

# 两种紊流模型在密度分层流中的比较研究\*

张卓<sup>1</sup>, 孔俊<sup>1</sup>, 刘春锋<sup>2</sup>

(1. 河海大学 港口海岸及近海工程学院, 江苏 南京 210098; 2. 中水北方勘测设计有限责任公司, 天津 300222)

**摘要:**通过 3 组理想化数值实验, 比较近海区域最常用的 2 种紊流模型 MY(Mellor, Yamada)模型和  $k-\epsilon$  模型在模拟密度分层流的差异, 前 2 组突出风和底切应力对水流紊动的作用, 后一组突出潮流的作用, 模拟结果显示 2 种紊流模型在模拟密度分层流时, 都能反映出密度分层对垂向紊动扩散的抑制作用, 这是通过双方程中浮力项来体现的, 相比之下, MY 模型的浮力项在峰值处稍大一些。但由于浮力项数值较小, 不是引起两种模型垂向涡粘系数差异的主要原因。粘性耗散项的差异才是造成两种紊流模型模拟结果差异的主因: MY 模型的粘性耗散在峰值处比  $k-\epsilon$  模型稍小, 因此 MY 模型模拟结果的紊动扩散作用要强于  $k-\epsilon$  模型。

**关键词:**MY 模型;  $k-\epsilon$  模型; 分层流; 紊流模型; 垂向涡粘系数

**中图分类号:**P731.2

**文献标识码:**A

**文章编号:**1671-6647(2011)02-0137-11

自从 20 世纪 70 年代以来, 近海数值模型就开始用于研究潮流、泥沙运动、河口地形演变等海洋动力现象, 取得了较好的效果<sup>[1-3]</sup>。对于河口盐水楔问题, 河口环流结构问题, 近岸上升流问题以及海岸工程和环境评价问题, 就必须进行三维水流运动数值模拟。垂向混掺机制和分层化作用是河口动力机理的一个重要方面<sup>[4]</sup>, 一个好的混掺机制应该有以下 3 个特点<sup>[5]</sup>: 1) 物理真实性; 2) 数学稳定性; 3) 计算高效性。所以, 对于混掺模型, 应该有综合的评价。

从目前的近海模型来看, 解决垂向混掺问题主要有 2 种方法: 经验公式和紊流模型。经验公式的主要代表是 KPP 模型(K profile parameterization), 能在特定的场合达到理想的精度, 但缺乏一定的物理意义。紊流模型通过半经验性的假设, 将高阶紊动相关量降阶, 达到封闭整个三维模型的目的<sup>[6]</sup>。由于中间过程的变量有明确的物理意义, 可以通过实测来进行验证, 所以紊流模型的应用范围很广。在近海河口区域, 地形复杂, 风、盐度、潮流、径流等多要素综合作用, 一般水体密度分层明显, 需要一种合理的紊流模型来解决这些复杂垂向混合和动量交换问题。以往关于紊流模型验证和比较的研究多是在均匀没有密度变化的正压流体中, 考虑到密度变化的极少, 这就无法考虑密度分层作用对水体紊动扩散的影响。本研究考虑分层水流情况下 2 种应用最广泛的双方程紊流模型: MY 模型和  $k-\epsilon$  模型比较研究。

## 1 紊流模型

紊流模型发展于 20 世纪 70 年代, 当初主要用于气体动力研究中, 而真正能直接运用到近海的紊流模型却不多, Launder 和 Rodi 对这些模型都有系统的阐述。直到 1982 年近代最早的海洋模式 POM 的提出<sup>[7]</sup>, 人们才发现里面附带了一个能处理垂向紊动扩散的模型, 这就是最早的二阶紊流封闭模型——MY 模型, 由于它在模拟边界混合层中的良好表现, 在海洋数值计算中得到了广泛的应用, 成为解决浅水中垂向扩散问题最主要的方式之一。

$k-\epsilon$  模型起初用于完全发展的剪切紊流中, 如射流, 混合层, 扰动, 后来经过多番修正, 使它能模拟包含旋

\* 收稿日期: 2009-12-16

资助项目: 水利部公益项目——咸潮动态监测与预测预报技术研究(200901032-03)

作者简介: 张卓(1981-), 男, 浙江海宁人, 博士研究生, 主要从事河口、海岸的数值模拟方面研究。E-mail: Mercury1214@hhu.edu.cn

(张 骞 编辑)

转、弯曲、浮力等作用下的紊流。改进的版本包括可实现  $k-\epsilon$  模型和重正化群  $k-\epsilon$  模型<sup>[8]</sup>。

### 1.1 MY 模型

Mellor 和 Yamada 提出了一系列类似的  $k-kl$  紊流模型<sup>[9]</sup>, 其中在近海模型中最常用的是 2.5 阶模型, 相比于其他复杂的高阶模型, 它达到了计算精度和计算效率的良好统一。具体方程和其他双方程模型类似, 包括紊动能输运方程和紊动尺度方程:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla k = \frac{\partial}{\partial z} (K_Q \frac{\partial k}{\partial z}) + P + B - \epsilon \quad (1)$$

$$\frac{\partial kl}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla kl = \frac{\partial}{\partial z} (K_Q \frac{\partial kl}{\partial z}) + l(c_1 P + c_3 B - c_2 \epsilon F_{wall}) \quad (2)$$

式中,  $k$  为紊动能;  $l$  为紊动尺度;  $t$  为时间;  $z$  为垂向坐标;  $P$  为剪切项,  $B$  为浮力项,  $\epsilon$  为紊动耗散项;  $K_Q = 0.2\sqrt{2kl}$ , 为紊动能扩散系数;  $c_1 = 0.9$ ,  $c_3 = 0.9$ ,  $c_2 = 0.5$ ;  $F_{wall} = \left(1 + E_2 \left(\frac{1}{\kappa} \frac{d_b + d_s}{d_b d_s}\right)^2\right)$ ,  $d_b$  和  $d_s$  是到底面和水面的距离;  $\kappa$  是卡门常数, 取 0.4。  $F_{wall}$  的引入是为了确保尺度方程扩散系数保持正性, 因此  $F_{wall}$  又被称为近壁函数, 是 MY 模型的一个特点, 在其他紊流模型如  $k-\epsilon$  中一般不需要此项。

### 1.2 $k-\epsilon$ 模型

在关于紊动能  $k$  方程的基础上, 再引入一个关于紊动耗散  $\epsilon$  的方程, 便形成了  $k-\epsilon$  模型。该模型是由 Launder 和 Spalding 于 1972 年提出的, 用于气流模拟, 后被引入水流中。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla k = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K_M}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P + B - \epsilon \quad (3)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \epsilon = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{K_M}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + \frac{\epsilon}{k} (c_{e1} P + c_{e3} B - c_{e2} \epsilon) \quad (4)$$

式中,  $\sigma_k = 1.0$ ,  $\sigma_\epsilon = 1.3$ ,  $c_{e1} = 1.44$ ,  $c_{e2} = 1.92$ ,  $c_{e3} = -0.629$ , 对比式(1)可以看到  $K_Q = \frac{K_M}{\sigma_k}$ ,  $K_M$  是动量扩散系数, 当  $\sigma_k = 1.0$  时, 紊动能扩散系数等于动量扩散系数。

### 1.3 稳定性函数

通过量纲分析, 垂向涡粘系数  $\nu_t$  和扩散系数  $\nu_t'$  可以表达为以下式子:

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad \nu_t' = c_\mu' \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5)$$

式中,  $c_\mu$  和  $c_\mu'$  是无量纲数, 被称为稳定性函数。对于雷诺应力输运方程的不同简化, 可以得到不同的表达方式, 如 G88, KC, CA。对于稳定函数差异对结果造成的影响, 可以参考文献[11]。本研究用到的 G88 属于准平衡形式,  $c_\mu$  和  $c_\mu'$  的值仅依赖于参数  $Gh$ <sup>[10]</sup>。

$$c_\mu = \frac{A_2(1 - 6A_1/B_1)}{1 - 3A_2 Gh(6A_1 + B_2)} \quad (6)$$

$$c_\mu' = \frac{A_1(1 - 3C_1 - 6A_1/B_1) + (18A_1^2 + 9A_1A_2)c_\mu Gh}{1 - 9A_1A_2 Gh} \quad (7)$$

$$Gh = -\frac{l^2}{2k} \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (8)$$

式中,  $Gh$  是通量理查德森数, 代表浮力和紊动剪切之间的比值, Kantha 和 Clayson 建议对  $Gh$  进行限制, 提

出  $Gh$  上限为 0.028。根据 Mellor 率定的结果,其余参数  $(A_1, B_1, A_2, B_2, C_1) = (0.92, 16.6, 0.74, 10.1, 0.08)$ 。此外,还要对紊动尺度  $l$  及进行限制:

$$l^2 \leq \frac{0.56K}{N^2} \quad (N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} > 0) \quad (9)$$

#### 1.4 边界条件

在边界处(底面和表面),通过一系列假设,得到

$$k = \frac{16.6^{2/3}}{2} u_*^2, \quad \frac{\partial k}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

$$l = \alpha d, \quad \frac{\partial l}{\partial z} = \pm \kappa \quad (11)$$

式中,  $u_*$ ,  $d$  分别为表层或底层的摩阻流速和距离。

#### 1.5 水动力模型

对于斜压水流,输运方程和动量方程通过斜压项耦合。而影响斜压的物理量包括温度、盐度、含沙量等求解滞后于流速。因此斜压项用的密度是上一步的值,也就是显格式,就使整个格式的步长条件受到内波传播速度的制约。

本研究采用近海模式 ELCIRC,是一种基于非结构网格的斜压模型,垂向采用  $z$  坐标,对流项用欧拉—拉格朗日格式离散,半隐时间格式,具体可以参考文献[12]。

## 2 密度层化流中的垂向紊动特性分析

在实际河口中,由于盐度分布不均,密度常呈现上小下大的特征,在这种情况下的紊动特性由于密度梯度引起的浮力效应而和密度均匀分布情况下有所不同。针对这些实际情况,本研究设计 3 个理想状况下的数值实验来分析具有密度梯度下的水流紊动特性。首先是风应力下边界层的发展,其次是风生流中表面边界层和底面边界层共同作用下的情况,最后是一个概化河口盐水入侵模拟。

### 2.1 数值实验 1——风应力下单一混合层

计算区域为  $5\,000\text{ m} \times 100\text{ m}$ ,深度为  $50\text{ m}$ ,水平网格尺度为  $100\text{ m} \times 20\text{ m}$ ,东西开边界,南北闭边界。垂向网格采用自下而上逐渐加密的方式,总共分 50 层。底面阻力设 0 以消除底面边界层的影响。使初始表面温度  $12.5\text{ }^\circ\text{C}$ ,底面  $10\text{ }^\circ\text{C}$ ,相应的  $-\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0.01\text{ kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{m})$ ;同时,将其与无温差(底面和表面温度  $10\text{ }^\circ\text{C}$ )的计算结果进行对比,以体现密度分层对混合层的影响。仅考虑单因素下的扩散,盐度设为 0。整个水体受到唯一外部作用是表面风应力。表面风应力沿长度方向指向正东,在整个计算区域呈均匀分布,大小为  $0.1\text{ N}/\text{m}^2$ ,相当于  $7\sim 8\text{ m}/\text{s}$  的风速,持续时间为  $2\text{ d}$ 。

首先,比较密度分层对水流紊动扩散的影响。由于 2 种模型对此表现出的效果比较一致,图 1 给出其中一种模型模拟的垂向紊动系数和紊动能随时间变化发展的情况。从图 1 可以看到,在风应力持续作用下,边界层由表层向深层发展,越来越多的水体受到表层风应力影响。紊动能由表层向深层扩散,最初紊动能最大在表层,但随后紊动能最大点向深处转移,最终稳定在距离表层约  $10\text{ m}$  的地方。紊动涡粘系数体现了中间大,两头小的特点,稳定后最大值点在距离表层  $5\text{ m}$  左右。通过有温差和无温差两种情况的比较可以发现,在最初的  $6\text{ h}$ ,浮力对紊动的抑制作用非常明显, $12\text{ h}$ 后,浮力对紊流的抑制作用减弱,此后无论是涡粘系数还是紊动能的分布,有温差和无温差的没有太大区别,稳定的时候分布几乎相同。这是因为此时水体通过垂向交换混掺作用,密度和温度分布趋向均匀,浮力大大减小,因此紊动特征的分布开始和密度均匀分布情况

下的水流变得一致。

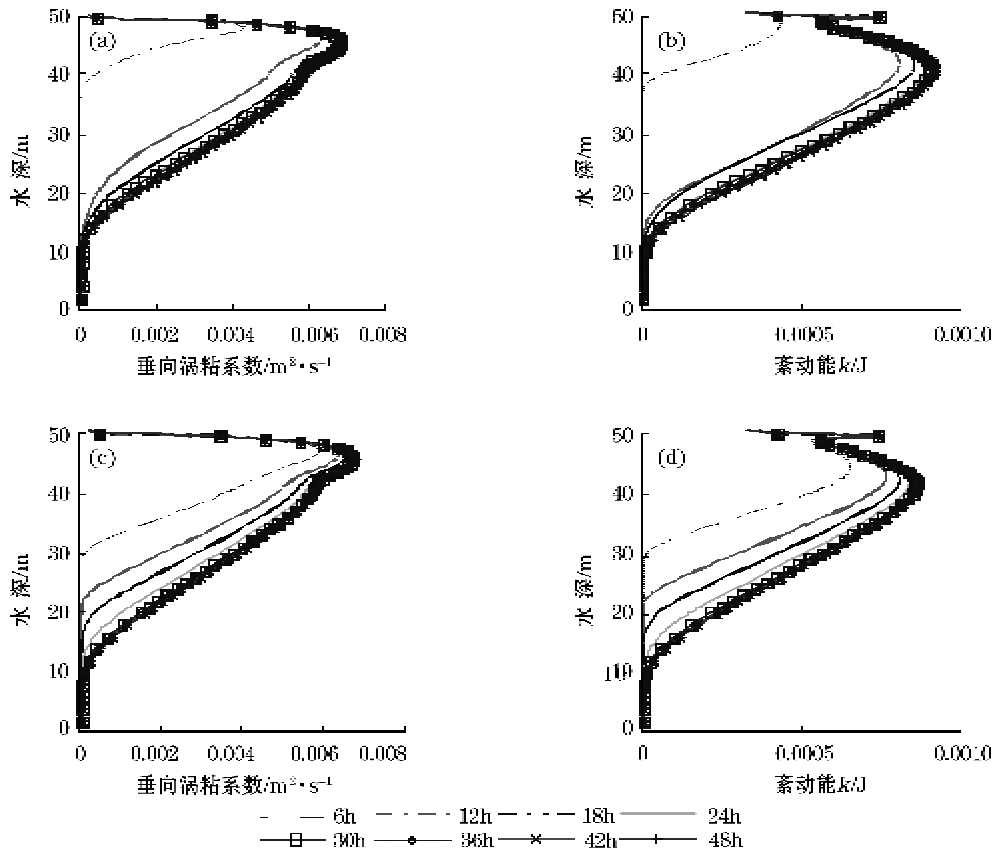


图1 垂向涡粘系数和紊动能沿水深的分布(a,b为有温差,c,d为无温差)

Fig. 1 The vertical eddy viscosity coefficient and turbulence kinetic energy distributions with water depth (a and b are for the stratification caused by temperature variability, and c and d are for the thermostated water)

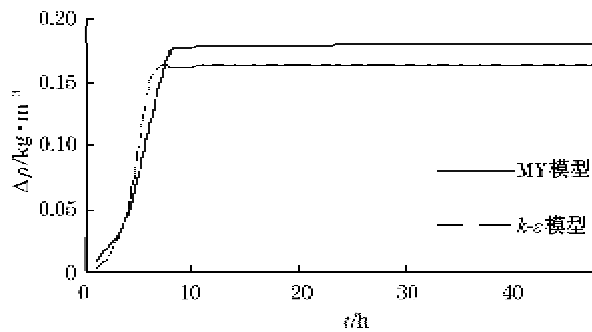


图2 2种模型的表层密度变化过程线

Fig. 2 The curves for the density variation respectively in the two models

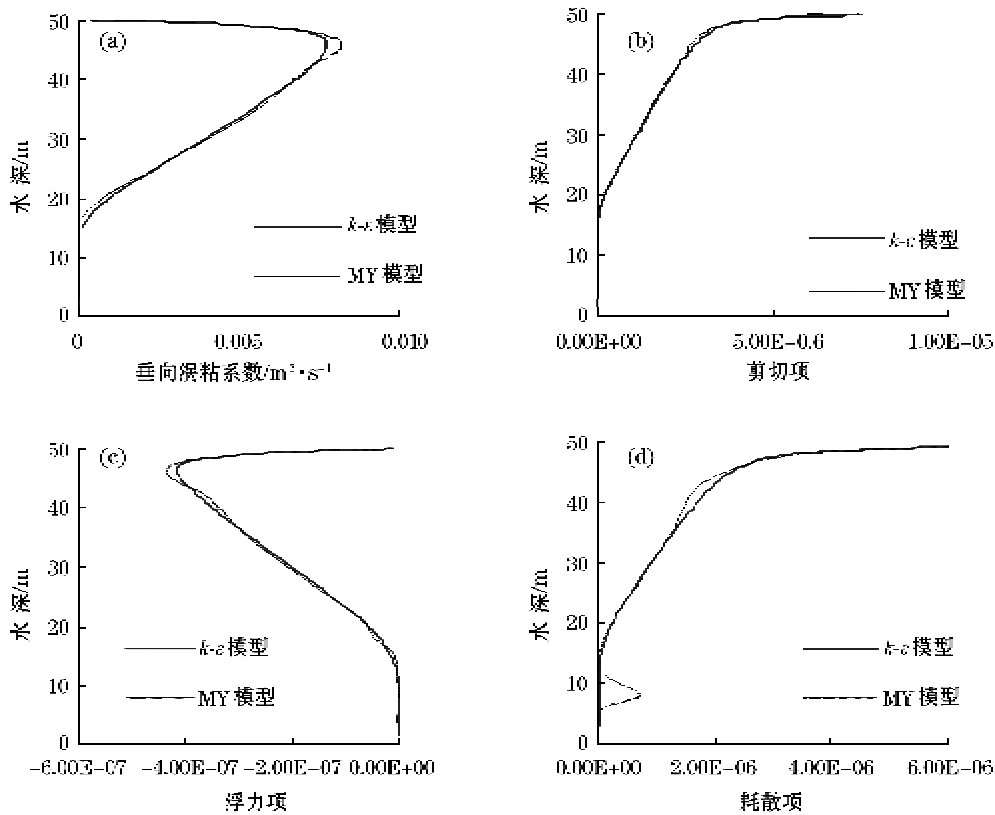


图 3 2 种紊流模型得到的紊动参数比较(施加风应力 48 h 后)

Fig. 3 The turbulence coefficient comparison between the two models (48 hours after the wind forcing is exerted)

其次,比较 2 种模型在密度分层情况下的异同。图 2 给出在表层某点处密度随时间变化过程。根据初始条件,开始时表层密度最小,在施加了风应力后,通过垂向质量,动量交换以及温度扩散,密度迅速增加,大约 10 h 后达到稳定状态。从图上可以看到, $k-\epsilon$  模型先于 MY 模型到达稳定状态,但密度的增加量小于 MY 模型,大约相差  $0.015 \text{ kg/m}^3$ 。说明 MY 的垂向混合比  $k-\epsilon$  模型充分。

为了找出造成垂向混合作用差异的原因,输出稳定后涡粘系数及紊动能传输方程( $k$  方程)的 3 个源项:剪切项,浮力项,耗散项三者沿水深分布情况。通过图 3 中的比较可以看到,两种模型得到的结果分布形态基本接近,数值上有差异。首先看到垂向扩散系数在水面下 5 m 左右的峰值处 MY 模型的结果要大于  $k-\epsilon$  模型,垂向涡粘系数越大,垂向混合的效果越强,这就解释了 MY 的垂向混合比  $k-\epsilon$  模型充分的原因。进一步分析可以看到,在剪切项差别不大,浮力项虽有差别但数值较小(因为此时混合已经充分)的情况下,粘性耗散项的差异显然是造成垂向涡粘系数差异的主要原因。可以看到,在垂向涡粘系数的峰值区,MY 模型的粘性耗散要小于  $k-\epsilon$  模型,这就造成同样条件下 MY 模型得到的紊动能大于  $k-\epsilon$  模型,通过式(5)可以发现 MY 模型模拟的涡粘系数大于  $k-\epsilon$  模型模拟的涡粘系数。同时,MY 模型的耗散项在距离底部 9 m 左右有个波动,这和紊流模型自身的稳定性有关<sup>[9]</sup>,而且此处垂向动量交换较弱(吹向涡粘系数接近 0),因此对整个结果的分析的基本没有影响。

## 2.2 数值实验 2——考虑底边界层作用下的风生流混合层

条件和实验 1 相同,只是底面摩擦阻力不再为 0。在考虑了底面阻力之后,会产生底面边界层,从而会造成紊动能从底面和表层同时向中间传输的情况。从图 4 中可以看到垂向涡粘系数和紊动能的发展过程:

首先风能从表层向下传播,但还没有传到底面。这个阶段无论是紊动能还是垂向涡粘系数和无摩擦时(图1)相似。当传到底层时,底层开始产生切应力,方向和风应力相反,此时反映在图4中52~72 h的紊动能和涡粘系数从底层开始明显较前时段增加。最后通过紊动能及耗散向中间的传播和调整,最终达到稳定状态。值得注意的是,30 h时,MY模型的结果已经在底层附近出现紊动能,而 $k-\epsilon$ 模型仍然为0。这就再次说明MY模型的垂向紊动扩散的速率要大于 $k-\epsilon$ 模型的结论,而根源仍是粘性耗散的差异。从图5可以看到,MY模型的粘性耗散要稍小于 $k-\epsilon$ 模型。

可以得到结论,紊动耗散项的差异是引起垂向涡粘系数不同的主因,而这本身是由于它们对在双方程中第2个方程的不同假定造成的。 $k-\epsilon$ 模型的第2个方程直接对紊动耗散 $\epsilon$ 建立传输方程进行计算,而MY模型通过对紊动通量 $kl$ 建立传输方程,间接计算紊动耗散项,这两者计算结果是有差异的,这种差异来自3个方面:1)来自 $c_1, c_2, c_3$ 与 $c_{e1}, c_{e2}, c_{e3}$ 不同率定条件下引起的差异;2)来自边界条件近似不同引起的差异;3) $kl$ 传输方程中近壁函数引起的差异。

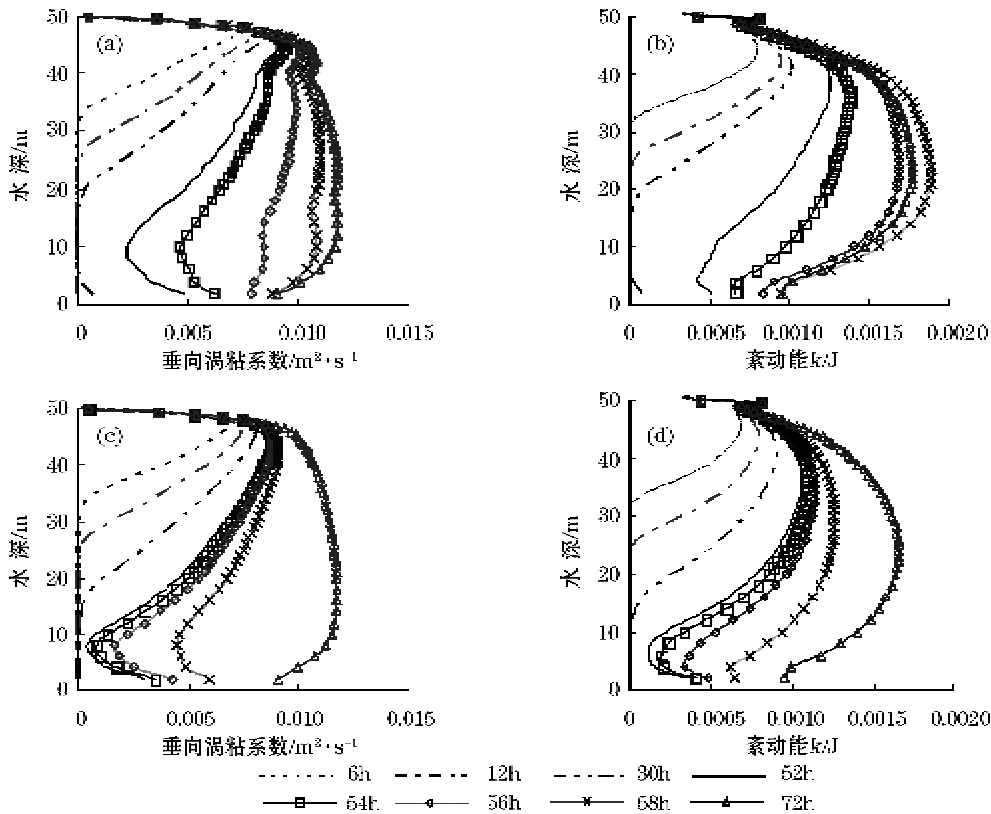


图4 垂向涡粘系数和紊动能在各时刻沿水深的分布(a,b用MY模型,c,d用 $k-\epsilon$ 模型)

Fig. 4 The distributions with water depth of vertical eddy viscosity coefficient and turbulence kinetic energy (a and b are for the MY model, and c and d are for the  $k-\epsilon$  model)

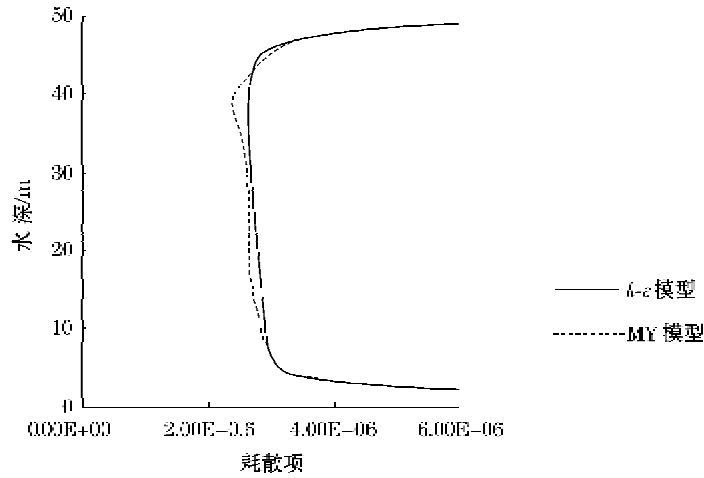


图 5 2 种紊流模型得到紊动耗散项垂向分布

Fig. 5 The vertical distributions of the dissipation terms for the turbulence kinetic energy respectively from the two models

2.3 数值实验 3——一个简单、概化河口盐水入侵模拟

河口区域的密度层化流影响因素众多,情况复杂,分析起来很不容易。本研究将实际问题进行概化处理,这样可以去掉复杂地形,风,泥沙等因素,仅考虑潮汐,盐度,径流和地转效应。这样既可以突出层化流的垂向紊动机制对水流结构的影响,而又不至于过于脱离实际情况。

计算区域、地形和网格如图 6 所示,从 X 轴的 0 点开始,水深就开始线性增加,坡度约为 0.000 53。采用了三角形网格,由于河口是主要研究区域,因此在河口 10 km 范围内的网格进行了加密。垂向分为 25 层,其中底层最厚为 27 m,自下而上逐渐加密,表层为 0.5 m。东部的半圆弧代表外海开边界,采用振幅为 0.5,周期为 12 h 正弦波来模拟潮波,盐度为 30,西部为径流入口边界,采用水位边界,高于平海 2 cm,因此受潮流影响,它的流量其实也是周期性变化的,盐度设为 0。初始平海水位,0 流速启动,初始盐度从径流入口到河口过渡带从 0 线性增加到 30。经过 5 d(10 个周期)密度场斜压调整,基本达到稳定。其它参数选取列于表 1。

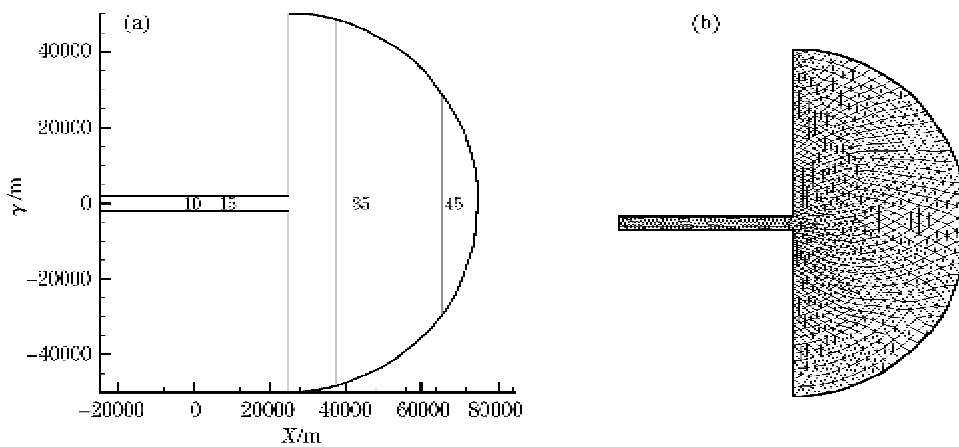


图 6 盐水入侵模型的地形(a,等高线差 4 m)和网格图(b)

Fig. 6 The topography (a, the contour interval is 4 meters.) and grids (b) for the saline intrusion model

河口水流结构受地转的影响较大,即便是本文这样一个简单的概化模型,它对于流态的影响仍不能忽略。我国大部分地区处于中纬度地区,因此, $f$ 取为 $0.0001\text{ s}^{-1}$ 。相当于纬度 $45^\circ$ 区域。

从涨潮和落潮的流场和盐度分布(图7)可以看到整个盐水入侵的形态:涨潮的时候河口呈汇流形态,落潮的时候流态呈射流状,但分布并不对称,流向南部海域的多于北边,最后导致大量淡水在河口南部沿海表层滞留,模拟盐度场的分布体现了我国大多数河口淡水上升流分布特征。这是惯性,垂向混掺,分层作用以及科氏力综合作用造成的动态平衡状态。

表 1 概化盐水入侵实验模型参数

Table 1 The parameters for the saline water intrusion model

模型参数	变量	数值
网格结点、单元数	$np, ne$	1 151, 2 095
底面粗糙高度/m	$Z_0$	0.005 m
时间步长/s	$dt$	300
参考密度/ $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$\rho_0$	1 000
科氏力系数/ $\text{s}^{-1}$	$f$	0.000 1

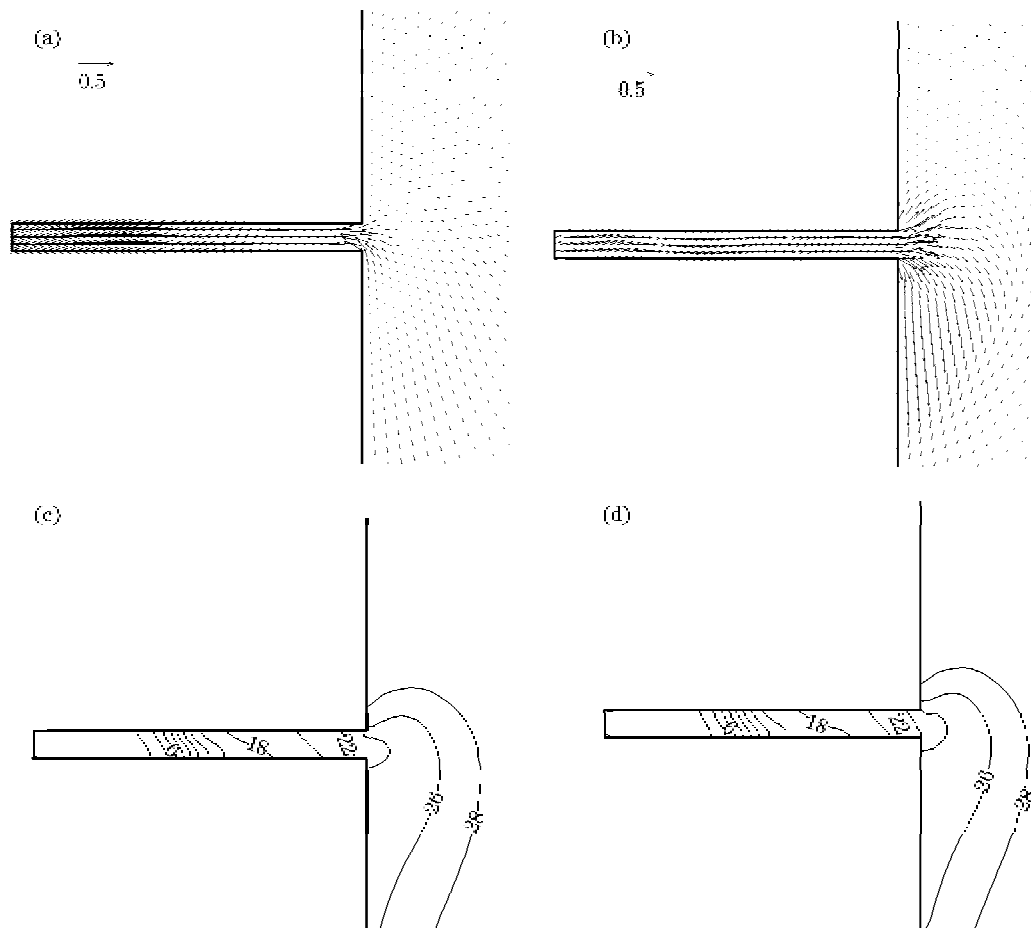


图 7 稳定后涨潮(a)和落潮(b)表层流场(c)和盐度场(d)分布

Fig. 7 The surface tidal flow (a) and salinity (c) field during flooding, the flow (b) and salinity (d) during and ebbing

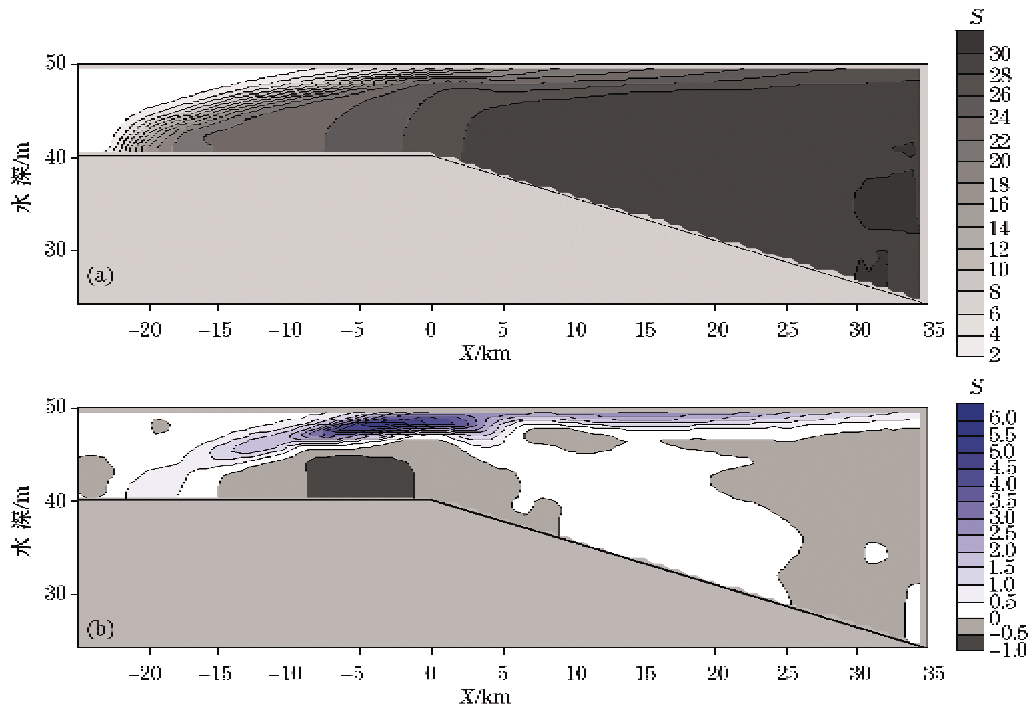


图 8 6 d后垂向盐度分布图(a为河道垂向盐度分布,b为MY与 $k-\epsilon$ 的差值)  
 Fig. 8 The vertical salinity distribution 6 days after the simulation has been started  
 (a is for the vertical salinity distribution in the river course and b is for  
 the salinity difference of the MY subtracted from the  $k-\epsilon$ )

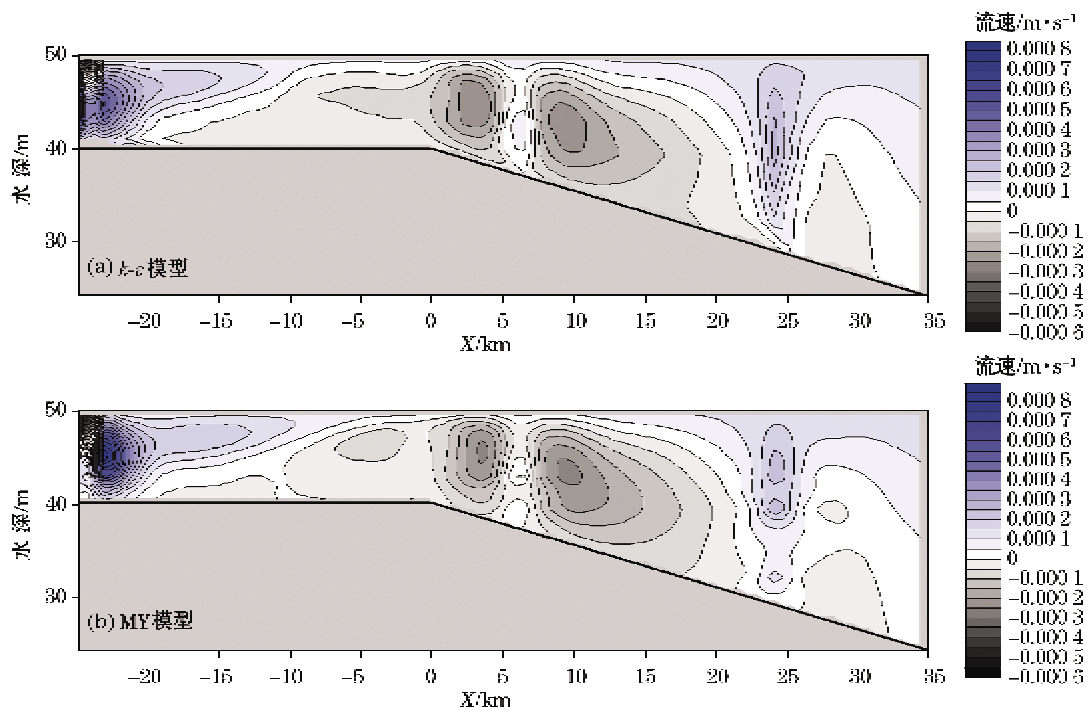


图 9 垂向流速分布 ( $z$  轴竖直向上)  
 Fig. 9 The vertical distribution of the velocity ( $z$  axis is upwards)

图 8a 显示 6 d 后(12 个潮周期)沿河道轴线垂向盐度分布,盐水楔的已经形成并随潮波运动作稳定的周期性移动。 $k-\epsilon$  模型和 MY 模型得到的盐水楔形态比较一致,但数值上有一些差距(图 8b)。从图上可以看到,两者的最大差距处于  $X=-15\sim 5$  km 范围内,这里是淡盐水交锋区,这里的垂向交换与扩散剧烈,MY 模型在上面约 1/3 水层区域的盐度比  $k-\epsilon$  模型得到的结果大 17% 左右,而在水层下部区域以及河口处大部分区域,MY 模型的结果又略小于  $k-\epsilon$  模型。这表明 MY 模型得到的盐度分布要明显比  $k-\epsilon$  的均匀,混合更充分。这和 MY 模型得到的垂向涡粘系数偏大有关。由常理可知,盐度的垂向分布主要和两个因素直接相关,一个是垂向紊动扩散系数,它决定了盐度的扩散速度,直接由紊流模型得到;另一个是垂向对流,它决定盐度的输运速度,紊流模型通过影响盐度分布,通过斜压作用间接影响其数值。计算结果表明,MY 模型得到的垂向扩散系数在大多数区域略高于  $k-\epsilon$  模型,而在盐水楔底部前沿,两种模型均达到了最大值。说明这块区域垂向交换最为剧烈,相比而言,MY 模型的结果梯度缓一些,范围也稍大些。图 9 为垂向流速分布,可以看到存在两处上升流区域,一处是在进口处,这里是由盐水楔的引起的淡水抬升,另一处是在近海处,这里的上升流主要是由地形引起的。而下降流主要在盐水楔中后部,虽然垂向流速不是很大,但对于盐度的分布颇为关键。采用 MY 模型的垂向流速稍大于  $k-\epsilon$  模型。经过分析我们就可以发现无论是垂向扩散作用还是垂向流速,MY 模型都略高于  $k-\epsilon$  模型,这就能解释为何 MY 模型得到的盐度分布更加均匀。总之,采用 MY 模型计算潮流或海流都能得到相对较大的垂向混合效果这个结论和 Kantha 的结论较为一致<sup>[10]</sup>。

### 3 结 论

本研究着眼于具有密度梯度的分层流的垂向混合问题,通过 3 个理想条件数值实验,对密度层化流的垂向紊动特性展开研究,在研究过程中比较了两种在近海模型使用广泛的模型:MY 模型和  $k-\epsilon$  模型。结果表明:1)在两种紊流模型中,分层作用对紊动的抑制作用都很明显,而这种抑制作用主要体现在风应力作用下的混合层发展刚开始阶段,等到混合充分后,这种抑制作用随之减弱,此时紊动物理量的分布与均匀密度下的流体流场并无太大区别;2)MY 模型的混掺效应略强与  $k-\epsilon$  模型,这在风生流和盐水入侵模型中都得到了体现。而紊动耗散项的差异是引起垂向涡粘系数不同的主因,这是由双方程模型中第 2 个方程的不同假定造成的;3)尽管两种模型的浮力项也有差异,但由于分层作用起作用主要在混合层刚开始发展的阶段,稳定后浮力项很小(比剪切项和耗散项大约小一个量级),因此浮力项不是造成两种模型垂向涡粘系数分布差异的主因。此外,潮流和海流中的垂向流速是影响温度盐度分布,紊流模型差异造成对垂向流速的影响仍值得进一步研究。

#### 参考文献(References):

- [1] SONG Z Y. The 3D hydraulic vertical power model for coastal and estuarine areas[D]. Nanjing: Hohai University, 1999. 宋志尧. 海岸河口三维水流场垂向级数解模型[D]. 南京: 河海大学, 1999.
- [2] LU Y J, ZUO L Q. Two-dimensional mathematical model for sediment transport by waves and tidal currents[J]. Journal of Sediment Research, 2005, 12: 1-12. 陆永军, 左利钦. 波浪与潮流共同作用下的二维泥沙数学模型[J]. 泥沙研究, 2005, 12(6): 1-12.
- [3] ZHANG X B, WU T. Horizontal 2D unsteady flow numerical simulation of tidal estuary[J]. Journal of Hydrodynamics, 2003, 18: 414-418. 张细兵, 吴腾. 潮汐河口平面二维非恒定流数值模拟[J]. 水动力学研究与进展, 2003, 18(4): 414-418.
- [4] CHEN Y P, LIU J J, YU G H. A study on eddy viscosity coefficient in numerical tidal simulation[J]. Journal of Hohai University, 2002, 30(1): 39-43. 陈永平, 刘家驹, 喻国华. 潮流数值模拟中紊动粘性系数的研究[J]. 河海大学学报, 2002, 30(1): 39-43.
- [5] UMLAUF L, BURCHARD H. Second-order turbulence closure model for geophysical boundary layers—A review of recent work[J]. Continental Shelf Research, 2005, 25: 795-827.
- [6] HINZE J O. Turbulence[M]. New York: McGraw-Hill, 1975.
- [7] BLUMBERG A F, MELLOR G L. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model[M]// HEAPS N S. Three-Dimensional Coastal Ocean Models. Washington: American Geophysical Union, 1975: 1-16.

- [8] SHIH T H, LIOU W W, SHABBIR A, et al. A new eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulence flows[J]. *Model Development and Validation*, 1995, 24(3): 227.
- [9] MELLOR G L. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems[J]. *Reviews of Geophysics and Space physics*, 1982, 20(4): 851-875.
- [10] KANTHA L H, CLAYSON C A. An improved mixed layer model for geophysical applications [J]. *Geophys. Res.*, 1994, 99: 25232-25266.
- [11] ZHANG Z, SONG Z, K J. Comparison of two-order closure model in coastal and marine area[J]. *Marine Science Bulletin*, 2010, 29(1): 12-21. 张卓,宋志尧,孔俊. 近海区域二阶紊流封闭模型比较研究[J]. *海洋通报*, 2010, 29(1): 12-21.
- [12] ZHANG Y, BAPTISTA A M. A cross-scale model for 3D baroclinic circulation in estuary-plume-shelf systems- 1. Formulation and skill assessment[J]. *Continental Shelf Research*, 2005, 25: 935-972.

## Comparison Between Two Turbulence Models for Stratified Flow

ZHANG Zhuo<sup>1</sup>, KONG Jun<sup>1</sup>, LIU Chun-feng<sup>2</sup>

(1. *College of Traffic and Ocean Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China,*

2. *Key Laboratory of Virtual Geographic Environment (Ministry of Education), Nanjing Normal University, Nanjing 210097, China)*

**Abstract:** By means of 3 idealized numerical experiments, 2 of the commonly used turbulence models i. e. the MY (Mellor, Yamada) model and the  $k-\epsilon$  model are compared with each other to discuss the difference between the two for the stratified flow. Also in the first two experiments, wind and tangential bottom stress effects on turbulence are focused on. In the third experiment, the tidal currents are concentrated. It is learnt from the experimental results that the suppression upon vertical turbulent diffusion can be reflected in either of the two models where the suppression is realized by means of a buoyance term in the equations of the models. Relatively the buoyance term in the MY model results in a slightly higher peak value of the coefficient than in the another model. However the buoyance term plays a less important role in the estimation of the coefficient, and it is not a main cause for the coefficient estimation difference between the two models. In fact, it is the dissipation term that results in the difference between the two. The dissipation term in the MY model can produce a slightly less peak value in the coefficient estimation. Therefore the turbulent diffusion effect is stronger in the results from the MY model than from the  $k-\epsilon$  model.

**Key words:** the MY model; the  $k-\epsilon$  model; stratified flow; turbulence model; vertical eddy viscosity coefficient

**Received:** December 16, 2009