

湍流射流冲击移动平板的流动和传热分析

叶纯杰, 潘红良

(华东理工大学机械与动力工程学院, 上海 200237)

摘要: 采用雷诺应力湍流模型对半封闭射流冲击移动平板进行了数值分析, 得到了不同平板速度下的流场和温度场结构以及近壁面湍流强度和平板表面局部努谢尔数分布曲线。结果表明, 平板速度的提高会导致流场和温度场关于射流中心线呈现非对称性, 且在流场一侧形成二次漩涡区。平板表面的湍流强度值随平板速度的提高而提高, 而冲击区域的局部努谢尔数峰值则随平板速度的提高而降低。当平板速度大于入口射速时, 表面平均努谢尔数值随平板速度的提高而逐渐升高。当平板速度提高到入口射流速度两倍时, 冲击点处的平板表面湍流强度值升高了约 40%, 努谢尔数峰值下降了约 60%, 而平板表面的平均努谢尔数值则提高了 30% 以上。

关键词: 射流; 移动平板; 湍流强度; 传热

中图分类号: TK124

文献标识码: A

引言

在射流过程中, 高速射流冲击固体表面时在冲击区内具有很高的局部传热和传质效率, 因而被广泛用于纺织物、薄膜和纸张的干燥、材料的热处理、

工件表面的快速降温或加热、燃气轮机叶片的冷却、机翼除冰以及电子元件的冷却等领域^[1]。冲击射流主要分为半封闭和非封闭射流, 两者形成的流态结构和传热分布差别较大^[2~3]。由于空间的限制或者冲击流体密闭的需要, 越来越多的传热或冷却的场合需要在封闭的条件下进行。此外, 随着工业自动化的发展和对产品加工效率要求的提高, 需对产品进行加工自动化和连续作业。Senter 和 Sollic 等人对射流冲击移动平板在不同入口雷诺数和不同平板速度下的湍动特性做了实验对比和分析^[4], 得出平板运动对平板近壁湍动能分布影响较大。Himadri Chattopadhyay 和 Sujoy K. Saha 采用大涡模拟对三维半封闭射流冲击移动平板的传热特性进行了数值计算, 由于其计算区域较小^[5], 因此得出的结论不具有普遍意义。

本研究采用雷诺应力湍流模型(RSM)对二维半封闭射流冲击移动平板下的流场和温度场进行了计算, 研究了平板运动速度对流态结构、温度场分布、近壁湍动能以及表面局部努谢尔数分布的影响。

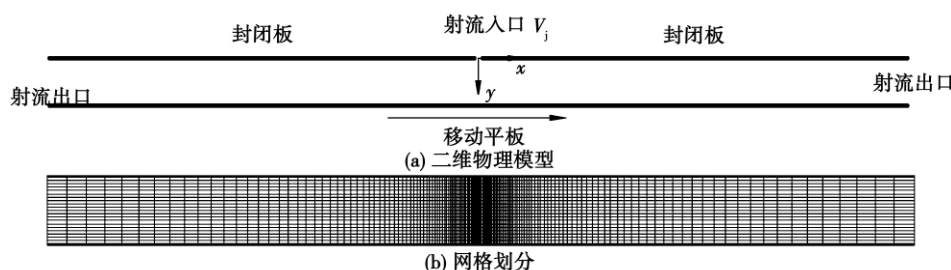


图1 二维射流模型图(图(a))和网格分布图(图(b))

Fig. 1 Drawing of a two dimensional jet flow model (Fig. a) and grid distribution (Fig. b)

1 物理模型和湍流方程的建立

1.1 物理模型

二维物理模型如图1(a)所示, 射流经槽内顶部正中间喷孔垂直入射至平板表面。顶边为封闭板,

底边为受冲击移动平板, 左右侧为射流出口。入口长度 D 为 10 mm, 为保证出口各参数梯度为零, 计算区域长度 L 取为 100 D 。Goldstein 等人指出滞止点处的局部努谢尔数在射流高度大于势流核长度后随射流高度的增大而增大直到入射高度为 8 倍入口

收稿日期: 2010-09-17; 修订日期: 2011-01-17

作者简介: 叶纯杰(1983-), 男, 上海人, 华东理工大学博士研究生。

直径^[6],因此设定入射高度 H 设定为 80 mm。研究的变量为入口雷诺数 Re 和 R (R 平板运动速度与入口流速的比值)。

图 1(b) 为计算网格分布示意图,对中心区域的网格进行了细化。分别采用 160×40 , 180×50 , 200×60 , 220×70 , 240×80 , 260×90 的正四边形非均匀结构网格进行网格数目影响计算结果的模拟。计算表明,当网格分布达到 260×90 时,平板运动表面的局部努谢尔数分布基本上不再发生变化,从而对以下的模拟均采用这种形式的网格。采用加强壁面函数法,对近壁处的网格进行加密以保证第一个计算节点在 $y^+ < 5$ 内。

1.2 控制方程和湍流模型

对于射流流动和传热问题,其精确的数学描述方程是 Navier - Stokes 方程^[7]。湍流控制方程分别为:

连续方程:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

动量方程:

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (2)$$

能量方程:

$$\rho U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{T' u'_j} \right] \quad (3)$$

式中: $i, j = x, y$ 坐标系下的向量; U 、 P 和 T —流体的平均速度、压强和温度; u' 、 T' —脉动速度和脉动温度; ρ 、 μ 、 Pr —平均流体密度、气体动力粘度系数和气体普朗特数。

选用 $k-\varepsilon$ 、RNG $k-\varepsilon$ 、雷诺应力(RSM)等湍流模型来封闭控制方程。Craft 比较了 $k-\varepsilon$ 模型和雷诺应力方程对射流的模拟发现,雷诺应力方程对壁面压力应变项的模拟精度更高^[8]。RSM 模型在计算突扩流动分离区和计算湍流运输各向异性较强的流动时优于 $k-\varepsilon$ 和 RNG $k-\varepsilon$ 模型,是一种非常有潜力的湍流模型。

雷诺应力模型方程组为^[9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_k \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho c_j \frac{k}{\varepsilon} (\overline{u'_k u'_i}) \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u'_j u'_j}) \right) - \\ c_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) &- c_2 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} P_k \delta_{ij} \right) - \\ c_3 \left(P_{ij,k} - \frac{2}{3} P_{b,ij} \delta_{ij} \right) &- \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} \varepsilon + P_{ij} + P_{ij,b} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_k \overline{u'_i T'})}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho c_T \frac{k}{\varepsilon} (\overline{u'_k u'_i}) \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u'_j T'}) \right] + \\ P_{i,T} - \rho g_i \beta \overline{T' T'} - c_{T1} \frac{\varepsilon}{k} \rho \overline{u'_i T'} &+ \rho c_{T2} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \overline{u'_m T'} + \\ \rho c_{T3} \beta g_i \overline{T' T'} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \overline{T' T'}) &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho C_T \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{T' T'}) \right] - \\ 2\rho \overline{u'_k T'} \frac{\partial T}{\partial x_k} - 2\rho c_T \frac{\overline{T' T'}}{k} \varepsilon \end{aligned} \quad (6)$$

k 和 ε 方程:

$$\frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho c_s \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P_k + P_b - \rho \varepsilon \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \varepsilon u_j)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho c_\varepsilon \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \\ c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (P_k + P_b - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \end{aligned} \quad (8)$$

式中:

$$P_{ij} = -\rho \left(\overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right);$$

$$P_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j};$$

$$P_{ij,b} = -\rho \beta (g_i \overline{u'_j T'} + g_j \overline{u'_i T'});$$

$$P_b = -\rho \beta g_i \overline{u'_i T'};$$

$$P_{i,T} = -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial T}{\partial x_k} + \overline{T' u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right).$$

上式中, P_{ij} —剪切应力产生项; P_k —分子粘性扩散项; $P_{ij,b}$ —浮力产生项; P_b —浮力附加项; $P_{i,T}$ —系统旋转产生项。

式(4)~式(8)中出现的系数如表 1 所示。

表 1 雷诺应力模型中各系数值

Tab.1 Various coefficient values in the Reynolds stress model

	c_j	c_1	c_2	c_3	c_{T1}	c_{T2}	c_{T3}	c_T	$c_{T'}$	c_ε	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$	$c_{\varepsilon 3}$
数值	0.24	2.2	0.55	0.55	3.0	0.5	0.5	0.11	0.13	0.15	1.44	1.92	0.8

2 边界条件和数值求解方法

以空气作为射流介质,其密度和粘度分别为 1.225 kg/m^3 和 $1.7894 \times 10^{-5} \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$ 。将图 1 所示的整个流场作为计算区域,采用有限体积法离

散控制方程,将计算区域划分为一系列不重复的控制体积,并使每个网格点周围有一个控制体积。将待解的微分方程对每一个控制体积积分,便得出一组离散方程。其中,对流项采用延迟修正的 QUICK 格式离散,其具有三阶精度的截差,可产生比二阶迎

风格等更精确的计算结果。而扩散项采用二阶截差的中心差分格式。压力-速度耦合采用SIMPLIC算法。边界条件:采用均匀进口速度分布,入口湍动能 $K_{in} = 0.01 U_{in}^2$, 湍动能耗散 $\varepsilon_{in} = 0.09 k_{in}^{3/2} / (0.05 D)$, U_{in} 为入口速度值,射流温度 $T_{in} = 300$ K; 出口选用局部单向化条件,即 $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$; 顶部封闭板采用无滑移条件,即 $u_w = v_w = 0$ 。而对于底部移动平板,条件为: $u_p = U_p, v_p = 0, U_p$ 为平板移动速度值。不考虑封闭板与外界的自然对流及辐射换热,将封闭板面取为绝热壁面,即 $\partial T / \partial y|_w = 0$ 。平板面采用了等壁温条件,取平板温度 $T_p = 350$ K。

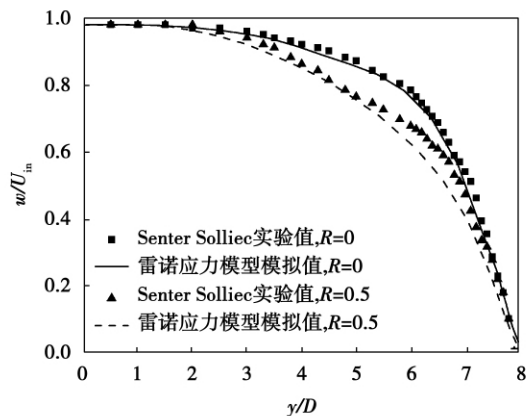


图2 射流轴心线速度分布模拟值和实验值对比

Fig. 2 Comparison of the simulation value with the test one of the axial-line velocity distribution of a jet flow

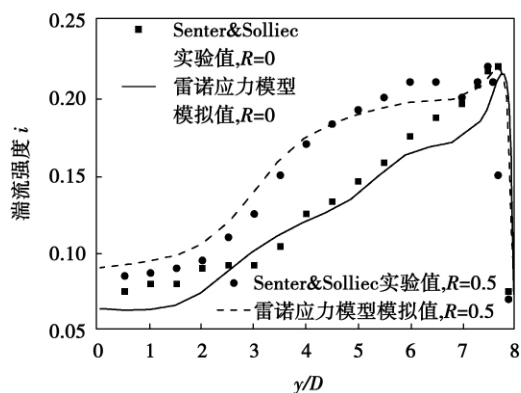


图3 射流轴心线湍流强度分布的模拟值和实验值对比

Fig. 3 Comparison of the simulation value with the test one of the axial-line turbulent flow intensity distribution of a jet flow

3 RSM 模型实验验证

在半封闭垂直射流对移动平板流场分布的研究方面, Senter 和 Sollicec 等人已做了相关实验^[4], 得到了可靠的实验结果。Senter 和 Sollicec 等人研究了 Re 为 10600、入射高径比为 8:1、 R 分别为 0 和 0.5 的条件下为射流轴心线湍流强度分布。本研究采用 RSM 湍流模型对其进行模拟, 得到无量纲化的射流轴心线速度(轴心线速度 w 与射流入口速度 U_{in} 比)和湍流强度分布与实验值之间的对比, 分别如图 2 和图 3 所示。从图中可以看出, RSM 模型对射流中心线的速度分布和移动平板表面射流湍流强度分布也有很好的吻合性, 适用于冲击射流下移动平板流动和传热的模拟。

4 计算结果与分析

4.1 平板速度对流场和温度场分布的影响

半封闭淹没冲击射流的一个重要特征就是在出流段会形成一个环形漩涡区, 这是底部冲击板与上封闭板共同作用的结果。

图 4 为入口雷诺数 $Re = 10960$ 的射流在不同 R 下的流函数分布图。如图 4(a) 所示, 当平板静止时, 形成的流线是关于射流中心线对称, 在流场的两侧形成对称的环形漩涡区。随着平板速度的增加, 流场左右区域的流函数分布不对称性越发显著, 左半漩涡区逐渐变小, 右半漩涡区则逐渐拉长, 且在左半漩涡区外形成了逆时针的二次漩涡区。随着平板速度的增加, 二次漩涡区的范围也逐渐减小, 漩涡中心随平板运动向左移动, 其范围随着平板速度的提高也逐渐减小。当 $R = 2$ 时, 左侧出口处由于向右运动的平板而产生了回流, 卷入了外界气体。

射流中心线区域流场等温线分布如图 5 所示, 与流函数分布相似, 温度场随着平板的右移而向右偏转。平板的移动导致流场中心区域的流体温度升高快, 流体温度的升高意味着在中心区域射流对冲击面的传热效果下降。而离中心线越远, 静止平板的近壁温度上升较快, 射流与静止平板的换热率在流场中心以外区域较移动平板低。

4.2 平板速度对平板近壁湍流强度分布的影响

近壁湍流强度作为表述平板近壁面速度脉动的参数, 与壁面的传热和传质特性有着直接的联系。湍流强度的定义为:

$$I = \sqrt{u'^2 + v'^2} / U_{avg} \quad (9)$$

式中: U_{avg} 一对应位置的平均速度值。

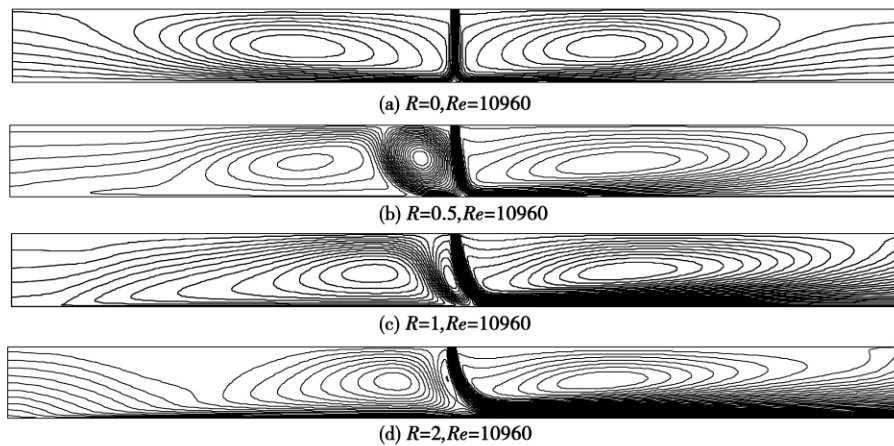


图 4 不同平板速度下的流函数分布

Fig. 4 Drawing showing the distribution of a flow function at different plate moving speeds

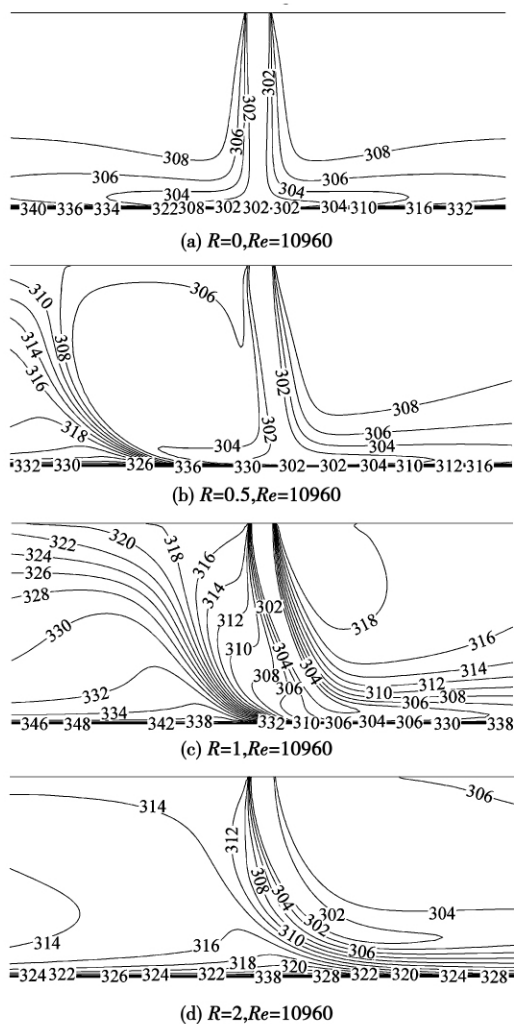


图 5 不同平板速度下的流场温度分布图

Fig. 5 Drawing showing the temperature distribution of a flow field at different plate moving speeds

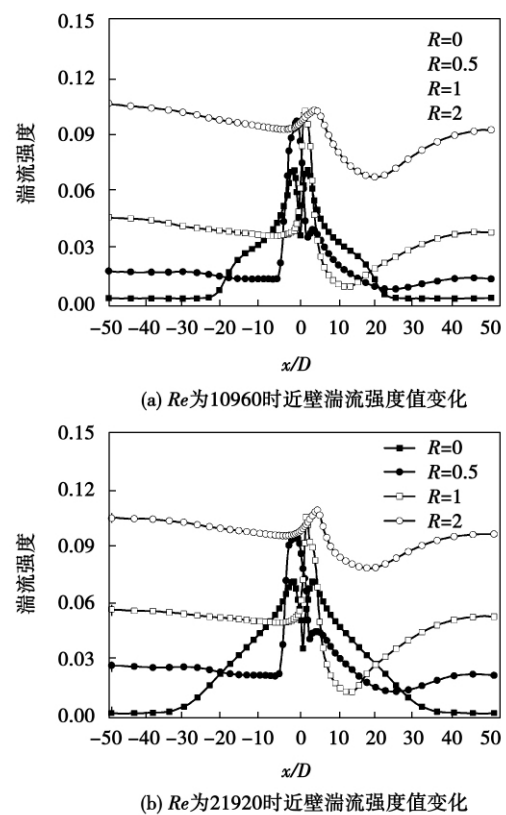


图 6 平板近壁湍流强度值随平板速度的变化

Fig. 6 Change of the turbulent flow kinetic energy nearing the plate with the plate moving speed

图 6 为不同平板速度和入口雷诺数下近壁面处 ($y/D = 7.98$) 的湍流强度分布, 图 6(a)、图 6(b) 中的湍流强度分布曲线几乎吻合, 因此湍流强度分布与雷诺数无关, 主要由平板速度决定, 而湍流脉动值 u' 和 v' 随雷诺数的提高而提高。

射流在冲击点附近产生的速度梯度最大,速度边界层最薄,因此在冲击点附近出现湍流强度峰值。高入口雷诺数下射流主体主要由惯性力控制,而射流卷吸所诱导的周围流体的运动则主要受粘性力的控制。在两者的相互作用下,射流两侧边界处的流体之间发生剪切、掺混和动量交换,形成了较高的湍流脉动。平板静止时,射流边界处产生了对称的双湍流强度峰值。向右移动的平板产生的剪切作用使得右侧峰值降低,左侧峰值升高,平板速度达到射流入口速度时,右侧峰值几乎消失。因此,在冲击点区域,随着平板速度的提高,由射流卷吸起主导作用形成的双湍流强度峰值逐渐变为由平板移动和射流共同作用而产生的单峰值,而峰值大小从平板静止时的0.072上升至 R 为2时的0.118。在 $x > |20D|$ 的区域,移动平板在平板面的剪切效应起主导作用,近壁面的湍流强度值随平板速度的增大而显著提高, R 为2时的近壁面湍流强度值约为平板静止时的30倍。平板静止或低速时由于射流到达冲击点后附壁射流速度边界层的扩展,湍流强度值单调下降。

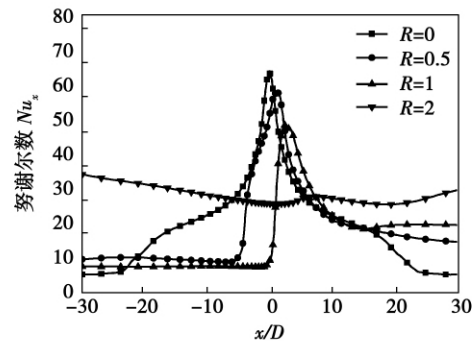
4.3 平板速度对平板表面努谢尔数分布的影响

平板表面的局部努谢尔数是表征平板传热系数增大倍数的无量纲参数,定义为:

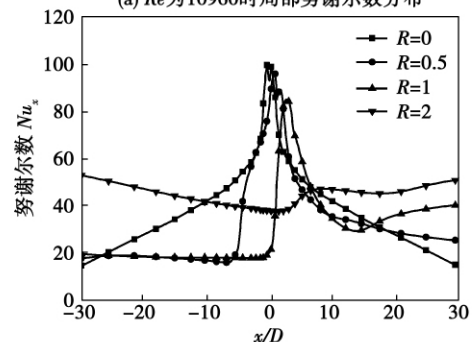
$$Nu_x = -D (\partial T / \partial y)_{y=80} / (T_p - T_j) \quad (10)$$

其中, x 表示为局部变量向右运动的平板使得左侧出口边界处产生回流,卷入了外界空气。为了减小出口回流对传热特性的影响, x 方向选取 $-30D \sim 30D$ 的范围。平板表面局部努谢尔数值分布如图7所示,不同雷诺数下的分布曲线相似,入口雷诺数的增大提高了局部努谢尔数的整体分布值。在冲击点区域,平板运动引起射流的偏转导致冲击力下降,致使冲击区域的速度和温度边界层增厚。因此,表征温度梯度的局部努谢尔数在冲击点处的峰值随平板速度的提高而降低, $R=2$ 时的峰值下降为平板静止时的60%以下。Himadri Chattopadhyay 和 Sujoy K. Saha 对垂直入射移动平板的传热研究也得到了相同的结论^[5],其认为是近壁处湍动能产生率随平板速度的升高而降低导致冲击点处传热效果低,而本研究中未发现近壁处湍动能产生率随平板速度提高而有所降低。静止或低速运动的平板,其表面温度边界层厚度随着离冲击点距离的增大而增厚,平板面局部努谢尔数也相应逐渐降低。对于冲击点以外区域($x > |10D|$),高速运动的平板产生的表面高剪切应力大大提高了这一区域的平板表面局

部努谢尔数。



(a) Re 为10960时局部努谢尔数分布



(b) Re 为21920时局部努谢尔数分布

图7 不同板速下平板表面局部努谢尔数分布
Fig. 7 Drawing showing the local Nusselt number distribution on the surface of the plate at different plate moving speeds

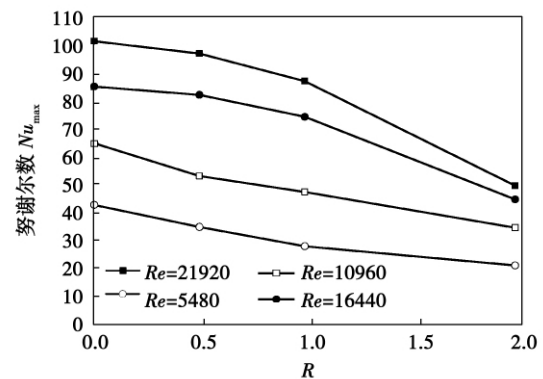


图8 冲击点附近的努谢尔数峰值分布
Fig. 8 Nusselt number peak value distribution drawing around the impingement point

图8为冲击点附近的努谢尔数峰值分布图,其值用 Nu_{max} 表示,即局部努谢尔数的最大值。相同的平板速度下,入口雷诺数较高时,在冲击点处形成的努谢尔数值较大。不同雷诺数下的分布规律相似,努谢尔数峰值随板速的提高而逐渐降低。Kyo Sung

Choo 等人对半封闭射流冲击静止平板下的传热进行了实验分析,得到的实验结果与本文计算的结果基本相符^[3]。平板表面平均努谢尔数表示特定长度上局部努谢尔数的平均值,定义为:

$$\overline{Nu} = \int_0^L Nu_x dx / L \quad (11)$$

平板表面平均努谢尔数分布见图 9 所示,较高的入口雷诺数能产生较高的传热率。平板速度较低时,平均努谢尔数值随平板速度的提高略有降低,而当平板速度大于入口射速时,平板表面平均传热率开始大幅上升。相比于静止平板,平均努谢尔数值在 R 为 2 时提高了 30% 以上。此外,平板速度较低时,射流只对冲击点附近有较大的传热率,受热不均匀。而平板速度的提高使得冲击面受热均匀化,且平均传热效果随受热面的增大而增强,因此对大型生产作业线的作用显著。

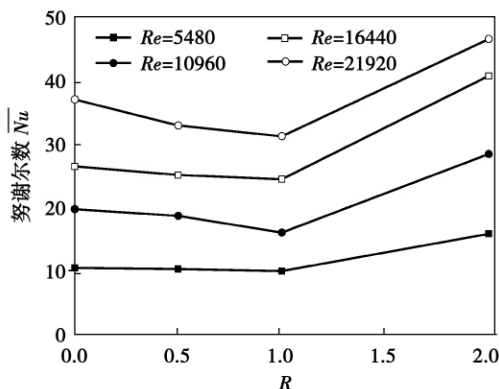


图 9 平板表面平均努谢尔数随平板速度的变化

Fig. 9 Change of the average Nusselt number on the surface of the plate with the plate moving speed

5 结 论

通过对射流冲击移动平板的流动和传热数值分析,可以得到以下结论:

(1) 平板速度的提高产生的壁面剪切应力使流场结构呈现非对称性,并使流场右半部分的环形漩涡区范围增大,左半部分的漩涡区范围减小,且在流场左半区域产生了逆时针旋转的二次漩涡区,二次漩涡区的范围随着平板速度的增加也逐渐减小。

(2) 温度场分布与速度场相似,温度场随着平板的右移而向右偏转。射流的偏转致使冲击区域壁面的温度梯度降低,近壁面相同位置处的流体温度随平板速度的提高而提高。

(3) 平板冲击区域附近,近壁处产生的湍流强

度峰由静止时的双峰值逐渐变为由平板移动和射流共同作用而产生的单峰值,冲击区域近壁处的湍流强度值从平板静止时的 0.072 上升至 R 为 2 时的 0.118。在 $x > |20D|$ 的区域,由于移动平板的剪应力作用,近壁面的湍流强度值随平板速度的增大而显著提高, R 为 2 时的近壁面湍流强度值约为平板静止时的 30 倍。

(4) 在相同的入口雷诺数下,射流冲击点处的局部努谢尔数的峰值随平板速度的提高而降低, R 为 2 时的峰值仅为平板静止时的 60% 以下。而且入口雷诺数越高,因平板速度提高带来的峰值下降幅度则越大。板速的提高大大提高了冲击区域外的局部努谢尔数,使得其沿平板面的整体分布值越发均匀。

(5) 当平板速度大于入口射速时,表面平均努谢尔数值随平板速度的提高而逐渐升高。相比于静止平板,平均努谢尔数值在 R 为 2 时提高了 30% 以上。此外,受热面越大,平板移动产生的传热效果越显著。

参考文献:

- [1] 李东生,吴建国. 平面射流的数值模拟研究[J]. 冶金能源, 2001, 20(6): 42-45.
LI Dong-sheng, WU Jian-guo. Numerical simulation study of a plane jet flow[J]. Metallurgical energy source, 2001, 20(6): 42-45.
- [2] BAYDAR E, OZMEN Y. An experimental investigation on flow structures of confined and unconfined impinging air jets[J]. Heat Mass Transfer, 2006, 42: 338-346.
- [3] CHOO K S, KIM S J. Comparison of thermal characteristics of confined and unconfined impinging jets[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53(15): 3366-3371.
- [4] SENTER J, SOLLIEC C. Flow field analysis of a turbulent slot air jet impinging on a moving flat surface[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2007, 28, 708-719.
- [5] HIMADRI CHATTOPADHYAY, SUJOY K. Saha. Turbulent flow and heat transfer from a slot jet impinging on a moving plate[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2003, 24, 685-697.
- [6] GOLDSTEIN R J, BEHBAHANI A I, HEPPELMANN K. Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1986, 29: 1227-1235.
- [7] 刘沛清. 自由紊动射流理论[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2008.
LIU Pei-qing. Free turbulent jet flow theory[M]. Beijing: Beijing Aeronautics and Astronautics University Press, 2008.
- [8] CRAFT T J, GRAHAM L J W, LAUNDER B E. Impinging jet studies for turbulence model assessment-II. An examination of the performance of four turbulence models[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993, 36: 2685-2697.
- [9] 倪浩清, 沈永明. 工程湍流流动、传热及传质的数值模拟[M]. 北京: 中国水利水电出版社, 1996.
NI Hao-qing, SHEN Yong-ming. Numerical simulation of the engineering turbulent flow, heat and mass transfer[M]. Beijing: China Water Conservation and Hydropower Press, 1996.

(丛 敏 编辑)

better reaction characteristics and sustainable circulating capacity than the Co-base oxygen carrier. **Key words:** chemical chain combustion, CO₂ separation, metallic oxygen carrier

湍流射流冲击移动平板的流动和传热分析 = **Analysis of the Flow and Heat Transfer on a Moving Flat Plate Impinged by a Turbulent Jet Flow** [刊, 汉] YE Chun-jie, PAN Hong-liang (College of Mechanical and Power Engineering, East China University of Science and Technology, Shanghai, China, Post Code: 200237) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. - 2011, 26(6). - 669 ~ 674

By using the Reynolds stress turbulent flow model, numerically analyzed was a moving flat plate impinged by a semi-closed turbulent jet flow with the configuration of its flow and temperature field under various speeds of the plate as well as the near-wall-surface turbulent flow intensity and the curves showing the Nusselt number distribution on partial plate surface being obtained. The analytic results show that to increase the speed of the moving plate will invariably result in an asymmetry of both flow and temperature field relative to the jet flow center and form a secondary vortex zone at a side of the flow field. The value of the turbulent flow intensity on the plate surface will increase while the peak value of the local Nusselt number in the zone under impingement will decrease with an increase of the speed of the plate in motion. When the speed of the plate is higher than the inlet jet flow speed, the plate surface average Nusselt number will gradually increase with an increase of the speed of the plate. When the speed of the plate increases to a value two times higher than the inlet jet flow speed, the plate surface turbulent flow intensity at the impingement point will increase by about 40% and the peak value of the Nusselt number will decrease about 60% but the plate surface average Nusselt number will increase by above 30%. The research findings can offer important guidance for the intensified heat and mass transfer during a continuous operation. **Key words:** jet flow, moving flat plate, turbulent flow intensity, heat transfer

板式换热器单边流动与对角流动数值模拟 = **Numerical Simulation of the Single-side and Diagonal Flow of a Plate Type Heat Exchanger** [刊, 汉] XU Zhi-ming, WANG Yue-ming, ZHANG Zhong-bin (College of Energy Source and Power Engineering, Northeast University of Electric Power, Jilin, China, Post Code: 132012) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. - 2011, 26(6). - 675 ~ 680

Based on the control equation in heat transfer and by using the numerical calculation method, analyzed were the flow and heat exchange characteristics of a plate type heat exchanger when a single-side and diagonal flow was adopted. In the process of the analysis, the structural parameters of the heat exchanger were kept unchanged, only the flow mode at the inlet and outlet was changed. It has been found that at a same flow speed, the total convection heat exchange coefficient of the single-side flow is higher than that of the diagonal flow while the total pressure drop of the single-side flow is lower than that of the diagonal flow. Under the condition of the flow speed $u = 0.6 \text{ m/s}$, the Nusselt number of the single-side flow is 10.87% higher than that of the diagonal flow and the pressure drop of the diagonal flow is 5.13% higher than that of the single-side flow. With an increase of the inlet flow speed, the