

旋转螺旋管道中的非定常周期流动*

陈华军 章本照 麻剑锋 苏霄燕

浙江大学力学系, 杭州 310027

摘要 采用数值方法对旋转螺旋管道中的周期流动进行了求解, 系统的分析了管道内周期流动在旋转、曲率以及挠率共同作用下的二次流动、轴向速度以及壁面摩擦力在周期内的变化情况, 研究表明: 旋转螺旋管道与不旋转螺旋管道内的二次流动以及轴向速度的随时间的变化趋势存在明显的差别, 流动周期内管道截面上最多可存在4个二次涡; 周期起始和结束阶段, 截面上将会出现轴向逆流, 轴向逆流出现的位置取决于 F .

关键词 非定常流动 周期流动 二次流 旋转管道

旋转曲线管道内的流动是工业上和流体力学领域中的重要问题, 例如在气轮机、各种冷却设备以及物质分离器中都有大量的旋转曲线管道系统^[1]. 近年来, 由于对涡轮机以及其他旋转系统要求有好的旋转性能和高的效率, 旋转管道内流体流动现象成为流体力学中最有前途的研究领域之一, 因此对这一现象的理解和数学建模是至关重要的.

最早对旋转曲线管道内流动进行研究的是 Ludwig^[2], 他利用动量积分法首次对正旋转正方形弯管内的流动进行了理论分析, 并且得到高速旋转情况下摩擦系数比的方程式. Miyazaki 研究了正旋转的圆截面^[3]和矩形截面^[4]弯管内的流体流动和温度传播的特性, 并且指出壁面摩擦力随着旋转角速度的增加而增加. Ito 等^[5]第一次分析了负旋转圆截面弯管内的流动, 指出二次流在旋转角速度的影响下出现反向现象. Ito 等^[6,7]采用差分法和实验方法研究了常 Dn 数和常 $R\Omega$ 数时的流动, 但他们的数值解仍然仅仅对小参数适用. Daskopoulos 等^[8]和 Selmi 等^[9]研究了旋转矩形弯管内粘性流动的分叉问题, 考虑了曲率对流动情况的影响, 并且得到不对称的流动结构. Ishigki^[10,11]数值研究了小曲率旋转圆截面管道内的流动结构和对流换热特性, 并且定义了一个新的参数 F (科氏力和离心力) 阐述管道内的流动和换热特性. Zhang 等已经运用摄动法研究了旋转环形截面弯曲管道^[12]和圆管^[13]的流动.

虽然旋转平面弯管内充分发展定常流动的研究受到广泛关注, 但是在螺旋管道方面的文章并不多, 只有 Yamamoto 等^[14]和 Zhang 等^[15]分别采用谱方法和摄动法研究了旋转圆截面螺旋管道内的定常流动.

基于以上的研究结果, 可以看到旋转管道的研究大都局限于充分发展定常流动, 到目前为止, 还没有发现关于旋转曲线管道内的非定常流动的研究. 作为管道流动研究的重要分支之一, 曲线管道的非定常流动的研究不仅可以应用到各种传热换热器中的流动以及核反应堆, 它还是生物力学研究的主要问题^[16]. 自从 Lyne^[17]首次研究了小曲率弯管内充分发展非定常流动问题以来, 曲线管道的非定常流动受到广泛关注, 但研究大都限于静止情况, 如文献^[18~21].

本文将周期流动模型来研究旋转螺旋管道内的非定常流动现象. 如图1所示, 我们假定管道的截面的流量呈余弦波动变化, 管道流量 $Q^*(t)$ 可以由下式给出

$$Q^*(t^*) = Q_m^*(1 + \gamma \cos(\omega t^* + \pi)),$$

其中 Q_m^* 为周期内的平均流量, γ 为波动振幅比, ω 是波动频率. 假定管内流动充分发展, 即在管道沿轴向的任何截面上流动都只随时间周期变化, 而

2002-12-10 收稿, 2003-02-08 收修改稿

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 10272096)

E-mail: mec_zbzq@emb.zju.edu.cn

与轴向位置无关。本文重点分析了旋转对二次流动与轴向速度变化的影响，同时给出了不同旋转速度下的壁面剪应力的分布变化情况，为旋转管道的设计和应用提供了理论基础。

1 旋转螺旋极坐标下的控制方程

如图2所示，圆截面螺旋管道以不变的角速度 Ω^* 围绕其曲率中心所在的轴 OZ 旋转，螺旋管道的中心线为 s^* ，管道直径为 d ，管道中心线与水平面的夹角为 β ，其曲率半径为 R ，螺距为 $2\pi K$ 。螺旋管道中心线 s^* 上任意一点 o' 的切向量，法向量，副法向量分别为 T, N, B 。在 (N, B) 平面建立极坐标 (r^*, θ) ，固定在螺旋管道中心线上 s^* 。

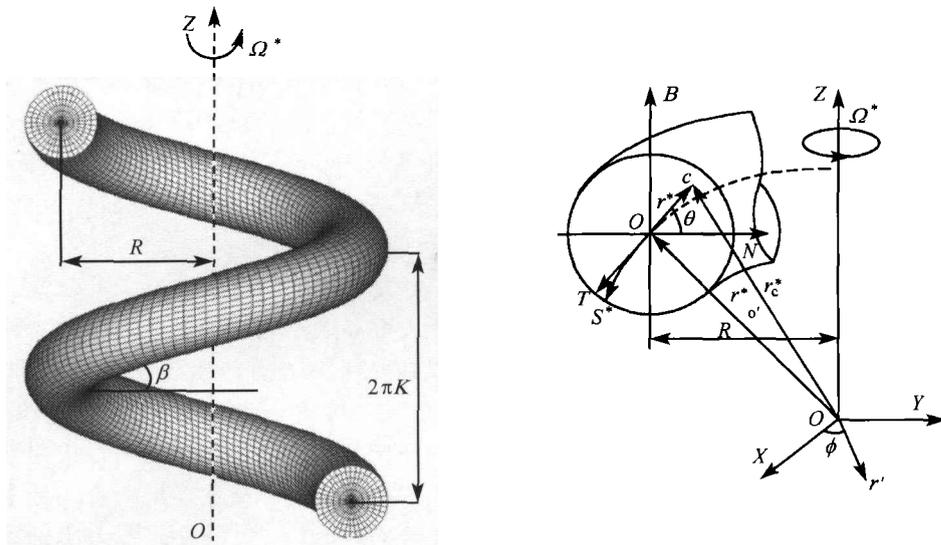


图2 旋转螺旋管道和旋转螺旋极坐标

我们引入以下无量纲量：

$$\begin{aligned} s &= s^*/d_H, \quad r = r^*/d_H, \quad w = w^*/w_m^*, \\ t &= \omega t^*, \quad \kappa = \kappa^* d_H, \\ \tau &= \tau^* d_H, \quad (u, v) = (u^*, v^*)/d_H, \\ p &= p^* d_H^2/\rho v^2, \quad \Omega = \Omega^* d^2/\nu, \end{aligned}$$

其中 d_H 为水力直径， $d_H = d$ ； w_m^* 是当流量为 Q_m^* 时所对应的轴向平均速度； ν 为动力粘性系数； ρ 是流体的密度。

假定流动充分发展，通过张量分析理论，我们可推导出旋转螺旋极坐标下的非正常充分发展流动的控制方程，具体的推导过程可以参阅张金锁论

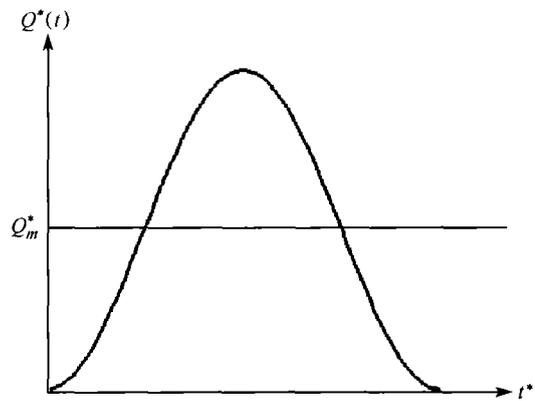


图1 管内流量随时间的变化

文¹⁾。

$$\frac{\partial(Mru)}{\partial r} + \frac{\partial(Mrv - Gnrw)}{\partial \theta} = 0, \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \alpha^2 \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \left(\frac{v}{r} - Gn \frac{w}{M} \right) \frac{\partial u}{\partial \theta} + Dn^2 \frac{\cos \theta}{M} w^2 = \\ - \frac{\partial P}{\partial r} - 2F(Dn^2 w \cos \theta - Gnv) - \\ \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \xi_s}{\partial \theta} - \frac{\kappa \sin \theta}{M} \xi_s + \frac{\tau}{M} \frac{\partial \xi_\theta}{\partial \theta} \right), \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \alpha^2 \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \left(\frac{v}{r} - Gn \frac{w}{M} \right) \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{uv}{r} - \\ Dn^2 \frac{\sin \theta}{M} w^2 = - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + 2F(Dn^2 w \sin \theta - \end{aligned}$$

1) 张金锁. 旋转曲线管道粘性流体流动特性研究. 浙江大学博士论文. 2001

$$Gnu) + \left(\frac{\partial \xi_s}{\partial r} - \frac{\kappa \cos \theta}{M} \xi_s + \frac{\tau}{M} \frac{\partial \xi_r}{\partial \theta} \right), \quad (3)$$

$$\alpha^2 \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \left(\frac{v}{r} - Gn \frac{w}{M} \right) \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\kappa \cos \theta}{M} u w + \frac{\kappa \sin \theta}{M} v w = \frac{\sqrt{\kappa}}{MDn} \left(\tau \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{\partial P}{\partial s} \right) + 2F\kappa(u \cos \theta - v \sin \theta) + \frac{\sqrt{\kappa}}{Dn} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \xi_r}{\partial \theta} - \frac{\xi_\theta}{r} - \frac{\partial \xi_\theta}{\partial r} \right), \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} \xi_s &= \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta}, \\ \xi_r &= \frac{Dn}{\sqrt{\kappa}} \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{\tau}{M} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{Dn \sqrt{\kappa} \sin \theta}{M} \cdot w, \\ \xi_\theta &= -\frac{Dn}{\sqrt{\kappa}} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\tau}{M} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{Dn \sqrt{\kappa} \cos \theta}{M} \cdot w, \\ M &= 1 - \kappa r \cos \theta, \\ P &= p - \frac{\Omega^2}{2} (R - r \cos \theta)^2 + \frac{\Omega^2}{2} (r \sin \theta \cos \theta)^2. \end{aligned}$$

从控制方程可以看出, 流动由 α , Dn , F , Gn , κ , τ 等 6 个无量纲参数控制, 其中 α 为 Womersley 数, $\alpha = d_H(\omega/\nu)^{1/2}$, 它是反映粘性输运快慢的一个变量; Dn 为 Dean 数, $Dn = Re\sqrt{\kappa}$, Re 为 Reynolds 数, $Re = w_m^* d/\nu$; F 为流量为 Q_m^* 时科氏力与离心力之比, $F = R\Omega^* \cos \beta/w_m^*$, $F > 0$ 表示旋转和轴向 s 的方向相同, $F < 0$ 则表示旋转和轴向 s 的方向相反; Gn 为 Germano 数, $Gn = \tau Re$.

边界条件为:

$$u = v = w = 0 \text{ 当 } r = 1/2. \quad (5)$$

2 数值方法

由于控制方程(1)~(4)为速度和压力耦合的对流扩散方程, 我们采用 SIMPLE 方法来求解, 具体的求解过程可参照文献[22]. 计算中, 为了使所研究问题的精度和计算机资源达到一个合理的尺度, 我们对时间步长和网格数进行了多组试验. 最终, 我们取时间步长为 $\pi/120$, 网格为 $r \times \theta = 22 \times 42$.

对于给定控制参数, 需要用迭代法来求得轴向压力梯度 $-\partial P/\partial s$ 的值. 每一个时间步, 假定一个 $-\partial P/\partial s$ 的值, 然后比较计算所得的管道截面流量和给定的流量, 如果前者比后者小(大), 我们就增大(减小) $-\partial P/\partial s$, 直到这两个流量相同为止. 计

算收敛准则为: $|(\phi^{n+1} - \phi^n)/\phi^n| < 10^{-7}$, ϕ 是最大的余量值, n 为计算时间步.

通过试验, 我们发现计算 15 次便可以得到周期流动的条件. 按照 Hamakiotes 等^[18]的做法, 计算从流量加速的地方开始, 这样做的好处是可以加快收敛速度. 图 3 给出了静止情况下计算所得的轴向压力梯度和已有文献的比较, 其中 $\partial \hat{P}/\partial s = (\partial P/\partial s)/Dn^2$. 图中可以看出, 计算结果和已有的结果十分吻合.

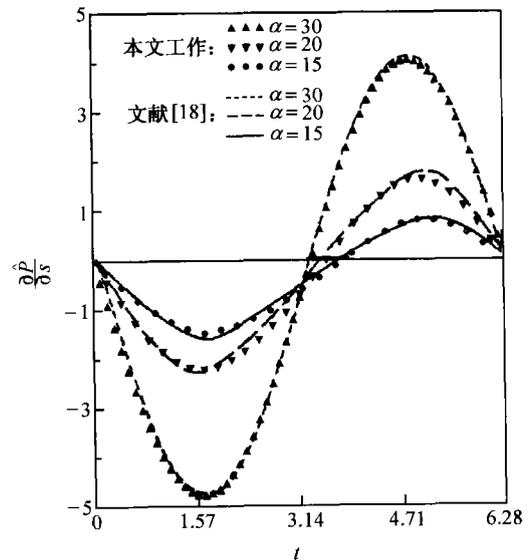


图3 $\partial \hat{P}/\partial s$ 随时间 t 的变化
($Dn = 750$, $\kappa = 2/7$, $F = 0$)

3 结果和讨论

从流体控制方程(1)~(4)可以看到, 本文所考虑的非定常周期流动受到下面 6 个无量纲参数的影响: Dn , F , κ , τ , γ 和 α . 由于这些参数相互耦合, 相互影响, 因此它们对流动的影响将变得非常复杂. 本文的重点将放在旋转对于非定常周期流动的影响. 下面我们将保持 Dn , κ , γ , τ 以及 α 不变, 来研究不同的 F 下的流动结构和壁面剪应力的随时间的变化, 文中 $Dn = 300$, $\gamma = 0.98$, $\kappa = 0.2$, $\tau = 0.2$, $\alpha = 15$. 由于旋转所引起的离心力有势, 因此它对二次流结构没有影响, 本文中所提到的离心力具体是指由于管道曲率的作用而造成的. 在下面给出的流线和等值线图中, 左边为外弯侧, 等值线图中的实线和虚线分别表示为正值和负值, 在二次流流图中, 正值表示逆时针旋转的二次涡.

3.1 流动结构的发展

图 4 给出了静止情况下($F = 0$)的二次流流线图

和轴向速度等值线图随时间的变化. 如图4所示, 由于挠率的影响, 流动的对称结构遭到破坏, 在周期的开始阶段和结束阶段管道截面出现了轴向逆流, 如图4(a), (c), (d). 当轴向逆流达到最大的范围时 ($t = 2\pi$), 它几乎占据了截面的整个内弯侧, 此时由于挠率的影响, 轴向逆流的中心被推向截面

的上部. 当 $t = \pi/4$ 时, 轴向逆流几乎消失, 可以看到此时截面中心的小块区域流体仍然为逆向流动, 而周围流体则沿着流向移动. 从轴向的变化过程中, 还可发现 $t = 3\pi/2$ 时, 挠率作用最弱, 此时轴向流动几乎上下对称.

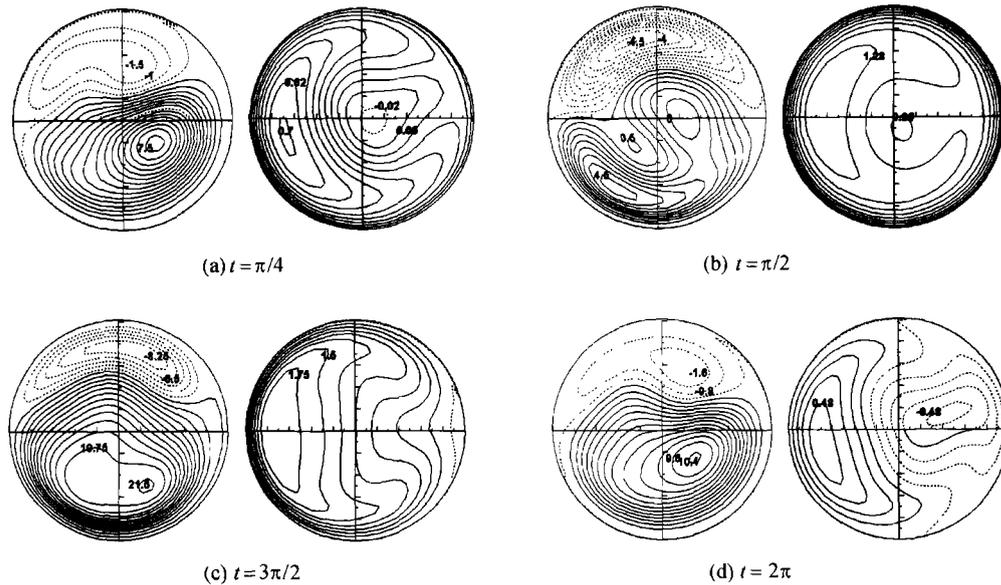


图4 二次流流线图(左边)和轴向速度等值线图(右边)随时间的变化 ($F = 0$)

在开始加速的部分 ($t = \pi/4$), 管道的横截面出现两个不对称的二次涡 (Dean 型涡, 它是由于流体做曲线运动而产生的二次涡, 即由于曲率的作用造成的), 在挠率的作用下, 与挠率方向相同的逆时针旋转的二次涡较大. 随着时间的推进, 当 $t = \pi/2$, 截面中心处出现 Lyne 型的二次流动. 由于挠率的作用, 截面上只存在一个逆时针旋转的 Lyne 涡. 并且 Lyne 型涡存在的时间不长, 当 $t = 3\pi/2$, 二次流重新变成原来的二涡结构.

下面给出了旋转情况下流动结构随时间的变化. 由于旋转的作用, 科氏力也将导致二次流的产生. 由控制方程知道, 科氏力和离心力的合力可以表示为 $Dn^2\omega(\omega/M + 2F)$, 因此科氏力的方向取决于轴向速度和 F 的共同作用, 而离心力的方向却总是指向外弯侧.

图5给出了正旋转 ($F = 1$) 时, 二次流的流线和轴向速度的等值线图随时间的变化. 看到在周期开始和结束阶段 ($t = \pi/4$, $t = 2\pi$), 管道截面将出现有4涡共存的二次流结构, 其中一对是由离心力产生的 (Dean 型涡), 另一对是由科氏力产生的 (科氏型涡), 其中科氏型涡位于截面的内侧. 产生这

种现象的原因是在周期开始和结束阶段, 截面的内侧会形成轴向逆流, 此时科氏力在截面的内弯侧和离心力方向相反, 而在截面的外弯侧科氏力和离心力的方向相同, 所以反向的科氏力将在截面内弯侧产生的逆向的二次涡. 随着时间推进, 当 $t = \pi/2 - 3\pi/2$, 由于轴向逆流消失, 二次流重新呈现二涡结构, 此时科氏力和离心力的方向相同. 和静止的情况一样, 在 $t = 3\pi/2$ 时, 轴向流动几乎上下对称.

图6给出了 $F = -1.2$ 时二次流和轴向速度等值线图随时间的变化. 在周期的起始阶段 (如 $t = \pi/4$), 二次流由一对大小不等的二次涡组成, 此时挠率的作用非常明显, 逆时针旋转的二次涡几乎占据了整个截面. 随着时间推进, 当 $t = \pi/2$ 时, 科氏涡在壁面附近出现, 二次流变为4涡结构, 这种4涡结构与 $F = 1$ 周期末出现的结构不同, 此时轴向速度并没有出现轴向逆流, 此时轴向速度最大值移到截面中心. 随着时间继续推进, 当 $t = 3\pi/2$ 时, 截面又从新出现二涡结构, 逆时针旋转的二次涡重新占据了整个截面. 周期结束时, 轴向逆流重新产生, 但是由于旋转的作用, 轴向逆流几乎都出现在壁面附近, 但二次流结构仍为二涡结构.

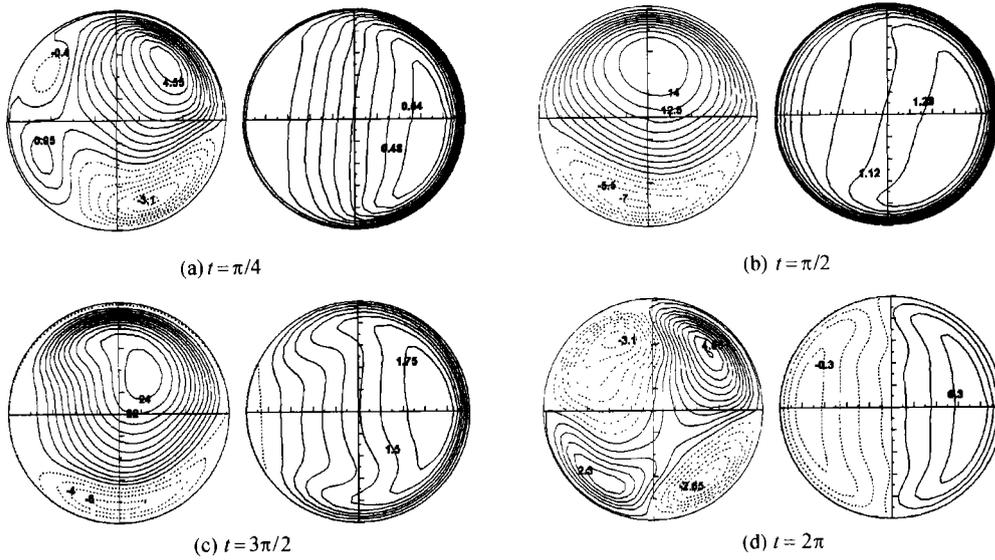


图7 二次流流线图(左边)和轴向速度等值线图(右边)随时间的变化 ($F = -3$)

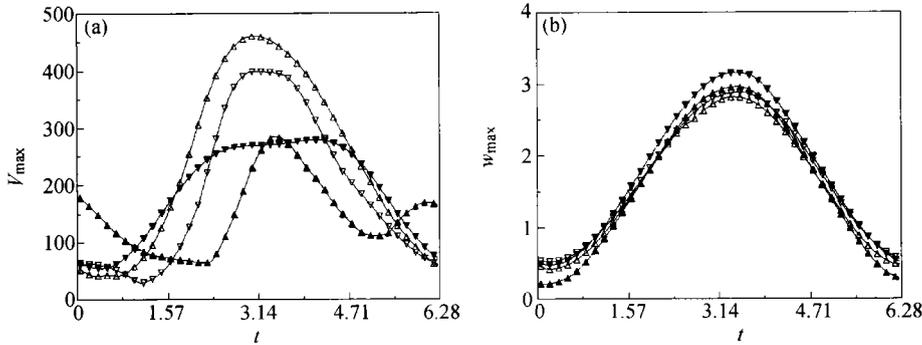


图8 V_{max} 和 w_{max} 随时间的变化

\triangle : $F=1$, ∇ : $F=0$, \blacktriangle : $F=-1.2$, \blacktriangledown : $F=-3$

3.2 壁面摩擦力

壁面摩擦力造成传质减小, 能量损耗增加, 因此对壁面摩擦力的研究是对曲线管道内流动研究的重要组成部分. 由于壁面摩擦力和壁面附近的速度梯度有密切的关系, 对于管道内的流动, 壁面摩擦力可以分为两部分, 即 $\sigma = \sigma_s + \sigma_\theta$, 其中 σ_s 为轴向壁面切应力, σ_θ 为切向壁面切应力, 这里 σ_θ, σ_s 分别由二次流和轴向流动产生的, 定义如下:

$$\sigma_\theta = - \left. \frac{d}{w_m^*} \frac{\partial v^*}{\partial r^*} \right|_{r^*=d/2}, \sigma_s = - \left. \frac{d}{w_m^*} \frac{\partial w^*}{\partial r^*} \right|_{r^*=d/2} \quad (6)$$

图9给出了不同 F 下切向壁面切应力 σ_θ 的分布

随时间的变化. 对于不同的 F , 由于二次流随时间变化趋势不同, 使得 σ_θ 分布随时间变化呈现较大的差异. 当 $F=0$ 时, 在周期起始阶段 σ_θ 几乎为 0, 随着时间向前推进, σ_θ 的分布类似于正弦振荡, 当 $t=\pi$ 时, 其振幅达到最大值. 在截面内弯侧, σ_θ 为负值, 并在 $\theta \approx \pi/2$ 时达到最小值; 而在外弯侧时, σ_θ 为正值, 并在 $\theta \approx 3\pi/2$ 时达到最大值. 对于正旋转, σ_θ 的分布随时间的变化趋势和静止情况非常接近. 只是由于科氏力的作用, 使得振荡的振幅变大. 然而, 对于负旋转, σ_θ 的分布出现很大的不同. 当 $F=-1.2$ 时, σ_θ 的分布变得非常的复杂并随着时间推进不断变化. 当 $F=-3$ 时, σ_θ 的分布和 $F=1$ 时的分布刚好相反, 在外弯侧, σ_θ 为正值, 而在内弯侧, σ_θ 为负值.

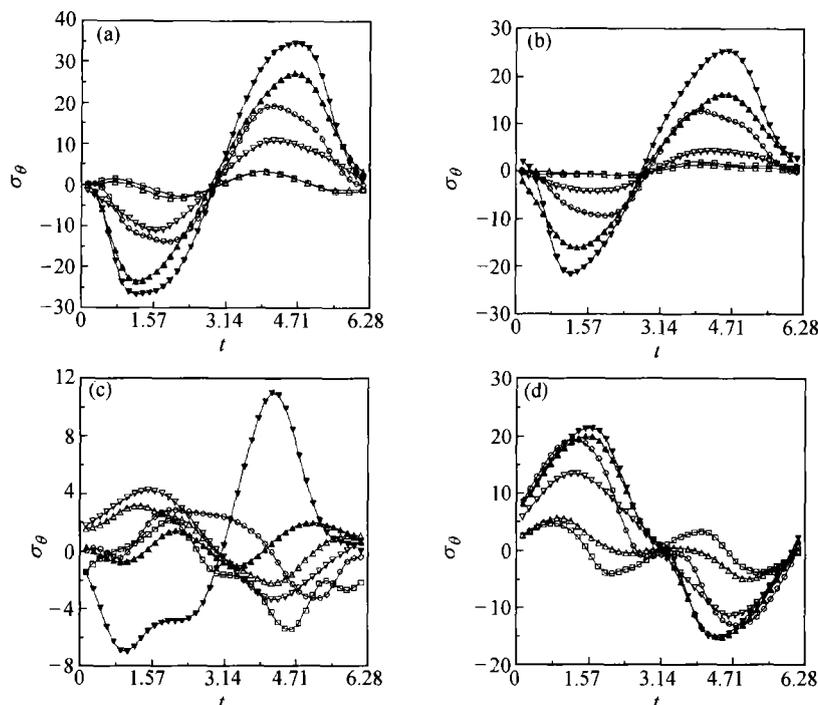


图9 σ_θ 的分布随时间的变化

(a) $F = -1.2$, (b) $F = -3$, (c) $F = 1$, (d) $F = 0$.

\triangle : $t = \pi/4$, ∇ : $t = \pi/2$, \blacktriangle : $t = 3\pi/4$, \blacktriangledown : $t = \pi$, \circ : $t = \pi$, \square : $t = 2\pi$

图10给出了 σ_s 的分布随时间 t 的变化情况. 从图中可以看到, 周期末由于出现轴向逆流, 沿壁面 σ_s 出现负值区域. 在周期起始阶段 ($t = \pi/4$), 对于不同 F , σ_s 分布沿壁面几乎一致. 随着时间的推进, σ_s 分

布曲线开始出现波动. 在 $\pi/2 < t < 3\pi/2$ 范围内, 这种波动将变得十分明显. 各个时刻 σ_s 分布随时间的变化趋势随着 F 的不同而不同. 由于 σ_s 分布和壁面轴向速度成比例, σ_s 分布取决于轴向速度的分布.

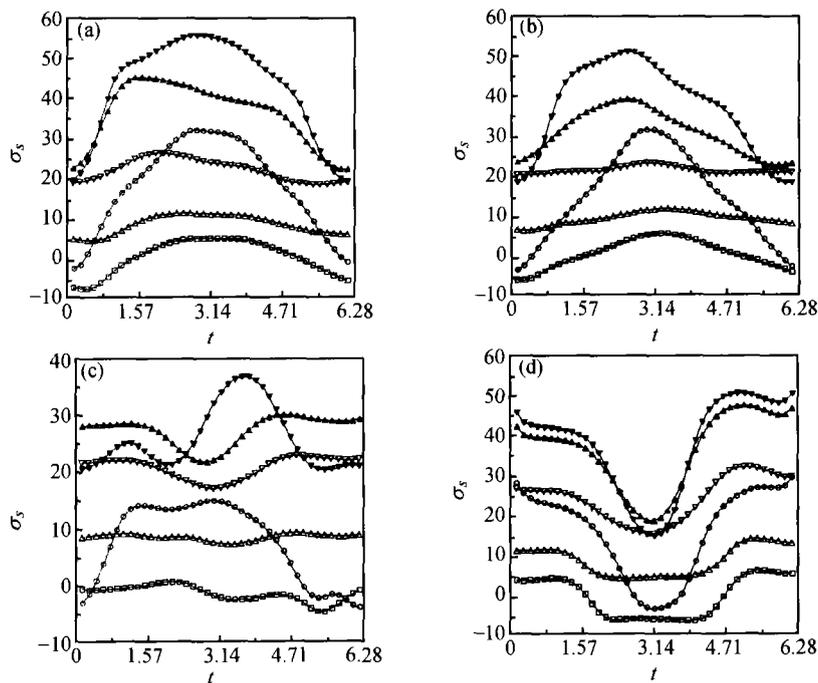


图10 σ_s 的分布随时间的变化

(a) $F = -1.2$, (b) $F = -3$, (c) $F = 1$, (d) $F = 0$

\triangle : $t = \pi/4$, ∇ : $t = \pi/2$, \blacktriangle : $t = 3\pi/4$, \blacktriangledown : $t = \pi$, \circ : $t = 3\pi/2$, \square : $t = 2\pi$

4 结论

本文采用数值计算方法成功的求解了旋转螺旋管道内的周期流动,并详细研究了旋转对流动结构和壁面摩擦力的影响,通过分析得到以下结论:

1. 周期起始和结束阶段,截面上将会出现轴向逆流,当 $t = 2\pi$ 时轴向逆流分布达到最大的范围,而在 $t = \pi/4$ 时轴向逆流基本消失,轴向逆流出现的位置取决于 F . 对于正旋转($F = 1$),轴向逆流最早在截面内侧出现,而对于负旋转($F < 0$),当 $F = -1.2$ 时,轴向逆流几乎在内外侧壁面附近同时出现,当 $F = -3$ 时,轴向逆流最早出现在截面的外弯侧.

2. 在静止的情况下,当流量加速时候,管道截面上将会出现 Lyne 涡. 而当存在旋转作用时,周期内不会出现 Lyne 涡. 当 $F = 1$ 和 $F = -3$ 时,在周期起始和结束阶段,管道截面将出现 Dean 涡与科氏涡共存的现象,而当 $F = -1.2$ 时,在流量加速阶段,也可发现这样的 4 涡结构. 截面上二次流的强度随时间的变化取决于 F .

3. 切向壁面切应力 σ_θ 和轴向壁面切应力 σ_s 分布随时间的变化趋势随的不同而不同. 对于 $F = 1$, $F = 0$ 和 $F = -3$, σ_θ 分布类似于正弦振荡,并在 $t = \pi$ 时其振幅达到最大. σ_s 沿壁面的分布取决于轴向速度的分布.

参 考 文 献

- 1 Yang W J, et al. Heat and fluid flow inside rotating channels. Appl Mech Rev, 1994, 47: 367
- 2 Ludwig H. Die Ausgebildete Kanalströmung in einem Rotierenden system. Ingenieur-Archiv, 1951, 19: 296
- 3 Miyazaki H. Combined free and forced convective heat transfer and fluid flow in rotating curved circular tube. Int J Heat Mass Transfer, 1971, 14: 1295
- 4 Miyazaki H. Combined free and forced convective heat transfer and fluid flow in a rotating curved rectangular tube. Trans ASME C: J Heat Transfer, 1973, 95: 64
- 5 Ito H, et al. Secondary flow in a rotating curved pipe. Rep Inst High Speed Mech, 1974, 29: 33
- 6 Ito H, et al. Numerical and experimental study on laminar flow in a rotating curved pipe(1. constant Dean number). Mem Inst High Speed Mech, 1987, 58: 185
- 7 Ito H, et al. Numerical and experimental study on laminar flow in a rotating curved pipe(2. constant rotational Reynolds number). Mem Inst High Speed Mech, 1988, 59: 45
- 8 Daskopoulos P, et al. Flow in curved ducts. Part 2. Rotating ducts. J Fluid Mech, 1990, 217: 575
- 9 Selmi M, et al. A bifurcation study viscous flow through a rotating curved duct. J Fluid Mech, 1994, 262: 353
- 10 Ishigaki H. Laminar flow in rotating curved pipes. J Fluid Mech, 1996, 329: 373
- 11 Ishigaki H. Laminar convective heat transfer in rotating curved pipes, JSME International Journal, 1999, Ser B 42: 489
- 12 Zhang B Z, et al. The perturbation solutions of the flow in a curved rotating annular pipe. Journal of Hydrodynamic, 2001, Ser B 13 (1): 75
- 13 Zhang B Z, et al. Fluid flow in a curved rotating pipe. Journal of Hydrodynamic, 2000, Ser B. 12(1): 1
- 14 Yamamoto K J, et al. Flow through in a rotating helical pipe with circular cross-section. Int J Heat and Fluid Flow, 2000, 21: 213
- 15 张金锁, 等. 旋转螺旋管道内粘性流动. 水利学报, 2001, 5: 32
- 16 Lynch D G, et al. Flow in a tube with non-uniform, time-dependent curvature: Governing equations and simple example. J Fluid Mech, 1996, 323: 237
- 17 Lyne W H. Unsteady viscous flow in a curved pipe. J Fluid Mech, 1971, 45: 13
- 18 Hamakiotes C C, et al. Periodic flows through curved tubes: The effect of frequency parameter flow. J Fluid Mech, 1990, 210: 353
- 19 Caro C G, et al. Non-planar curvature and branching of arteries and non-planar-type flow. Proc R Soc Lond, 1996, A 452: 185
- 20 Komai Y, et al. Fully developed intermittent flow in a curved tube. J Fluid Mech, 1997, 347: 263
- 21 Waters S L, et al. Oscillatory flow in a tube of time-dependent curvature. Part 1. Perturbation to flow in a stationary curved tube. J Fluid Mech, 1999, 383: 327
- 22 Patankar S V, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New York: Hemisphere, 1980