

动水环境中射流喷角对射流特性影响数值模拟

周 丰, 梁书秀, 孙昭晨*

(大连理工大学 海岸和近海工程国家重点实验室, 辽宁 大连 116024)

摘要: 在应力代数模型基础上引入密度状态方程建立了变密度的各向异性湍浮力射流模型,并给出了浮力系数的简单计算式.对存在密度差的射流进行了数值计算,所得轨迹线与实验结果吻合良好.应用有限体积法对流动环境中不同喷角二维立面射流流场特性进行了数值分析,对涡心及分离点位置与喷角关系的结果分析表明喷角为90°时回流区域最大.提出了面积湍动能 k_A 概念,以此分析了流体间的掺混强度与喷角间的关系,结果表明喷角为90°时最有利于射流水体与环境水体间的掺混.

关键词: 射流; 变密度; 应力代数模型; 浮力系数; 涡心点; 面积湍动能
中图分类号: O357.5 **文献标识码:** A

0 引言

污水排海排江工程重要的一个组成部分是污水经过预处理后,通过铺设在水下的排放管输送到离岸适当距离的一定水深处,利用安置在排放口的扩散器,使污水与周围环境水体迅速混合,以提高污水的初始稀释效果和充分利用环境水体的自净能力,在尽可能小的范围内使污水与环境水体充分掺混,高度稀释,达到要求的排放标准.目前对环境流体中垂直排放的射流特性的研究比较多,而对喷角对射流特性影响的研究相对较少.文献[1]中实验研究了射流喷角对稀释度的影响,而喷角是影响回流区域尺度,以及射流水体与环境水体的掺混强度的重要参量.本文将采用数值计算的方法来研究立面二维喷角对射流特性的影响.

1 数值模型的建立

1.1 控制方程

应用文献[2]提出的简化的湍浮力立面二维应力代数模型对动水环境中射流喷角对射流特性的影响进行研究,其控制方程可用式(1)统一方程表示:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u h) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w h) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) +$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) + S_h \tag{1}$$

方程中各变量表达的物理意义见表1.

式中: u 、 w 、 p 、 c 、 d 、 k 、 X 分别为水平速度、垂向速度、压力、浓度、密度、湍动能和湍动能耗散率; $\Delta c = c - c_a$. 紊动粘性系数 $\nu_t = c_d k^2 / X$; Prandtl数 $e_{-1} = \left\{ 1 + \frac{1 - C_2}{C_1 C_1} U_g \frac{k^2}{X} \frac{\partial}{\partial z} \right\} \left| \frac{\frac{1}{C_1} \frac{1 - C_2}{C_1} \left\{ \frac{2}{3} \left(\frac{C_1 + C_2 - 1}{C_1} \right) + \left[\frac{2(1 - C_2)}{C_1} + \frac{1 - C_2}{C_{11}} \right] U_g \frac{\nu_t}{X} \right\}}{1 + \left[\frac{2(1 - C_2)}{C_1 C_1} + \frac{1 - C_2}{C_{11} C_{11}} \right] U_g \frac{k^2}{X} \frac{\partial}{\partial z}} \right|$

其他各常数见表2^[2].

如果上述模型中密度 d 为变量,以上方程组并不封闭,本文引入一个密度状态方程.假定密度的变化只与污染物的浓度有关,各参量为 d_e 环境水体的密度; d_s 射流水体的密度; d_c 污染物的密度; d_{cs} 环境水体和射流水体中除污染物外的水体的密度; c_s 环境水体中污染物体积浓度; c_{rs} 射流水体中污染物体积浓度.

收稿日期: 2006-01-10; 修回日期: 2007-05-29.
基金项目: 辽宁省自然科学基金资助项目(20032115).
作者简介: 周 丰(1980-),男,博士生, E-mail: zf008015@126.com; 孙昭晨*(1960-),男,教授,博士生导师.
©1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

表 1 立面二维湍浮力应力代数模型
Tab. 1 2-D vertical turbulent buoyant stress-algebraic model

方程	h	Γ_x	Γ_z	S_h
连续	1	0	0	0
x-动量	u	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{e_1}$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{\partial w}{\partial z}\right) - \frac{\partial}{\partial x}(d\bar{u}\bar{u})$
z-动量	w	-	$\frac{2}{3}$	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\left(-\frac{1}{e_1}\right)\frac{\partial u}{\partial z}\right] - \frac{\partial}{\partial z}(d\bar{w}\bar{w}) - d_g U \Delta c$
浓度	c	$\frac{1}{e_1}$	$\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_{11}}$	$-\frac{\partial}{\partial x}(d\bar{u}\bar{c})$
湍动能	k	$-\frac{1}{3} + c_k d \frac{k^2}{X}$	$-\frac{1}{3} + c_k d \frac{k^2}{X}$	$p_k + p_b - dX$
动能耗散率	X	$-\frac{1}{3} + c_{X1} d \frac{k^2}{X}$	$-\frac{1}{3} + c_{X1} d \frac{k^2}{X}$	$c_{X2} \frac{X}{k} p_k - d_{X2} \frac{X}{k} + p_b$
应力 浓度代数式	$\bar{u}\bar{u} = \frac{2}{3}\left(\frac{C_1 + C_2 - 1}{C_1}\right)k - \frac{2(1 - C_2)}{C_1}\frac{k}{X}\bar{u}\bar{w} - \frac{\partial U}{\partial z}$			
	$\bar{u}\bar{w} = -\frac{1}{d}\frac{1}{e_1}\frac{\partial U}{\partial z}$			
	$\bar{w}\bar{w} = \frac{2}{3}\left(\frac{C_1 + C_2 - 1}{C_1}\right)k - \frac{2(1 - C_2)}{C_1}\frac{k}{X}Ug\bar{w}\bar{c}$			
	$\bar{u}\bar{c} = -\frac{k}{C_{r1}}\left(\bar{u}\bar{w}\frac{\partial}{\partial z}\right) + \left(\frac{C_{r2} - 1}{C_{r1}}\right)\frac{k}{X}\left(\bar{w}\bar{c}\frac{\partial U}{\partial z}\right)$			
	$\bar{w}\bar{c} = -\frac{1}{d}\frac{1}{e_{11}}\frac{\partial}{\partial z}$			
	$\bar{c}\bar{c} = -\frac{k}{d_{11}}\left(\bar{w}\bar{c}\frac{\partial}{\partial z}\right)$			

表 2 常系数
Tab. 2 Constant coefficients

C_k	C_1	C_2	C_3	C_X	C_{X1}	C_{X2}	C_{X3}	C_t	C_{t1}	C_{t2}	C_{t3}	$C_{\theta 1}$
0.09	2.2	0.55	0.55	0.07	1.55	1.92	0.8	0.07	5.0	0.5	0.5	0.63

通过建立密度与浓度的关系,可以得到上述各种密度与浓度的关系:

$$d_k = c_a d + (1 - c_a) d_k \tag{2}$$

$$d_b = c_w d + (1 - c_w) d \tag{3}$$

联立求解式(2)(3),可得

$$d_k = \frac{(1 - c_a)d_b - (1 - c_w)d_k}{c_w - c_a} \tag{4}$$

$$d_k = \frac{c_w d_b - c_a d_b}{c_w - c_a} \tag{5}$$

将式(4)(5)代入方程 $d = c d_k + (1 - c) d_k$ 中可得计算区域内任意一点的密度

$$d = \frac{(c - c_a)d_b - (c - c_w)d_k}{c_w - c_a} \tag{6}$$

为了研究射流流体密度的影响,引入浮力系数 U,它表示水体密度随污染物浓度的变化率

$$U = \frac{1}{d_k} \frac{dI}{d_c} = \frac{1}{d_k} \frac{d - d_k}{c - c_a} \tag{7}$$

由方程(6)(7)联立,可得

$$U = \frac{1}{d_k} \frac{d_b - d_k}{c_w - c_a} \tag{8}$$

可见当环境水体和射流水体的初始状态 (d_b, c_a, d_b, c_w) 给定后即可知 U. $U < 0$ 时射流水体受正浮力; $U > 0$ 时射流水体受负浮力. 浮力系数 U 确定后,方程(6)与前面所述应力代数模型中的 12 个方程一起便构成了封闭的变密度应力代数模型.

这里需要指出的是,当 $c_a = c_w$ 时, $d_k = d_b$,计算区域内任意一点任意时刻的浓度 $c = c_a = c_w$,密度 $d = d_k = d_b$,d 不用式(6)计算. 此时不存在浮力,也就无需考虑浮力系数 U. 此时就是恒定密度下无浮力射流的计算,用表 1 中的 12 个方程即可

计算.

1.2 边界条件

计算区域见图 1.

(1) 进口断面

$x = 0$ 时, $u = u_a, w = 0, k_0 = 0.058u_a^2, X = 0.058u_a^3$. 其中 u_a 由射流比 R_j 确定: $u_a = w_j / R_j$. u_a 为环境水体初始流速, w_j 为射流水体初始流速.

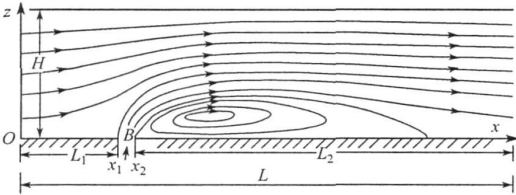


图 1 计算区域

Fig. 1 Domain of calculation

(2) 出口界面

$x = L$ 时, $w = 0, \frac{\partial}{\partial x} [u, k, X, c] = 0$. 其中 L 为计算区域长度.

(3) 自由表面

采用刚盖假定, $z = H$ 时, $w = 0, \frac{\partial}{\partial z} [u, k, X, c] = 0$. 考虑到自由面对紊动的抑制作用, 自由面上的湍动能耗散率由经验公式来确定, 即 $X = c^{3/4} \frac{k_s^{3/2}}{0.07K_a H}$. 式中, $K_a = 0.4, k_s$ 为自由面的湍

动能.

(4) 底部边界

$z = 0$, 底部除射流口外, 均为固壁, 采用 Launder 等^[3]壁函数的模拟方式.

(5) 射流出口

$x_1 \leq x \leq x_2, u = w_j \cos \theta, w = w_j \sin \theta, c = \omega, k = 0.058w_j^2, X = 0.058w_j^3$. 其中 x_1, x_2 分别为喷嘴口左右两端的坐标, θ 为喷嘴角, 当射流方向与环境水体流向同向时定义喷嘴角为 0° , 逆时针为正.

利用该模型和有限体积法针对文献 [4] 静水环境中 0° 喷嘴角工况浮力射流进行了数值计算, 所得射流轨迹线与文献 [4] 数值计算及实验所得结果对比如图 2 3.

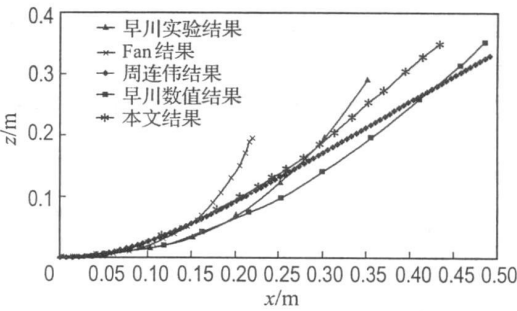
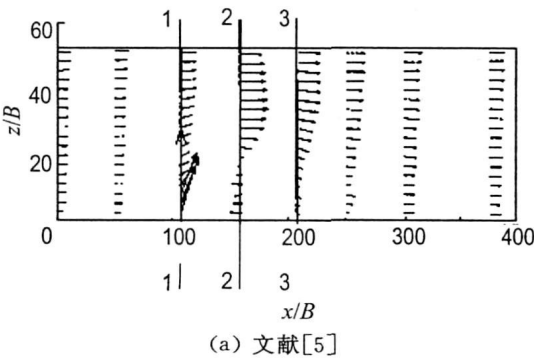
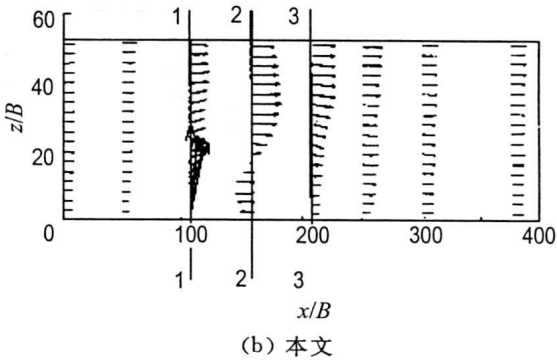


图 2 0° 喷嘴角, $w_j = 0.199 \text{ m/s}$ 射流轴线

Fig. 2 Jet axis of 0° angle jet ($w_j = 0.199 \text{ m/s}$)



(a) 文献[5]



(b) 本文

图 3 流速分布实验结果

Fig. 3 The experimental result of velocity distribution

从图 2 中可以看出, 在射流的初始阶段几种模型的计算结果以及实验结果都比较接近, 经过一段距离后, 几种数值计算结果与实验结果都或多或少地产生偏离, 相比较本文结果总体上与实验结果更为接近, 主要原因是: Fan 早川以及周连伟的数学模型都是采用动量积分方法建立的, 而动量积分方法是以许多自相似假定为基础的,

有些相似性假定尚需进一步研究, 这其中就包括对动力及浮力共同作用下的浮力射流在初始段、弯曲段、横流贯穿段中自相似性及卷吸规律是否相同尚未定论, 而以上 3 种积分数值模型在这 3 个区上均是采用相同的自相似性及卷吸规律; 本文的数值模型不需采用自相似假定, 从而避免了采用动量积分方法时理论上的缺陷.

为进一步检验本模型,针对文献 [5] 喷嘴 90° 的工况底部纯射流进行了数值计算,并与其对比了几个特征断面上的流速分布,如图 3.

从几个特征断面上的速度分布结果对比看,除了喷嘴断面靠近喷嘴处的计算速度比实验速度稍大,本文计算所得成果与实验资料吻合良好,使本文所采用的数值模型得到验证.

2 数值计算及结果讨论

为了研究喷嘴对射流特性的影响,本文对底部排放的纯射流在 $R_i = 4, 8, 12$ 三种射流比下,喷嘴 θ 分别为 $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ, 150^\circ$ 时进行了数值计算. 为了便于计算结果的比较与分析,以文献 [5] 中的实验为参考,给定初始值以及确定计算区域. 喷嘴宽度 $B = 0.003\text{ m}$,射流速度 $w_j = 0.328\text{ m/s}$,水深 $H = 0.164\text{ m}$,进口断面距喷嘴 0.237 m ,出口断面距喷嘴 2.41 m . 将整个

区域划分为 119×27 的非均匀网格,喷嘴处网格加密. 在交错网格上应用有限体积法离散方程,并用 SIMPLE 算法求解.

2.1 涡心点和分离点位置与喷嘴角关系的分析

在实际的废水排放问题中,由于回流区是污染物的聚集区,回流区的尺度应是关注的重点. 以前许多学者对回流区的高度和长度进行了研究,如文献 [6-7]. 但无论实验还是数值计算要准确判断分离流线的位置都比较困难,所给出的回流区的高度也就存在较大误差. 涡心点和分离点是射流流场中的两个重要特征量,它们可以表征回流区域的尺度,而且相对于回流区域的高度和长度,涡心点及分离点的位置更容易确定,因为流速在这两点的值都很小,几乎为零.

图 4 为 $R_i = 4, 8, 12$ 时涡心点 $(x_{\text{vor}}, z_{\text{vor}})$ 及下游分离点 $(x_{\text{sep},b}, 0)$ 位置与喷嘴角的关系.

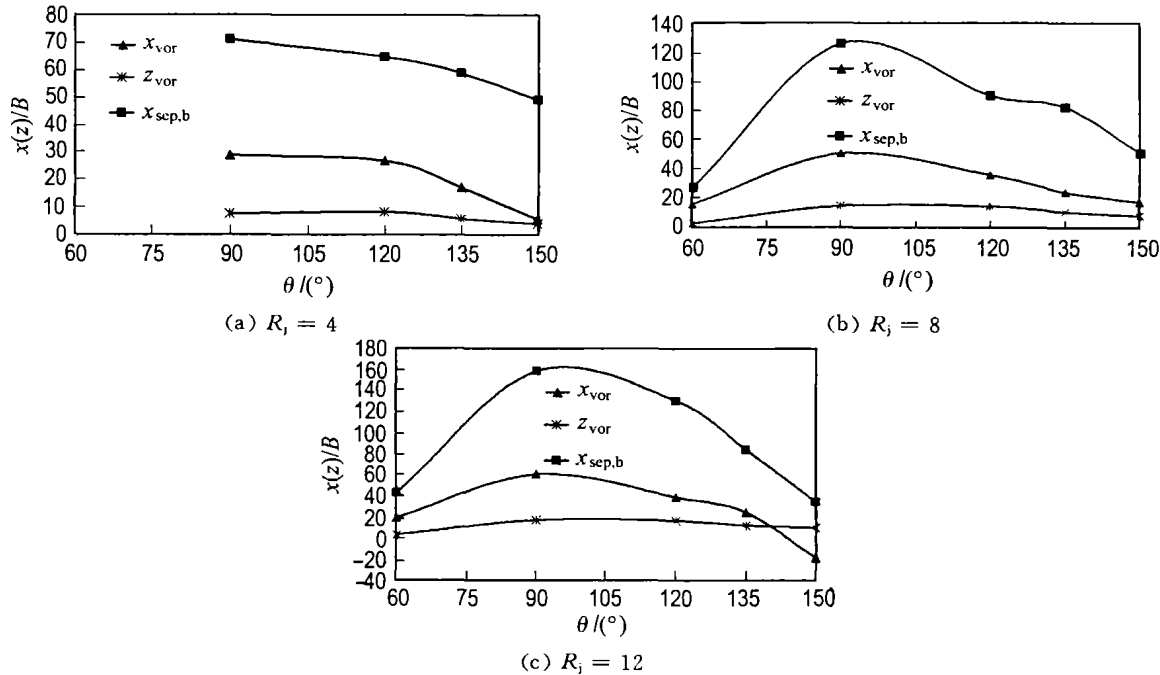


图 4 涡心点、下游分离点位置与喷嘴角关系

Fig. 4 The relation between vortex center and separation point with angle

从图中可以看出喷嘴的改变对下游分离点的位置影响最为明显,对涡心点水平位置的影响其次,对涡心点垂向位置影响最小. 无论对于涡心点的水平坐标 x_{vor} ,垂向坐标 z_{vor} ,还是下游分离点坐标 $x_{\text{sep},b}$,均是在 $\theta = 90^\circ$ 时达到峰值,这表明喷嘴角 $\theta = 90^\circ$ 时回流区域最大(出现上分离点情况下的回流区域范围除外). $\theta = 60^\circ$ 和 $\theta = 135^\circ$ 时回流区相对较小, $\theta = 60^\circ$ 时射流方向与环境水体

流向夹角较小,射流从喷嘴喷出后很快形成顺流,仅在喷嘴下游很小的区域内形成回流区; $\theta = 135^\circ$ 时射流仅在喷嘴很短的一段距离内偏向计算区域的上游,随后射流轴线迅速向下游偏转,形成的回流区域也比较小.

计算发现 $R_i = 4$ 时,喷嘴角 $\theta = 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ$ 时,不能形成回流区. 这是因为射流方向与环境水体的流向夹角较小,且 $R_i = 4$ 时射流与环境流体的

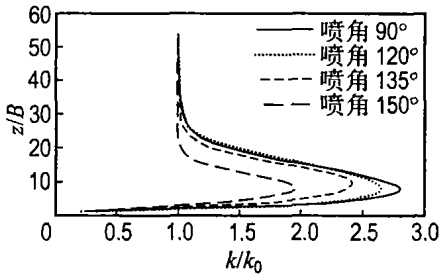
流速差也相对较小,卷吸作用较弱;另外,此时射流对环境水体的流动起不到有效阻挡的作用,在射流水体两侧不能产生足够的压力差,由于以上两个原因不能形成回流区。

另外需要指出的是,当 $R_j=8,12,\theta=150^\circ$ 时在喷口上游会出现另外一个分离点,这里称为上游分离点 ($x_{sep,u}$)。

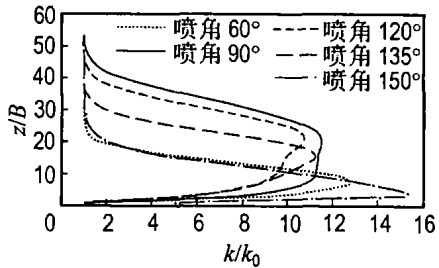
从表 3 可以看出,随着射流比的增大,也就是射流初始动量的相对增大,涡心点以及上、下游分离点的位置都向上游偏移, $R_j=12$ 时涡心点已经在喷口上游,从定性分析的角度来看,随着射流比的逐渐增大涡心和分离点的位置会逐渐向上游移动,当射流的初始动量相对足够大时整个回流区会全部在喷口的上游。

表 3 涡心点及上、下游分离点相对坐标
Tab. 3 Coordinates of vortex center and separation points

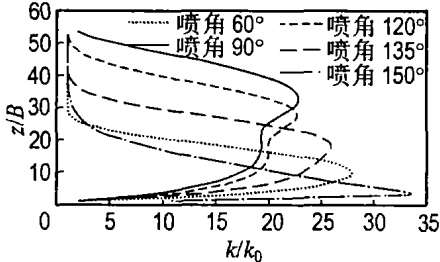
R_j	x_{vor}	z_{vor}	$x_{sep,u}$	$x_{sep,b}$
8	17	7.67	- 43	51.1
12	- 18.67	10	- 65.7	34.3



(a) $R_j = 4$



(b) $R_j = 8$



(c) $R_j = 12$

图 5 不同喷嘴角下涡心断面 k 分布

Fig. 5 The distribution of k on vortex center section of different jet angle

由图 5 可以看出,不同喷嘴角条件下涡心断面的湍动能 k 的最大值都会随着射流比 R_j 的增大而增大,所以提高射流比可以增强射流水体与环境水体间的掺混;对于不同喷嘴角、不同射流比工况下,图中涡心位置的 k 值都较大,但 k 峰值一般出现在涡心偏上的位置. 在 3 种射流比下,都有 $\theta =$

$R_j = 8, \theta = 90^\circ$ 时回流区域的长度 $l = x_{sep,b} - 0 = 127.1$; $\theta = 150^\circ$ 时 $l = x_{sep,b} - x_{sep,u} = 51.1 - (-43) = 94.1$; $R_j = 12, \theta = 90^\circ$ 时 $l = x_{sep,b} - 0 = 159.4$; $\theta = 150^\circ$ 时 $l = x_{sep,b} - x_{sep,u} = 34.3 - (-65.7) = 100.0$,由此可见,无论流场中是否出现上游分离点,喷嘴角 $\theta = 90^\circ$ 时回流区域最大。

2.2 湍动能 k 分布与喷嘴角关系的分析

紊动粘性系数 μ_t 不是流体本身的性质,它依赖于流体紊动的状态,在一定程度上紊动粘性系数 μ_t 能够反映紊动的强度,紊动越强,流体间的掺混越剧烈,而 μ_t 又与 $k^{1/2}$ 成比例,所以通过 k 的大小能够反映流体间掺混的剧烈程度。

射流流场中流体的紊动主要集中于回流区,所以本文选取了回流区的一个重要特征断面——涡心断面,研究其上湍动能 k 的分布. 图 5 分别为 $R = 4, 8, 12$ 时各喷嘴角下涡心断面上湍动能 k 的分布。

150° 时相对于其他喷嘴角情况下的 k 峰值最大,但研究流体之间的掺混不能只看 k 峰值的大小,还要看较大湍动能分布的广度. 本文提出面积湍动能 k_A 的概念,定义面积湍动能 $k_A = \int_0^H k dz$,其量纲一值也就是以上三图中曲线与纵轴的包络面

积. $\theta = 150^\circ$ 时虽然具有各喷角中最大的 k 峰值, 但此时 k_A 较小, 说明这种情况下, 在较小的区域内紊动强度很大, 流体间的掺混很剧烈, 但在这个小区域以外, 紊动强度迅速降低, 流体间的掺混也大幅减弱; 在 3 种射流比下, $\theta = 90^\circ$ 时虽然在各喷角中湍动能的峰值 k 不是最大, 但从表 4 可知此时其面积湍动能 k_A 最大, 也就是说 $\theta = 90^\circ$ 时在一个较大的区域内, 紊动强度都较大, 流体间的掺混都相当剧烈. 所以喷角为 90° 时更有利于射流与环境流体间的掺混.

表 4 各工况下量纲一 k_A 值
Tab. 4 The dimensionless values of k_A

$\theta / (^\circ)$	k_A		
	$R_j = 4$	$R_j = 8$	$R_j = 12$
60		172.28	423.50
90	77.94	340.61	786.51
120	75.19	284.06	684.32
135	70.40	228.40	578.50
150	62.31	184.96	373.73

3 结 论

(1) 通过推导出的密度状态方程, 以及浮力系数 U 的简单计算式建立了变密度应力代数模型, 数值模拟的效果良好, 能较准确地模拟各向异性的湍浮力射流.

(2) 通过分析喷角对涡心点及分离点位置的影响, 得出喷角为 90° 时回流区域最大.

(3) 提出了面积湍动能的概念, 并通过分析喷角与面积湍动能的关系, 得出喷角为 90° 时最有利于射流水体与环境水体间的掺混.

参考文献:

[1] 徐高田, 韦鹤平. 上海市污水治理二期工程白龙岗排放口潜没多孔排放污水近区稀释扩散效果研究 [J]. 海洋环境科学, 2000, 19(4): 41-45

[2] 倪浩清, 王能家, 周力行. 应力代数模型在各向异性湍浮力回流中的应用 [J]. 力学学报, 1989, 21(1): 26-33

[3] LAUNDER B E, SPLADING D B. The numerical computation of turbulent flow [J]. **Comp Meth Appl Mech Eng**, 1974, 3: 269-289

[4] 周连伟. 三维非恒定流场中圆形浮射流的数值模拟研究 [D]. 大连: 大连理工大学, 2004

[5] 李爱华, 槐文信. 流动环境中二维铅锤射流的试验研究及数值模拟 [J]. 水利学报, 2002(12): 49-55

[6] MCGUIRK J J, RODI W. A depth-averaged mathematical model for the near field of side discharges into open channel flows [J]. **J Fluid Mech**, 1978, 86: 761-781

[7] 梁书秀, 沈永明, 孙昭晨. 深度平均的应力-通量代数全场模型及其验证 [J]. 海洋环境科学, 1999, 18(3): 33-38

Numerical simulation of jet angle influence on jet's characteristics in flowing ambient fluid

ZHOU Feng, LIANG Shu-xiu, SUN Zhao-chen*

(State Key Lab. of Coastal and Offshore Eng., Dalian Univ. of Technol., Dalian 116024, China)

Abstract Based on stress-algebraic model, anisotropic turbulent buoyant jet with variable density is studied. A simple expression for buoyancy coefficient is proposed. Numerical results for jet axis with density difference show better agreement with experimental ones. By using finite volume method, 2-D vertical jet's flow field with different jet angle is studied. Through analyzing the relation between vortex center, the position of separation point and jet angles, conclusions are drawn that the circumfluence field is the largest when jet angle is 90° . The concept of area turbulent kinetic energy is proposed and by using this concept, the relationship between mixing intensity and jet angles is analyzed. The analytical results show that 90° jet angle is the most favorite condition for jet water mixing with environment water.

Key words jet; variable density; stress-algebraic model; buoyancy coefficient; vortex center point; area turbulent kinetic energy