翘曲量的大小,很大程度上取决于凝固完成瞬间的温度分布,这就需要对凝固过程中的温度场进行研究.

首先假设液滴铺开瞬时基底和层片的温度场分布已知,见图 3;则层片的凝固过程可以由一个近似一维的 Stefan 问题表述为下式:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad 0 < x < X(t) \quad (2)$$

式(2)已经将热传导方程经过了无量纲的变化,

$$x^* = x/a, \quad X^* = X/a, \quad t^* = \lambda t / \rho C_p a^2,$$

$$T^* = \frac{T_m - T}{T_m - T_0}$$

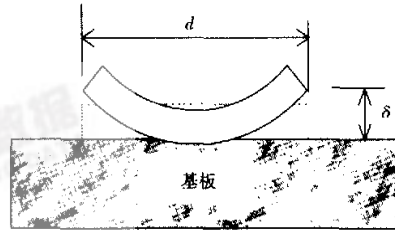


图 3 层片在非均匀温度场作用下的翘曲

Fig. 3 Curling of splat induced by non-uniform temperature distribution

初始和边界条件可以写成

$$T(0, x) - \beta \frac{\partial T(0, x)}{\partial x} = 1, \quad T(t, x) \Big|_{x=X(t)} = 0, \quad \beta = \lambda h/a \quad (3)$$

$$\frac{\partial T(t, x)}{\partial x} \Big|_{x=X(t)} = -\alpha \frac{dX}{dt}, \quad X(0) = 0,$$

$$\alpha = \frac{L}{C_p(T_m - T_0)} \quad (4)$$

在式(2)中,  $x^*$ 、 $X^*$ 、 $t^*$  及  $T^*$  分为无量纲化的坐标、凝固前沿、时间及温度.在式(2)~(4)中,为

方便书写,用  $x, X, t, T$  代替  $x^*, X^*, t^*, T^*$ . 另外,  $\alpha, \rho, C_p$  及  $\lambda$  分别是特征长度、密度、热容及热传导系数,  $T_0, T_m$  及  $T_c$  分为底板温度、熔点及凝固后固体的温度.  $L$  为潜热.

上述方程有一套标准的求解办法<sup>[9-10]</sup>. 如果假设,

(1) 底板在碰撞前的温度为  $T_0$ , 且被视为半无限大区域;

(2) 液滴在碰撞前有均匀的温度分布, 且等于其熔点  $T_m$ ;

(3) 液滴与底板碰撞后与底板接触良好;

(4) 热流只沿液滴变形后形成层片的法线方向.

那么可以得到接触界面的温度为

$$T_c = T_0 + \frac{K_c(T_m - T_0)}{K_c + \Phi(\alpha)} \quad K_c = \frac{(\lambda_1 a_2^{0.5})}{(\lambda_2 a_1^{0.5})} \quad (5)$$

式中:

$$\Phi(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha \exp(-t^2) dt$$

此处,  $\alpha$  为下列超越方程的根.

$$K_c + \Phi(\alpha) = \frac{K_L \exp(-\alpha^2)}{\alpha}, \quad K_L = \frac{c_p(T_m - T_0)}{(L\pi^{0.5})}$$

并且可以由下式计算得出一层片完全凝固过程所需的时间:

$$t_0 = \left(\frac{h}{2\alpha}\right)^2 \frac{1}{a}$$

在前面的计算中, 由式(5)给出的解没有充分研究层片内, 在不同时间的温度场空间分布形态. 在此, 为计算温度场的空间分布且使分析过程简化, 认为凝固前沿移动的足够慢(凝固边界的移动速度为  $10^{-2} \sim 50$  m/s). 这样方程可以看作一个伪稳态问题, 即式(2)可以变成

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \quad 0 < x < X(t)$$

很容易可以得到问题的解析解为

$$T = \frac{X(t) - x}{X(t) + \beta} \quad t = \frac{\alpha}{2} X(X + 2\beta)$$

在确定的材料参数和液滴参数下, 层片上下表面的温差可以由之计算得出, 它与材料的热学及层片的形状参数相关. 一般情况下, 温差值为 100K 左右.

得到了层片凝固后的温度分布, 翘曲量的计算亦很复杂, 且与层片非冲击区与基底的界面结合条件有关. 本文采用文献[8]的估算方法.

$$\delta = D^2 \gamma \Delta T / (4a)$$

其大小在  $\mu\text{m}$  量级. 其中  $D, a$  分别为层片的直径和厚度,  $\delta$  为翘曲量的大小,  $\gamma$  为涂层材料热膨胀系数,  $\Delta T$  为上下表面在层片完全凝固瞬间的温差.

### 3 沉积过程中涂层结构的温度场计算

层片凝固温度场的计算, 需要知道陶瓷液滴到达时基底(底板或原有涂层)的温度, 参见式(2)~(4). 理论上讲, 由于每一层片凝固所需时间远远小于下一层液滴到达基底的时间, 每一液滴抵达基底时的温度都不同, 应该在分析每一液滴撞击底板及凝固的过程之前, 都重新计算基底中的温度场. 但实际上, 这样的做法是不可行的. 文中为了温度场计算的方便, 把喷涂的全过程人为地分成 10 个子过程(以涂层厚度来划分), 每一子过程结束后进行一次温度场的计算. 其中需要求解非稳态的热传导方程.

在二维条轴对称件下(见图 4), 热传导方程和相应的边界条件可以写成

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda \nabla T) - q$$

$$Q = -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=H+h}, \quad \lambda_c \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=H} = \lambda_s \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=H}$$

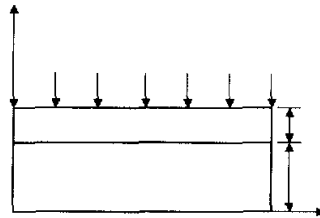


图 4 涂层结构中温度场的有限元计算模型示意图

Fig. 4 FEM model for computation of temperature distribution in coating system

侧面为对流边界条件:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{\text{other}} = h(T_\infty - T)$$

$$Q = Q_{\text{conv}} + Q_{\text{rad}} + Q_{\text{lat}} + Q_{\text{cool}}$$

其中,  $c_p, \rho, \lambda$  和  $q$  分别为研究区域内材料的热容、密度、热传导系数和热源强度,  $\lambda_c, \lambda_s$  分别代表涂层材料和底板材料的热传导系数,  $T_\infty$  为环境温度,  $Q_{\text{conv}}, Q_{\text{lat}}, Q_{\text{rad}}$  和  $Q_{\text{cool}}$  分为对流边界条件、涂层潜热、等离子体辐射和冷却对边界热流向量的贡献. 另外, 前一子过程完成后计算出的温度场作为下一子过程温度场计算的初始条件.

文中采用了二维轴对称模型, 有限元离散化热传导方程可以改写为

$$C\dot{\Theta} + K\Theta = P$$

式中,  $C$  为热容矩阵,  $K$  为热传导矩阵,  $P$  为温度载荷矩阵,  $\Theta$  为离散的节点温度列阵. 二维温度场的计算利用的是 ANSYS 有限元软件.

计算中给定了一系列的底板初始温度值 (1 200 ~ 3000 K), 和以往研究不同的是, 本文计算了喷涂过程进行中涂层内的温度分布及演化, 如图 5、6 所示。另外, 在模拟喷涂层的形成时, 涂层温度场的有限元计算、层片凝固、翘曲的计算是循环交替进行的, 直至到达所需的涂层厚度, 如图 7 所示。采用这种循环算法的原因在于: 层片凝固的计算决定了涂层的结构特征, 而涂层结构特征影响了温度场的计算; 另一方面, 温度场的有限元计算结果是层片凝固计算的基础。计算中的材料参数见表 1<sup>[9-10]</sup>。

表 1 涂层结构模拟中的所需物理量及参数

Table 1 Parameters needed for simulation of coating structure

参数种类	参数	取值
液态颗粒参数	颗粒直径	20 ~ 100 μm
	密度	3500 kg/m <sup>3</sup>
	着板速度	50 ~ 200 m/s
	粘性	0.112 kg/s <sup>2</sup>
	温度	~ 3300 K
	Weber 数	4100
固态涂层材料	熔点	3200 K
	熔化潜热	1.01 × 10 <sup>6</sup> J/kg
	比热容	490 J/(kg · K)
热学性质	热传导系数	0.82 W/(m · K)
	表面粗糙度	0 ~ 12
底板参数	热传导系数	185 W/(m · K)
	底板温度	300 ~ 1200 K
	比热容	879 J/(kg · K)
	密度	7870 kg/m <sup>3</sup>
其他	辐射热	50 × 10 <sup>4</sup> W/m <sup>2</sup>
	冷却密度	/

### 4 结果与讨论

利用前面提到的沉积、翘曲、和涂层生长模型建立了相应的数值算法, 可以模拟出图 8 所示的典型涂层结构的孔隙分布等细观特征。

计算模拟中使用了 1000 × 1000 个小块来描述整体的涂层结构。从每个小块的状态参数中 (0: 底板; 1: 涂层; 2: 空洞), 可以详细得出涂层内的细观结构特征, 主要包括孔隙率、空洞团聚情形及其分布特征等。图 9 描述了涂层结构内沿厚度方向平均孔隙率的分布情况。在上述的模拟中取液态颗粒的直径为 20 ~ 100 μm 之间的一随机数, 在 50 ~ 200 m/s 之间随机确定其速度, 同时, 每个液滴的沉积位置也是在研究区域内随机给定的, 液滴的熔化状态是按百分比给定的 (熔化颗

粒占颗粒总数的 90%, 未熔化颗粒占 3%, 半熔化颗粒占 7%), 但不同熔化状态颗粒的出现的时刻是随机的。

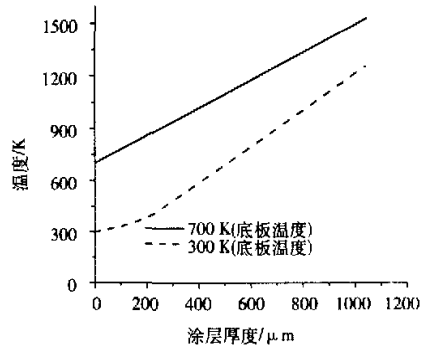


图 5 涂层内的温度分布图

Fig. 5 Temperature distribution in sprayed coatings at different initial substrate temperatures

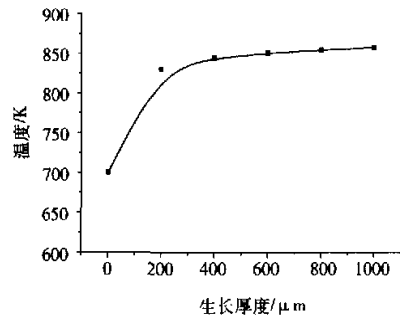


图 6 离开界面 200 处的涂层温度历史变化

Fig. 6 Temperature history of coating at position 200 from interface

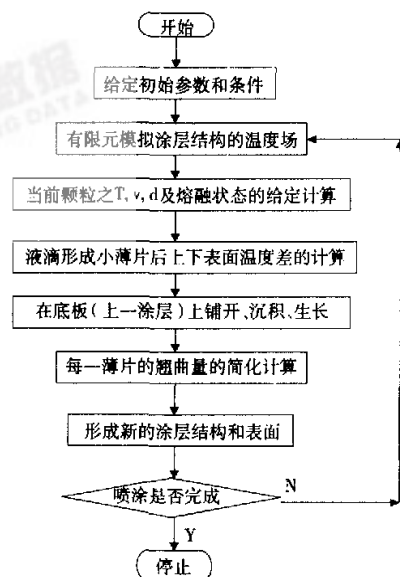


图 7 沉积过程计算机模拟的流程图

Fig. 7 Framework of algorithm for deposition of coatings

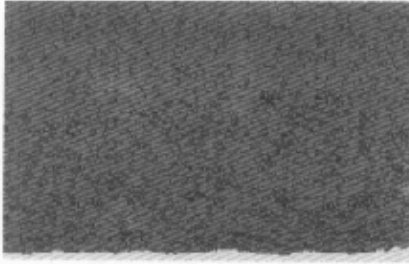


图 8 等离子喷涂的微观结构图(涂层中深色代表空洞)  
Fig. 8 Meso - scopic structure of plasma sprayed coating (dark spots represent voids)

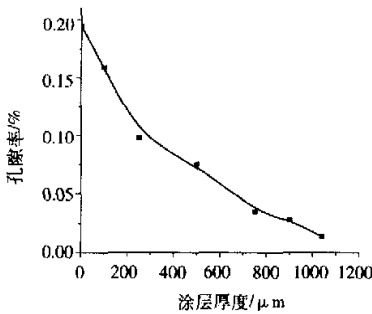


图 9 涂层内孔隙率沿厚度方向的分布  
Fig. 9 Distribution of porosity along coating thickness

图 10 和图 11 描述了液滴飞行速度和液态陶瓷颗粒直径对于涂层内平均孔隙率的影响. 当其它条件不变时, 陶瓷液滴的飞行速度和直径的增大都会提高涂层内的孔隙率. 产生这一结果的原因为, 无论提高液态颗粒的直径还是增大着靶速度, 都会产生较大直径的层片(见式(3)和表 1). 层片直径的加大, 将有利于涂层空洞含量的提高(见式(5)).

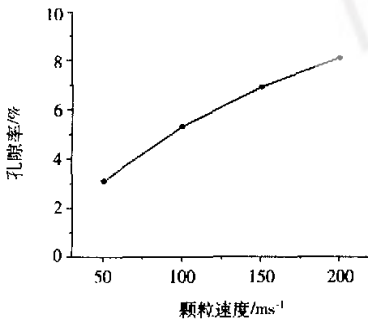


图 10 液态陶瓷颗粒着靶速度对涂层内平均孔隙率的影响  
Fig. 10 Effect of impact velocity of liquid ceramics particles on average porosity of coatings

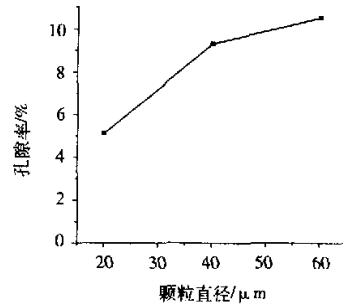


图 11 液态涂层颗粒的直径对于涂层内平均孔隙率的影响  
Fig. 11 Influence of liquid ceramic particles diameter on average porosity of coatings

在本文涉及到的范围内, 发现基底粗糙度的增加有利于涂层孔隙率的减小, 见图 12, 虽然这种影响的幅度并不很大, 一般认为, 数值模拟出的这种现象对应于涂层与基底间的“钉扎”和“交锁”机制. 其中, 基底表面粗糙度的定义如下:

$$R = \left( \sum a_i^2 / n \right)^{\frac{1}{2}}$$

式中:  $a_i$  为真实表面上第  $i$  点处与表面平均线的距离,  $n$  为取值点总数,  $R$  为表面粗糙度.

同时, 本文模拟了底板初始温度对于涂层内孔隙率的影响, 如图 13 所示. 发现底板初始温度较高, 有利于涂层内孔隙率的降低. 这是因为, 底板初始温度的升高, 将减小每一层片凝固后上下表面的温差.

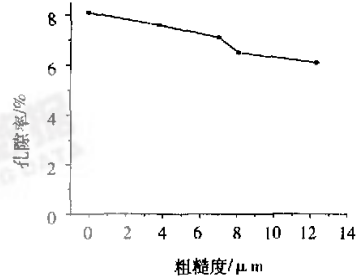


图 12 底板粗糙度对于涂层孔隙率的影响  
Fig. 12 Effect of substrate surface roughness on porosity of coatings

实际上, 喷涂过程本身是极为复杂的, 实验观察中发现, 随着各参数的改变, 涂层微观结构的变化规律要比预测的现象丰富得多<sup>[19]</sup>. 但是, 当实验涉及到的参数变化范围与本文选用的参数相近时, 实验结果与本文的预测是基本一致的<sup>[1]</sup>.

利用本文发展的模型和算法, 还可以研究涂层生长速度、未熔化颗粒的百分比含量以及表 1 中其他参数对于涂层结构内孔隙率的影响. 涂层

内的孔隙率含量和温度场的研究,为进一步对涂层力学性能(Young's 模量、Poisson 比等)及涂层残余应力的分析提供了有价值的参考依据。

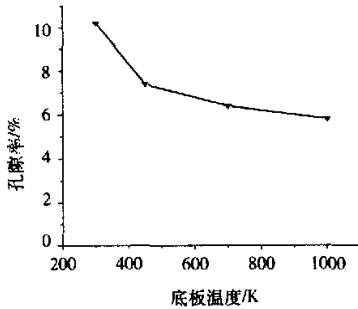


图 13 底板初始温度对于涂层孔隙率的影响

Fig. 13 Effect of initial substrate temperature on porosity of coatings

### 参考文献:

- [1] PAWLOWSKI L. The Science And Engineering Of Thermal Spray Coatings [M]. England: John Wiley & Sons Ltd., 1995.
- [2] Tsui Y C, Clyne T W. An analytic model for predicting residual stresses in progressively deposited coatings, Part 1: Planar geometry [J]. Thin Solid Films, 1997, 306: 23 - 33.
- [3] JIN Z H, MAI Y W. Effects of damage on thermal shock strength behavior of ceramic [J]. J. Am. Ceram. Soc., 1995, 78(7): 1873 - 1881.
- [4] LEE Y D, ERDOGAN F. Residual/thermal stresses in FGM and laminated thermal barrier coatings [J]. International Journal of Fracture, 1995, 69: 145 - 165.
- [5] SURESH S, MORTENSEN A. Functionally graded metals and metal - ceramic composites; Part 2 Thermomechanical behavior [J]. 1997, 42(3): 85 - 116.
- [6] 张东博, 郭洪波, 宫声凯, 等. EB - PVD 热障涂层对高温合金基体断裂特征影响的研究 [J]. 材料科学与工艺, 2001, 9(3): 273 - 276.
- [7] 朱景川, 来忠红, 尹钟大, 等. ZrO - Ni 功能梯度材料的热冲击与热疲劳行为 [J]. 材料科学与工艺, 2001, 9(4): 387 - 392.
- [8] KNOTEK O, ELSING R. Monte Carlo simulation of the lamellar structure of thermal sprayed coatings [J]. Surface and Coatings Technology, 1987, 32: 261 - 271.
- [9] CIROLINI S, HARDING J H, JACUCCI G. Computer simulation of plasma sprayed coatings, I - Coating deposition model [J]. Surface and Coating Technology, 1991, 48: 137 - 145.
- [10] CIROLINI S, MARCHESE M, JACUCCI G, et al. Modeling the microstructure of thermal barrier coatings [A]. Proceedings of Symposium on Materials Design and Analysis [C]. New Orleans, [s n], 1994. 23 - 26.
- [11] FERRARI M, HARDING J H, MARCHESE M. Computer simulation of plasma sprayed coatings, II. Effective bulk properties and thermal stress calculations [J]. Surface and Coating Technology, 1991, 48: 147 - 154.
- [12] HOUBEN J M. Relation of the adhesion of plasma sprayed coatings to the process parameters size, Velocity and heat content of the spray particles [D]. Holland: University of Eindhoven, 1988.
- [13] VARDELLE A, VARDELLE M, MCPHERSON R, et al. Study on influence of particle temperature and velocity distribution within a plasma jet coating formation [A]. 9<sup>th</sup> international Thermal Spraying Conference [C]. The Hague, Netherlands, 1980. 19 - 23.
- [14] MADEJSKI J. Solidification of droplets on a cold surface [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976, 19: 1009 - 1013.
- [15] FANTASSI S, VARDELLE M, FAUCHAIS P, et al. Investigation of the splat formation versus different particulate temperatures and velocities prior to impact [A]. 13<sup>th</sup> International Thermal Spray Conference [C]. Florida, [s n], 1992. 755 - 760.
- [16] SOLOMONENKO O P, USHIO M, OHMORI A. Comprehensive investigation of metal drop - substrate interaction [A]. 5<sup>th</sup> National Thermal Spray Conference [C]. California, [s n], 1993. 55 - 60.
- [17] MOREAU C, CIELO P, LAMONTAGNE M. Flattening and solidification of thermal sprayed particles [A]. 13<sup>th</sup> International Thermal Spraying Conference [C]. Florida, [s n], 1992. 761 - 766.
- [18] TRAPAGA G, SZEKELY J. Mathematical modeling of the isothermal impingement of liquid droplets in spraying processes [J]. Metallurgical Transactions B, 1991, 22: 901 - 914.
- [19] HASUI A, SUGA Y, MATSUOKA T, et al. Argon - helium as an operating gas for plasma spraying [J]. Surfacing Journal international, 1986, 1: 127 - 132.

(编辑 张积滨)