

淹没条件下水射流涡旋特性大涡模拟及实验研究

张欣玮^{1,2}, 汤积仁^{1,2}, 卢义玉^{1,2}, 周哲^{1,2}, 章文峰^{1,2}, 陈钰婷^{1,2}

(1. 重庆大学煤矿灾害动力学与控制国家重点实验室, 重庆 400030;

2. 重庆大学复杂煤层瓦斯抽采国家地方联合工程实验室, 重庆 400030)

摘要:采用大涡模拟方法对淹没条件下水射流的涡量场进行数值模拟,分析流场中涡旋的产生与扩散机制,并通过相同条件下粒子图像测速仪测量射流的涡量场,对模拟结果和方法进行验证。模拟研究泵压和围压对淹没射流涡旋特性的影响。结果表明:在射流流场中,由喷嘴出口产生一系列涡量集中的点涡旋,随着射流的前进涡旋逐渐扩散,卷吸周围介质并传递能量,卷吸范围逐渐扩大,而卷吸能力沿射流轴向呈指数衰减;随着泵压升高,整个流场中涡旋的涡量值明显增大,涡旋扩散长度直线上升;围压对涡量基本没有影响,围压的增加会使涡旋扩散区长度直线下降,减小卷吸作用范围。

关键词:淹没水射流; 涡旋; 大涡模拟; 粒子成像测速

中图分类号:TE 319 **文献标志码:**A

引用格式:张欣玮,汤积仁,卢义玉,等. 淹没条件下水射流涡旋特性大涡模拟及实验研究[J]. 中国石油大学学报:自然科学版,2015,39(3):98-104.

ZHANG Xinwei, TANG Jiren, LU Yiyu, et al. Large eddy simulation and experimental study on vortex characteristics of water jet in submerged condition[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2015,39(3):98-104.

Large eddy simulation and experimental study on vortex characteristics of water jet in submerged condition

ZHANG Xinwei^{1,2}, TANG Jiren^{1,2}, LU Yiyu^{1,2}, ZHOU Zhe^{1,2}, ZHANG Wenfeng^{1,2}, CHEN Yuting^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Coal Mine Disaster Dynamics and Control, Chongqing University, Chongqing 400030, China;

2. National & Local Joint Engineering Laboratory of Gas Drainage in Complex Coal Seam, Chongqing University, Chongqing 400030, China)

Abstract: The large eddy simulation was used to numerically simulate the vorticity field of submerged water jet in submerged condition, through which the mechanism of vortex generation and diffusion in the flow field was analyzed. And the simulation results and methods were validated using the particle image velocimetry (PIV) measurement test of vorticity field under the same conditions. In this way the effect of pump pressure and confining pressure on vortex characteristics of submerged jet were studied. The results show that a series of point vortices with large vorticity are generated by the nozzle exit in the jet flow field. With the progress of jet development, vortices spread gradually and entrain the surrounding medium to transfer energy, which causes the scope of entrainment expanded gradually and the entrainment ability decayed exponentially along the jet axis. With the pump pressure increasing, the vorticity of entire flow field increases significantly and the length of vortex diffusion climbs straight. While confining pressure has no effect on the magnitude of the vorticity, and the increase of confining pressure leads to reduce the length of the vortex diffusion.

Keywords: submerged water jet; vortex; large eddy simulation; particle image velocimetry

收稿日期:2015-02-03

基金项目:国家“973”计划项目(2014CB239206);国家自然科学基金青年基金项目(51404045);教育部长江学者和创新团队发展计划(IRT13043);国家自然科学基金项目(51104191);重庆市博士后科研特别资助项目(Xm2014036)

作者简介:张欣玮(1991-),女,博士研究生,从事非常规油气田开采、水射流技术理论及应用研究。E-mail:cqzhangxinwei@163.com。

水射流在淹没条件下由于周围水介质的黏性剪切作用产生大量涡旋,涡旋的产生与扩散就是射流卷吸周围介质,传递能量、动量使之随同一起运动的过程^[1-2]。淹没射流产生的涡旋可以卷吸周围的岩屑形成粒子射流,增强射流的能量^[3]。Chen 等^[4-5]认为水射流与周围介质的混合会使混合层表面形成大涡,同时从周围环境中卷入介质,而周围介质从水射流中吸取能量,之后由于涡量扩散,涡旋长大至一定程度后自行融汇于湍流中;Novara 等^[6]认为在湍流混合层的运动学特性中二维涡旋结构起着主要作用;沈忠厚等^[7]运用有限差分方法对淹没轴对称紊流射流流场进行数值计算;王瑞和等^[8]建立了围压条件下井底射流流场的物理模型,采用标准的 $k-\varepsilon$ 双方程模型,用有限元方法对围压条件下的紊流淹没射流进行了数值计算;杨永印等^[9]根据二维粒子成像测速(PIV)技术对井眼中流动的淹没射流的动力学流动进行了系统的测量。笔者采用大涡模拟和 PIV 测试实验相结合的方法研究淹没条件下水射流的涡旋特性,分析射流的涡量场,阐述涡旋的产生与扩散的机制以及射流对周围介质的卷吸作用,并分析射流的涡量场在不同的围压和泵压的下的变化规律。

1 大涡模拟

目前,射流流场的数值模拟方法分为雷诺平均模拟(RANS)、直接数值模拟(DNS)和大涡模拟(LES)。RANS 模型将所有流体涡设定为各向同性并统一作雷诺平均,无法得到流场细节。DNS 则需要计算所有尺度的流体涡,网格尺寸必须小于 Kolmogorov 尺度,对计算机的容量和运算速度要求高,目前仍难以模拟大雷诺数的复杂湍流流动。

大涡模拟与传统湍流模型不同,LES 模型使用了滤波思想,把流体涡分为大、小两种尺度。LES 认为大尺度涡各向异性,须进行直接数值模拟以获得流场细节;小尺度涡各向同性,只需采用合适的数学模型进行模拟即可。大涡模拟能准确描述高雷诺数流体的流场细节。

1.1 控制方程

在实施大涡模拟方法时,必须把大涡流场和小涡流场分开,以便对大涡流场实施模拟计算,对小涡流场建立模型。大涡流场是对实际流场进行过滤从而将小于网格尺度的小涡过滤掉而得到的,这一过程借助于滤波函数来进行,称为滤波。在大涡模拟方法中将瞬时流动变量分解成大尺度量和小尺度

量,其大尺度量可以通过一个在物理区域上的加权积分来表示:

$$\bar{\phi}(x) = \int_D G(x, x') \phi(x') dx'. \quad (1)$$

式中, $G(x, x')$ 为空间滤波函数; D 为流体计算控制域。过滤函数定义为

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{1}{v}, & x' \in v, \\ 0, & x' \notin v. \end{cases} \quad (2)$$

式中, v 为计算单元的体积。

对于不可压缩流动,大涡模拟控制方程,即滤波后的 Navier-Stokes 方程为

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4)$$

$$\sigma_{ij} = \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij}. \quad (5)$$

式中, σ_{ij} 为由于分子黏性而产生的应力张量。

亚格子(Sub-grid Scale, SGS)应力 τ_{ij} , 需要封闭模型:

$$\tau_{ij} = \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (6)$$

在涡黏模型中,亚格子应力张量 τ_{ij} 与滤波后的应变速率张量 $\bar{S}_{ij}$ 关系为

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\mu_t \bar{S}_{ij}, \quad (7)$$

式中, μ_t 为亚格子涡黏系数。在计算时, μ_t 采用 Smagorinsky-Lilly 模型:

$$\mu_t = \rho L_s^2 \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}. \quad (8)$$

L_s 为网格的混合长度, $L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3})$, 其中, κ 为 von Kármán 常数; d 为到最近的壁面的距离; V 为计算单元的体积,在计算时取 $C_s = 0.1^{[10]}$ 。

1.2 边界条件及网格划分

出口直径 3.2 mm, 计算宽度为 30 mm, 长度为 150 mm, 如图 1 所示。边界条件包括压力入口、壁面和压力出口, 设定不同的入口出口压力, 进行 3 组模拟: ①出口压力设为 0 MPa, 入口压力分别选取 5、10、15、20、25 MPa, 模拟计算无围压条件下的涡量场, 研究涡旋产生和扩散的机制; ②出口压力设为 2 MPa, 入口压力分别选取 5、10、15、20、25 MPa, 研究围压条件下泵压对射流涡旋特性的影响; ③入口压力选定 15 MPa, 出口压力分别选取 1、2、3、4 MPa, 研究围压对射流涡旋特性的影响。

为保证大涡模拟的计算精度, 网格划分全部使

用结构网格,并在壁面及射流边界处加密,网格间距 0.1 mm,划分网格数量约为 55 243 个。

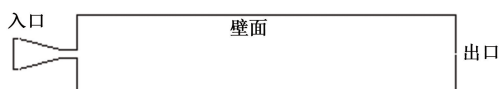


图1 计算流域及边界属性

Fig.1 Calculation geometry and border property

1.3 计算方法和收敛判据

离散选用中心差分格式,使用 PRESTO 格式修正压力梯度,流场计算使用 SIMPLE 算法。时间步长为射流通过网格时间的 1/3,即 1×10^{-6} s,计算时间为射流流经整个计算区域所需时间的 3 倍,即 0.005 s。流体密度取 998.2 kg/m^3 ,流体运动黏滞系数取 0.001 003,环境压力 101 325 Pa。在迭代过程中,对解的收敛性进行监视,并在系统达到指定精度后结束迭代计算,认为计算结果收敛。

1.4 模拟结果分析

在有旋流动流场的全部或局部区域中充满着绕自身轴线旋转的流体微团,形成了一个由涡量 w 表示的涡量场^[11],涡量代表了流场中各点旋度,涡量大说明流体微团的旋转角速度大,流场扰动剧烈,有利于强化流体传质^[12],对周围介质的卷吸能力较强。

二维流场涡量的表达式为

$$w = \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (9)$$

式中, u_x 为质点横向(x)的速度; u_y 为质点竖向(y)的速度。

图2为大涡模拟计算得到的泵压 5 MPa、围压 0 MPa 工况下的涡量场。由图2可知,整个流场中的涡量峰值均出现在喷嘴出口,而此处涡旋的直径很小,表明射流一离开喷嘴就与周围静止的水介质发生剧烈的能量交换和紊动扩散,诱发一系列点涡旋,即涡旋产生于喷嘴出口处。

距离喷嘴出口一定距离内的中心区域涡量几乎为零,可认为该区域内射流介质不存在横向或纵向的速度梯度,基本不受周围介质的干扰,定义为无旋区。这部分区域等同于射流的等速核^[13]。

在无旋区两侧区域内,涡旋几乎呈对称分布,沿射流发展方向涡旋直径不断变大,而中心涡量逐渐降低。这表明随着射流发展涡旋在该区域内逐渐扩散,主流与周围介质发生能量交换、物质交换,卷吸周围介质并传递能量,使射流束直径变大,卷吸范围渐渐增大,而射流主流的能量则逐渐降低,卷吸作用

逐渐减弱,定义该区域为涡旋扩散区。扩散区内每个涡旋的最大涡量均出现在涡旋中心,中心涡量决定了射流对周围介质卷吸作用的强弱,扩散区的长度与扩散角度决定了卷吸作用范围。

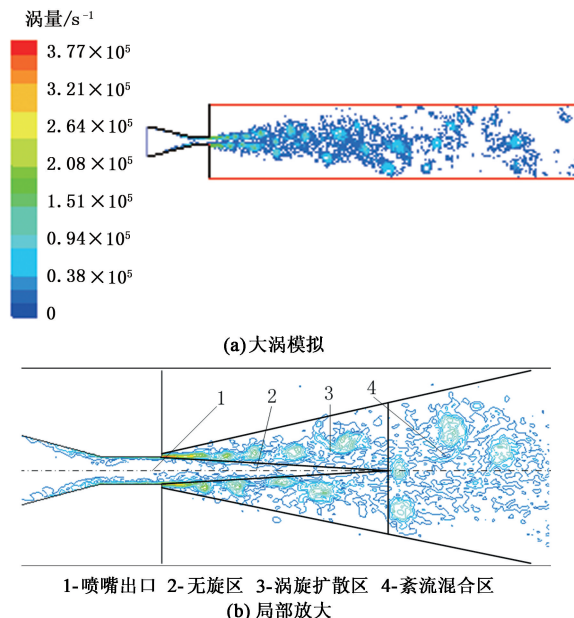


图2 大涡模拟涡量场

Fig.2 Vorticity field chart of large eddy simulation

射流发展到一定距离后的区域内射流中心线上会出现涡量,表明无旋区两侧的涡旋扩散到一定程度会在射流中心混合,变成强烈的紊流,形成了紊流混合区。在该区域内,射流已将周围介质卷入主流中来,两者掺混在一起并共同向前运动。

模拟结果还表明,在不同的泵压和围压下,射流流场结构不会发生改变,涡旋的产生和扩散的过程同上述。

2 淹没射流 PIV 测试实验

2.1 实验原理及装置

实验中采用粒子图像测速仪(PIV)对淹没条件下水射流喷嘴出口附近的流场进行测量。该测试装置不与射流介质直接接触,并且能够实现射流流场的可视化,测量结果准确且操作简单^[14]。

图3为实验装置连接示意图,淹没腔体固定在自行研发的四维水射流测试台上,水射流发生装置连接在淹没腔体上;淹没腔体装置内部尺寸为 $850 \text{ mm} \times 600 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$,腔体壁厚为 50 mm,玻璃尺寸为 $300 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ 。选用收敛性较好的喷嘴($d_0 = 3.2 \text{ mm}$,出口段长度 9 mm,收缩段锥角 15°),激光发射器发射出的激光由激光臂传输至组合镜头,形成的片光源透过淹没腔体装置上部玻璃垂直照射在

喷嘴出口的射流上,CCD 相机透过腔体侧边的玻璃拍摄图片,调节 Insight 3G 软件,设定实验过程中的参数,获得最佳拍摄图像。

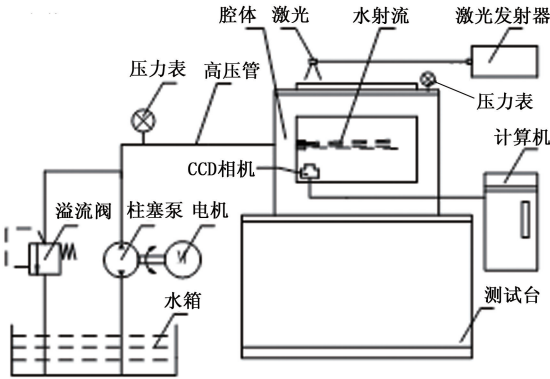


图 3 测试装置连接示意图

Fig. 3 Device connection schematic of testing system

实验过程中,CCD 相机拍摄范围为 $59.6\text{ mm} \times 44.4\text{ mm}$,即拍摄喷嘴出口到距离喷嘴出口 59.6 mm 范围内的射流,可以满足实验要求。受淹没腔体玻璃强度较低的限制,不进行实验室围压实验。通过改变泵压进行 5 组实验,泵压分别选取 5、10、15、20、25 MPa,每一种工况下均拍摄 200 张流场图片,经 Insight 3G 软件处理后,选取质量较好的图片,再用 Tecplot 软件进行数据计算,得到实验条件下的涡量场,综合分析实验结果来验证大涡模拟的可靠性。

2.2 实验结果分析

实验结果也表明,在不同的泵压下,涡量的分布规律一致,泵压不会影响涡旋产生和扩散的机制。

图 4 为 PIV 实验泵压 5 MPa 时得到的结果,对

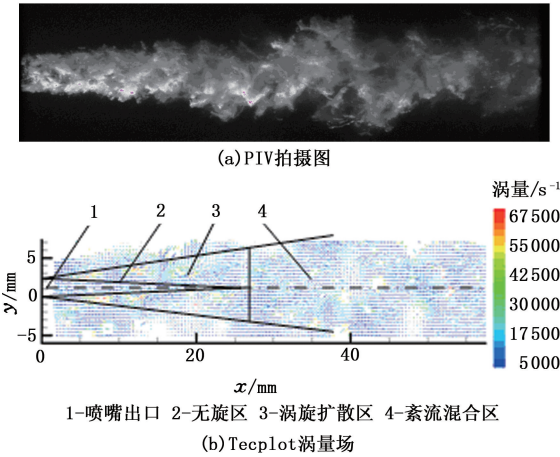


图 4 PIV 流场图

Fig. 4 Flow field chart of PIV

比相同工况下的大涡模拟结果发现两者得到的射流涡量场结构吻合良好,二者分析得到的涡旋产生和

扩散的机制相同,同样地可以将实验得到的涡量场分为无旋区、涡旋发展区和紊流混合区,验证了由模拟得到的流场是可靠的。

3 泵压对涡旋特性的影响

在射流流场中,每个涡旋产生时的涡量决定了自身扩散的过程。涡旋和峰值涡量均产生于剪切作用最剧烈的喷嘴出口处。处理大涡模拟第②组数据与实验数据,均可得到射流的峰值涡量随泵压大致呈直线上升,如图 5 所示。这是由于泵压与射流速度呈二次关系^[15],射流本身的能量随泵压的升高则呈线性增加,而涡量反应的是涡旋本身的能量,因此与泵压呈正相关。

然而,PIV 测试实验获得的涡量值小于大涡模拟计算的涡量值,这是由于 PIV 受测试技术像素的限制,对涡旋描述的尺度不足够小,造成对涡旋的细节拍摄不够精确,而大涡模拟将网格划得很小,可以很好的描述流场的细节,得到的数值更加真实可靠。

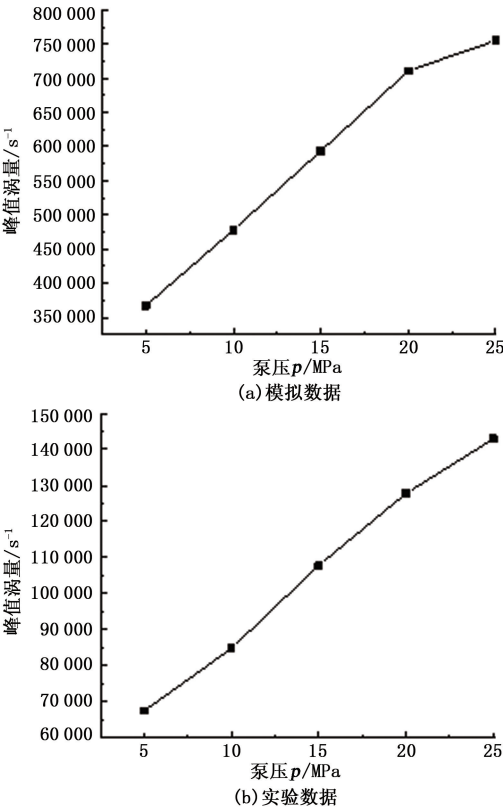


图 5 峰值涡量与泵压的关系

Fig. 5 Relationship between peak vorticity and pump pressure

射流是由涡旋扩散区内的一系列涡旋卷吸并混合周围介质的,而扩散中的涡旋的中心涡量决定了卷吸作用的强弱。以扩散区中各个涡旋中心距离喷

嘴出口的距离为横坐标,中心点的涡量为纵坐标,将同一泵压的数据连接,处理结果如图 6 所示。

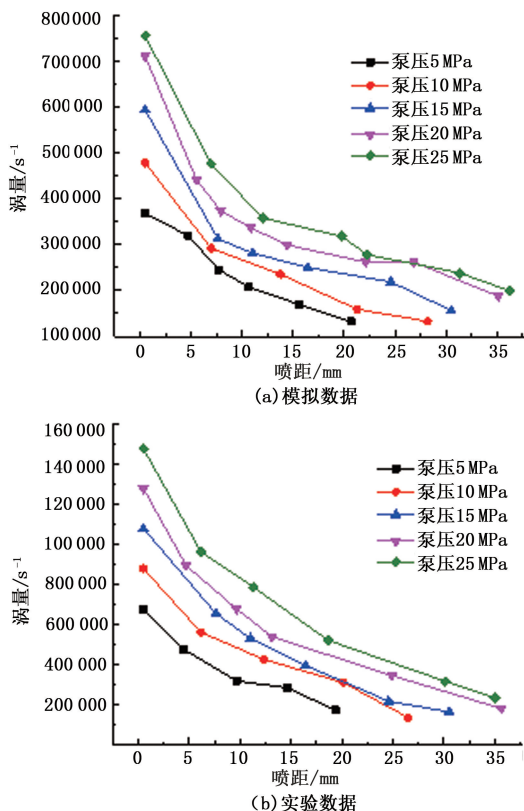


图 6 涡量与喷距的关系

Fig. 6 Relationship between vorticity and spray distance

由图 6 可知,在一定的泵压下,随着喷射距离的增加,涡量呈指数衰减,表明沿射流喷射方向,涡旋逐渐地扩散,射流束带动周围介质随同一起运动时,使得临近射流表面的介质获得速度和能量,而原来位于射流束表面的介质的能量则逐渐下降,射流的卷吸能力是逐渐衰减的。但是,当泵压较高时,各喷距的涡量整体均大于低泵压时的涡量值。

射流与周围介质的能量交换在涡旋扩散过程中进行,涡旋扩散区的长度和扩散角决定了射流影响周围介质的范围,对射流的卷吸作用有重要影响。处理模拟与实验数据计算得到,各工况下的涡旋扩散角度(射流上/下边界与中心轴线的夹角)均在 $5.9^\circ \sim 6.1^\circ$,可以认为扩散角度不随泵压变化而变化;而扩散区的长度与泵压的关系由图 7 可知,随着泵压的增大,扩散区的长度呈直线上升。这是由于射流从喷嘴喷出后,依靠惯性前进,与周围介质进行能量交换,而泵压升高喷嘴出口速度增加,使得流体的惯性随之增加,射流与周围介质间的能量交换过程变长,周围介质混入射流主流的过程也随之延长。实验得到的扩散区长度均略小于模拟数据,是由于

实验中存在的阻力以及射流的压力损失而造成的。

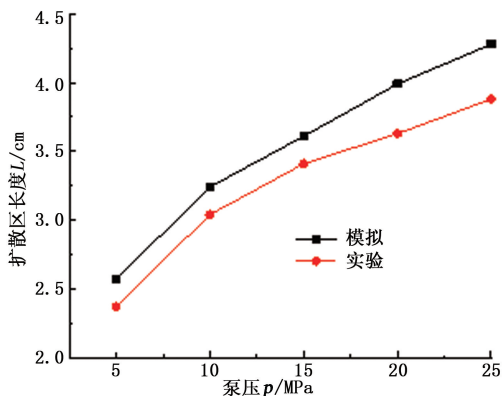


图 7 扩散区长度与泵压的关系

Fig. 7 Relationship between length of diffusion zone and pump pressure

4 围压对涡旋特性的影响

由于在不同的泵压下,沿射流轴线方向,涡量的变化趋势是一致的,只选择 15 MPa 的泵压进行一组实验研究围压的作用是可靠的。根据大涡模拟第③组结果,以喷距为横坐标,中心点的涡量为纵坐标,将同一围压的数据连接,处理结果如图 8 所示。

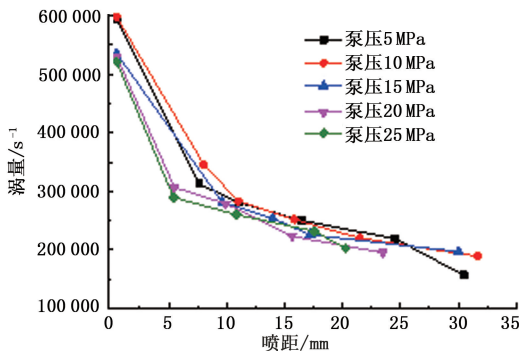


图 8 涡量与喷距的关系

Fig. 8 Relationship between vorticity and spray distance

由图 8 可知,在一定的围压下,随着喷射距离的增加,涡量也呈指数衰减。在各围压下相同喷射距离处的涡量值相近,表明围压的存在基本不改变涡量值的大小,不会影响涡旋的产生过程,但并不代表它不会影响涡旋的扩散。

采用前述方法计算涡旋扩散角,结果表明扩散角度亦不随围压变化而变化,因此扩散范围由扩散区长度决定。如图 9 所示,涡旋扩散区长度几乎随围压增加呈直线下降。这是由于在围压状态下,虽然射流中的紊动流相似性依然存在,但是围压对射流压力有明显影响,动压力衰减速度比没有围压时要快,在围压作用下,射流的能量一部分用于克服

围压的阻力,因此与周围介质间的能量交换过程变短,减小了卷吸作用的范围。

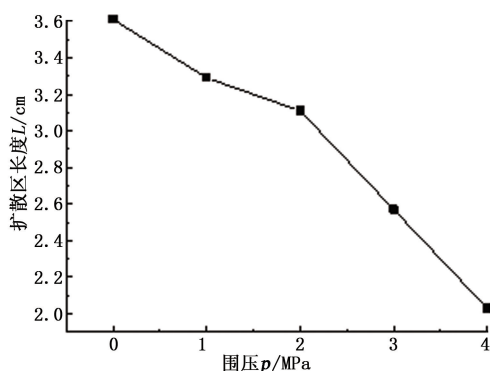


图9 扩散区长度与围压的关系

Fig.9 Relationship between length of diffusion zone and confining pressure

5 结论

(1)大涡模拟用于研究淹没射流的涡旋特性是可行的。

(2)淹没条件下,在射流流场中涡旋沿射流中心呈对称分布,靠近喷嘴出口的位置,剪切作用最为剧烈,产生一系列点涡,随着涡旋扩散,卷吸周围介质并传递能量,涡量沿轴向呈指数衰减。

(3)涡量值主要受泵压影响,扩散区长度随泵压的增加呈直线上升,而围压的增加会使得扩散区缩短,减小了卷吸作用范围。

参考文献:

- [1] 周卫东,李罗鹏,孔垂显,等. 淹没条件下长圆喷嘴流场数值模拟[J]. 中国石油大学学报:自然科学版, 2013,37(1):80-84,90.
ZHOU Weidong, LI Luopeng, KONG Chuixian, et al. Numerical simulation of flow field of nozzle with elliptical exit under submerged condition[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2013,37(1):80-84,90.
- [2] 王明波,王瑞和. 磨料水射流中磨料颗粒的受力分析[J]. 中国石油大学学报:自然科学版,2006,30(4):47-49,74.
WANG Mingbo, WANG Ruihe. Analysis of forces acting on abrasive particles in abrasive water jet[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2006,30(4):47-49,74.
- [3] 倪红坚,杜玉昆,张树朋,等. 围压条件下井底环空循环吸入式粒子射流破岩试验[J]. 中国石油大学学报:自然科学版, 2011,35(4):81-84.

NI Hongjian, DU Yukun, ZHANG Shupeng, et al. Rock-breaking experiment on particle jet circulatory suck-in bottom-hole annulus fluid under ambient pressure[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2011,35(4):81-84.

- [4] CHEIN R, CHUNG J N. Effects of vortex pairing on particle dispersion in turbulent shear flows [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1987,13(6):785-802.
- [5] DORIAN L. The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets [J]. Journal of Fluid Mech, 1992,245:643-668.
- [6] NOVARA, MATTEO, SCARANO. Performances of motion tracking enhanced Tomo-PIV on turbulent shear flows [J]. Experiments in Fluids, 2011,52(4):1027-1041.
- [7] 李兆敏,沈忠厚. 井底边界条件下单喷嘴射流流场的数值模拟[J]. 石油大学学报:自然科学版,1995,19(6):42-45.
LI Zhaomin, SHEN Zhonghou. Numerical simulation of turbulent axisymmetric impinging jet flow fields[J]. Journal of the University of Petroleum, China (Edition of Natural Science), 1995,19(6):42-45.
- [8] 王瑞和,白玉湖. 井底受限射流流场的数值模拟[J]. 石油大学学报:自然科学版, 2003,27(5):36-38.
WANG Ruihe, BAI Yuhu. Numerical simulation of flow field of confined water jet at bottom hole [J]. Journal of the University of Petroleum, China (Edition of Natural Science), 2003,27(5):36-38.
- [9] 杨永印,周卫东. 利用 PIV 技术对淹没冲击水射流流体力学特性的研究[J]. 石油钻探技术, 2001,29(4):19-21.
YANG Yongyin, ZHOU Weidong. Study on dynamics of submerged water jet flow with PIV technology [J]. Petroleum Drilling Techniques, 2001,29(4):19-21.
- [10] CHRISTE F. Large eddy simulation of high reynolds number free and wall-bounded flows [J]. Journal of Computational Physics, 2002,181:68-97.
- [11] 白静,方红卫,何国建. 非淹没丁坝绕流的三维大涡模拟研究[J]. 力学学报,2013,45(2):151-157.
BAI Jing, FANG Hongwei, HE Guojian. Study of non-submerged groin turbulence flow in a shallow openchannel by les [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2013,45(2):151-157.
- [12] 王小兵,刘扬,崔海清,等. 垂直管中定常螺旋流涡量特性的 PIV 试验研究[J]. 流体机械,2012,40(2):5-9.
WANG Xiaobing, LIU Yang, CUI Haiqing, et al. Experimental study on the fluid flow characteristics in the hydrocyclone on the PIV [J]. Fluid Machinery, 2012,

- 40(2):5-9.
- [13] 李根生,沈忠厚. 高压水射流理论及其在石油工程中的应用研究进展[J]. 石油勘探与开发, 2005,32(1): 96-99.
- LI Gensheng, SHEN Zhonghou. Advances in researches and applications of water jet theory in petroleum engineering[J]. Petroleum Exploration and Development, 2005,32(1):96-99.
- [14] 葛兆龙,周哲,卢义玉,等. 影响自激振荡脉冲射流性能的喷嘴结构参数研究[J]. 四川大学学报:工程科学版,2013,45(5):160-165.
- GE Zhaolong, ZHOU Zhe, LU Yiyu, et al. Study on the nozzle structure parameters affecting the performance of self-excited oscillation pulsed jet[J]. Journal of the Sichuan University (Engineering Science Edition), 2013, 45(5):160-165.
- [15] 卢义玉,黄飞,王景环,等. 超高压水射流破岩过程中的应力波效应分析[J]. 中国矿业大学学报, 2013, 42(4): 519-525.
- LU Yiyu, HUANG Fei, WANG Jinghuan, et al. Analysis on the stress wave effect during the process of rock breakage by ultrahigh pressure water jet[J]. Journal of China University of Mining & Technology, 2013, 42(4): 519-525.

(编辑 刘为清)