

文章编号: 0258-1825(2001)01-0083-08

一种强螺旋流现象的数值试验研究

熊鳌魁^{1,2}, 魏庆鼎¹

(1. 北京大学力学系, 湍流国家重点实验室, 北京 100871;

2. 武汉交通科技大学船海系, 湖北武汉 430063)

摘要 螺旋流一般通过切向进流、安装导流片或旋转管道三种方式产生, 但 Horii 等人通过实验发现有三种装置也产生了非常稳定的螺旋流。本文利用数值模拟对其中的一种螺旋流形成过程与机制进行了研究。计算结果证实了双涡结构向单涡结构演化现象并揭示了收缩管道的优点以及不同倾向进流的区别。在数值模拟时本文分别选取了线性、二及三阶涡粘性湍流模式, 但数值实验表明线性与二阶模式的计算结果差别不大, 说明在数值模拟湍流螺旋流时二阶涡粘性模式作用不大。而三阶模式则表现出具有预测对称性进流向非对称结构转化的能力。

关键词: 螺旋流; 数值模拟; 湍流模式

中图分类号: O357 **文献标识码**: A

0 引言

螺旋流在工业方面的应用范围极广, 其常规产生方法有三种: 切向进流、安装导流片及旋转管道。但 Horii 等人通过实验发现有三种装置也产生了非常稳定的螺旋流^[1~3], 并将其发明用于工程应用, 取得很大效益。但这三种类型的装置为何会产生螺旋流以及装置结构形状、几何参数对螺旋流的形成与发展有何影响却不甚清楚。本文对其中的一种装置(图1)进行了数值实验, 目的在于通过数值模拟方式来探讨这类管内螺旋流形成及流动规律, 以及收缩管及进流状态对螺旋流的形成及发展的影响, 为设计这类装置用于工程实用提供参考。

鉴于实际流动中的湍流性, 数值模拟必须采用湍流模式, 然而湍流模式是数值模拟螺旋流的一个主要障碍。在湍流与螺旋流的相互作用中, 流线弯曲、流动斜交、回流及压力梯度等都是重要因素, 特别是湍流对旋流所产生的体积力十分敏感。更为复杂的是他们的综合作用不同于他们单个作用的叠加。虽然这些作用机理很复杂, 但基本上可归根于旋流对雷诺应力的影响, 这种影响提高了法向应力的各向异性并实质上改变了应力场分布^[4], 因此在数值模拟时, 所用模式应能自然地反应这些相互作用, 而无需依赖经验修正。然而对螺旋流的预测几乎暴露了所有现有模式的不足。 $K-\epsilon$ 模式不适合于有流线弯曲及旋流情况, 且是各向同性的, 而螺旋流则是各向异性的^[5]。对于弱旋流, 问题还不是太严重。在强旋流中, 标准 $K-\epsilon$ 模式就不适用了^[6~7]。这时 $K-\epsilon$ 模式对螺旋流所产生的回流预报不准, 也不能预报螺旋流中复合强迫

一自由涡分布特点^[8~9],而是表现为过强的强迫涡^[10]。这是由于 $K-\epsilon$ 模式严重夸大了湍流扩散的能力,而扩散性对旋流的发展有很大影响,使得旋流衰减过快^[4]。也有对 $K-\epsilon$ 模式进行修正的方案,但有些修正后的 $K-\epsilon$ 模式仍不能令人满意^[8~9]。在用 RNG $K-\epsilon$ 模式预报螺旋流方面,La^[11]的结论是,该模式与标准 $K-\epsilon$ 模式相当。Liu & Hayashi^[12]也认为 RNG $K-\epsilon$ 模式用于螺旋流的效果还需进一步地研究。一般而言,所有涡粘性模式均不能反映湍流对流线弯曲的敏感性,也与旋流中显著的各向异性以及雷诺应力与平均变形的主轴不一致的特点不符,所以一般认为涡粘性模式不适用有螺旋的流动。非线性涡粘性模式从理论上讲能够反映各向异性,但在预报螺旋流方面,亦有认为非线性 $K-\epsilon$ 模式的预报结果不如雷诺应力及代数应力模式的^[13]。Younis et al^[14]认为非线性涡粘性模式仍属于标量型模式,因此其预报性能是值得怀疑的。不过这些非线性模式基本上都仅限于二阶。Launder^[15]在总结了 UMIST 研究小组的工作后,认为对于强螺旋流需用三阶项。Craft et al^[16~17]及 Shil^[18]均用三阶涡粘性模式成功地再现了旋转管道中周向速度沿径向的抛物型分布。代数应力模式(ASM)属于二阶模式,对于其对螺旋流预报性能的看法比较矛盾。有认为代数应力模式可行或大致可行的^[13],也有认为根本不行的^[6,8,9]。雷诺应力模式(RSM)能成功捕捉亚临界特性,反应下游的变化,这是因为所预报的雷诺应力较低^[4]。但对同属于雷诺应力模式中的不同模式,也不一定都适用于螺旋流情况,如 Launder & Morse^[19]用 LRR 模式所得的结果与实验结果相比并不理想。GY 模式略有改进,但仍有明显不足的地方^[20]。Lin & Lu^[10]比较了 GL 模式与 CL 模式,认为后者较好,Younis et al^[14]则比较了 SSG 与两种形式的 LRR 模式,得出前者较好的结论。

总之,在预报螺旋流方面,模式的选取仍是一个有争议的问题^[12]。就目前的研究状况看,使用二阶模式数值模拟螺旋流的占主导地位,特别是雷诺应力模式。但近两年的研究结果已体现出三阶非线性涡粘性模式在模拟螺旋流方面的可行性。本文特别通过选取不同阶次的涡粘性湍流模式来探讨雷诺应力在本研究现象中所可能发挥的作用。

2 数值模拟

考虑不可压内部湍流流动问题,其任意坐标系 (x_1, x_2, x_3) 下的时均通用方程形式为

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} (J \frac{\partial x_j}{\partial x_k} u_k \Phi) = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} (J \frac{\partial x_j}{\partial x_k} \frac{\partial x_l}{\partial x_k}) \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_l} + S_\Phi$$

式中 J 为 Jacobian 行列式, Φ 的取值如表 1。

表 1 通用方程变量、系数对应表

Table 1 Variables and coefficients for general equation

	Φ	Γ_Φ	S_Φ
连续方程	1	0	0
动量方程	u_i	$v + v_t$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} [(v + v_t) \frac{\partial u_k}{\partial x_i}] + \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$
湍能方程	K	$v + \frac{v_t}{\sigma_k}$	$\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \epsilon$
耗散率方程	ϵ	$v + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon}$	$C_{\epsilon 1} f_1 \frac{\epsilon}{K} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{K}$

表中 u_j 为直角坐标系 (X_1, X_2, X_3) 下的速度分布, σ_{ik} 为雷诺应力中的非线性部分,由如下关

系确定^[18]

$$\sigma_{ij} = A \frac{K^3}{\varepsilon^2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial X_i} \frac{\partial u_k}{\partial X_j} - \frac{\partial u_i}{\partial X_k} \frac{\partial u_j}{\partial X_k} \right) + B \frac{K^4}{\varepsilon^3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial X_i} \frac{\partial u_k}{\partial X_l} \frac{\partial u_l}{\partial X_j} + \frac{\partial u_k}{\partial X_j} \frac{\partial u_k}{\partial X_l} \frac{\partial u_l}{\partial X_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_l}{\partial X_k} \frac{\partial u_l}{\partial X_m} \frac{\partial u_m}{\partial X_k} \delta_{ij} \right)$$

上式中因保留了速度梯度的三阶项,所以为一三阶模式。若令 $A = B = 0$,则所用模式为线性的。若仅令 $B = 0$,则为一二阶模式。模式中有关参数见文献[18]。在数值模拟中,上式中的

偏导 $\frac{\partial}{\partial X_j}$ 均用 $\frac{\partial x_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_k}$ 来转换到任意坐标系下。

本文相应的边界条件为

$$\text{在固壁上: } u_i = 0 \ (i = 1, 2, 3), \quad K = 0, \quad \varepsilon = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{K}}{\partial n} \right)^2$$

$$\text{在入口处: } u_i = f_i(x_1, x_2, x_3), \ (i = 1, 2, 3), \quad K = \alpha u_k u_k, \quad \varepsilon = \beta K^{\frac{3}{2}}$$

本文取 $\alpha = 0.15$, $\beta = 20$

$$\text{在出口处: } u_1 = \text{const}, \quad \frac{\partial u_2}{\partial x_1} = \frac{\partial u_3}{\partial x_1} = \frac{\partial K}{\partial x_1} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_1} = 0$$

这里应指出的是,在计算流体力学中,复杂流动的下游边界条件提法一直未解决好,一般使用沿下游零梯度变化提法。但在本文数值计算中发现这种提法在出口断面内有复杂流动时不能保证流量的总体进出平衡,因此本文根据实验结果的提示^[21]而对轴向速度分量指定一个满足流量守恒的常值分布。

本文所用坐标系在管道的横断面内为极坐标系,在子午面内为非均匀贴体坐标系。通用方程则在交错网格上用有限体积法离散。方程中除迁移项的离散取为二阶迎风格式外,其余均为中心差分格式。离散方程的求解本文采用 PISO 方法。

计算模型中(图1),根部圆柱直径作为特征尺度而定为1,面积收缩比0.47,根部圆管长1.125,收缩管长1.75,模型总长则取为6。在此尺寸下,根据现有条件,计算中网格数取为 $60 \times 30 \times 32$ (轴向 $\times$ 径向 $\times$ 周向)。收敛指标定为各变量的相对总余量的均方值小于 10^{-3} 。

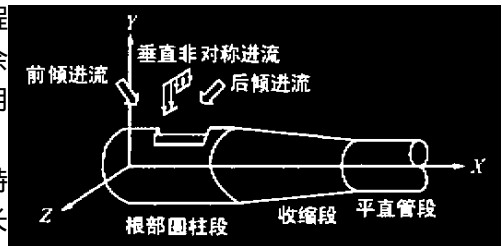


图1 计算模型示意图(收缩管道)

Fig.1 Schematic diagram of configuration

3 数值实验结果分析

直观上,有关的实验^[1,21]显然是在对称进流条件下进行的,显示和测试结果均表明有螺旋流的存在。但另一方面,测试结果也表明在入口断面就已存在一定的速度分布的不对称性。因此本文针对如图1所示计算模型的流动问题进行了湍流条件下,收缩管道与平直管道内分别带有前倾、后倾以及垂直等不同状态的对称进流和非对称进流的数值试验。期望从收缩管道与平直管道的数值实验对比中了解收缩段的作用,而从不同的进流状态的数值实验对比中了解 Horri 的装置中入水管后倾进流的道理。特别是期望从对称及非对称进流的数值实验中了解流动的演化过程与特点。由于实际情况的非对称性来源及规律尚不清楚,因此计算中的非对称性模拟为简单的突跃变化(图1)。这样虽在流动细节上会与实际情况有出入,但不妨

碍定性了解非对称进流的演化规律。

因篇幅所限,本文仅附少量流谱图。此外为使图清晰可见,调整了图中的比尺关系,因此图中的比尺不反映实际情况。

3.1 各阶模式对结果的影响

从流谱情况看,各种情况下的二阶模式结果与线性模式结果无明显区别。且对于对称进流,两模式所计算出来的断面流谱都始终保持左右两涡对称。但三阶模式则大不然,其流谱显著失去对称性(图 2)。但也并未形成单一涡结构的螺旋流。从不同状态条件下的计算流谱分析可知对称性的失去都有一个共同特点,即原本对称的两涡涡心位置发生顺时针偏移,表明有某种规律性的东西存在,但目前还不清楚其原因。由于三阶项是强非线性的,不能排除非线性行为的发生,如解的分岔等。问题是二阶模式也是非线性的,却没有这一现象。三阶模式与二

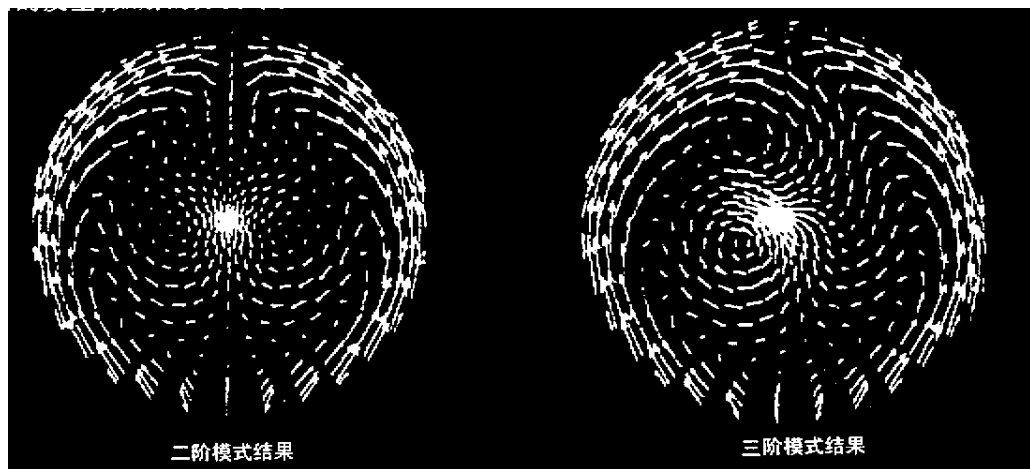


图 2 不同模式所得断面流谱的对比(对称进流)

Fig. 2 Comparison of flow pattern between the two and three order models



图 3 不同模式所得断面流谱的对比(非对称进流)

Fig. 3 Comparison of flow pattern between the two and three order models

阶及线性模式的这一重大区别无疑是值得注意的。因为雷诺应力与流体变形的本构关系虽说

有其极限关系,但并无理论及实验依据说明这一极限关系中的某项一定存在。因此三阶项的这一特性有必要深入进行研究。对于非对称进流,三阶模式对流动状态也有作用(图3),但这一作用主要表现在下游。这是因为三阶项的影响力在上游有限而不敌源于入口的惯性动量的作用。但随着向下游的运动,情况发生变化。惯性动量逐步减弱,三阶项的作用就体现出来。其作用是使管内的轴向涡较低阶模式结果的涡逆时针错位,这种错位加快了向单一涡结构的转变。向前倾斜进流情况中的三阶项发生作用的位置要远于垂直进流情况中三阶项发生作用的位置,而后者又远于向后倾斜进流情况中的位置。这也说明了三阶项的作用显现与流动的惯性动量有关。

3.2 基本流动现象

在非对称进流条件下,从图4可见,向心射入的流体驱使部分流体沿外侧固壁附近回流而形成左右两涡。对于偏心涡而言,外侧的路径要比内侧路径长,所以应加快流速以适应内侧流

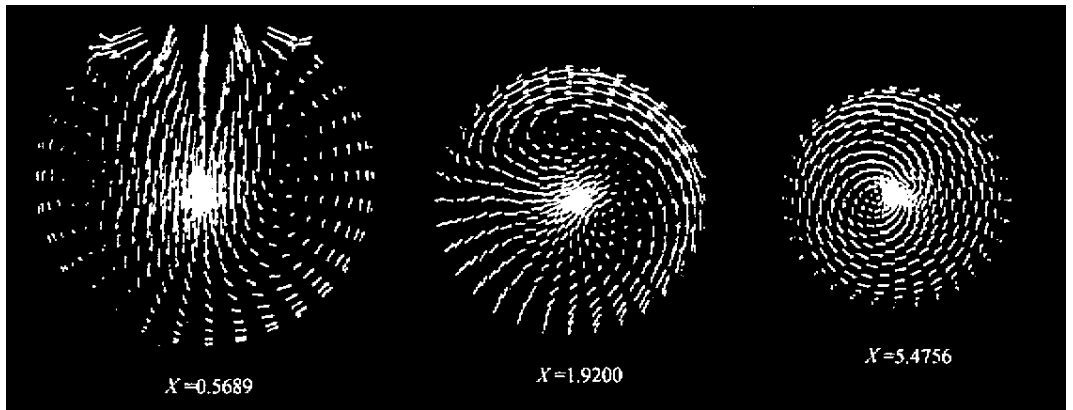


图4 断面流谱沿下游的演变(非对称进流)

Fig.4 Development of flow patterns along downstream

体流动。所以涡的内外侧相对速度大小随下游演变由内大外小向内小外大转变。由于进流的不对称性,开始所形成的两涡亦不对称,其强弱也不相同。大小不等的两涡相互作用的结果在下游就导致较强的涡卷并了较弱的涡而形成单一偏心涡结构。这一演化规律特性与过程和实验分析结果^[21]一致,但从实验结果看,双涡结构向单一涡结构的过渡更为迅速。

3.3 不同进流状态对结果的影响

就不同进流状态而言,各个断面流谱(图5)均表明前倾进流情况的单一涡结构在下游的出现要迟于垂直进流或后倾进流情况,但垂直进流与后倾进流在这方面的差别则不明显。这一现象可从控制方程各项的物理意义来理解。在前倾进流情况下,向下游的迁移项作用大为加强,而涡之间的卷并作用变化不明显,从而使入口断面处的双涡结构在同样的时间内向下游传递得更远。

3.4 收缩段的作用

从纵向流谱(图6)看,向心射入流动在射流面($x-y$ 平面)及其垂直面($x-z$ 平面)内均可见出现先离心外流,再向心回流的弯曲绕流,从而在离入口处很近的下游轴线中心区域形成低速区。这一现象在平直管内下游边壁上有出现分离的可能(需指出的是,这时本文出口边界条件

的提法就存在一定的问题),但对于收缩管道则无此现象。这说明了使用收缩管道的必要性(另一方面,收缩管道内的涡与平直管道情况相比,涡因收缩拉长而明显得到加强)。应注意的

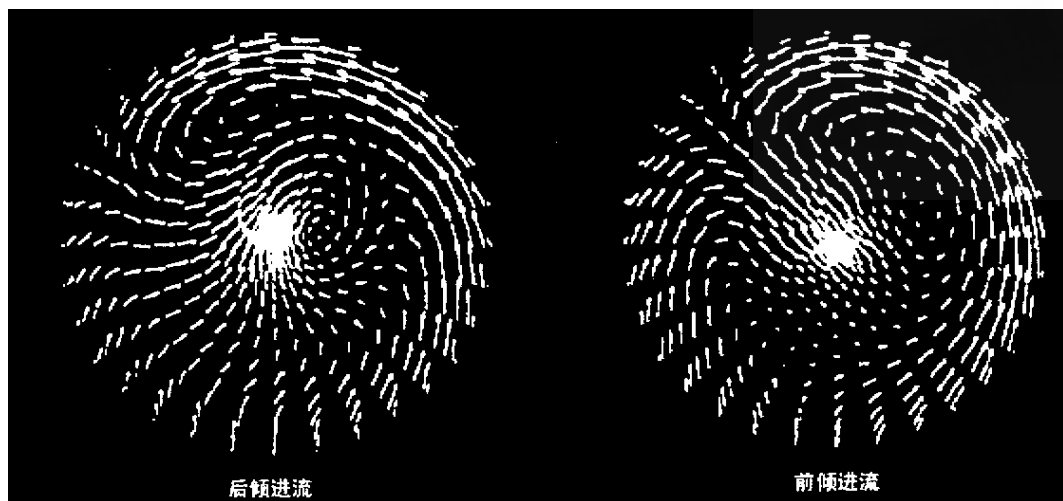


图 5 不同进流状态对流动的影响(非对称进流)

Fig.5 Effects of inflow manner on flow pattern

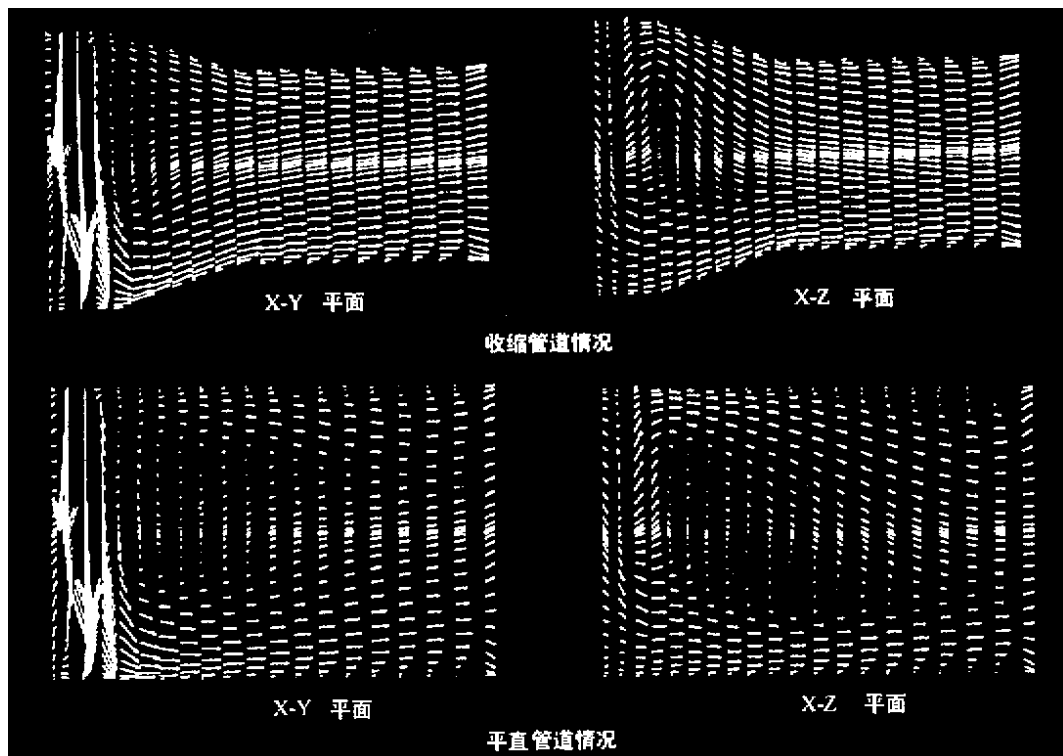


图 6 管道形状对流动的影响(非对称进流)

Fig.6 Effects of configuration of pipe on flows

是 x - y 平面与数据平面内产生弯曲绕流的性质是不同的。前者在底部的弯曲绕流仅仅是由于

底部边界对射流的直接阻挡而迫使流体转向。后者则是由于涡旋转所产生的离心力作用。由于外侧固壁方向旋转速度大,其离心力也大而将流体抛向外侧,在受到边壁的阻挡后折回。这一点也可以从涡较强的一侧,弯曲程度也就大的现象得到说明。

4 结 论

本文所研究的是一种通过特殊方式产生的螺旋流,其最大的困惑之处是何以在剖面对称条件下产生了近似轴对称的螺旋流。本文首次尝试通过数值模拟来研究这一现象,然而结果表明本文所采用的方法都不能完全再现实验现象。事实上,在本例中任何湍流方程和模式本身都是对称的,不对称的结果只能来源于对称的不稳定性。本文首次发现三阶涡粘性模式具有这一特性,并揭示了这类流动现象的一些重要规律。其中一些规律由于测量上的困难,不易从实验中获知。总之,通过本文的数值实验,可得出如下一些结论:

(1) 相对于线性涡粘性模式,二阶涡粘性模式对螺旋流的模拟没有变化。但三阶涡粘性模式则不同,且三阶模式具有预测对称性进流向非对称结构转化的能力。

(2) 本例管内螺旋流是由一对双涡沿流向逐渐向单涡演化而成。

(3) 后倾进流能加快螺旋流的形成。

(4) 收缩段的存在能防止分离的发生,从而有利于螺旋流的发展和演化。

(5) 本次研究的是一类复杂的流动,不论从理论上,实验上还是数值模拟上都还研究得很不充分,有待于进一步的探索。

参 考 文 献:

- [1] HORII K, MURATA T, TAKARADA M and MARUI T. A study of spiral flow(Part 1): phenomenon in a cylindrical pipe, trans [J]. *Japan Soc. Aero. Space Sci.*, 1985, 28(81)
- [2] HORII K, MATSUMAE Y, CHENG X M, MIYAMOTO M. and TAKEI M. A study of spiral flow(Part 2): vortex phenomena in a specially shaped bend, trans[J]. *Japan Soc. Aero. Space Sci.*, 1988a, 31
- [3] HORII K, MATSUMAE Y and TAKEI M. An erosion resistant bend-theory and development - industrial app[J]. *Fluid Mech. ASME FED* 1988b, 70
- [4] HOGG S, LESCHZINER M A. Computation of highly swirling confined flow with a reynolds stress turbulence model[J]. *AIAA JZ*, 1989, 27(1): 57-63
- [5] LILLEY D G, CHIGIER N A. Nonisotropic turbulent stress distribution in swirling flows from mean value distribution, In[J]. *J. Heat Mass Transfer*, 1971, 14, 573
- [6] NALLASAMY M. Turbulence models and their applications to the prediction of internal flows; a review[J]. *Computational Fluids*, 1987, (3): 151-194
- [7] KOUTMOS P, MCGUIRK J J. Isothermal modeling of gas turbine combustors; computational study[J]. *J. Propulsion Power*, 1991 (7): 1064-1091
- [8] STURGEES G J, SYED S A. Calculation of confined swirling flows[R]. AIAA Paper 85-0060 1985
- [9] SLOAN D G, SMITH P J and SMOOT L D. Modeling of swirl in turbulent flow system[C]. *Prog. Energy Combust. Sci.* 1986, 12, 163
- [10] LIN C A, LU C M. Modeling three-dimension gas-turbine combustor model flow using second-moment closure[J]. *AIAA J*, 1994, 32(7): 1416-1422.
- [11] LAI Y G. Predictive capabilities of turbulence models for a confined swirling flow[J]. *AIAA J*, 1996 (8): 1743-1745.

- [12] LIU Y , HAYASHI S. Numerical studies of swirling turbulent flows in conventional and DS burners[R]. Tech. Rep. National Aero. Lab. TR-1318T , Chofu , Tokyo 1997
- [13] SHARIF M A R , WONG Y K E. Evaluation of the performance of three turbulence closure models in the prediction of confined swirling flows[J]. *Computers and Fluids* , 1995 (1) 81-100.
- [14] YOUNIS B A , GATSKI T B and SPEZIALE C G. Assessment of the SSG pressure-strain model in free turbulent jets with and without swirl[J]. *J. Fluids Eng* , 1996(118) 800-809.
- [15] LAUNDER B E. An introduction to single-point closure methodology , Proc[C]. ERCOFTAC/IUTAM Summer School , in Stockholm 1995
- [16] CRAFT T J , LAUNDER B E and SUGA K. Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence , In[J]. *J. Heat and Fluid Flow* , 1996(17) 108-115.
- [17] CRAFT T J , LAUNDER B E and SUGA K. Prediction of turbulent transitional phenomena with a nonlinear eddy-viscosity model , Int [J]. *J. Heat and Fluid Flow* , 1997(18) : 15-28.
- [18] SHIH T H. Turbulent model developments at ICOM[R]. AIAA 98-3243 1998.
- [19] LAUNDER B E , MORSE A P. Numerical prediction of axisymmetric free shear flows with a reynolds stress closure[J]. *Turbulent Shear Flows Springer-Verlag*. Berlin , 1979(1) 279-294
- [20] HIRAI S , TAKAGI T and TAKADA M. Calculation of turbulent swirling flow in a long pipe with reynolds stress closure , numerical method in fluid dynamics proc. In[C]. Symp. on CFD , Nagoya Japan 1989 , 213-217
- [21] 熊鳌魁 , 魏庆鼎. 一种强螺旋流现象的实验研究[J]. *流体力学实验与测量* , 1999 , 13(4) 8-13

Numerical studies on a sort of strongly swirling flows

XIONG Ao-kui^{1 2} , WEI Qing-ding¹

(1. Dept. Mech. & Eng. Science PKU , Beijing , China ; 2. Dept. Civil Eng WHTU , Wuhan , China)

Abstract In general , swirling flows in pipes are generated by three means : tangentially inletting medium ; guiding fluids by vanes with a certain angle and axially rotating pipe. But experiments of Horii and his co-workers discovered that three kinds of apparatuses can also cause swirling flows with none of the three methods. In our work , the velocity fields of the swirling flow took place in one of the three apparatuses were simulated. The results confirmed the phenomenon of asymmetric double vortices evolving into a single vortex and showed the merits of the contracting portion as well as the distinctions between the different inflow manners. By comparison of the results of linear , quadratic and cubic turbulent models , the cubic model 's irregularity of breaking symmetry was exposed.

Key words : swirling flow , numerical simulation , turbulent model