

DOI: 10.7512/j.issn.1001-2303.2024.11.11

YSZ涂层大气等离子喷涂过程数值模拟研究

鲁若愚¹, 吴朝峰², 王波², 汪殿龙^{1,2*}

1. 河北科技大学 河北省材料近净成形技术重点实验室, 河北 石家庄 056000

2. 燕山大学 机械工程学院, 河北 秦皇岛 066000

摘要: 针对等离子喷涂工艺过程中因其复杂性和多变性导致的喷涂粉末动态行为难以直接观测的问题, 本文利用Ansys软件构建了大气等离子喷涂工艺的有限元模型。模拟计算了喷涂粉末颗粒的温度场和速度场, 并深入分析了喷涂距离对粉末颗粒温度和速度的影响。通过对比试验监测数据与有限元模拟结果, 验证了模型的准确性。研究结果表明, 最佳喷涂距离为90 mm, 此时喷涂粉末颗粒的温度和速度均达到了峰值。以上研究为YSZ涂层在大气等离子喷涂工艺中的参数优化及涂层性能提升提供了理论依据与实践参考。

关键词: 大气等离子喷涂; 数值模拟; 喷涂距离; 工艺优化

中图分类号: TG174.442 文献标识码: A 文章编号: 1001-2303(2024)11-0082-10

Numerical Simulation Study on Atmospheric Plasma Spraying Process of YSZ Coating

LU Ruoyu¹, WU Chaofeng², WANG Bo², WANG Dianlong^{1,2*}

1. Key Laboratory of Material Near-net Forming Technology in Hebei Province, Hebei University of Science and Technology, Shijiazhuang 056000, China

2. School of Mechanical Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066000, China

Abstract: Due to the complexity and variability of the plasma spraying process, the dynamic behaviour of the sprayed powder is difficult to be directly observed. In this paper, a finite element model of the atmospheric plasma spraying process is established using Ansys software, the temperature and velocity fields of the powder particles are simulated and calculated, and the influence of the spraying distance on the temperature and velocity state of the powder particles is deeply analysed. The accuracy of the model was verified by comparing the experimental monitoring data and the finite element simulation results. The results show that the optimum spraying distance is 90 mm, when the temperature and velocity of the sprayed powder particles reach the peak. The above study provides a theoretical basis and practical reference for the optimisation of YSZ coating parameters and the enhancement of coating performance in the atmospheric plasma spraying process.

Keywords: Atmospheric plasma spraying; Numerical simulation; Spraying distance; Process optimization

引用格式: 鲁若愚, 吴朝峰, 王波, 等. YSZ涂层大气等离子喷涂过程数值模拟研究[J]. 电焊机, 2024, 54(11): 82-91.

Citation: LU Ruoyu, WU Chaofeng, WANG Bo, et al. Numerical Simulation Study on Atmospheric Plasma Spraying Process of YSZ Coating[J]. Electric Welding Machine, 2024, 54(11): 82-91.

收稿日期: 2024-10-09

基金项目: 河北省中央引导地方科技发展资金项目(246Z1806G)

作者简介: 鲁若愚(1999—), 男, 硕士研究生, 主要从事等离子喷涂过程分析及工艺研究。

通讯作者: 汪殿龙(1978—), 男, 博士, 教授, 博导, 主要从事新型等离子喷涂电源技术及其应用、高频脉冲电源及数字化控制等研究工作。E-mail: dianlong_wang@ysu.edu.cn。

0 引言

随着航空技术的快速发展,我国在民用和军用航空领域对飞行速度、飞行距离及安全性能等需求不断提升。航空发动机作为航空飞机的核心部件,其发展趋势主要体现在提高推重比、燃油效率以及延长服役寿命等方面。这些性能的提升极大程度依赖于热端部件的表现,尤其是高压涡轮导向叶片和转子叶片的耐高温性能^[1]。因此,热障涂层技术(Thermal Barrier Coatings, TBCs)成为改善涡轮叶片耐超高温隔热性能的研究重点^[2]。氧化钇部分稳定的二氧化锆(Yttria Partially Stabilized Zirconia, YSZ)由于具有断裂韧性高、热导率低、与金属基体热膨胀系数匹配性好等特点,而被广泛用作核电、军工、航空航天等领域的热障涂层材料^[3]。

等离子喷涂是热喷涂技术中重要的分支之一,通过将粉末材料通入等离子体中或等离子射流中,使粉末颗粒在其中加速、熔化或半熔融后,通过喷枪的喷射,在装备表面堆叠形成涂层^[4]。等离子射流具有温度高、覆盖区域狭窄且薄的特点,因此很难直接测量。而且,在实际工况下,测量仪器无法置入等离子焰流内部,且相关测量仪器设备尚且停留在试验研究阶段^[5]。

国内外针对等离子体炬采用数值模拟的方式展开了研究,很多学者建立了三维模型来研究大气等离子喷涂的流场分布以及颗粒运动特性使其更加符合实际工况。Dalir等^[6]建立三维模型来模拟飞行颗粒在悬浮液喷涂过程中的液滴雾化状态,结果表明,随着液滴直径的降低,大量粒子随之蒸发;由于粒子在溶剂中的部分蒸发,在线低速飞行粒子能够飞越高温等离子射流。Federer^[7]采用三维瞬态模型来计算等离子喷涂过程,将产生的能量作为热能量方程中一个源项处理,这个简单的模型可以用来估算喷枪的有效功率。周前红^[8]选择切割弧为研究对象系统地比较了五种湍流模型,即:重整化群(RNG) $k-\varepsilon$ 模型、雷诺应力模型(RSM)、标准 $k-\varepsilon$ 模型、考虑低雷诺数的重整化群 $k-\varepsilon$ 模型以及可实现化 $k-\varepsilon$ 模型。Zhang、Guo^[9]采用三维瞬态模型研究了在不同载气流量下等离子体喷涂的流场特性及粉末颗粒在流场中的运动状态。陈文波^[10]等人对

直流电弧等离子体的传热及流动特性进行了数值模拟,并分析研究了工作气体流量对炬内等离子体温度空间分布所产生的影响。得出等离子体炬内温度的空间分布受工作气流量变化的影响较小,但总体呈现出随气流量的增加而略为减小的趋势,且高温区域逐渐向中轴线附近集中。

目前,大多数数值模拟研究仍处于分析阶段,实际工况下喷涂过程的复杂性和多变性,使得传统的经验指导难以满足日益提高的工业需求。因此,利用模拟技术对等离子喷涂过程进行深入研究,不仅能够揭示材料在喷涂过程中的动态行为,还能为优化工艺参数和提升涂层性能提供科学依据。本文旨在探讨等离子喷涂模拟在实际应用中的指导意义。

1 数学模型

1.1 模型假设

等离子喷涂主要为声、光、热、电、磁等多物理场耦合的复杂过程,为了降低计算难度,并结合等离子喷涂的实际工况,做出以下假设:

- (1)等离子体炬内部的流动是准稳态的、湍流的、具有温度依赖性的。
- (2)等离子体电弧是光学薄的,用静辐射系数计算辐射的能量损失。
- (3)引力效应和粘性耗散可以忽略不计。
- (4)与等离子弧区域的电场强度相比,感应电场可以忽略不计。
- (5)等离子气体的传输特性仅由等离子气体温度决定。
- (6)等离子电弧为湍流流动,采用标准 $k-\varepsilon$ 双方程湍流模型。

1.2 计算方程

基于以上假设,三维准稳态数值模拟的控制方程可以写成 (r, θ, z) 坐标如下^[11]:

质量连续性方程:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho v_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程:

r 方向(径向):



$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(2\Gamma_u \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\Gamma_u \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_r}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_u \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) \right] + \frac{2\Gamma_u}{r} \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} - \frac{V_r}{r} \right) + \rho \frac{v_\theta^2}{r} + F_r \quad (2)$$

θ 方向(切向):

$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\Gamma_u \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[2\Gamma_u \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_u \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{2\Gamma_u}{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \right) - \rho \frac{v_r v_\theta}{r} + F_\theta \quad (3)$$

z 方向(轴向):

$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\Gamma_u r \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\Gamma_u \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\Gamma_u \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + F_z \quad (4)$$

能量方程:

$$\rho c_p \left(v_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Gamma_r \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_r \frac{\partial T}{\partial z} \right) - U_R + \frac{j_r^2 + j_\theta^2 + j_z^2}{\sigma} + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \vec{j} \cdot \nabla T \quad (5)$$

电势方程:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0 \quad (6)$$

在考虑气体流动的式(1)~式(6)中,定义质量密度 ρ 、温度 T 和电势 φ 。径向、切向和轴向的速度分量分别记为 V_r 、 V_θ 、 V_z ,而电流密度的径向、切向和轴向分量则为 j_r 、 j_θ 、 j_z 。电流密度矢量 $\mathbf{J}$ 与电场强度或电势相关。

欧姆定律:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -\sigma \nabla \varphi \quad (7)$$

麦克斯韦电磁方程:

$$\nabla \cdot (-\sigma \nabla \varphi) = 0 \quad (8)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi \quad (9)$$

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad (10)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (11)$$

式(2)~(4)中 F_r 、 F_θ 和 F_z 是径向、切向和轴向的洛伦兹力矢量,洛伦兹力用下式计算:

带电粒子在电磁场中的受力情况:

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} \quad (12)$$

式(7)~式(12)中 σ 为电导率, $\vec{E}$ 为电场矢量, μ_0 为自由空间的磁导率,磁矢量电位用 $\vec{A}$ 来表示。此外,对于气体流量的计算采用了 k - ε 模型,其中湍流动能及其耗散率方程为:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z K) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_r r K) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_\theta K) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_k \frac{\partial K}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_k \frac{\partial K}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Gamma_k \frac{\partial K}{\partial \theta} \right) + G - \rho \varepsilon \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z \varepsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_r r \varepsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_\theta \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \right) + \frac{\varepsilon}{K} (c_1 G - c_2 \rho \varepsilon) \quad (14)$$

式(13)、式(14)中的 G 可以表示为:

$$G = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{r \partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right)^2 \right\} \quad (15)$$



在上述方程中,所有物理量均为其时间平均值。光薄辐射损失(每单位体积)由 ρ 和 U_R 描述。有效的“扩散”系数是层流和湍流的组合,具体为:

$$\Gamma_u=\mu+\mu_t$$

(16)

$$\Gamma_T=k+\frac{\mu_t c_p}{Pr_t}$$

(17)

$$\Gamma_k=\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_K}$$

(18)

$$\Gamma_\varepsilon=\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$$

(19)

式(16)~式(19)中, μ 、 k 、 c_p 分别是等离子体在恒压下的分子粘度、热导率和比热。 μ_t 是湍流粘度($\rho c_\mu K^2/\varepsilon$), c_1 、 c_2 、 c_μ 、 Pr_t 、 σ_K 和 σ_ε 作为模型常量在 k - ε 湍流模型中分别取值为1.44、1.92、0.09、0.9、1.0、1.3。

1.3 计算模型

在本研究中,将等离子体颗粒运动场视为中心轴对称模型进行计算。为此,需要精确建立一个涵盖多个重要区域的计算模型,包括阴极固体、阳极固体、气体入口、射流区域以及外部大气环境。采用ICEM前处理软件对所需三维模型进行网格划分,ICEM作为一个强大的计算流体动力学(CFD)前处理工具,能够高效地生成高质量的网格,以适应复杂的几何形状和流体特性。之后将该模型导入Fluent选择Axisymmetric Swirl的旋转轴对称模型进行计算,网格划分共包括计算节点50 293,计算单元42 880。图1为F4VB喷枪结构示意图,图2为等离子体流场和颗粒运动场计算模型。其中F4VB喷枪气体入口直径为10.0 mm、喷嘴直径为6.0 mm,喷枪区域长度为31.3 mm,电弧射流区域为50 mm×100 mm。F4VB喷枪参数如表1所示,计算所需YSZ粉末颗粒参数如表2所示。

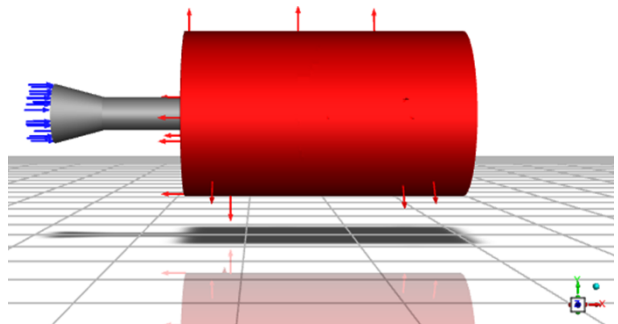


图1 F4VB喷枪结构示意图
Fig. 1 F4VB spray gun structure

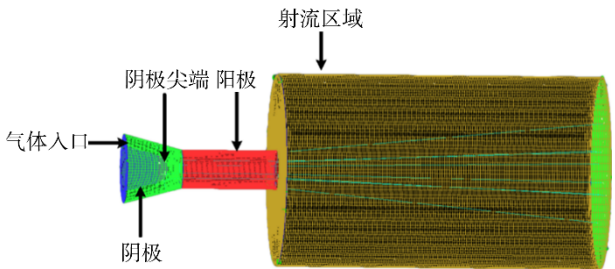


图2 F4VB喷枪网格结构划分示意
Fig. 2 F4VB spray gun grid structure diagram

表1 F4VB喷枪结构参数

Table 1 F4VB spray gun structural parameters

喷枪型号	F4
喷嘴直径/mm	6.0
压缩长度/mm	14.5
压缩角/(°)	25.3
阴极直径/mm	9.5
阴极长度/mm	72.5
阴极锥角/(°)	38.2

表2 YSZ粒子的物理属性参数^[17]

Table 2 Physical property parameters of YSZ particles^[17]

喷涂粒子参数	数值
粒子直径/ μm	10~50
送粉率/($\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$)	30~50
初始温度/K	300
密度/($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	5.89
比热容/($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	580
熔点温度/K	2 950
热导率/($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	2.0

根据试验数据和理论计算结果,为大气等离子喷涂工艺定义了具体的边界条件,表3为模拟中使用的边界条件。本次模拟的计算域边界被细分为四个不同的面,以便灵活地指定各类边界条件。

表3 计算模型边界条件设置

Table 3 Calculate model boundary condition settings

边界	温度/K	速度/($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	电势/($\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$)	磁势/($\text{Wb}\cdot\text{m}^{-1}$)	压力/Pa
入口	300	$v_r=0, v_\theta=0, v_z=\frac{Q}{A}$	$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0$	0	111 325
出口	0	0	0		0
阳极	1 000	0	0		0
阴极	3 500	0	$J(r)$		101 325

在模拟中,入口处的压力为111 325 Pa(10 kPa超压),阳极壁的对流传热系数为19 105 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{k})$ ^[12-17],冷却水温度为226.85 $^{\circ}\text{C}$ 。对于阴极表面的电流密度,可以由以下公式计算获得^[17]:

$$J(r) = J_{cath0} \exp\left(-\left(\frac{r}{R_c}\right)^{n_c}\right) \quad (20)$$

式中 J_{cath0} 为 $3.68 \times 10^8 \text{ A/m}^2$, n_c 取 4, R_c 取 0.913 mm。

1.4 结果与讨论

1.4.1 不同参数下粉末颗粒温度场模拟及分析

在阴极与阳极之间,等离子体通过高温压缩电弧激发氢氩混合气,导致其加速加热并电离,从而形成等离子体射流。氢氩混合气喷涂参数如表 4 所示。在高温高速的等离子体环境中,YSZ 粉末颗粒被加速至熔化状态,并最终沉积于基材的表面形成涂层。

为方便计算,本研究假设粉末颗粒从阴极点入射。在等离子喷枪引入粉末后,由于等离子电弧的温度场和速度场的影响,粉末颗粒在高温高压的流场中与等离子体进行有效的传热和传质。粉末颗粒被迅速加热,并在喷嘴出口处以高速喷出。由于

表 4 大气等离子喷涂参数

Table 4 Atmospheric plasma spraying parameters

工作 气体	主气流量 /SLPM	辅气流量 /SLPM	电流 /A	电压 /V	功率 /kW
氢氩混合气	40	4	750	75	56.25

机械压缩、电磁压缩与热压缩的联合作用,粉末颗粒被集中在等离子射流的中轴线附近,这一机制有利于加速和熔化粉末颗粒。当粉末颗粒进入射流后,便会经历加热和加速的初始阶段,其温度与速度不断上升,使其具备沉积到基板表面的条件。

在保持混合气流量(氢气和氩气)不变的条件 下,研究了不同电流值对粉末颗粒温度场的影响。随着电流的增加,粉末颗粒的温度呈现出显著上升的趋势,如图 3 所示。具体而言,当电流值为 710 A 时,粉末颗粒的最高温度达到 2 986.85 °C;在电流为 750 A 时,此温度升高至 3 056.85 °C;而在电流增至 790 A 时,最高温度进一步上升至 3 256.15 °C。

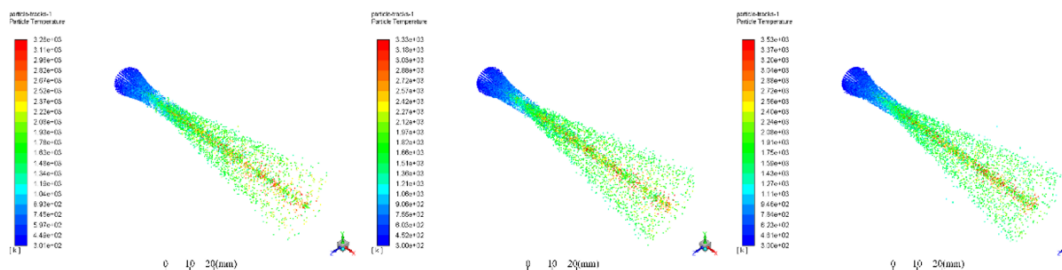


图 3 不同电流值下的粉末颗粒温度场变化

Fig. 3 The temperature field of powder particles under different current values

另一个试验中,在保持电流为 750 A 及氢气流量为 5 SLPM 的条件下,研究不同氩气流量对粉末颗粒温度场的影响,如图 4 所示。结果显示,当氩气流量为 40 SLPM 时,粉末颗粒最高温度为 3 380.05 °C;

当氩气流量为 44 SLPM 时,最高温度为 3 056.85 °C;而在氩气流量为 48 SLPM 时,最高温度则进一步降低至 2 898.172 °C。随着氩气流量的不断上升,粉末颗粒的温度呈现显著下降的趋势。

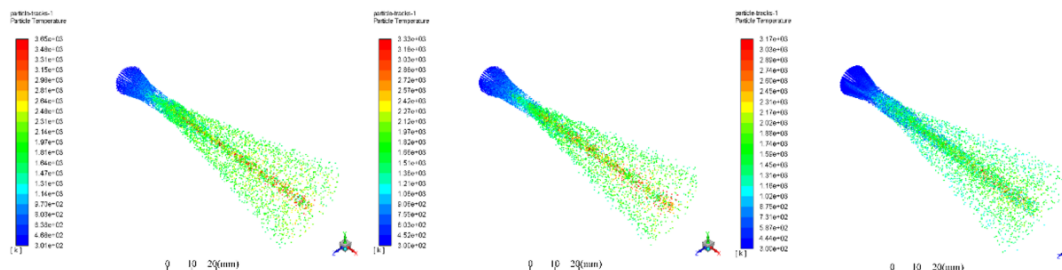


图 4 不同氩气流量下的粉末颗粒温度场变化

Fig. 4 The temperature field of powder particles under different argon gas flow rates

最后,在保持电流值为 750 A 及氩气流量为 44 SLPM 的条件下,探究不同氢气流量对粉末颗粒温度场的影响,如图 5 所示。结果表明,当氢气流量

为 4 SLPM 时,粉末颗粒的最高温度为 2 680.86 °C;当氢气流量为 5 SLPM 时,最高温度为 3 056.85 °C;当氢气流量为 6 SLPM 时,最高温度为 3 320.02 °C。

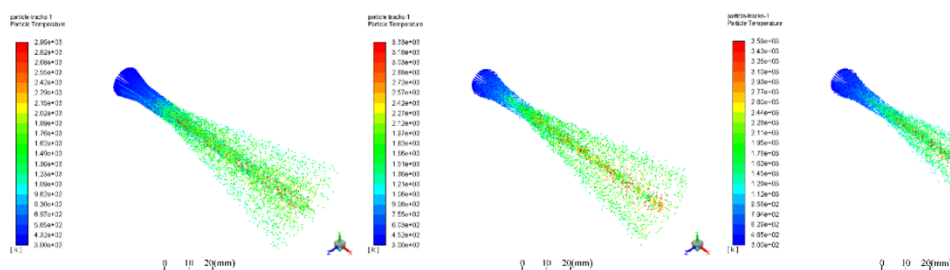


图5 不同氢气流量下的粉末颗粒温度场变化

Fig. 5 The temperature field of powder particles under different hydrogen flow rates

随着氢气流量的上升,粉末颗粒的温度呈现出显著的上升趋势。

1.4.2 不同参数下粉末颗粒速度场模拟及分析

在保持氢气和氩气混合气流量不变的条件下,研究了不同电流值对粉末颗粒速度的影响。随着电流的增加,粉末颗粒的速度呈现出上升的趋势,如图6所示。当电流值为710 A时,粉末颗粒的最高速度达到220 m/s;在电流为750 A时,此时速度提高至230 m/s;而在电流增至790 A时,速度出现小幅度下降,降至225 m/s。

在保持电流为750 A、氢气流量为5SLPM的条

件下,研究不同氩气流量对粉末颗粒速度场的影响,如图7所示。结果显示,当氩气流量为40 SLPM时,粉末颗粒最高速度为210 m/s;当氩气流量增至44 SLPM时,最高速度为230 m/s;而在氩气流量为48 SLPM时,最高速度则进一步提高至232 m/s。

最后,在保持电流值为750 A及氩气流量为44 SLPM的条件下,不同氢气流量对粉末颗粒速度场的影响,如图8所示。结果表明,当氢气流量为4 SLPM时,粉末颗粒的最高速度为212 m/s;当氢气流量为5 SLPM时,最高速度达到230 m/s;而在氩气流量增加至6 SLPM时,最高速度达到223 m/s。

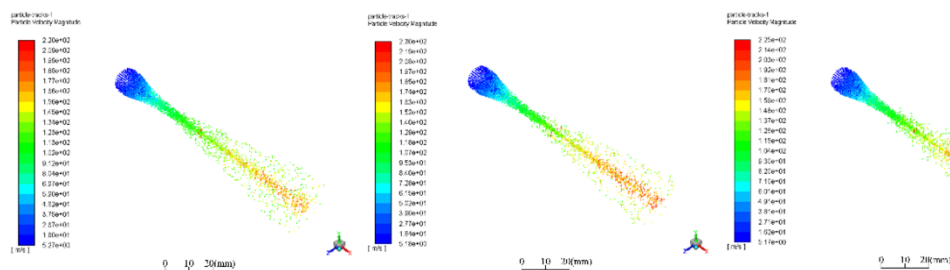


图6 不同电流值下的粉末颗粒速度场变化

Fig. 6 The velocity field of powder particles under different current values

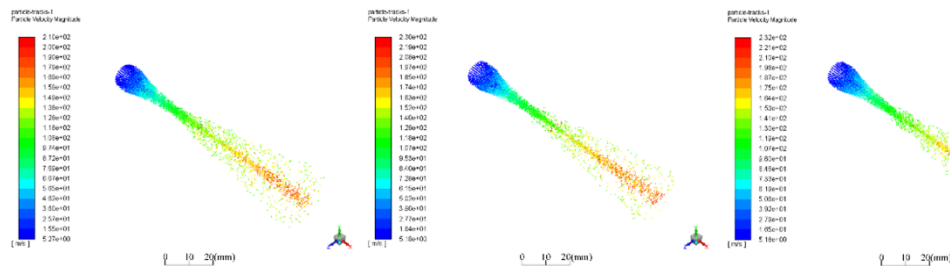


图7 不同氩气流量下的粉末颗粒速度场变化

Fig. 7 The velocity field of powder particles under different argon gas flow rates

2 试验验证

2.1 观测设备

本研究采用了Accuraspray-G3C观测设备,对

喷涂过程中粉末颗粒的温度和速度进行观测,并将获得的试验数据与模拟结果进行对比,以评估模拟模型的准确性和可靠性。此观测系统由三部分组成:感测摄像头、控制器和计算机,三者之间通过以



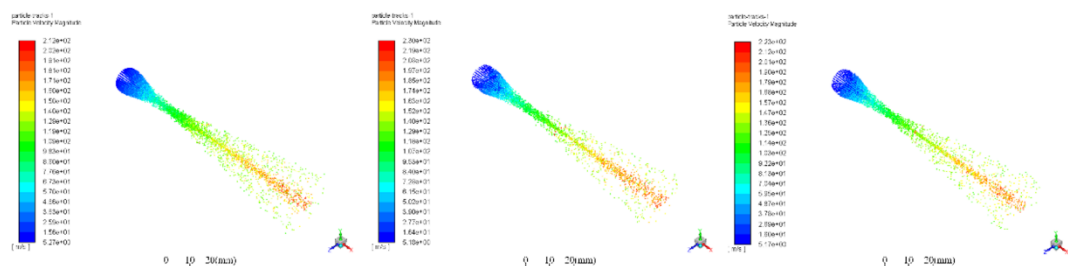


图8 不同氢气流量下的粉末颗粒速度场

Fig. 8 The velocity field of powder particles under different hydrogen flow rates

太网端口进行数据传输,以便能够实时捕捉数据和在线分析。实际工况下观测工作状态如图9所示。

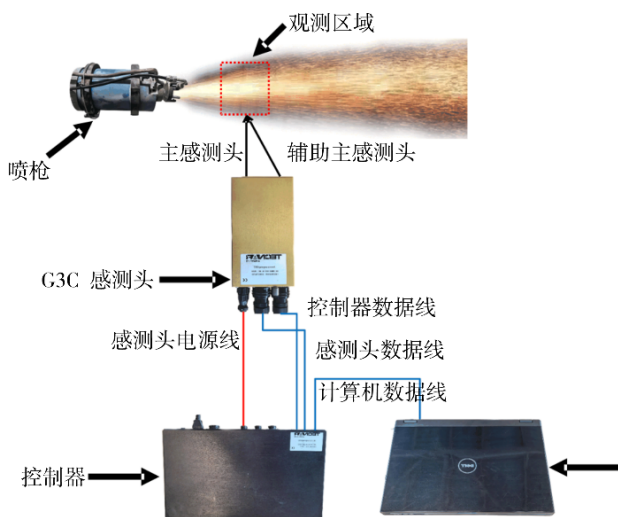
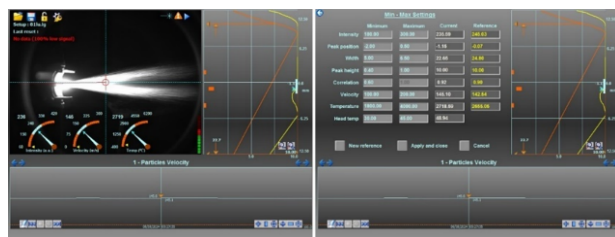


图9 观测设备结构示意图

Fig. 9 Schematic diagram of the structure of the observation equipment

计算机端的分析软件中主要分为观测主界面、最大最小值调节面板、程序设计面板,如图10所示。在G3C观测主界面上可以看到观测主要区域的视频帧、羽流剖面图、随时间变化的线条图,其中视频帧显示CCD相机捕捉的实时羽流图像,主要的元素有粉末颗粒的温度和速度的测量区域、基准距离和羽流宽度线、粉末颗粒速度计量、粉末颗粒温度计量。在程序设计面板可以调节感测摄像头的相关设置。

在具体的观测过程中,主感测摄像头位置的设置至关重要。该摄像头相对于射流体的基准距离设定为180 mm,这一距离可以确保在拍摄时获得清晰的图像和准确的测量数据。同时,为了全面捕捉粉末颗粒的动态特性,把采样的羽流角度调整至1°,从而使得感测设备能够较为全面地、准确地记录



(a) 观测软件主界面

(b) 最小值和最大值调节面板



(c) 应用程序设计面板

图10 观测软件界面

Fig. 10 Observation software interface

颗粒的运动轨迹。采样线的长度设定为75 mm,考虑了观测范围与颗粒分布的实际情况。

为了确保获取足够的图像信息,拍摄频率设定为2 000 帧/秒,这样能够在高速喷涂过程中捕捉到细微的变化和快速的粒子运动。此外,感测头的信号放大倍数设为4×,用来增强信号的检测能力,确保在微弱信号的情况下仍然能够进行有效的测量。

此次喷涂过程中所使用的粉末为 $\text{ZrO}_2\text{-}8\%\text{Y}_2\text{O}_3$ (8YSZ),8YSZ是具有良好热稳定性和抗磨损性的材料,广泛应用于高温涂层及陶瓷组件的制造。

2.2 观测方法

在试验测量过程中,将感测摄像头分别放置在喷涂距离为80 mm、90 mm、100 mm的位置,以便系统性地收集不同距离下YSZ粉末颗粒的温度和速度参数。通过这一设置,能够观察到喷涂过程中颗粒在不同距离处的温度状态和运动特征,为喷涂效果的分析提供了重要依据。在观测过程中,记录了

各个位置上粉末颗粒的温度值和速度值,并通过多次的反复试验来确保数据的可靠性和一致性。

2.3 观测结果

通过对感测头回传数据的深入分析,探讨了等离子喷涂过程中粉末颗粒的热动态特性及其运动状态。当氩气与氢气流量保持不变时,随着电流的增加,喷枪功率不断上升,使得粉末颗粒的温度和

速度显著提高,如图 11 所示。进一步的试验结果表明,在电流和氢气流量保持不变的情况下,逐步增加氩气流量会提升粉末颗粒的速度,并导致其温度降低,如图 12 所示。此外,当电流和氩气流量保持不变时,氢气流量的增加将提升设备的输出功率,从而使粉末颗粒的温度和速度均呈现上升趋势,如图 13 所示。

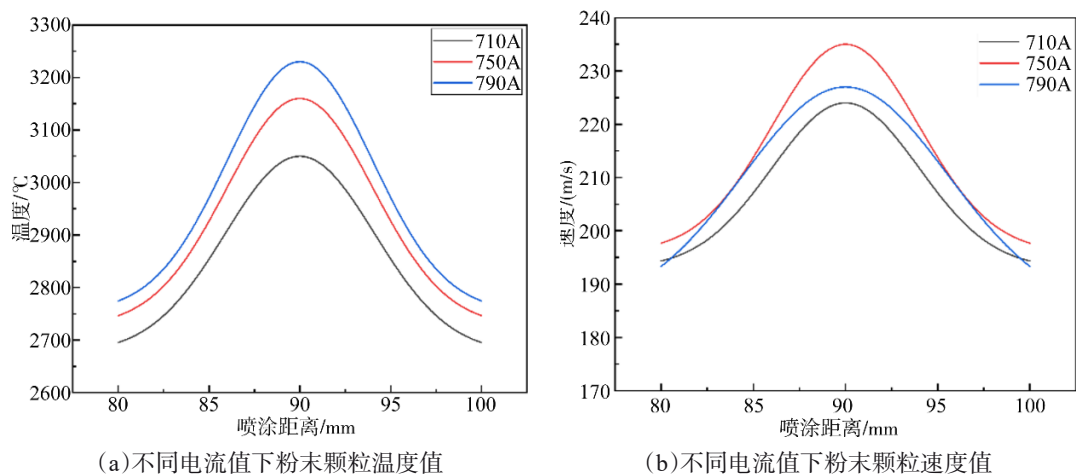


图 11 实际工况下不同电流值下粉末颗粒温度和速度变化情况

Fig. 11 Temperature and velocity changes of powder particles under different current values in actual working conditions

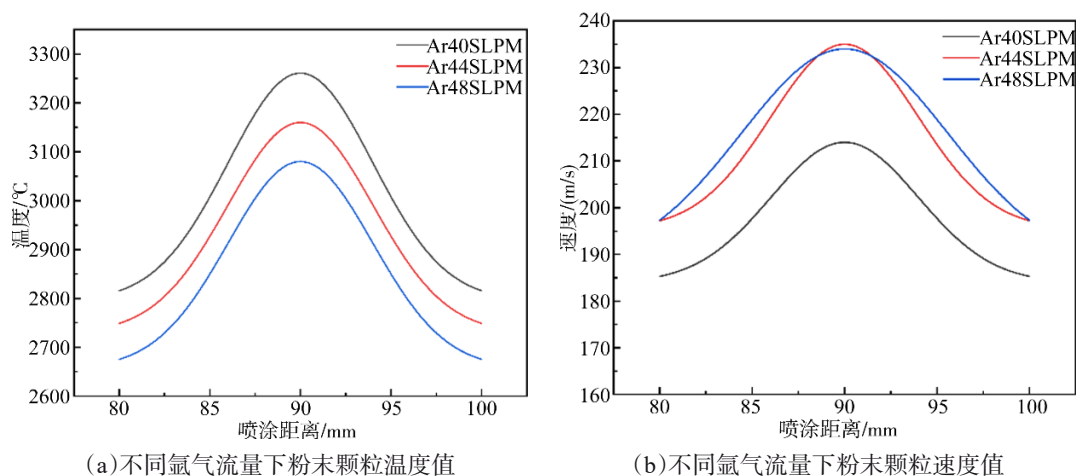


图 12 实际工况下不同氩气流量下粉末颗粒温度和速度变化情况

Fig. 12 Temperature and velocity changes of powder particles under different argon flow rates in actual working conditions

如表 5 所示,列出了关于喷涂粉末颗粒温度和速度的模拟计算结果与实际观测结果。通过对模拟计算结果与实际观测结果进行比较,模拟计算结果与实际观测结果之间的相对误差均在 15% 以内,表明模拟结果与实际观测结果基本一致。这一发现为理解等离子喷涂过程提供了重要的理论支持与实践依据。

试验结果显示:(1)粉末颗粒的温度呈现出先增大后减小的趋势,在 80 mm 处,颗粒温度开始上升。这一温度的急剧上升,表明颗粒在临近喷涂基板的过程中受到激烈加热,能够达到理想的喷涂温度。(2)随着粉末颗粒继续向喷涂基板飞行,90 mm 后温度却开始下降。这一现象可能与颗粒在喷射过程中的热散失和环境因素有关,显示出喷涂过程



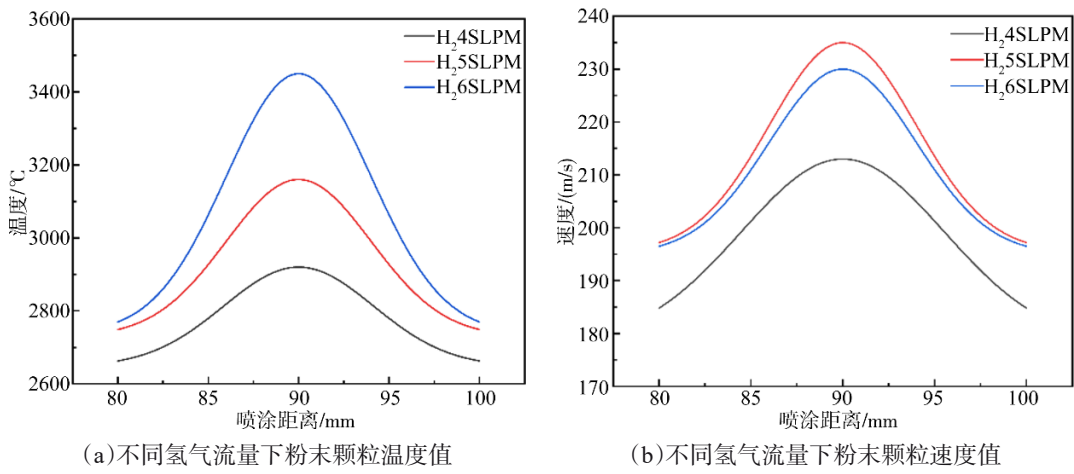


图 13 实际工况下不同氢气流量下粉末颗粒温度和速度变化情况

Fig. 13 Temperature and velocity changes of powder particles under different hydrogen flow rates in actual operating conditions

表 5 不同条件下温度速度模拟值与实测值误差

Table 5 Error between simulated and measured values of temperature and velocity under different conditions

单一变量条件	参数设置	80 mm	80 mm	90 mm	90 mm	100 mm	100 mm
		温度误差/%	速度误差/%	温度误差/%	速度误差/%	温度误差/%	速度误差/%
电流值	710 A	12.18	7.45	2.10	0.91	5.07	15
	750 A	4.63	2.3	4.41	2.17	10.34	2.74
	790 A	5.46	6.08	0.8	0.88	11.41	7.31
氩气流量	40 SLPM	0.87	4.76	3.41	1.87	9.75	16
	44 SLPM	4.63	2.3	4.41	2.17	10.34	2.74
	48 SLPM	6.68	6.91	6.35	0.85	11.76	12
氢气流量	4 SLPM	14.05	10.11	8.34	0.47	12.81	8.89
	5 SLPM	4.63	2.3	4.41	2.17	10.34	2.74
	6 SLPM	2.08	2.78	3.88	3.04	7.98	4.29

中颗粒的热传导以及热辐射效应的复杂性。(3)粉末颗粒的速度同样表现出先增大后减小的趋势。

综合上述数据得出结论:在喷枪出射 90 mm 处,粉末颗粒的温度和速度均达到等离子喷涂的最大值。这一重要发现为优化喷涂工艺提供了关键依据。根据试验结果,将基板置于 90 mm 处进行喷涂可获得最佳的工艺参数。这不仅有助于提升涂层的质量和性能,也为高效能陶瓷涂层的制造奠定了理论基础。

3 结论

本文基于 Ansys 建立了与大气等离子喷涂相关的等离子体流场数学分析模型,分析了不同喷涂距离下粉末颗粒温度和速度的变化情况,可以得出以下结论:

(1)试验结果与模拟计算结果之间的误差值基本在 15% 以内,验证了等离子体流场模型的准确性,表明该模型能够有效预测等离子体喷涂过程中的流动特性。为后续研究和应用提供了可靠的理论基础。

(2)通过深入的模拟计算分析与实际工况的观测,观察到粉末颗粒在从喷嘴喷出后经历了加热和加速的阶段。在喷射距离达到 90 mm 时,粉末颗粒的温度和速度均达到了峰值,显示出最佳的能量传递和动能转换。然而,超过 90 mm 后,粉末颗粒的温度和速度均出现了明显的下降,表明在此距离之后,热量和动能的损失加剧,影响了喷涂效率。

(3)综合模拟计算结果与实际工况的数据分析,可以得到最佳喷涂距离为 90 mm。在喷涂距离 90 mm 处粉末颗粒实现了最佳的加热与加速效应。同时也为提高喷涂质量和效率奠定了基础。

参考文献:

- [1] 薛召露, 郭洪波, 宫声凯, 等. 新型热障涂层陶瓷隔热层材料[J]. 航空材料学报, 2018, 38(02): 10–20.
XUE Z L, GUO H B, GONG S K, et al. New ceramic thermal insulation materials for thermal barrier coatings [J]. Journal of Aeronautical Materials, 2018, 38(2): 10–20.
- [2] Liu Q, Huang S, He A. Composite ceramics thermal barrier coatings of yttria stabilized zirconia for aero-engines [J]. Journal of Materials Science & Technology, 2019, 35(12): 2814–2823.
- [3] Padture N P. Advanced structural ceramics in aerospace propulsion[J]. Nature materials, 2016, 15(8): 804–809.
- [4] 邓世均. 迎接热喷涂工业的兴起[J]. 材料保护, 2000(01): 78–82.
DENG S J. Meeting the Rising of Thermal Spraying [J]. Materials Protection, 2000(01): 78–82.
- [5] 张蕾, 陈洪胜, 刘建和, 等. 超音速等离子射流中飞行粒子的熔化行为研究[J]. 核技术, 2023, 46(09): 68–78.
ZHANG L, CHEN H S, LIU J H, et al. Melting behavior of in-flight particles in supersonic plasma jets [J]. Nuclear Technology, 2023, 46(09): 68–78.
- [6] Dalir E, Moreau C, Dolatabadi A. Three-dimensional modeling of suspension plasma spraying with arc voltage fluctuations[J]. Journal of Thermal Spray Technology, 2018, 27: 1465–1490.
- [7] Federer J I, Van Roode M, Price J R. Evaluation of ceramic coatings on silicon carbide[J]. Surface and Coatings Technology, 1989, 39: 71–78.
- [8] 周前红. 直流电弧等离子体炬的数值模拟[D]. 上海: 复旦大学, 2009: 47–69.
ZHOU Q H. Numerical simulation of direct current arc plasma torch[D]. Shanghai: Fudan University, 2009.
- [9] Li H P, Chen X. Three-dimensional simulation of a plasma jet with transverse particle and carrier gas injection[J]. Thin Solid Films, 2001, 390(1–2): 175–180.
- [10] 陈文波, 陈伦江, 刘川东, 等. 直流电弧等离子体炬的数值模拟研究[J]. 真空, 2019, 56(01): 56–58.
CHEN W B, CHEN L J, LIU C D, et al. Numerical simulation of a DC arc thermal plasma torch [J]. Vacuum, 2019, 56(01): 56–58.
- [11] Li H P, Pfender E, Chen X. Application of Steenbeck's minimum principle for three-dimensional modelling of DC arc plasma torches [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2003, 36(9): 1084.
- [12] Moreau E, Chazelas C, Mariaux G, et al. Modeling the restrike mode operation of a DC plasma spray torch[J]. Journal of Thermal Spray Technology, 2006, 15: 524–530.
- [13] Trelles J P, Pfender E, Heberlein J V R. Modelling of the arc reattachment process in plasma torches[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(18): 5635.
- [14] Trelles J P, Heberlein J V R. Simulation results of arc behavior in different plasma spray torches [J]. Journal of Thermal Spray Technology, 2006, 15: 563–569.
- [15] Trelles J P, Heberlein J V R, Pfender E. Non-equilibrium modelling of arc plasma torches [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(19): 5937.
- [16] Colombo V, Ghedini E, Sanibondi P. Thermodynamic and transport properties in non-equilibrium argon, oxygen and nitrogen thermal plasmas [J]. Progress in Nuclear Energy, 2008, 50(8): 921–933.
- [17] 胡福胜, 魏正英, 谭超, 等. 普通大气等离子喷涂过程的数值分析[J]. 西安交通大学学报, 2013, 47(9): 92–99.
HU F S, WEI Z Y, TAN C, et al. Numerical Analysis on Atmospheric Plasma Spray Process [J]. Journal of Xi'an Jiao tong University, 2013, 47(9): 92–99.

编辑部网址: <http://www.71dhj.com>