

# Research on the Turbulent Flow around Guide Vane of Francis Turbine

Wenquan Wang<sup>1</sup>, Lixiang Zhang<sup>1</sup>, Yan Yan<sup>1</sup>, Yakun Guo<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Engineering Mechanics, Kunming University of Science & Technology, Kunming

<sup>2</sup>School of Engineering, University of Aberdeen, Aberdeen, UK

Email: wwqquan@126.com

Received: Apr. 4th, 2011; revised: Jun. 6th, 2011; accepted: Jun. 7th, 2011.

**Abstract:** To investigate the non-uniform characteristics of flow around a guide vane of Francis turbine, three-dimensional turbulent flow in full flow passage of a guide vane of a test Francis turbine model was simulated using large eddy simulation with dynamical subgrid-scale models based on turbulent kinetic energy. The dynamical characteristics about flowing distribution of the full guide vane passage at different inlet velocity attack angle are obtained. The numerical results show that the intense of vortices increases with the rising up of the inlet velocity attack angle, simultaneously, the non-uniformity indexes about pressure, velocity and vorticity also increase. These findings are helpful to improve the design of the hydro-turbine units.

**Keywords:** Francis Turbine; Guide Vane; Turbulent Flow; Large Eddy Simulation

## 混流式水轮机活动导叶动态绕流特性研究

王文全<sup>1</sup>, 张立翔<sup>1</sup>, 闫妍<sup>1</sup>, 郭亚昆<sup>2</sup>

<sup>1</sup>昆明理工大学工程力学系, 昆明

<sup>2</sup>阿伯丁大学工程系, 阿伯丁, 英国

Email: wwqquan@126.com

收稿日期: 2011年4月4日; 修回日期: 2011年6月6日; 录用日期: 2011年6月7日

**摘要:** 为探索混流式水轮机活动导叶调节时, 叶后非均匀流场的分布特性, 应用非定常不可压缩流体 N-S 控制方程和基于亚格子湍动能的大涡模拟湍流模型, 数值模拟某试验模型水轮机在进口速度攻角连续改变时活动导叶动态绕流特性。计算结果表明, 随着进口速度攻角的逐渐增加, 导叶诱发的涡结构强度逐渐增加, 同时导叶尾迹区内各流向断面压力、速度以及涡量分布的不均匀度指标也逐渐增加。计算成果对优化水轮机设计具有重要的参考价值。

**关键词:** 混流式水轮机; 活动导叶; 湍流流动; 大涡模拟

### 1. 引言

在目前电力供需结构矛盾较为突出的情况下, 长距离输电易引起电力系统的低频扰动, 同时机组负荷调节频繁, 水力暂态过程更趋复杂化。导叶攻角的改变, 势必引起叶片边界层转捩过程、涡脱落与再附着过程以及叶栅二次流动等流动特性的改变, 进而引起叶栅尾迹流场和水轮机叶道涡与尾水涡带等的动态改变, 诱发转轮叶片的流激振动和发电机组剧烈的水力振动, 继而发生叶片断裂、机组失稳以及厂房建筑物的剧烈振动, 对电力生产构成重大安全隐患, 目前已引起许多科技工作者的高度关注<sup>[1-3]</sup>。

众所周知, 尽管机械暂态下导叶的调节在短时间

内就可以完成, 但引起的水力暂态过程极其复杂, 如向上游传递在调压引水系统中形成水力暂态过程进而被调压井调制成为低频周期性的振荡来流反馈给水轮机, 向下游传播直接引起叶道涡等流动结构的改变。目前对这类问题研究主要采用数学分析和试验观测手段进行预估<sup>[4-6]</sup>, 辅以数值模拟手段, 然而要真实了解导叶开、关过程中复杂的水力过渡过程和流场的时空变迁特性, 采用计算流体动力学的方法势在必行。尽管大涡模拟已成功应用于具有复杂几何形状流道内的湍流流动<sup>[7-9]</sup>, 但采用大涡模拟方法研究混流式水轮机强的三维扭曲叶道内的湍流流动很少有报道, 采用直接数值模拟和大涡模拟研究低压透平机械流道

内湍流流动已有报道, 但只限于二维(平面)叶栅<sup>[10-12]</sup>。而要模拟类似活动导叶开、关过程的大位移边界的流动问题, 目前较为成熟的数值方法主要有两种, 一种基于移动网格技术的数值方法, 如任意拉格朗日-欧拉法(ALE)等, 流场的网格需要重新划分, 往往占用大量的计算资源, 同时在网格的动态更新过程中, 即使加入局部自适应网格控制技术, 对边界层的网格质量控制难于把握, 从而带来较大的数值计算误差。另一类就是基于固定网格技术的数值模拟方法, 如侵入边界法(IBM), 通过在 N-S 方程中附加源项以达到动态边界的位移和应力一致, 但该方法在数学模型存在较大近似, 对计算结果影响较大。近年来发展的无网格光滑粒子流体动力学方法系列, 对模拟大位移边界流动问题也有较好的适应性, 但目前此方法用于复杂的流动模拟还相当不成熟。

本文基于亚格子动能的亚格子湍流模型, 采用大涡数值模拟方法<sup>[13-15]</sup>, 对某试验模型导叶流道进行全三维的数值模拟, 得到了叶道内流场的压力及流量场分布, 捕捉到了叶后不均匀流场的动态流动信息, 可为探索影响水力机组的水力振动因素、优化机组设计和提高整机效率等提供有价值的参考。

## 2. 数值模型

### 2.1. 控制方程

采用盒式滤波函数, 对不可压缩粘性流体的连续方程和动量方程作过滤运算后, 得:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \tau_{ij} \right] \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta V} \frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} dV dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta V} \text{div}(\rho U \phi) dV dt \\ = \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta V} \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) dV dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta V} S dV dt \end{aligned} \quad (9)$$

为了得到式(9)中的对流项及扩散项的体积分, 引入 Gauss 散度定理进行变换, 有:

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta V} \frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} dV dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta S} \rho \phi u_i v_i dS dt \\ = \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta S} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} v_i dS dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{\Delta V} S dV dt \end{aligned} \quad (10)$$

式中,  $\Delta V$  表示控制体  $P$  的体积,  $\Delta S$  表示该控制体积的表面积,  $u_i$  表示速度分量,  $v_i$  表示控制体积各边

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

式中  $p$  为压力,  $u_i$  为速度,  $\tau_{ij}$  为亚格子应力, 定义为:

$$\tau_{ij} = -\rho \left( \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \right) \quad (3)$$

通过式(3), 亚格子湍动能定义为:

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} (\overline{u_k^2} - \bar{u}_k^2) \quad (4)$$

由亚格子湍动能  $k_{sgs}$ , 得亚格子涡粘性系数  $\mu_t$ , 即

$$\mu_t = C_k k_{sgs}^{1/2} \Delta \quad (5)$$

$\Delta$  为网格过滤尺度, 取  $\Delta \equiv V^{1/3}$ , 其中  $V$  为单元体积。亚格子应力可表示为

$$\tau_{ij} - \frac{2}{3} k_{sgs} \delta_{ij} = -2 C_k k_{sgs}^{1/2} \bar{S}_{ij} \quad (6)$$

亚格子湍动能  $k_{sgs}$  通过求解下列输运方程获得

$$\frac{\partial \bar{k}_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{k}_{sgs}}{\partial x_j} = -\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_\epsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right) \quad (7)$$

上式中, 模型系数  $C_k$  和  $C_\epsilon$  由亚格子动力模型动态确定<sup>[16,17]</sup>,  $\sigma_k$  取为 1.0。

### 2.2. 计算方法

流体控制方程(1)可写成如下守恒型通用形式:

$$\frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho U \phi) = \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) + S \quad (8)$$

式中,  $U$  为流体速度矢量,  $\rho$  为流体密度,  $\phi$  为通用变量, 此处可以代表速度变量  $u, v, w$  和亚格子动能  $k_{sgs}$ ,  $\Gamma$  为广义扩散系数,  $S$  为广义源项。对任意控制体积及时间段  $\Delta t$  (时间从  $t$  到  $t + \Delta t$ ) 积分, 有:

的单位法向矢量。

采用有限体积法对控制方程在空间上进行离散，

引入源项线性化的结果，扩散项直接采用中心差分格式，式(10)变为：

$$\begin{aligned} & \rho_p^0 (\phi_p - \phi_p^0) \Delta V + \int_t^{t+\Delta t} \left[ (\rho u)_e \phi_e A_e - (\rho u)_w \phi_w A_w + (\rho v)_n \phi_n A_n - (\rho v)_s \phi_s A_s + (\rho w)_t \phi_t A_t - (\rho w)_b \phi_b A_b \right] dt \\ & = \int_t^{t+\Delta t} \left[ \left( -\Gamma_s \frac{\phi_p - \phi_s}{(\delta x)_s} A_s \right)_s + \left( \Gamma_t \frac{\phi_t - \phi_p}{(\delta x)_t} A_t \right)_t - \left( \Gamma_b \frac{\phi_p - \phi_b}{(\delta x)_b} A_b \right)_b \left( -\Gamma_s \frac{\phi_p - \phi_s}{(\delta x)_s} A_s \right)_s + \left( \Gamma_t \frac{\phi_t - \phi_p}{(\delta x)_t} A_t \right)_t \right. \\ & \quad \left. - \left( \Gamma_b \frac{\phi_p - \phi_b}{(\delta x)_b} A_b \right)_b \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} (S_c \Delta V + S_p \phi_p \Delta V) dt \end{aligned} \quad (11)$$

式中，上标 0 代表在前个时间步的值， $\phi_p$  是变量  $\phi$  在控制体积中心点  $P$  的值。上式假定物理量  $\phi$  在整个控制体积  $P$  上均有节点处的值  $\phi_p$ ，式中  $\partial\phi/\partial x_i$  的计算使用了中心差分格式， $(\delta x)_s, (\delta x)_t$  和  $(\delta x)_b$  分别代表三维控制体积左、右、前、后和上、下六个界面之间的距离。在式中下标  $e, w, n, s, t, b$  分别代表三维控制

体积的左、右、前、后和上、下六个界面。现定义两个新的物理量  $F$  和  $D$ ，其中  $F$  表示通过界面上单位面积的对流质量通量， $D$  表示界面的扩散传导性。有：

$$F \equiv \rho u_i, \quad D \equiv \frac{\Gamma}{\delta x} \quad (12)$$

这样， $F$  和  $D$  在控制体积界面上的值分别为：

$$F_w = (\rho u)_w, F_e = (\rho u)_e, F_s = (\rho v)_s, F_n = (\rho v)_n, F_b = (\rho w)_b, F_t = (\rho w)_t \quad (13)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w}{(\delta x)_w}, D_e = \frac{\Gamma_e}{(\delta x)_e}, D_s = \frac{\Gamma_s}{(\delta y)_s}, D_n = \frac{\Gamma_n}{(\delta y)_n}, D_t = \frac{\Gamma_t}{(\delta z)_t}, D_b = \frac{\Gamma_b}{(\delta z)_b} \quad (14)$$

注意，式(11)中界面处的  $\phi$  值要通过二阶迎风格式插值。然后在时间域上引入全隐式时间积分方案，得到

三维瞬态对流 - 扩散方程式(8)的离散方程：

$$\begin{aligned} a_p \phi_p &= a_w \phi_w + a_{ww} \phi_{ww} + a_e \phi_e + a_{ee} \phi_{ee} + a_s \phi_s + a_{ss} \phi_{ss} \\ &+ a_n \phi_n + a_{nn} \phi_{nn} + a_b \phi_b + a_{bb} \phi_{bb} + a_t \phi_t + a_{tt} \phi_{tt} \end{aligned} \quad (15)$$

式(15)中的各系数定义如下：

$$\left\{ \begin{array}{l} a_p = a_e + a_w + a_{ee} + a_{ww} + (F_e - F_w) \\ \quad + a_n + a_s + a_{nn} + a_{ss} + (F_n - F_s) \\ \quad + a_t + a_b + a_{tt} + a_{bb} + (F_t - F_b) + a_p^0 - S_p \Delta V \\ a_w = \left( D_w + \frac{3}{2} \alpha F_w + \frac{1}{2} \alpha F_e \right) \\ a_e = \left[ D_e - \frac{3}{2} (1 - \alpha) F_e - \frac{1}{2} (1 - \alpha) F_w \right] \\ a_{ww} = -\frac{1}{2} \alpha F_w \\ a_{ee} = \frac{1}{2} (1 - \alpha) F_e \\ a_s = \left( D_s + \frac{3}{2} \alpha F_s + \frac{1}{2} \alpha F_n \right) \\ a_n = \left[ D_n - \frac{3}{2} (1 - \alpha) F_n - \frac{1}{2} (1 - \alpha) F_s \right] \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{ss} = -\frac{1}{2} \alpha F_s \\ a_{nn} = \frac{1}{2} (1 - \alpha) F_n \\ a_b = \left( D_b + \frac{3}{2} \alpha F_b + \frac{1}{2} \alpha F_t \right) \\ a_t = \left[ D_t - \frac{3}{2} (1 - \alpha) F_t - \frac{1}{2} (1 - \alpha) F_b \right] \\ a_{bb} = -\frac{1}{2} \alpha F_b \\ a_{tt} = \frac{1}{2} (1 - \alpha) F_t \\ b = S_c \Delta V + a_p^0 \phi_p^0 \\ a_p^0 = \frac{\rho_p^0 \Delta V}{\Delta t} \end{array} \right. \quad (16)$$

式(16)中, 流动沿着坐标轴  $x, y$  和  $z$  正方向时,  $\alpha = 1$ , 流动沿着坐标轴  $x, y$  和  $z$  负方向时,  $\alpha = 0$ 。

得到三维瞬态对流 - 扩散方程式的离散方程(15)后, 采用 SIMPLEC 算法, 实现耦合变量压力和速度的分离求解, 同时用一种能快速求解三对角方程组的 TDMA(Tri diagonal matrix algorithm, TDMA)解法求解代数方程组, 即可得到流场变量的解。

### 2.3. 边界条件

本文的计算对象为某混流式水轮机的导水机构流道, 活动导叶轴线长为  $L$ 。在  $y$  方向, 计算模型高度  $h/L = 0.34$ , 为了展示流动的周期性, 在法向( $z$  方向)模拟两个流道, 如图 1 所示。为了准确捕捉活动导叶流道及其叶后不均匀流场的动态特性, 整个流道区域网格划分采用八节点六面体结构网格, 在  $z$  方向每个流道内网格节点采用双指数律分布, 紧贴导叶壁面第一层网格距离设置较小,  $\Delta x/L = 3.12 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta y/L = 7.96 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta z/L = 9.28 \times 10^{-4}$ 。共划分单元数 12,960,000。采用 40 个节点并行的曙光 PHPC100 个人高性能计算机实现数值计算。

在进口处, 定义瞬时速度,

$$u_x = U \cos(\alpha), \quad u_y = 0, \quad u_z = U \sin(\alpha) \quad (8)$$

式中,  $u_x, u_y$  和  $u_z$  分别代表  $x, y$  和  $z$  方向的速度,  $U$  代表初始进口速度值。  $\alpha$  为速度进口攻角, 假定导叶开、关的旋转角速度为  $\omega = 0.349 \text{ rad/s}$ , 当前计算时间为  $t$ , 则  $\alpha = \omega t$ 。

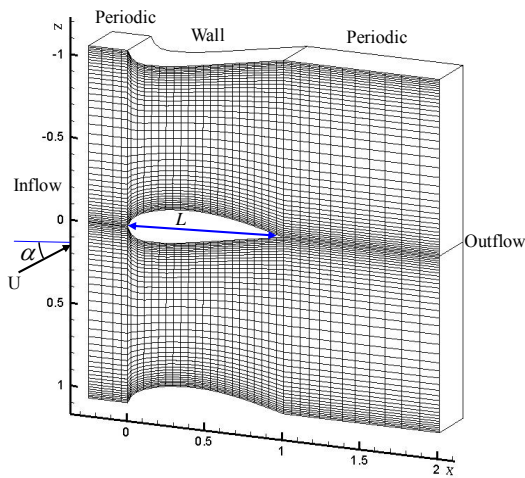


Figure 1. The whole computational model (1 out of 5 grid lines shown)

图 1. 整体计算数值模型(图中每 5 个网格线显示 1 个)

进口边界条件: 进口面上, 给定速度  $u_i$  和湍流强度, 同时采用涡方法<sup>[18]</sup>生成进口的波动流场, 模拟上游流体绕过固定导叶后造成进口速度场的波动。出口边界条件: 出口面上, 采用自由出流的边界条件。壁面边界条件: 在壁面处应用无滑移边界条件。计算区域进口段和出口段的法向( $z$ )取为周期性边界条件, 在整个流道的展向( $y$ )取为周期性边界条件。

## 3. 计算结果

### 3.1. 瞬时压力场分布

图 2 显示不同进口速度攻角下,  $y/L = 0.17$  断面的瞬时压力分布图。从图中可见, 上游流体在撞击导叶后, 展向集中涡随主流流向下流, 在叶片前端形成集中高压区。由于沿导叶压力面出现明显的逆向压力梯度, 沿压力面流动的流体在导叶压力面的尾翼附近, 发生流动分离, 形成脱落涡(从图 2(a)和 2(b)中叶后排

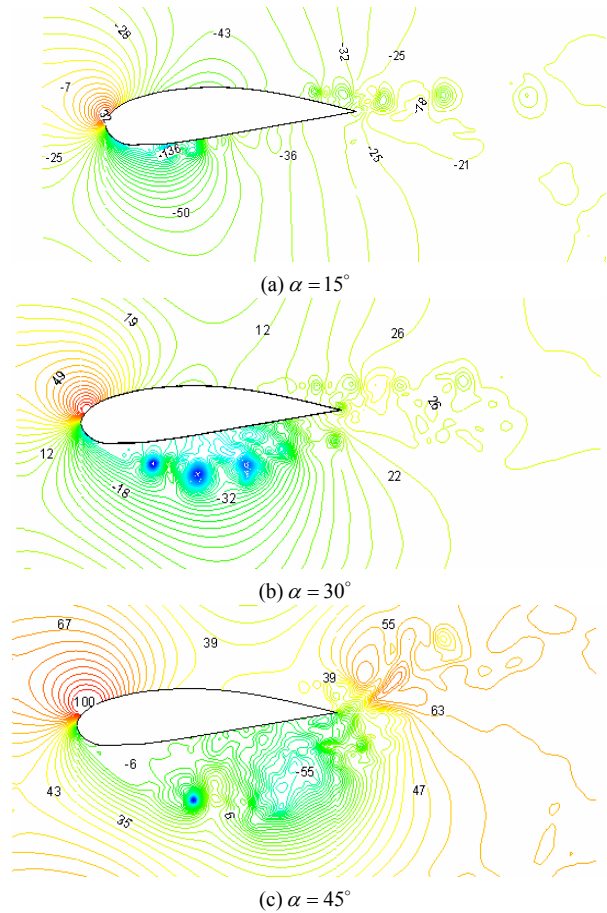


Figure 2. Pressure distribution at  $y/L = 0.17$  section in different inlet velocity attack angle, unit: Pa

图 2. 不同进口速度攻角下  $y/L = 0.17$  断面的压力分布图, 单位: Pa

列的负压中心可以进一步证实脱离涡存在)。而沿负力面流动的流体,受进口撞击形成旋涡,波浪式沿负力面向下游流动,受活动导叶曲率的进一步影响,流向涡进一步伸长,并形成反向涡对进入叶后,形成复杂的尾迹流动。同时可以看出,不同进口攻角下,压力分布差异较大,尤其是负压中心在空间分布位置和负压强度,可见流场压力分布对进口速度攻角极其敏感。

### 3.2. 瞬时涡量场分布

图3为不同进口速度攻角下,导叶周围流向涡量分布图。从图中可清楚地看见流向涡的形成和在空间的演化过程。由壁面诱发的涡在向下游流动过程中,在空间进一步伸长,与主流交换能量后,涡强明显减低。同时还可以看出,随着进口速度攻角的增加,壁面诱发的涡对强度越大,旋涡区域越大,涡的对称型越易遭到破坏。总的来说,由活动导叶诱发的流体旋涡容易随主流扩张到转轮叶道中去,这种涡旋造成转轮进口速度及压力的不均匀,可进一步影响转轮内的流动状态,造成转轮空蚀破坏和水力激振。

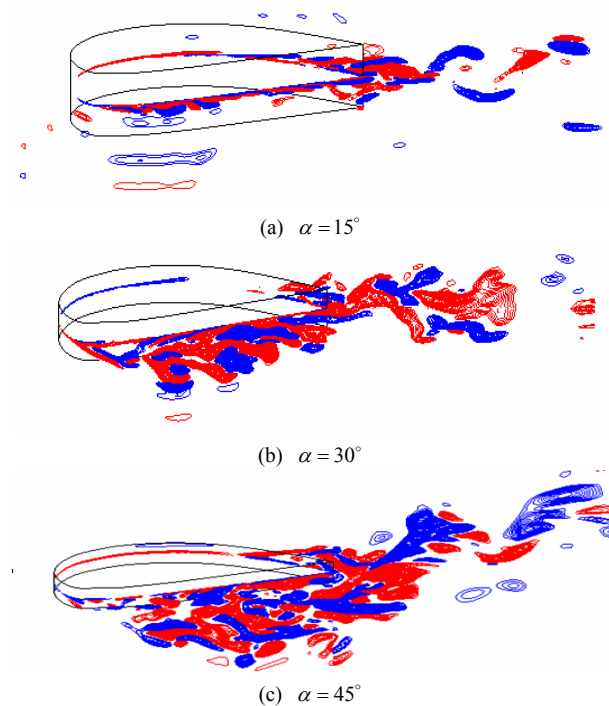


Figure 3. Streamwise vorticity ( $\omega_x$ ) distribution at  $y/L = 0.17$  section in different inlet velocity attack angle. Red: vorticity  $\geq 51/s$ ; blue: vorticity  $\leq -51/s$

图3. 不同进口速度攻角下,  $y/L = 0.17$  断面流向涡量分布图。红色: 涡量  $\geq 51/s$ ; Blue: 涡量  $\leq -51/s$

### 3.3. 活动导叶后不均匀流场动态分布特性

为了定量描述导叶后尾迹涡的不均匀程度,分别定义叶后各个垂直于  $x$  轴的断面上的压力不均匀度  $\lambda$ 、速度不均匀度  $\varphi$  和涡量不均匀度  $\eta$

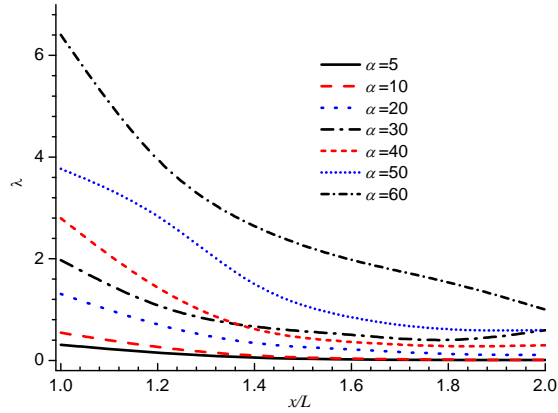
$$\lambda = \frac{p_{\max} - p_{\min}}{P_0} \quad \varphi = \frac{u_{\max} - u_{\min}}{U_0} \quad \eta = \frac{\omega_{\max} - \omega_{\min}}{\omega_0} \quad (9)$$

式中,  $p_{\max}$ ,  $p_{\min}$  分别表示断面上的最大压力和最小压力,  $u_{\max}$ ,  $u_{\min}$  分别表示断面上的最大速度和最小速度,  $\omega_{\max}$ ,  $\omega_{\min}$  分别表示断面上的最大涡量和最小涡量,  $P_0$ ,  $U_0$  和  $\omega_0$  分别代表参考压力、速度和涡量,文中取进口攻角  $\alpha = 60^\circ$  时,  $x/L = 2$  断面上相应的各量的最大值与最小值之差作为不均匀度计算的参考值。图4是不同进口速度攻角下导叶叶后不同断面压力、速度和涡量不均匀度,从各量不均匀度总体分布趋势看,越靠近下游,各量的不均匀度指标越来越小,同时攻角越大,各量的不均匀度值越来越大。同时,注意到在大攻角下,绕流诱发大尺度的涡结构,紧靠叶后涡量不均匀度指标较大,但随着涡结构向下游流动过程中,逐渐拉伸破碎,其不均匀度指标快速下降,在  $x/L = 1.4$  以后,逐渐趋于平稳,并接近小攻角下的不均匀度指标。因此,在水轮机设计时,参考导叶后的不均匀度指标,选择最优的攻角运行范围和恰当的导叶尾端与叶道进口间的距离,对避免水轮机组的振动是有益的。

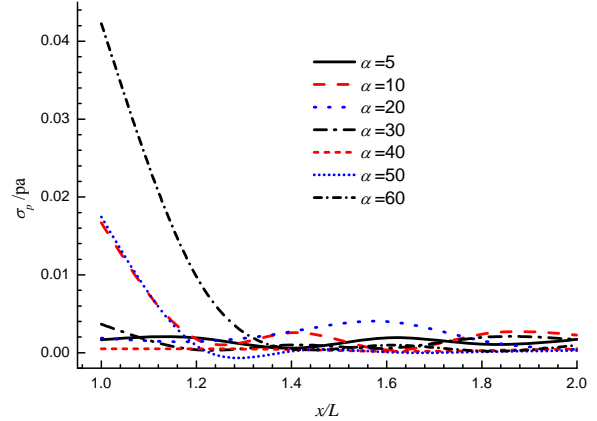
图5为不同进口速度攻角下导叶叶后不同断面压力、速度和涡量分布的标准差统计结果。由图可见,在  $x/L = 1.4$  断面以前,各断面标准差相对较大,而且随速度攻角的增加,有显著增大趋势。在  $x/L = 1.4$  断面以后,各断面标准差相对较小,趋于平稳,速度攻角对其影响并不显著。

## 4. 结论

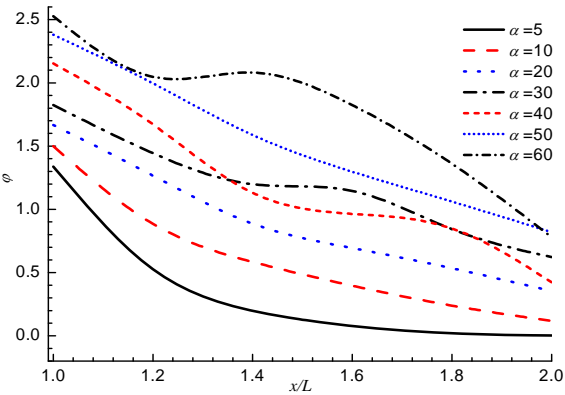
基于亚格子动能的动态亚格子湍流模型和大涡模拟方法,数值模拟某试验模型水轮机活动导叶动态绕流的流场分布特性。计算结果表明,在不同速度进口攻角下,负压中心在空间分布位置和负压强度差异较大。随着进口速度攻角的增加,导叶壁面诱发的涡对强度越大,旋涡区域越大,同时叶后断面压力、速度以及涡量分布的不均匀度也逐渐增加。计算成果对优化水轮机组的设计参数具有重要参考价值。



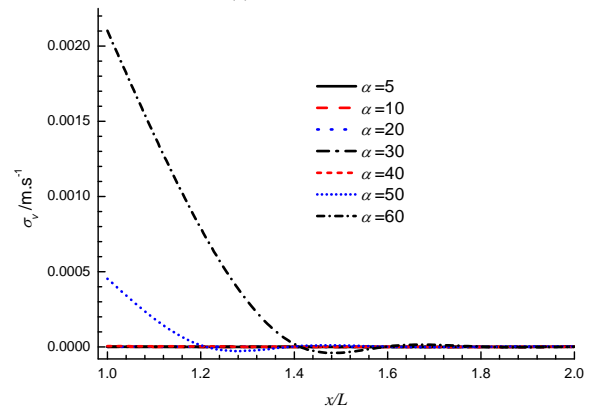
(a) 压力不均匀度



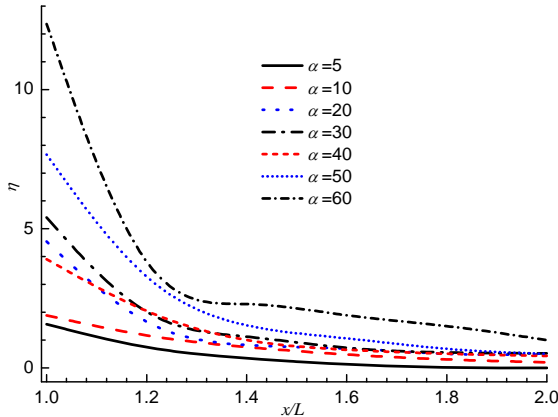
(a) 压力标准差



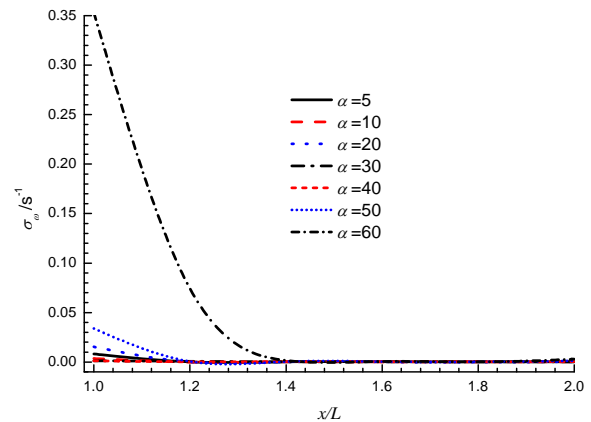
(b) 速度不均匀度



(b) 速度标准差



(c) 涡量不均匀度



(c) 涡量标准差

Figure 4. Non-uniformity indexes in different inlet velocity attack angle

图 4. 不同进口速度攻角下导叶叶后流场不均匀度分布

Figure 5. Standard deviation indexes in different inlet velocity attack angle

图 5. 不同进口速度攻角下不同流向断面内标准差分布

### 5. 致谢

感谢国家自然科学基金重点项目(50839003); 国家自然科学基金青年基金项目(11002063); 云南省自然科学基金项目(2008GA027, 2009ZC035M)给予的研究经费支持。

### 参考文献 (References)

- [1] 刘桦, 李家春, 何友声等. “十一五”水动力学发展规划的建议[J]. 力学进展, 2007, 37(1): 141-146.
- [2] W. Q. Wang, L. X. Zhang, Y. Yan, et al. Large-eddy simulation of turbulent flow considering inflow wakes in a Francis turbine blade passage. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 2007, 19(2): 201-209.

- [3] 张立翔, 王文全, 姚激. 混流式水轮机转轮叶片流激振动分析[J]. 工程力学, 2007, 24(8): 143-150.
- [4] 洪冶, 周良画, 蔡维由. 基于传递函数建模的水电站水力过渡过程仿真[J]. 武汉大学学报(工学版), 2007, 40(3): 50-52.
- [5] 巨江, 刘菁, 诸亮等. 水电站引水一尾水管道系统水力过渡过程模型试验与计算[J]. 水利学报, 2005, 36(10): 1165-1170.
- [6] 刘华, 鞠小明, 张昌兵等. 格鲁吉亚卡杜里电站跨流域引水水力过渡过程[J]. 四川大学学报(工程科学版), 2006, 38(2): 11-14.
- [7] S. Conway, D. Caraeni, and L. Fuchs. Large eddy simulation of the flow through the blades of a swirl generator. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2000, 21(5): 664-673.
- [8] P. Moin. Advances in large eddy simulation methodology for complex flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2002, 23(5): 710-720.
- [9] M. Tyagi, S. Acharya. Large eddy simulation of turbulent flows in complex and moving rigid geometries using the immersed boundary method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2005, 48(7): 691-722.
- [10] W. Rodi. DNS and LES of some engineering flows. *Fluid Dynamics Research*, 2006, 38(2-3): 145-173.
- [11] J. G. Wissink. DNS of separating low Reynolds number flow in a turbine cascade with incoming wakes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2003, 24(4): 626-635.
- [12] X. H. Wu, P. A. Durbin. Evidence of longitudinal vortices evolved from distorted wakes in a turbine passage. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, 446(1): 199-228.
- [13] M. Germano, U. Piomelli, P. Mion, and W. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluid A*, 1991, 3(7): 1760-1765.
- [14] C. Meneveau, J. Katz. Scale-invariance and turbulence models for large eddy simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2000, 32(1): 1-32.
- [15] 王文全, 张立翔, 郭亚昆等. 大涡模拟流体结构相互作用下的弯曲槽道湍流特性[J]. 水科学进展, 2008, 19(5): 36-41.
- [16] W. W. Kim, S. Menon. Application of the localized dynamic subgrid-scale model to turbulent wall-bounded flows. Technical Report AIAA-97-0210. Reno: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 35th Aerospace Sciences Meeting, 1997.
- [17] S. E. Kim. Large eddy simulation using unstructured meshes and dynamic subgrid-scale turbulence models. Technical Report AIAA-2004-2548. Portland: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 34th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2004.
- [18] F. Mathey, D. Cokljat, J. P. Bertoglio, et al. Assessment of the vortex method for Large Eddy Simulation inlet conditions. *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 2006, 6(1-3): 58-67.