tech.scichina.com



用 κ - ϵ 紊流模型计算跌坎水流数值方法探讨

丁道扬*, 吴时强

南京水利科学研究院,水文水资源与水利工程国家重点实验室,南京 210029 *E-mail: dingdaoyang@hotmail.com

收稿日期: 2010-01-28; 接受日期: 2010-07-14 国家"十一五"科技支撑项目(批准号: 2008BAB29B04)资助

摘要 采用一种欧拉-拉格朗日(Eulerian-Lagrangian)相结合的剖开算子方法,用三角形网络离散流场,由 κ - ε 紊流模型数值求解了二维过跌坎水流.用特征线法解对流算子,用有限元法解扩散算子和压力波松方程.算例表明,主要计算成果和试验结果能较好吻合,该法能很好适应解强非线性对流算子的复杂紊流流场.文中还对模型的边界条件处理进行了探讨.

关键词 κ-ε模型 数值求解 跌坎水流

1 前言

数值模拟高雷诺数复杂水流运动是近代流体力学中最大的难题之一,虽然直接求解N-S方程是最理想方法(DNS法),但由于受计算机速度和容量所限,目前尚不现实,往往需要借助半经验半理论的紊流模型来封闭时均雷诺方程组,其中 κ - ϵ 模型仍是目前解高雷诺数下复杂紊流流场的最成熟模型.

过跌坎水流是检验紊流模型和数值方法最有说服力的典型算例,并公认坎后漩涡长度(即主流再附着点位置),是检验紊流模型优劣的重要指标,但许多研究者发现坎后的漩涡长度计算值一般均小于试验值,差异竟达到 20%~25%,因此不断有人在研究如何完善κ-ε紊流模型.

许多文献报导了标准 κ - ϵ 模型中五个常数调整研究,有些调整幅度很大. 文献[1]采用了控制论方法,对跌坎水流进行了常数优化辨识,将模型中最重要的常数 C_{μ} 由 0.09 改为 0.497,从而使漩涡长由 6.07 H 改进为 6.7 H,接近试验值 T H. 更多的研究者则从标准 κ - ϵ 模型基本假设着手,对 Boussinesq 紊动各向同

性假设做修正,有些则对壁函数局部平衡假设条件做修正. 文献[2]放弃 Boussinesq 假设,由窦国仁紊流随机理论建立了 κ - ε -s 模型,改善了漩涡长度的计算精度.文献[3,4]则对各种改进的模型做了对比研究,改进的 RKE, RNG 模型和标准 κ - ε 紊流模型(SKE)相比,在旋涡长度上确有改善,但压力系数计算和试验结果仍有约 20%误差.

数值计算与试验结果的差异,除模型本身外,数值方法当否也是一个主要原因.作者注意到自上世纪九十年代以来,主要研究放在模型完善上,而有关它的数值方法研究甚少.文献[5]曾作了离散网格疏密度对回流长度计算结果的影响,表明沿坎高至少布置 10 个节点,才能保证计算精度.文献[6]对台阶流动流场做了分区,对不同区用不同紊流模型,从而可提高计算效率.

目前有限体积法是求解 K- E 模型最常见的数值方法,对流项采用迎风格式,并采用了一种交错网络,以便边界条件处理和压力项的耦合,这是目前一直沿用的解法.文献[7]详细地报导了这种解法,为了适应复杂几何边界形状,采用了适体坐标变换系统.

英文版发表信息: Ding D Y, Wu S Q. Numerical application of k- ε turbulence model to the flow over a backward-facing step. Sci China Tech Sci, 2010, 53: 2817-2825, doi: 10.1007/s11431-010-4099-9

目前流行的商业软件均采用这种典型的数值解法,如 FLUENT 和 CFD.

数值求解紊流模型实际上是联立求解具有非线 性强对流复杂算子的输运方程组, 如何处理具有强 非线性对流算子及压力项的耦合方法是数值求解复 杂紊流的关键. 应用按算子性质剖分的剖开算子法, 可实现不同算子用不同的适合解法, 可用特征线法 处理非线性对流算子, 能有效地避免非线性算子处 理的困难,特别适合这种具有非线性强对流复杂算 子求解. 文献[8]曾对剖开算子数值方法进行过探讨, 文献[9~12]等报导了它在很多方面的成功应用, 但 把这种剖开算子法用于复杂紊流求解时未能得到收 敛解. 为此, 本文对己有的剖开算子法研究成果进 行了进一步完善,提出了适合复杂紊流数值解的基 于 Eulerian-Lagrangian 法的剖开算子方法, 本文简 称为 SLE 法. 由标准的 κ - ε 模型, 用该法数值求解 了过跌坎二维紊流,得到了良好的收敛解,计算结 果与试验值较好吻合, 说明只要有适合的数值方法 和正确给出求解的边界条件,采用标准的 κ - ε 模型 即可得到满意的计算结果, 也表明了本文所提出的 剖开算子数值解法是求解复杂紊流的一种有效数 值方法.

2 定解问题的提出

1980 年在美国斯坦福复杂紊流学术会上建议把文献[13]的过跌坎紊流试验 REF 组次的试验条件作为数值研究验证对象的计算条件. 该试验是在宽W=96 cm 矩形风洞中进行,由喇叭口过渡段进入平直段,跌坎高H=3.81 cm,以自由流流速U0 和坎高H定义的Re数为44000,坎上游流道高H1=2H,下游流道高H2=3H,突扩比为2:3,W/H1=12.6,基本上可视为二维流动,为此把上述条件作为本文的验证算例,入流边界布置在跌坎上游5H处,出流断面在坎下游30H处。

虽然本文研究对象是恒定流,为避免非线性迭代计算的麻烦,采用非恒定流逼近恒定流方法.非恒定流条件下二维标准 κ - ε 紊流模型由下述的基本方程和 5 个常数组成.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,\tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial x} \right]
+ \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right], \qquad (2a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_t) \frac{\partial v}{\partial x} \right]
+ \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_t) \frac{\partial v}{\partial y} \right], \qquad (2b)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial y} = P_k + \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x} \right]
+ \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial y} \right] - \varepsilon, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = P_\varepsilon + \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_t / \sigma_k) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right]$$

 $\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial x}{\partial x} \left[(v + v_t / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] - C_{\varepsilon 2} \varepsilon^2 / k. \quad (4)$

这是包含5个未知量的非线性偏微分方程组,式 中压力以压力水头表示,因是有压流,故未计及重力, 有关符号表示如下

$$P_{k} = v_{t} \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^{2} + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^{2} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^{2} \right], \quad (5)$$

$$P_{\varepsilon} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_{k}, \qquad (6)$$

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon},\tag{7}$$

$$\varepsilon = v \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \frac{\partial u_i'}{\partial x_i}, \tag{8}$$

$$C_{\mu} = 0.09, \ C_{\varepsilon 1} = 1.44, \ C_{\varepsilon 2} = 1.92, \ \sigma_k = 1.0, \ \sigma_t = 1.3.(9)$$

求解上述方程组的边界条件应根据实际研究对象给出.本文为了与试验值验证,由文献[13]的试验条件确定.坎上游 4H 的试验断面处边界层位移厚度仅 0.026~H,因此入流断面可看成是自由流,流速均匀分布, κ 和 ε 均应为零.出流断面认为已发展为正常均匀管道紊流,U, κ 和 ε 作为自然边界条件处理,它们的法向导数为零.

在上下固壁边界,作为不滑动边界,流速为零.利用壁函数方法,把 κ 和 ε 的边界放在紧靠固边的内节点组成的内边界上,作为一类边界处理,根据文献[14,15],给出内边界点的值

$$u_* = u_i \ln(Eu_* / v),$$
 (10)

$$k = \alpha \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu}}, \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa y_i}, \tag{11}$$

式中 u_i , y_i 为内边界切向流速和内点到固边距离, E 为 0.9,表示光滑边界. 这是典型的壁函数处理方法, (11) 式的系数 α 值为 1.0,下文将详述, 本文用 0.5 可使计算结果更合理.

压力边界条件:入流边界和固边均为自然边界,它的法向导数为零,出流边界为一类边界.在入流边界上,使流速由零线性变化到 U_0 后不变,从而由非恒定流转为恒定流,初始条件则为静止流场.

由上述基本方程和它的边界条件及初始条件组成的定解问题,是一个多元的非线性偏微分方程组的定解问题,目前数学上还无法从理论上证明它的适定性,只有经验性给定,最终由数值试验检验.

这里必须指出, κ 或 ϵ 均在分母中出现,因此在求解过程中它们不能为零,否则很容易导致计算发散. 在自由流区域或远离边界层区域, κ 和 ϵ 均可能接近零,在编程中应该注意. 在入流断面,常用方法总是作为充分发展的紊流条件给出 κ 和 ϵ , 虽然可避免该两值出现零值,如果入流断面为自由流这样处理将会导致结果失真.

3 数值解法

本文采用任意三角形单元离散流场,以便适合复杂的几何边界形状,从而可避免应用复杂的适体 坐标变换.

紊流动量输运方程是强非线性对流的复合算子方程,它特别适合用剖开算子法,按算子性质剖分,可根据不同算子性质选用各自适合的解法.下面将以解动量输运方程为例说明它的求解过程,可剖分为三步求解.

3.1 对流分步

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = 0.$$
(12)

解强非线性对流算子(12)式是紊流求解最大的 难点,虽然采用迎风格式在一定程度上解决了这个

难点,但由于它是一个非线性算子,采用欧拉法求解时,无论用有限差分、有限体积或有限元法,总不可避免在离散时被人为线性化,从而导致某种误差,而采用拉格朗日法,可完美地解决这个难点.水流质点的运动轨迹线方程,即特征线方程为

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = u,$$

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} = v.$$
(13)

沿水流质点运动轨迹线(12)式可表示为

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = 0,$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = 0.$$
(14)

表明在对流分步,水流质点沿其特征线流速不变. 如图 1 所示,现以考查点 A 来说明采用拉格朗日法的求解过程: 假设围绕 A 点中某一个单元 M,在 $n\Delta t$ 时刻处于 D 点的质子经 Δt 后,在 $(n+1)\Delta t$ 到达 A 点,由 (13)式可知 $(n+1)\Delta t$ 时刻对流后 A 点的流速值为

$$u_A^{n+1} = u_D^n, v_A^{n+1} = v_D^n,$$
 (15)

式中, 上标 n+1, n 表示 $(n+1)\Delta t$, $n\Delta t$ 时刻的值.

在三角形线性单元内,它的(x, y)坐标和流速(u, v)均为线性分布,用面积坐标可表示为

$$x_{D} = \sum_{i=1}^{3} L_{i} x_{i}, y_{D} = \sum_{i=1}^{3} L_{i} y_{i},$$

$$u_{D} = \sum_{i=1}^{3} L_{i} u_{i}, v_{D} = \sum_{i=1}^{3} L_{i} v_{i},$$
(16)

则D点的面积座标值可从下式解出

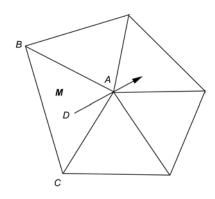


图 1 对流示意图

$$\begin{bmatrix} L_{D,1} \\ L_{D,2} \end{bmatrix} = \begin{vmatrix} a_{11}a_{12} \\ a_{21}a_{22} \end{vmatrix} \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \end{bmatrix}, \tag{17}$$

$$a_{11} = (x_1 - x_3) + (u_1 - u_3)\Delta t,$$

$$a_{12} = (x_2 - x_3) + (u_2 - u_3)\Delta t,$$

$$a_{21} = (y_1 - y_3) + (v_1 - v_3)\Delta t,$$

$$a_{22} = (y_2 - y_3) + (v_2 - v_3)\Delta t,$$

$$f_1 = (x_A - x_3) - u_3\Delta t,$$

$$f_2 = (y_A - y_3) - v_3\Delta t.$$
(18)

则可求出

$$L_{D,1} = (f_1 b_{23} - f_2 a_{23}) / (a_{13} b_{23} - a_{23} b_{13}),$$

$$L_{D,2} = (f_2 a_{13} - f_1 b_{13}) / (a_{13} b_{23} - a_{23} b_{13}),$$

$$L_{D,3} = 1 - L_{D,1} - L_{D,2}.$$
(19)

由(16)式求得 D 点 $n\Delta t$ 时刻流速,即 A 点(n+1) Δt 时刻对流后的流速.

必须指出,如何找出图 1 + D点质点所在单元是一个非常重要的问题. 通常的方法是将 $n\Delta t$ 时刻 A点流速向量反方向所在单元,称为 A点的迎风单元,即 D点质点所在单元. 但是,数值试验发现,在迎风单元求出的 D点的 3 个面积坐标中常会出现小于零的情况,表明对流质点不在该单元. 所以使用通常确定迎风单元方法,易导致计算失真,甚至无法正常计算而发散. 追其原因,由于高雷诺数条件下复杂紊流流场的流速在时空上变化频率高且振幅大,难以保证在一个计算时段 Δt 内,在围绕A点的各单元区间内流速均维持单一方向变化,因此用通常的迎风单元概念,将导致计算失真,甚至计算无法进行下去.

为此,本文引入一个对流单元的概念,在围绕 A 点的每个单元中某个单元在 $n\Delta t$ 时刻的质点经 Δt 时间到达 A 点,则称该单元为 A 点的对流单元. 对流单元多数情况下和迎风单元一致,但在流场变化剧烈的漩涡区可能不一致.

对围绕 A 点的每个单元均逐个计算 D 的 3 个面积坐标值,当此 3 个坐标值均大于零,此即为欲求的 D 点质点所在的对流单元.

须指出,文献[16]提出的一种对流扩散方程的杂交方法,对迎风单元用了所谓改进特征线法计算对流算子,认为时间步长不受限制,但作者实践表明,时间步长必须满足如下条件

$$\Delta t < \frac{h}{u},\tag{20}$$

式中 h 为单元最小高, u 为节点主流速. 对于高雷诺数复杂紊流 SEL 法应控制更严格.

3.2 压力传播分步

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial p}{\partial y}.$$
(21)

在时间上对上式采用隠式差分, 上式可化为

$$u^{n+1} = u^{n} - g\Delta t \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x},$$

$$v^{n+1} = v^{n} - g\Delta t \frac{\partial p^{n+1}}{\partial y}.$$
(22)

由上式应用连续方程,则可导得压力波松方程

$$\frac{\partial^2 p^{n+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p^{n+1}}{\partial y^2} = \frac{1}{g\Delta t} \left(\frac{\partial u^n}{\partial x} + \frac{\partial v^n}{\partial y} \right), \tag{23}$$

式中 $n\Delta t$ 时刻流速,即为对流分步求出的 $(n+1)\Delta t$ 时刻的值,为已知. 应用加辽金加权余量法,由上式可导得求解如下的积分方程

$$\iint_{\Omega} \left(\frac{\partial N}{\partial x} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial y} \right) dA$$

$$= \int_{L} N \frac{\partial p^{n+1}}{\partial n} ds + \frac{1}{g\Delta t} \iint_{\Omega} N \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dA, \qquad (24)$$

式中 N 为权函数,以形函数作为权函数.由于未知压力边界均为自然边界,故上式右边第一项实际不存在.采用三角形线性单元离散流场,由上式导出的线性代数方程组,其系数矩阵是正定对称的稀疏矩阵,特别适合应用 L-R 法求解.求得压力后再由(22)式求出压力传播分步后高时位的流速值.可见,剖开算子法的应用为压力耦合求解提供了有利条件.

3.3 扩散分步

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right],
\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_t) \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_t) \frac{\partial v}{\partial y} \right].$$
(25)

数值试验表明,对于复杂紊流计算精度要求较高的情况,不宜采用集中质量显式有限元法,扩散分步必须用隠式有限元法求解,上式的时间离散形式为

$$u^{n+1} = u^n + \Delta t v \left(\frac{\partial^2 u^{n+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^{n+1}}{\partial y^2} \right),$$

$$v^{n+1} = u^n + \Delta t v \left(\frac{\partial^2 v^{n+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^{n+1}}{\partial y^2} \right).$$
(26)

应用加辽金加权余量法, 考虑到流速的边界条件, 则等价于求解如下积分方程

$$\iint_{\Omega} Nu^{n+1} dA + \Delta t \iint_{\Omega} (\upsilon + \upsilon_{t}) \left(\frac{\partial N}{\partial x} \frac{\partial u^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} \frac{\partial u^{n+1}}{\partial y} \right) dA$$

$$= \iint_{\Omega} Nu^{n} dA,$$

$$\iint_{\Omega} Nv^{n+1} dA + \Delta t \iint_{\Omega} (\upsilon + \upsilon_{t}) \left(\frac{\partial N}{\partial x} \frac{\partial v^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} \frac{\partial v^{n+1}}{\partial y} \right) dA$$

$$= \iint_{\Omega} Nv^{n} dA,$$
(27)

与压力传播分步求解相似,不难求出动量扩散 分步的高时位流速,此即为一个完整时间步长后的 高时位流速.

关于 κ , ε 的输运方程的对流和扩散项,和动量输运方程求解类似,但扩散分步可采用显式集中有限元法求解,其它各项作为源项处理,亦可用显式格式计算.

4 数值验证试验及成果分析

应用三角形线性单元离散流场,总结点数 2931,单元数 5600,图 2 给出了流场网络示意图.

本文共进行了 3 组数值试验,均采用标准 κ - ϵ 模型,即采用(9)式规定的常数,对入流条件和(11)式中的 α 值做了比较.第一组为本文推荐的方案,即入流断面完全按文献[13]的验证试验确定,为边界层甚薄的自由流,流速均匀分布, κ , ϵ 均为零,但(11)式中 κ

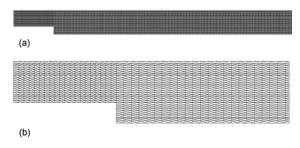


图 2 流场离散网络示意图 (a) 全域; (b) 局部放大

系数 α 值为 0.5,该组是本文推荐的组次,给出了详细的计算成果;第二组是为了比较(11)式中 α 值的影响,对不同 α 值进行了对比,其他参数同第一组;第三组是为考查入流断面 κ , ε 值选取对计算结果影响,在第一组基础上,入流断面 κ , ε 值采用文献[1]提供的充分紊流值,其他同第一组.

图 3 给出第一组条件下跌坎面的内边界的切向流速沿程分布,可见流速分布在 6.94 H 处变向,该值即为分离旋涡的长度(又称主流再附着点),和试验值7.0 H 非常接近.图 4给出了 3 个断面的流速分布,可见在坎后回流区流速分布计算和试验结果吻合甚好,但在较远下游流态恢复区有一定差异,其原因尚待查明.图 5 还给出全流场计算成果,图 6 给出跌坎面压力系数 C_p 沿壁面的变化, C_p 为考查点的压力与入流断面压力差除以流速水头的无尺度数

$$C_p = \frac{p - p_0}{U_0^2 / 2g}. (28)$$

跌坎水流有广泛的工程应用背景,查明它的能量特性具有重要的实际意义,为此本文进行了探讨.沿程单位时间通过断面的单位能量(即能头)由下式计算

$$e_i = \frac{1}{q} \int_0^{h_i} u_i \left(p_i + \frac{u_i^2}{2g} \right) dh.$$
 (29)

图7给出本文能头沿程的变化,可见能头沿程逐步降低的台阶型消能过程.

沿程能量损失系数可用下式定义

$$C_i = (e_r - e_i) / \frac{U_0^2}{2g},$$
 (30)

式中 e_r 为跌坎始端断面单位能量. 图 8 给出了 C_i 沿流程各断面的变化规律,可见它不是想象中的间断突变. 但能量损失在 $0 \subseteq x/H=7$ 的范围内能量沿程变

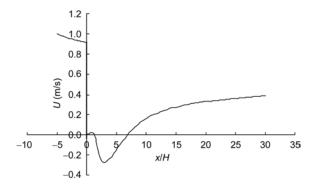
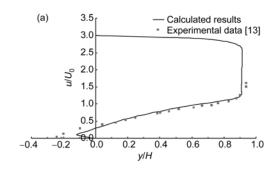
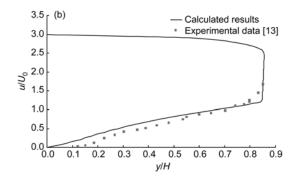


图 3 跌坎内侧面水平(切向)流速沿程分布





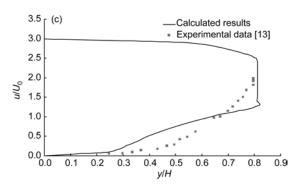


图 4 坎后断面流速分布计算成果 (a) x/H=5.33; (b) x/H=8.0; (c)x/H=13.33

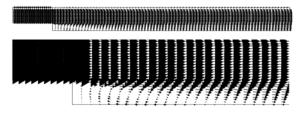


图 5 流场计算成果(下图为局部放大)

化率最快,表明主要在坎后漩涡内消能.用一维流动导出的突扩水流能量局部损失系数为

$$\xi_0 = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2. \tag{31}$$

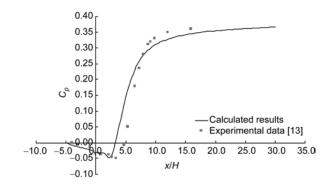


图 6 沿跌坎面压力系数计算成果

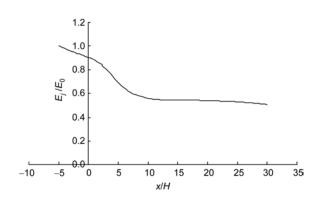


图 7 沿程断面单位能量衰减计算成果

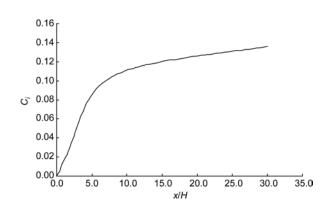


图 8 坎后能量损失系数沿程分布计算结果

可算出通常的突然放大的局部损失系数为 0.11, 而在 7.0x/H 的漩涡终点处其相对损失系数是 0.1, 二者颇接近.

图 9 给出了沿程断面最大切应力的计算成果,可见计算值和试验值二者趋势较接近,均有一个最大值存在,但最大值及其位置均有明显差异,最大值计算位置在坎后漩涡区中间,而试验值则在旋涡末端的再附看点附近,这与复杂流态测量定位困难影响

测量精度有关.

第二组数值试验结果表明, α 值对漩涡长度和压力系数均有明显影响, 在图 10 中给出它对漩涡长度的影响, 可见 α 值由 0.0 增大到 0.6, 漩涡长度均接近 6.94, 在此以后则随 α 值增大迅速減小, 在 α =1 时仅 6.2, 明显小于试验值. 像许多文献报导的那样, 现标准 κ - ϵ 模型常用计算方法均取 α =1, 从而导致算出的漩涡长度总小于试验成果. 图 11 给出了跌坎侧边墙上 x/H=20 时的压力系数值和最小压力系数计算成果, 表明 α 值的选取对压力系数计算结果很敏感, 在 α =1 时该二特征压力系数计算值分别为 0.16 和-0.21, 与试验值的 0.36 和-0.05 相差甚远. 从本文数值计算结果看, 采用 α =0.5 可明显改善标准 κ - ϵ 模型计算精度.

第三组数值试验表明,入流断面 κ , ε 条件按通常采用的完全发展的紊流给定时,发现回流长度 x_r/H 为 6.54, 逊于第一组,表明入流条件应根据真实入流条件确定.

为了检验计算方法的收敛性和守恒性,结合第一组计算成果,图 12~14 分别给出了出口断面流量、进口断面压力和漩涡长度随时间的变化,显示了由

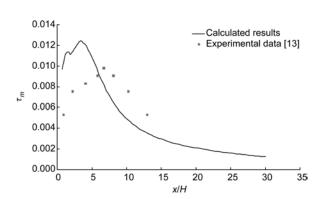


图 9 沿程断面最大紊动切应力计算成果

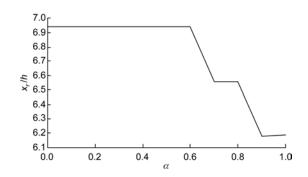


图 10 不同α值分离漩涡长度计算值结果

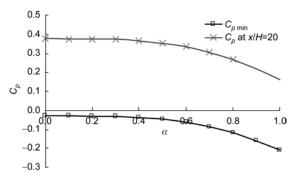


图 11 不同α值压力系数计算结果

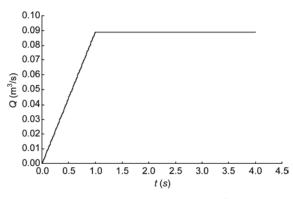


图 12 出流断面过流量随时间的变化

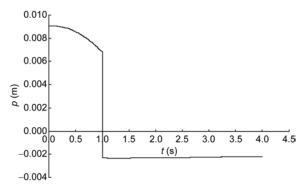


图 13 入流断面压力随时间的变化

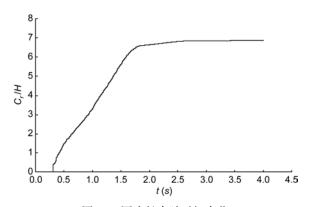


图 14 回流长度随时间变化

非恒定流渐变为恒定流的收敛过程,表明本文所提出的 SEL 算法具有良好收敛性,也表明用非恒定流解恒定流是一种有效方法,避免了非线性迭代初值选择的困难.图 15 还给出了计算时间 4 s 结束时沿程各断面过流量,可见本文计算方法有良好的守恒性.

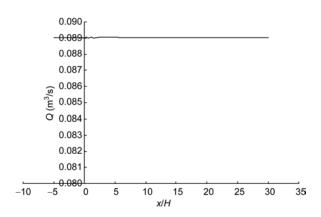


图 15 T=4 秒时沿程各断面过流量

5 结语

本文基于剖开算子法提出的拉格朗日-欧拉相结合的 SEL法,应用三角形单元离散流场,求解对流算子时引入了对流单元的概念,求解动量扩散算子和圧力波松方程时均用了隐格式. 跌坎水流验证计算结果表明, SEL 法具有良好的收敛性,漩涡长度、流场流速、压力及能量损失等主要参数计算值均与试验值较好吻合,为用 κ - ε 模型求解复杂流场提供了一种有效解法.

数值试验表明,入流的边界条件并非一定要采用 通常充分发展的紊流条件决定,应视具体条件而定.

本文虽然采用了局部平衡条件的壁函数及其常用的(11)式,但建议 α 取用 0.5,使压力及能量损失计算值能与试验值更好吻合.

由于标准的κ-ε紊流模型是一个半经验半理论的模型,模型的计算值与试验存在差异是必然的,但这种误差不只来源模型本身,与数值算计方法、边界条件及初始条件的处理也有很大关系,且在模型合理性和数值方法产生的误差方面同处一个数量级.本文算例表明,标准的κ-ε模型能得到与试验较吻合的结果.

参考文献

- 1 钱炜祺, 蔡金狮. 不可压湍流流动两方程模型参数辨识. 水动力学研究与进展, 2000, 15: 450-454
- 2 叶坚, 窦国仁. 紊流模型的应用. 水利水运科学研究, 1991, 1:1-9
- 3 You X Y, Bart H J. Comparison of the Reynolds-averaged turbulence models on single phase flow simulation in agitated extraction columns. Chin J Chem Eng, 2003, 11: 362–366
- 4 Kim J Y, Ghajar A J, Tang C, et al. Comparison of near-wall treatment methods for high reynolds number backward-facing step flow. Int J Comput Fluid Dyn, 2005, 19: 493–500
- 5 Davies P, Chung Y. Modelling of Flow Separation Over a Backward-facing Step Using Flovent. Dissertation of Doctoral Degree. Coventry: University Of Warwick, 2003
- 6 Goodarzi M, Lashgari P. An optimized multi-block method for turbulent flows. In: Proceedings of World Academy of Science, Engineering and Technology, 2008
- 7 Zijlema M, Segal A, Wesseling P. Finite volume computation of 2D incompressible turbulent flows in general co-ordinates on staggered grids. Report 1994-24, Delft University of Technology, 1994
- 8 Ding D Y, Liu P L F. An operator-splitting algorithm for two-dimensional convection-dispersion-reaction problems. Int J Numerical Methods Eng, 1989, 28: 1023–1040
- 9 吴时强, 丁道扬. 剖开算子法解具有自由表面的平面紊流速度场. 水利水运科学研究, 1992, 1: 39-48
- 10 丁道扬, 郑培喜. 扬州新电厂温排水数值模拟报告. 南京水利科学研究院, 1988. 1
- 11 吴时强, 张瑞凯, 丁道扬. 台阶突扩三维粘性流动数值模拟. 水利水运工程学报, 2002, 1:1-7
- 12 丁道扬, 吴时强. 三维宽浅河道水流数学模型研究. 中国工程科学, 2010, 12: 33-40
- 13 Kim J, Kline S J, Johnston J P. Investigation of a reattaching turbulent shear layer: Flow a Backward-Facing Step. J Fluids Eng, 1980, 102: 302–308
- 14 金忠青. N-S 方程的数值解和紊流模型. 南京: 河海大学出版社, 1989
- 15 Wilcox D C. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc. 1993
- 16 吴江航, 韩庆书. 计流体力学的理论、方法及应用. 北京: 科学出版社, 1988