

# 圆形液体浸没射流冲击驻点传热的数值模拟

周定伟, 马重芳

(北京工业大学 环境与能源工程学院, 北京 100022)

**摘要:** 对圆形液体浸没层流射流的流场结构和冲击驻点的单相传热进行了数值模拟. 考虑的因素为喷嘴直径、喷嘴至冲击板距离、射流速度和加热面尺寸等. 计算结果表明: 冲击板上涡的位置随  $Re$  的增加而远离对称轴. 对于充分发展的管形喷嘴而言, 驻点换热随射流出口  $Re$  的增加和喷嘴直径的减小而增强; 在  $5 < z/d < 9$  内出现峰值, 与加热面尺寸无关.

**关键词:** 射流冲击; 传热; 数值模拟

**中图分类号:** TK 124

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0254-0037(2001)03-0316-06

射流冲击流场结构和传热的复杂性致使一些学术问题亟待解决. 射流冲击强化传热的不足之处是局部换热系数的不均匀, 其最大传热率出现在驻点区, 因此, 驻点区传热的研究尤其引人注目<sup>[1]</sup>. 迄今为止, 只有少数几篇文献对液体浸没射流冲击下驻点处的传热进行了研究<sup>[1~6]</sup>. 因此, 对驻点区的流场结构和传热的理解还不够深入, 尤其是圆形射流<sup>[2]</sup>.

文献[7]对限制和非限制射流的势流核研究后表明, 喷嘴比率和湍流度对驻点区的传热有影响. Lytle 和 Webb<sup>[8]</sup>认为, 随着喷距的减小, 流体加速和湍流度的提高导致驻点区换热加强. 文献[3, 6]在研究了湍流度、 $Re$  和喷嘴比率后认为, 驻点区换热加强是由湍流度引起的. Kataoka 等<sup>[2]</sup>发现, 大尺度涡冲击在加热面上, 产生湍流表面更新效应, 从而使冲击表面换热加强. 基于湍流强度和大尺度涡特征, 驻点区换热加强可归因于湍流的  $Re$  和  $St$ . 圆形浸没射流湍流强度是由射流  $Re$  和无量纲喷距来确定<sup>[9]</sup>的.

## 1 数学模型及计算

圆形浸没射流冲击计算采用的物理模型和计算区域如图 1 所示. 为了简化计算, 设: 射流是层流、稳定和轴对称的, 忽略重力的影响, 射流工质物性恒定, 喷嘴出口速度均匀.

无量纲方程如下:

连续性方程 
$$\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{R} \frac{\partial (RV)}{\partial R} = 0 \quad (1)$$

轴向动量方程 
$$U \frac{\partial U}{\partial Z} + V \frac{\partial U}{\partial R} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right]; \quad (2)$$

径向动量方程 
$$U \frac{\partial V}{\partial Z} + V \frac{\partial V}{\partial R} = -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial V}{\partial R} \right) \right] - \frac{2V}{Re R^2}; \quad (3)$$

能量方程 
$$U \frac{\partial T}{\partial Z} + V \frac{\partial T}{\partial R} = \frac{1}{Re Pr} \left[ \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial T}{\partial R} \right) \right]. \quad (4)$$

图 1 中的边界条件为:

收稿日期: 2001-01-05.

作者简介: 周定伟(1971-), 男, 博士; 马重芳(1940-), 男, 教授, 博士生导师.

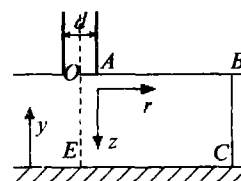


图1 圆形浸没射流冲击模型及计算区域

$$OA: U = u_p, V = 0, T = 0; \quad (5)$$

$$AB: U = V, \partial T / \partial Z = 0; \quad (6)$$

$$BC: U = 0, \partial(RV) / \partial R = 0, T = 0 (V < 0) \text{ 或 } \partial T / \partial R = 0 (V \geq 0); \quad (7)$$

$$CE: U = V = 0, \partial T = \partial Z = Pr \cdot Re \cdot Q; \quad (8)$$

$$EO: \partial U / \partial R = 0, V = 0, \partial T / \partial R = 0. \quad (9)$$

现在来简单讨论一下上板对流场和换热的影响。有上板时为限制射流。文献[10]对空气射流势流核的测量表明,上板的存在增加了势流核长度,减少了射流湍流度,滞止点换热降低10%。Colucci和Viskanta<sup>[11]</sup>认为,就传热而言,限制射流与非限制射流相比,存在周围介质的卷吸和压力分布两个主要差别;而前者更易受 $Re$ 和喷距等的影响。通过计算表明,上板的存在对流场有微弱的影响,这是由于速度变化主要集中在冲击板上,上板对冲击板换热的影响可忽略。

计算采用非均分交错网格。由于在冲击板附近的流体流动变量变化剧烈,所以在冲击板附近网格加密;其中最细网格为 $\Delta X_{\min} / d = 0.00625$ 。网格划分的另一原则是保证在不同的 $y/d$ 情况下,流动滞止区内的网格划分是相同的。计算中采用了 $50 \times 42$ 和 $42 \times 40$ 两种交错网格。为了考核网格对计算结果的影响,作者对 $50 \times 42$ 的网格作了计算,与 $42 \times 40$ 的网格相比,换热系数相差不到2%。

计算方法采用交错网格上的压力修正算法(SIMPLE算法),以期处理压力和速度的耦合。控制方程组(1)~(9)按照有限容积法来离散。动量和能量方程中的对流和扩散项采用乘方格式离散,形成代数方程组后采用交替方向隐式(ADI)方法进行迭代求解。为了保证计算的收敛,采用了低的松弛因子。

计算采用的迭代收敛标准为:对于速度 $u$ 和 $v$ 而言,迭代过程中连续两次之值的相对误差小于 $10^{-5}$ ;对于温度 $T$ ,其值小于 $10^{-6}$ ;质量剩余率小于 $10^{-7}$ 。

## 2 计算结果及讨论

### 2.1 流场和温度场

本文以变压器油为工质,喷距为 $z/d = 4$ , $d = 1$  mm, $Re = 640$ 和 $1600$ ,计算了圆形液体层流射流冲击时的流场和温度场(如图2所示)。由图可见,当 $Re = 640$ 时,自喷嘴射出的液体在驻点区上速度发生偏转,改沿径向流动并形成回流,然后从出口边界处流出。 $Re = 640$ 和 $1600$ 的流函数等值线图基本相似;不同的是后者在靠喷嘴处出现另一个涡,这是由于液体喷出时沿轴向上产生的负压力梯度引起的。当 $Re$ 从 $640$ 增加到 $1600$ 时,涡的位置也发生了变化,由径向位置 $r/d = 9.3$ 飘移到 $12.8$ 处。Fitzgerald和Garimella<sup>[10]</sup>使用激光多普勒测速仪(LDV)测量了轴对称限制和浸没圆形液体射流冲击的流场后指出,随着射流出口 $Re$ 的增加,涡远离对称轴而向冲击壁面靠近,文献[13]也报道了相似的结果。图2同时给出了 $Re = 640$ 时的速度矢量图。图中清晰表明,对于 $z/d = 4$ ,射流轴向速度在到达壁面前不衰减,这是因为射流处于势流核内的缘故。

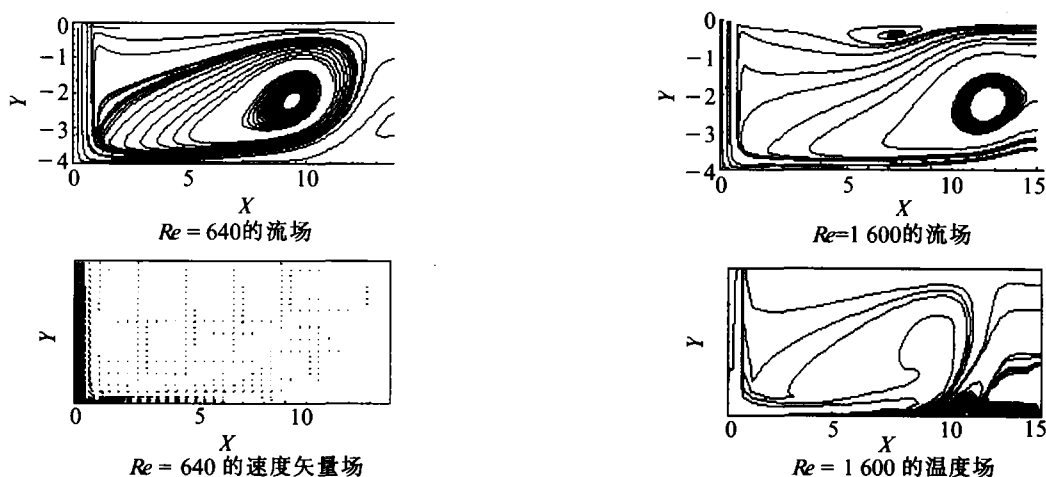


图2 射流冲击流场和温度场

射流冲击流场结构决定了其换热系数的分布. 在同一热流密度  $q = 10^5 \text{ W/m}^2$  下,  $Re$  增加时冲击壁面上的径向速度相应增加, 边界层厚度变薄, 对流换热增强, 壁面温度下降, 壁面高温点远离对称轴, 这可以从温度等值线的密集度看出; 壁面热流密度增加, 冲击壁面温度沿径向逐渐增加, 驻点与径向位置上温差也在逐渐增大; 当热流密度增加到某一值时, 驻点处因边界层薄而处于单相对流换热, 而远离驻点区对流换热不足以使壁面冷却到射流工质的饱和温度以下, 这时加热壁面向液体传热的方式就由单相对流传热转向部分沸腾传热. 因此, 当壁面处于等热流密度换热时, 射流冲击传热的不均匀性可能造成冲击壁面上同时出现几种不同的传热形态.

## 2.2 $Re$ 及几何参数对驻点换热的影响

### 2.2.1 射流出口的 $Re$

图3给出了喷嘴直径分别为 0.3、0.5、1.0 mm 时驻点的  $Nu_0$  随  $Re$  的变化情况. 当喷距  $z/d = 4, 80 \leq Re \leq 2000$  时, 对于各种尺寸的喷嘴而言,  $Nu_0$  均随  $Re$  的增加而增加. 这是因为  $Re$  增加引起冲击面上速度边界层减薄, 从而换热能力提高.  $Re$  一定时喷嘴直径越大驻点换热能力越弱, 这与文献 [14] 的实验结果相符合. 对于射流冲击驻点换热,  $Nu_0$  和  $Re$  的关系如下:

$$Nu_0 = C Re^m Pr^n \quad (10)$$

式中常数  $C$  取决于湍流强度和平均径向速度梯度<sup>[15]</sup>, 而这两者又都受喷嘴结构和喷距的影响. 马重芳教授等<sup>[15]</sup> 用 5 种工质得到圆形浸没射流在势流核心区驻点换热规律为

$$Nu_0 = 1.29 Re^{0.5} Pr^{1/3} \quad (11)$$

对于 R113, 文献 [16] 建议  $Pr$  的指数为  $1/3$ . 由图3可见, 驻点的  $Nu_0$  与  $Re$  的 0.5 次方成正比. 这是由于驻点处存在的正压力梯度使得流体呈层流加速流动. 流体流动特征已为理论分析和实验结果证实<sup>[15, 16]</sup>. 计算结果和式 (11) 的偏差为  $\pm 30\%$ , 产生这种误差的原因主要是未计及湍流度的影响<sup>[9]</sup>.

### 2.2.2 喷嘴直径 $d$

很少有人研究喷嘴直径对驻点换热的影响. 文献 [17~19] 采用一种孔板型喷嘴 (板厚与直径之比为喷嘴比率  $R$ , 这里  $R = 1$ ) 进行了射流冲击驻点传热实验; 结果认为,  $Re$  相同时喷嘴直径增加驻点换热加强. 文献 [7] 采用相同的喷嘴进行了浸没和限制射流的实验, 工质为 FC77,  $d = 0.79 \sim 6.35 \text{ mm}$ , 喷嘴比率  $R = 0.25 \sim 12$ ,  $Re = 4000 \sim 23000$ ,  $z/d = 1 \sim 14$ . 结果表明: 当  $z/d = 4, R < 4$  时驻点  $Nu_0$  随喷嘴比率  $R$  增加而增加, 而  $R > 4$  时驻点的  $Nu_0$  随  $R$  增加而下降; 当喷距  $z/d = 2$  或  $8$ , 驻点  $Nu_0$  随喷嘴比率的变化与上述情形相反, 这时喷嘴比率的临界值为 1 而不是 4. 该文认为, 大直径喷嘴获得高  $Nu_0$  反映了前者具有更大的湍流度, 且增加喷距时喷嘴比率  $R$  的作用将减小, 同时射流  $Re$  对此无影响.

Elison 和 Webb<sup>[20]</sup> 提出, 出口速度是否已充分发展 (系指出口速度不受进口段影响) 对射流冲击驻点换热有重要影响, 并指出充分发展的最大层流射流的  $Re$  与  $R$  存在如下关系:

$$R = 0.05 Re \quad (12)$$

根据式 (12) 可知文献 [7, 17~19] 的射流速度并未充分发展, 驻点换热强烈地受射流湍流度的影响. 然而, 文献 [20] 的实验结果同样支持大直径喷嘴换热效果优于小直径喷嘴. 实验是针对自由表面射流,  $d = 0.25, 0.32$  和  $0.58 \text{ mm}$ , 喷嘴比率相应值为 40, 75 和 67,  $z/d = 1.5, 5, 10$  和 20. 正是由于 3 种不同直径的喷嘴具有不同的喷嘴比率, 因而射流出口速度有的已充分发展, 有的却未充分发展, 造成了驻点换热随喷嘴直径增大而增强的假象.

一般来说, 受迫对流换热强弱取决于其上的流场结构. 对于射流冲击单相传热而言, 冲击板上的流场结构又决定于喷嘴结构, 具体说来, 就是喷嘴直径、长度及形状. 这是由于无量纲速度梯度强烈地依赖于喷嘴类型而与给定喷嘴类型的射流出口的  $Re$  无关<sup>[4]</sup>; 对于已发展的湍流射流, 在确定局部换热系数时, 速

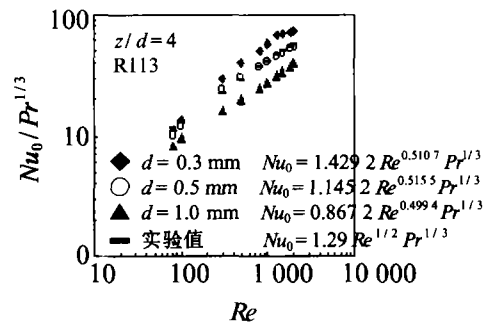


图3 驻点换热的关联和比较

度梯度比湍流速度更能影响换热强弱<sup>[17]</sup>,且滞止区的 $Nu_0$ 基本上不受射流的 $Re$ 和无量纲速度梯度的影响。

不同 $Re$ 下驻点的 $Nu_0$ 随喷嘴直径的变化示于图4。从图可见,在一定的喷距和 $Re$ 下,喷嘴直径越小换热效果越强。计算的喷嘴直径为 $0.1\text{ mm} \leq d \leq 10\text{ mm}$ 。这可解释如下:当液体的 $Pr$ 和 $Re$ 一定时,喷嘴直径减小射流速度增加,在相同的喷距内速度梯度和湍流速度均增加,因驻点上速度边界层厚度减薄而使驻点换热加强。这种效果在驻点区最为显著,随 $r/d$ 的增加而变得不明显。文献[21,22]分别以FC-77和L12378为工质,采用充分发展型喷嘴( $d = 0.79 \sim 6.35\text{ mm}$ ),当 $Re = 4\,000 \sim 23\,000$ 和 $z/d = 1 \sim 14$ 时,在浸没、限制和自由射流冲击传热时得到了相同结果。

不同射流出口速度下驻点的 $Nu_0$ 随喷嘴直径的变化示于图5。由图可见,当出口速度一定时, $Nu_0$ 随喷嘴直径增大而急剧增加,然后逐渐下降。射流出口速度和动力粘度相同时,驻点换热和喷嘴直径存在如下关系:

$$h_1 / h_2 = (d_2 / d_1)^{1/2} \tag{13}$$

现在定义  $R = (h_1 / h_2) / (d_2 / d_1)^{1/2} \tag{14}$

图6给出了喷嘴直径和比值 $R$ 的关系。当喷嘴直径 $0.2\text{ mm} \leq d \leq 1\text{ mm}$ 时,比值 $R$ 基本上保持为1。

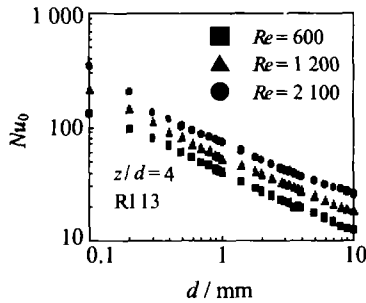


图4 驻点的 $Nu_0$ 随喷嘴直径和 $Re$ 的变化

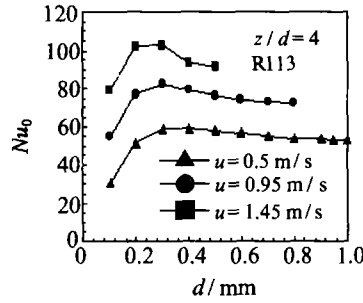


图5 驻点的 $Nu_0$ 随喷嘴直径和速度的变化

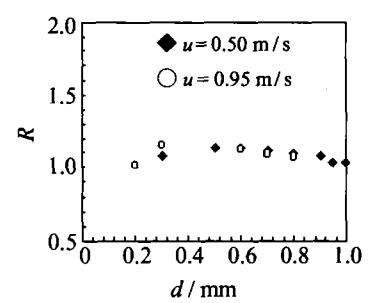


图6 比值 $R$ 随喷嘴直径的变化

### 2.2.3 喷嘴至冲击板的距离 ( $z/d$ )

图7给出了不同的喷嘴直径和射流 $Re$ 时驻点的 $Nu_0$ 与喷距的关系。从图中可清楚地看到,在给定的喷嘴直径和 $Re$ 下,驻点的 $Nu_0$ 在 $5 < z/d < 9$ 内略微呈现峰值,这是势流核作用的结果<sup>[15]</sup>。换热系数随喷距的增加可归因于流体冲击到加热面上产生的湍流层增加所致<sup>[9]</sup>。在势流核外, $Nu_0$ 的降低是由于冲击壁面的速度随 $z/d$ 增加而降低。在相同的条件下,驻点的 $Nu_0$ 随喷嘴直径的减小和 $Re$ 的增加而增加。

### 2.2.4 加热面尺寸 ( $D/d$ )

图8给出了驻点 $Nu_0$ 随加热面尺寸( $D/d$ )的变化。由图可见,在相同的喷嘴直径和 $Re$ 下,驻点换热与加热面大小无关。这是由于流体冲击到壁面上后远离滞止点,径向速度也由此加速。在相同的条件下,驻点处的层流特性决定了它不受流体速度上游的影响,而单相对流换热又取决于 $Re$ 和射流湍流度的大小<sup>[8]</sup>。

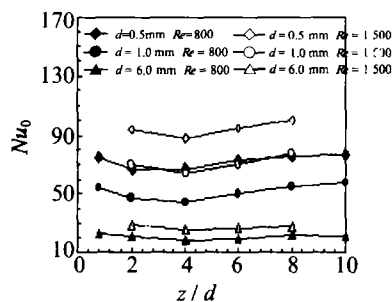
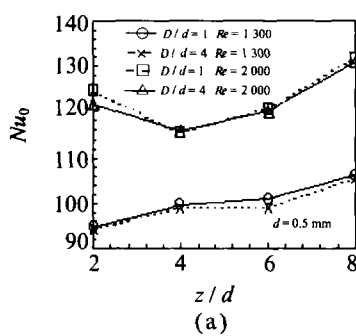
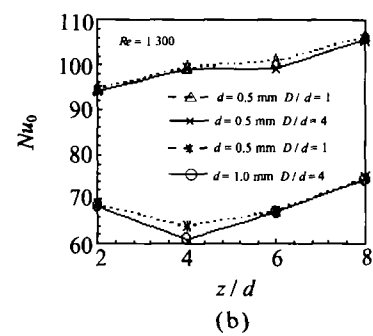


图7 驻点的 $Nu_0$ 随喷距的变化



(a)



(b)

图8 驻点的 $Nu_0$ 随加热面尺寸变化

### 3 结 论

- 1) 冲击板上涡的位置随  $Re$  增加而远离对称轴;
- 2) 射流冲击传热的不均匀性可能导致等热流密度传热面上出现多种传热形式;
- 3)  $Nu_0-Re$  关联式中  $Re$  指数为 0.5 表明该处液体流动呈层流;
- 4) 喷嘴结构类型决定了喷嘴直径对驻点换热的影响, 采用充分发展型管形喷嘴射流冲击时小喷嘴换热效果优于大喷嘴;
- 5) 驻点的  $Nu_0$  因势流核作用在  $5 < z/d < 9$  内出现峰值, 但与加热面尺寸无关.

#### 符号表

$u$ 轴向速度 (m/s)	$U$ 量纲为 1 的轴向速度 $u/u_j$
$u_j$ 射流出口速度 (m/s)	$d$ 喷嘴直径 (m)
$v$ 径向速度 (m/s)	$V$ 量纲为 1 的径向速度 $v/v_j$
$r$ 径向坐标 (m)	$R$ 量纲为 1 的径向坐标 $r/d$
$z$ 轴向坐标 (m)	$Z$ 量纲为 1 的轴向坐标 $z/d$
$p_i$ 射流出口压力 (Pa)	$P$ 量纲为 1 的压力 $p/(\rho u_j^2)$
$y$ 离冲击板的距离 (m)	$Y$ 量纲为 1 离冲击板的距离 $y/d$
$\rho$ 流体密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	$h$ 换热系数

#### 参考文献:

- [1] GABOUR L A, LIENHARD V J H. Wall roughness effects on stagnation point heat transfer beneath an impinging liquid jet [J]. *J Heat Transfer*, 1994, 116: 81-86.
- [2] KATAOKA K, SUGURO M. The effect of surface renewal due to large scale eddies on jet impingement heat transfer [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1987, 30: 559-563.
- [3] HOOGENDOORN C J. The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1977, 20: 1333-1338.
- [4] STEVENS J, PAN Y, WEBB B W. Effect of nozzle configuration on transport in the stagnation zone of axisymmetric, impinging free-surface liquid jets: Part I Turbulent flow structure [J]. *J Heat Transfer*, 1992, 114: 874-879.
- [5] PAN Y, STEVENS J, WEBB B W. Effect of nozzle configuration on transport in the stagnation zone of axisymmetric, impinging free-surface liquid jets: Part II Local heat transfer [J]. *J Heat Transfer*, 1992, 114: 880-885.
- [6] VAN G J, SIMONEAU R J. Influence of turbulence parameters, Reynolds number, and body shape on stagnation-region heat transfer [J]. *J Heat Transfer*, 1995, 117: 597-603.
- [7] GARIMELLA V S, NENAYDYKH B. Nozzle geometry effects in liquid jet impingement heat transfer [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1996, 39: 2915-2920.
- [8] LITTLE D, WEBB B W. Air jet impingement heat transfer at low nozzle plate spacings [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1994(37), 1687-1692.
- [9] GARDON Robert, AKFIRAT J Cahit. The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1965, 8: 1261-1271.
- [10] FITZGERALD Janice A, GERIMELLA Suresh V. A study of the field of a confined and submerged impinging jet [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1998, 41: 1025-1030.
- [11] COLUCCI D W, VISKANTA R. Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined

- impinging air jet [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1986, 13: 71-80.
- [12] LI D Y, GUO Z Y, MA C F. Relationship between the recovery factor and the viscous dissipation in a confined, impinging, circular jet of high Prandtl number liquid [J]. *Int J Heat and Fluid Flow*, 1997, 18: 585-589.
- [13] LAW H S, MASLIYAH J H. Mass transfer due to a confined laminar impinging two-dimensional jet [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1984, 27: 529-539.
- [14] WOMAC D J, REMADHYAM S. Correlating equations for impingement cooling of small heat sources with single circular liquid jets [J]. *J Heat Transfer*, 1993, 115: 106-115.
- [15] WEBB B W, MA C F. Single phase liquid jet impingement heat transfer [J]. *Advances in Heat Transfer*, 1995, 26: 105-217.
- [16] SUN H, MA C F, NAKAYAMA W. Local characteristics of convective heat transfer from simulated microelectronic chips to impinging submerged round water jets [J]. *J Electronic Packaging*, 1993, 115: 71-75.
- [17] STEVENS J, WEBB B W. Local heat transfer coefficients under an axisymmetric, single-phase liquid jet [J]. *J Heat Transfer*, 1991, 113: 71-77.
- [18] SAN J Y, HUNG C H, SHU M H. Impingement cooling of confined circular air jet [J]. *J Heat Mass Transfer*, 1997, 40: 1355-1364.
- [19] FITZGERALD J A, GARIMELLA S V. Flow field effects on heat transfer in confined jet impingement [J]. *J Heat Transfer*, 1997, 118(8): 630-632.
- [20] ELISON B, WEBB W B. Local heat transfer to impinging liquid jets in the initially laminar, transitional, and turbulent regions [J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1994, 37: 1207-1212.
- [21] GARIMELLA S V, RICE R A. Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer [J]. *J Heat Transfer*, 1995, 117: 871-877.
- [22] 周定伟, 马重芳, 刘登瀛. L12378 圆形射流冲击和浸没冷却传热 [J]. *西安交通大学学报*, 2001, 35(9): 958-962.

## Numerical Simulation of Stagnation Point Heat Transfer with Impinging Submerged Circular Jets

ZHOU Ding-wei, MA Chong-fang

( College of Environment and Energy Engineering, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022, China )

**Abstract:** A numerical simulation was performed to study the laminar flow field structure of the submerged circular jets and single phase convective heat transfer at the impinging stagnation point. The factors considered are jet velocity, nozzle diameter, nozzle-to-(impinging)plate spacing and the diameter ratio of the heat transfer surface to nozzle. The numerical results showed that the location of vortex on the impinging plate was getting far from symmetry axis with the increasing of the exit  $Re$  number. For the fully developed tubular nozzle the stagnation point heat transfer coefficient enhanced with the elevating of exit  $Re$  and the decreasing of nozzle diameter, is independent of the diameter ratio of the heat transfer surface to nozzle and presented peak value in  $5 < z/d < 9$ .

**Key words:** jet impingement; heat transfer; numerical simulation