

文章编号:0559-9350(2011)01-0033-07

季调节深水大库全库区全年水温结构的模拟验证

龙国庆¹, 刘召平², 梅志宏³, 乾爱国⁴

(1. 广东省电力设计研究院, 广东 广州 510663; 2. 国核电力规划设计研究院, 北京 100094;

3. 中国水电顾问集团 昆明勘测设计研究院, 云南 昆明 650051; 4. 中国水利水电科学研究院 水力研究所, 北京 100038)

摘要: 应用环境流体动力学EFDC模型, 以多年运行的二滩水电站水库水温实测资料为基础, 对季调节峡谷深水区全库区、全年的水温结构变化进行模拟验证。结果表明, 计算较好地获得了水库全库区纵向及垂向的水温分布, 及其在季节性水文气象条件与水库调度条件耦合作用下的变化特征; 揭示了在高温高辐射及水库泄洪联合作用下, 垂向双温跃层结构的形成及发展过程。敏感性分析计算表明, 夏季库区垂向双温跃层结构模拟的关键在于水体内部水温传导模式的选取及对由水库调度所形成的库区垂向流场特别是垂向流速梯度的精细模拟。

关键词: 二滩水电站; 深水大库; 水温结构; 双温跃层; 三维模拟

中图分类号: TV131.4

文献标识码: A

1 问题提出

近年来, 随着对环境保护的重视, 考虑库区水体温度随水深的变化, 水电站分层取水方式正逐渐被采用, 以尽可能地取引表层温水, 有效减轻电站低温水下泄对下游水环境的负面影响。云南省澜沧江糯扎渡水电站为此采取了叠梁门的分层取水口设计^[1], 设计过程中用三维水温模型论证和预测不同叠梁门设计方案的效果。为了提高水温预测计算的可靠性, 对使用的三维水温模型, 利用雅砻江二滩水电站现场观测资料率定验证。

二滩水电站为雅砻江水电梯级开发中的控制性电站之一, 总装机容量330万kW, 于1998年建成发电, 是典型的峡谷式深水库。水库最大坝高240m, 回水长度145km, 正常蓄水位时总库容58.0亿m³, 水库面积为101km², 水库调节性能为季调节。为获取二滩水库水温结构及水温变化的资料, 二滩公司委托有关单位, 分别在2005年11月13—16日、2006年2月28日—3月2日、2006年

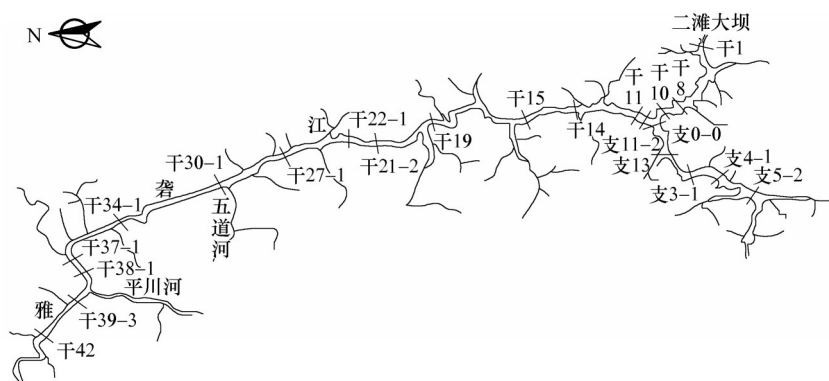


图1 库区观测断面布设

收稿日期: 2009-03-26

作者简介: 龙国庆(1971-), 男, 湖北仙桃人, 硕士, 高级工程师, 主要从事火电站水工工艺的设计与研究。

E-mail: longguoqing@gedi.com.cn

5月24—25日和2006年7月26—28日、29—30日对库区进行了全面的水温观测，观测日期代表了降温期、低温期、升温期和高温期4个时段。观测中在库区干流上布设了17个观测断面(见图1)。其间二滩水库水位由11月的正常蓄水位1200m，下降至2月的1180m，再降至5月的1157m，并在7月底回升至1190m水位。

2 数学模型

研究采用环境流体动力学模型EFDC(Environmental Fluid Dynamics Computer Code)，该模型可以对河道、水库、湖泊和河口海岸等各种水体系统的水动力学(包括温度、盐度)、泥沙、水质等问题选择性地模拟研究。经过20多年的发展，该模型已成为世界上应用最广泛、技术最可靠的水动力学模型之一^[2-6]。模型垂向上使用可伸缩 σ 坐标，水平方向上使用Cartesian坐标或曲线正交坐标系，求解变密度水体的三维、垂向静水假定、自由表面、紊动平均的动力方程。在求解水体温度时与紊动能及紊动长度双输移方程动态耦合。EFDC模型的物理描述及主要数值方法与广泛应用的Blumberg-Mellor模型^[7]和美国陆军工程兵团Chesapeake Bay模型是一致的。

2.1 含温度变量的三维水动力学方程 模型采用的在平面曲线正交、垂向可伸缩坐标系及Boussinesq和垂向静水压力假定下的三维水动力学方程组(连续方程、动量方程、温度、盐度输运方程)如下^[8]：

$$\frac{\partial}{\partial t}(m\zeta) + \frac{\partial}{\partial x}(m_y Hu) + \frac{\partial}{\partial y}(m_x Hv) + \frac{\partial}{\partial z}(mw) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(mHu) + \frac{\partial}{\partial x}(m_y Huu) + \frac{\partial}{\partial y}(m_x Hvu) + \frac{\partial}{\partial z}(mwu) - \left(mf + v \frac{\partial m_y}{\partial x} - u \frac{\partial m_x}{\partial y} \right) Hv =$$

$$-m_y H \frac{\partial}{\partial x}(g\zeta + P) - m_y \left(\frac{\partial h}{\partial x} - z \frac{\partial H}{\partial x} \right) \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(mH^{-1} A_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) + Q_u$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(mHv) + \frac{\partial}{\partial x}(m_y Huv) + \frac{\partial}{\partial y}(m_x Hvv) + \frac{\partial}{\partial z}(mwv) - \left(mf + v \frac{\partial m_y}{\partial x} - u \frac{\partial m_x}{\partial y} \right) Hu =$$

$$-m_x H \frac{\partial}{\partial y}(g\zeta + P) - m_x \left(\frac{\partial h}{\partial y} - z \frac{\partial H}{\partial y} \right) \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(mH^{-1} A_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) + Q_v$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -gH(\rho - \rho_0)\rho_0^{-1} = -gHb \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(m\zeta) + \frac{\partial}{\partial x} \left(m_y H \int_0^1 u dz \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(m_x H \int_0^1 v dz \right) = 0 \quad (5)$$

$$\rho = \rho(P, S, T) \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(mHS) + \frac{\partial}{\partial x}(m_y HuS) + \frac{\partial}{\partial y}(m_x HvS) + \frac{\partial}{\partial z}(mwS) = \frac{\partial}{\partial z} \left(mH^{-1} A_b \frac{\partial S}{\partial z} \right) + Q_s \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(mHT) + \frac{\partial}{\partial x}(m_y HuT) + \frac{\partial}{\partial y}(m_x HvT) + \frac{\partial}{\partial z}(mwT) = \frac{\partial}{\partial z} \left(mH^{-1} A_b \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_T \quad (8)$$

式中： H 为总水深，是相对基准面至自由水面和床底的深度之和， $H=h+\zeta$ ； P 为压力，是相对净水压力 $\rho_0 gH(1-z)$ ， z 为垂向坐标； f 为Coriolis参数； g 为当地重力加速度； A_v 为垂向紊动黏滞系数； A_b 为垂向扩散系数； Q_u 、 Q_v 为动量源汇项； ρ 为密度，由关于盐度 S 和温度 T 的状态方程确定；相对浮力 $b=(\rho-\rho_0)/\rho_0$ ；对连续方程(1)沿垂向积分并代入表底边界条件 $w=0$ ($z=0, 1$ 时)可得压力方程(5)； u 、 v 为曲线正交坐标系下的 x 、 y 方向上的流速分量； m_x 、 m_y 以及 $m=m_x m_y$ 为Jacobian曲线正交坐标转换系数； $z=(z^*+h)/(\zeta+h)$ 为垂向 σ 坐标转换，其中 $*$ 代表 σ 转换前实际垂向物理坐标， $-h$ 、 ζ 分别为床底和自由水面高程； Q_s 、 Q_T 分别为盐度、温度源汇项； ρ_0 为水的基准密度； w 为 σ 坐标下垂向流速：

$$w = w^* - z \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u m_x^{-1} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v m_y^{-1} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) + (1-z) \left(u m_x^{-1} \frac{\partial h}{\partial x} + v m_y^{-1} \frac{\partial h}{\partial y} \right) \quad (9)$$

其中 w^* 为转换前垂向流速。

2.2 垂向扩散及紊动方程 式(1)–(8)确定了8个变量 u 、 v 、 w 、 P 、 ζ 、 ρ 、 S 和 T ，其中垂向黏滞系数 A_v 和垂向扩散系数 A_b 通过求解紊动能 q^2 和紊动尺度 l 的紊动方程确定：

$$A_v = \phi_v q l = 0.4(1 + 36R_q)^{-1}(1 + 6R_q)^{-1}(1 + 8R_q)ql; A_b = \phi_b q l = 0.5(1 + 36R_q)^{-1}ql \quad (10)$$

$$R_q = \frac{gH}{q^2} \frac{\partial b}{\partial z} \frac{l^2}{H^2}; b = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \quad (11)$$

紊动能 q^2 和紊动尺度 l 输运方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(mHq^2) + \frac{\partial}{\partial x}(m_y Huq^2) + \frac{\partial}{\partial y}(m_x Hvq^2) + \frac{\partial}{\partial z}(mwq^2) = \frac{\partial}{\partial z}\left(mH^{-1}A_v \frac{\partial}{\partial z}q^2\right) + \quad (12)$$

$$Q_u + 2mH^{-1}A_v \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \right] + 2mgA_b \frac{\partial b}{\partial z} - 2mH(B_1 l)^{-1}q^3$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(mHq^2 l) + \frac{\partial}{\partial x}(m_y Huq^2 l) + \frac{\partial}{\partial y}(m_x Hvq^2 l) + \frac{\partial}{\partial z}(mwq^2 l) = \frac{\partial}{\partial z}\left(mH^{-1}A_v \frac{\partial}{\partial z}q^2 l\right) + \quad (13)$$

$$Q_l + mH^{-1}E_1 l A_v \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \right] + mgE_1 E_3 l A_b \frac{\partial b}{\partial z} - mHB_1^{-1}q^3(1 + E_2(\kappa L)^{-2}l^2)$$

$$L^{-1} = H^{-1}(z^{-1} + (1-z)^{-1}) \quad (14)$$

式中： ϕ_v 、 ϕ_b 分别为垂向密度分层对垂向掺混的一种减弱和增强作用的函数； B_1 、 E_1 、 E_2 、 E_3 为经验常数； Q_u 、 Q_l 为相应的源汇项； κ 为卡曼常数；垂向扩散系数 A_b 一般取为等于垂向黏滞系数 A_v 。

2.3 传热方程 由水温表达的热输运方程式(8)中，水面热交换部分采用美国国家海洋和大气管理局(NOAA)流体动力学实验室如下大气热交换公式^[9]：

$$-H^{-1}A_b \frac{\partial(\rho_w c_{pw} T)}{\partial z} = \varepsilon \sigma T_s^4 (0.39 - 0.05e_a^{1/2})(1 - B_c C_c) + 4\varepsilon \sigma T_s^3 (T_s - T_a) + \quad (15)$$

$$c_h \rho_a c_{pa} \sqrt{U_w^2 + V_w^2} (T_s - T_a) + c_c \rho_a L \sqrt{U_w^2 + V_w^2} (e_{ss} - e_{sa}) (0.622 P_a^{-1})$$

式中： P_a 为大气压强； T_s 为水面水温； ε 为水面发射率， $\varepsilon = 0.97$ ； σ 为 Stefan-Boltzman 常数， $\sigma = 5.6 \times 10^{-8} (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{C}^{-4})$ ； T_a 为气温； ρ_w 、 ρ_a 分别为水、空气的密度； c_{pw} 、 c_{pa} 分别为水、空气的比热； c_h 为无量纲转换系数； e_a 为大气压； e_{ss} 、 e_{sa} 分别为对应于水面水温、气温的饱和水汽压； B_c 为经验常数，约为0.8； c_c 为云层覆盖率； U_w 、 V_w 分别为 x 、 y 方向的风速。

式(15)中等式右边前两项为净长波返回辐射，第三项为水、气热传导通量，第四项为蒸发散热。

热输运方程式(8)中，源项采用如下公式：

$$Q_T = H^{-1} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (16)$$

其中 I 为太阳辐射衰减率，穿过水面后，沿水深方向以如下双指数函数形式衰减：

$$I = r I_s \exp(-\beta_f H(1-z)) + (1-r) I_s \exp(-\beta_s H(1-z)) \quad (17)$$

式中： I_s 为太阳短波辐射率，计算中通过搜集气象资料给出； β_f 、 β_s 分别为快尺度和慢尺度的衰减系数； r 为介于0与1之间的分配系数。

3 模型敏感性分析

从三个方面对模型的敏感性进行分析计算，即：(1)自由水面水、气热交换模式相关因素的敏感性；(2)内部热传导模式相关因素的敏感性；(3)垂向网格尺度及相应模拟流场的精细程度对水温分布的敏感性。

与自由水面水、气热交换模式相关的影响因素，主要有与长波辐射相关的气温、气压、蒸发散热和风速等。通过试算，上述各影响因子对表层水温关系密切，但对水温向水下的垂向传递影响不

大。其中气温、风速与表层水温联动性较大，气压和蒸发散热的影响则相对较小。

在内部热传导模式相关因素的敏感性方面，主要考虑湍流参数及垂向扩散模式的敏感性、短波辐射的热量在水体中垂向传递模式的敏感性。对短波辐射的热量在水体中的垂向传递测试了双指数衰减模式中快尺度和慢尺度的衰减系数 β_f 、 β_s 及快尺度和慢尺度的分配系数 r 的敏感性。试算表明，该参数对水温的垂向分布影响较大。

在对垂向网格尺度及相应模拟流场的精细程度对水温分布的敏感性方面，前后划分了三类网格，分别是：(1)垂向10层均匀等分；(2)垂向10层非均匀划分，由表及底，各层厚度按指数形式递增，形成表层更精细、底层适当放粗的格局，试图重点捕捉位于水体上层的温跃层特征；(3)垂向20层均匀等分。试算结果表明，上述网格的计算结果除第一套相对略粗外，都较好地模拟到水体表层由水、气热交换引起的第一温跃层。由于前两套网格对水体下层而言都相对较粗，水温向下的扩散在整个下层水体被均化，均没有模拟出位于水体中下层的第二温跃层，第三套网格则精细模拟出了由于水体下泄形成的垂向流场的局部流速梯度，进而也较好地模拟出第二温跃层。

4 库区水温结构年内变化的模拟与分析

为了获得二滩电站现场水温观测期的同步气象资料，收集了2005年8月—2006年7月库区附近德昌气象站的日均气象资料，主要项目为干湿球气温(°C)、气压(hPa)、相对湿度(%)、蒸发量(mm)、日照时数(h)、云量(%)、风速(m/s)、风向等，收集了攀枝花气象站的太阳辐射数据。由于德昌气象站的海拔高程为1380m，需要经过高程修正到库区水面的气温，按照水库正常蓄水位1200m进行修正，每100m高差气温变化平均为0.64°C。另外，收集了二滩坝址下游的盐边气象站的气温观测资料与德昌气象站资料进行平均，修正后的气温代表二滩库区的气温。

水库上游给定入库流量过程，采用水温现场观测期2005年11月—2006年7月的电站运行上游来

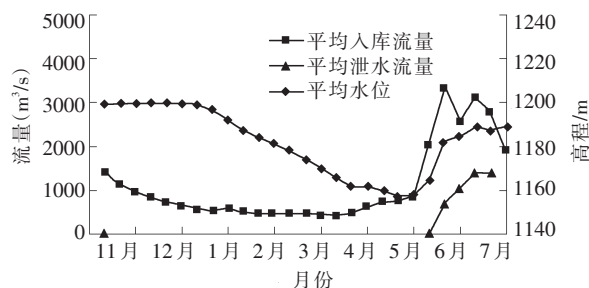


图2 2005年11月—2006年7月二滩水库运行方式

水量资料(图2)。水库上游来水水温由打罗水文站水温观测资料提供，打罗水文站位于二滩水电站上游梯级官地电站的坝址下游，距离二滩坝址约140km。

水库下游采用水温观测期的水库弃水流量过程给定，再根据入库流量过程和控制库区运行水位(图2所示)，利用模型计算出发电泄水流量过程，将水库弃水流量和发电泄水流量作为下游的边界条件。

干流沿程各断面的模型计算水温垂向分布与观测结果的比较见图3，图中圈点为现场实测水温，实线为模型计算结果。图4是计算出的相应垂向流速分布。

由图3可见，计算与实测的库区内沿程的水温分布吻合较好。特别是5、7月计算与实测值无论在垂向水温结构还是沿程变化趋势均很一致。模型较好地模拟出从库尾到坝址沿程均温水体到温度分层的形成、发展过程；模拟出在入、出流和水气界面热交换影响下垂向斜温层的形成和发展。与得到验证的温度分布结果相对应，计算出的流速场(图4)也显示了很强的规律性。如在不同入库来流和垂向温差共同作用下，在降温期库区入流向下的温差异重流和高温期库区向上的温差异重流现象等。其中入流浅水区出现一定程度的反向流，其强度尚待更详细实测资料的验证。

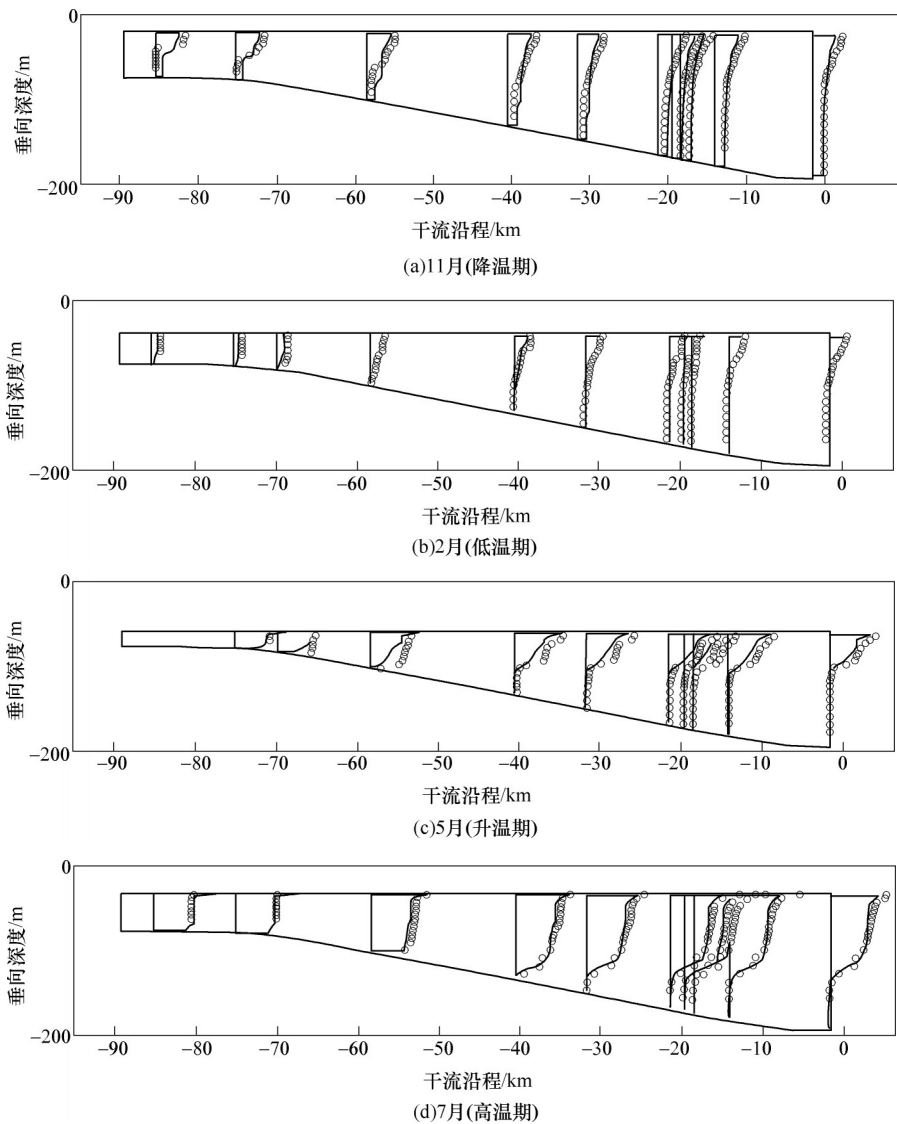


图3 水温计算结果与观测结果比较

计算出坝前逐月垂向水温分布如图5所示，可见3月下旬随着气温回升、阳光辐射充足，水体表层温跃层形成；5月份时，由于水库排空运行以迎接汛期洪水，坝前水位降至最低，双温跃层结构初步形成，此时双温跃层间的高温水体相对较薄；随着汛期到来，流量加大、水位回升，双温跃层间的高温水体逐渐加厚，到7月底最厚的双温跃层高温水体发展成熟。发展过程中，第二温跃层始终稳定出现在泄洪口所在的水面高程，反映出由于泄洪的拉动作用，在此高程上形成的垂向流速梯度(见对应图4)阻挡了上层高温水体所携热量向下层水体的传递。在7月份以后，随着泄洪出流减小，所形成的垂向流速梯度减弱，第二斜温层温度梯度弱化，且逐渐向库底移动。到11月份基本传至库底。整个过程中库底的相对低温层是稳定存在的。

通过水库出流水温和坝址下游实测水温过程比较(图6)，计算下泄水温过程与小得石站实测水温变化过程规律基本一致，总体上下泄水温略低于下游实测水温。

在水库的蓄热作用下，水电站的运行对下游水温过程有明显的影响。与建坝前天然水温相比，在升温期下泄水温低于坝址天然水温，在降温期高于坝址天然水温。

5 结语

应用三维水动力学数值模型EFDC，并利用季调节深水大库二滩水电站翔实的全库区、全年变化

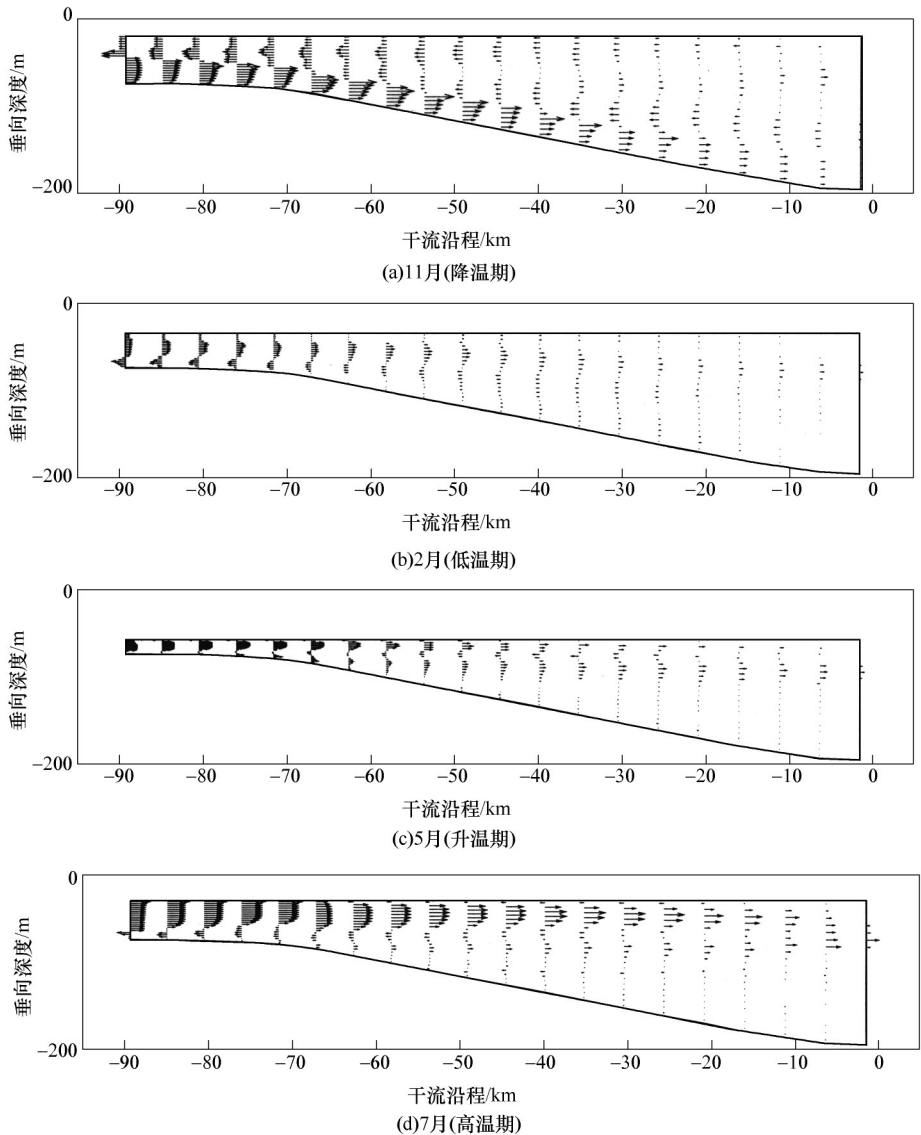


图4 计算出的库区垂向流速分布

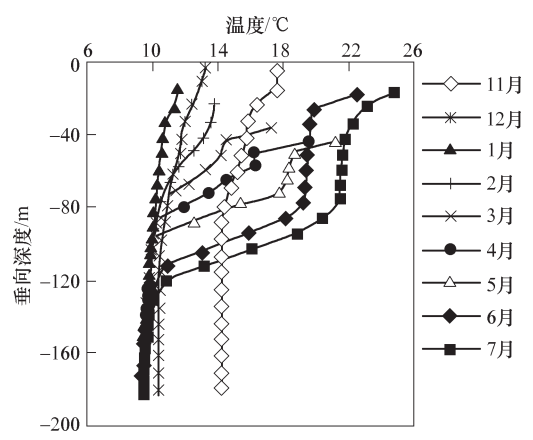


图5 坝前逐月垂向水温计算结果

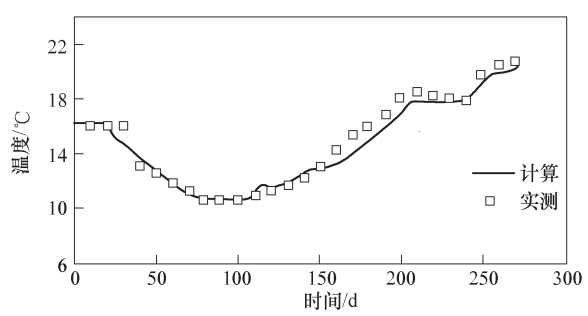


图6 水库下泄水温计算值与坝下游小得石水文站水温实测值比较(自11月1日起)

的水温实测资料，较好地复演了季调节深水大库的水温结构随季节气候、水库调度变化的主要特征，尤其是较好地复演了在夏季高温高辐射及水库泄洪联合作用下，库区垂向双温跃层结构的形成

及发展过程。计算显示垂向流速梯度大是伴随第二温跃层的主要水动力特征，垂向双温跃层结构模拟成败的关键在于水体内部水温传导模式的选取及对由水库调度所形成的库区垂向流场特别是垂向流速梯度模拟的精细程度。

参 考 文 献：

- [1] 董绍尧. 云南省澜沧江糯扎渡水电站进水口分层设计专题报告[R]. 中国水电顾问集团昆明勘测设计研究院, 2007.
- [2] 乾爱国, 段杰辉, 纪平. 内陆核电站低放射性废水排放的三维计算[J]. 水利学报, 2007, 38(12): 1495-1499.
- [3] Qian Aiguo, Duan Jiehui, Ji Ping, et al. Three-dimensional modeling of radionuclide transport in inland waters [C]// Proc. World Environmental and Water Resources Congress 2008, ASCE, Ahupua'a, Honolulu, Hawaii, USA, May 13-16, 2008.
- [4] Qian Aiguo. Three-Dimensional Modeling of Hydrodynamic and Tidal Flushing of Deep Bay [M]. The University of Hong Kong, Hong Kong, 2003.
- [5] Robert V Thomann, John A Mueller. 地表水水质模拟与控制[M]. 乾爱国, 任华堂, 纪平, 等译. 北京: 中国水利水电出版社, 2008.
- [6] Lee Hunwei, Qian Aiguo. Three-dimensional modeling of hydrodynamics and flushing in Deep Bay [C]// Proc. International Conference on Estuaries and Coasts (ICEC-2003). Nov. 9-11, 2003, Hangzhou, China. Zhejiang University Press, 2003: 814-821.
- [7] Blumberg A F, Mellor G M. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model [C]// N. S. Heaps, ed., Three-dimensional coastal ocean models, coastal and estuarine Sci., 1987, Vol. 4, American Geophysical Union, Washington, D. C., 1987, 1-19.
- [8] Harmrick J M. User's manual for the environmental fluid dynamics computer code[M]. Spec. Rep. In Appl. Marine Sci. and Oc. Engrg., Virginia Inst. of Marine Science, Va. 1996.

Modeling of the water temperature structure in a large reservoir

LONG Guo-qing¹, LIU Zhao-ping², MEI Zhi-hong³, QIAN Ai-guo⁴

(1. Guangdong Electric Power Institute 510663, China;

2. State nuclear Electric Power Planning Research Institute, Beijing 100094, Cina;

3. ydrochina Kunming Engineering Corporation, Kunming 650051, China;

4. China Institute of Water Resources and Hydropower Research, Beijing 100048, China;

Abstract: Based on the complete field observation data of water temperature in the reservoir of Ertan Hydropower Station, an environmental fluid dynamic model was developed to predict the variation of water temperature in large reservoir with unsteady operation. The temporal and spatial characteristics of water temperature structure in reservoir can be well predicted. It is found that the key impact factor of the double thermocline is the couple action of climate factors and the effect of reservoir operation. Sensitivity analysis shows that the key point for simulating the double thermocline is the suitable selection of inner thermal transport model and the precise simulation of the velocity field in the vertical direction due to reservoir operation.

Key words: large reservoir; water temperature structure; double thermocline; three-dimensional modeling

(责任编辑: 韩 昆)