ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЙ В ОЗЕРАХ И ВОДОХРАНИЛИЩАХ

Шлычков Вячеслав Александрович
Институт водных и экологических проблем СО РАН
slav@ad-abras.nsc.ru

При описании гидрофизических характеристик глубокого водоема, где доминируют эффекты стратификации и вертикального перемешивания, в ряде случаев успешно применяется двумерная x,z-редукция (ось x направлена вдоль водотока, ось z - вертикально вверх). Если предположить, что течение претерпевает значительные вариации по глубине и слабо меняется по ширине, то для расчета параметров водотока можно использовать осредненные по поперечнику (в направлении координаты y) уравнения Рейнольдса. Обозначим $y = b(x,z)$ – ширина руслового потока. Тогда негидростатические уравнения в продольно-вертикальной плоскости в приближении Буссинеска будут иметь вид

$$\frac{\partial bu}{\partial t} + \frac{\partial buu}{\partial x} + \frac{\partial buw}{\partial z} = -gb\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \underline{\frac{b}{\bar{\rho}_w}\frac{\partial p}{\partial x}} - \frac{gb}{\bar{\rho}_w}\frac{\partial}{\partial x}\int_z^{\zeta}\rho dz + \frac{\partial}{\partial x}\left(bK_x\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(bK_z\frac{\partial u}{\partial z}\right),$$

$$\frac{\partial bw}{\partial t} + \frac{\partial buw}{\partial x} + \frac{\partial bww}{\partial z} = -\frac{b}{\bar{\rho}_w}\frac{\partial p}{\partial z} + g\beta_T T + \frac{\partial}{\partial x}\left(bK_x\frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(bK_z\frac{\partial w}{\partial z}\right),$$

$$\frac{\partial bT}{\partial t} + \frac{\partial buT}{\partial x} + \frac{\partial bwT}{\partial z} + bSw = \alpha_T\left(\frac{\partial}{\partial x}bK_x\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}bK_z\frac{\partial T}{\partial z}\right) - \frac{1}{\bar{\rho}_w c_p}\frac{\partial bR}{\partial z} + P_T,$$

$$\frac{\partial bu}{\partial r} + \frac{\partial bw}{\partial z} = q_s, \qquad (1)$$

где u,w горизонтальный и вертикальный компоненты вектора скорости, зависимость $z = \zeta(x,t)$ описывает геометрию свободной поверхности, ρ_w плотность воды, T отклонения температуры от среднего значения, K_x, K_z коэффициенты горизонтального и вертикального турбулентного обмена, α_T величина, обратная числу Прандтля, β_T коэффициент термического расширения воды, $S = \frac{d\bar{T}}{dz}$ – температурная стратификация водоема, $\bar{T}(z)$ вертикальное распределение "фоновой" температуры, R – солнечная радиация, c_p теплоемкость воды, P_T интенсивность боковых притоков тепла, q_s боковой приток массы.

Система (1) записана в негидростатическом приближении, которое предполагает, что характерные горизонтальные и вертикальные масштабы процессов примерно одинаковы. Полные уравнения применяются для описания явлений, в которых существенную роль играют вертикальные ускорения, сопоставимые по порядку величины с ведущими горизонтальными ускорениями. Речь идет, например, о динамических образованиях за обтекаемым телом или вихрях, генерируемых на границе раздела «русло-пойма» [Шлычков, 2008], вертикальных струях и термиках, развивающихся при выхолаживании поверхности водоема в условиях конвективной неустойчивости [Шлычков, 2001], поверхностных и внутренних волнах и др.

Более широкое применение при описании процессов в крупных водоемах суши нашла гидростатическая модель [Архипов и др., 1995; Васильев и др.,2004]. В этом случае пренебрегается отклонениями давления от гидростатического баланса в (1) (подчеркнутое слагаемое в первом уравнении движения) и уравнение движения для w не учитывается в системе, а вертикальная скорость рассчитывается интегрированием уравнения неразрывности.

Обозначим $z = z_b(x)$ - уравнение границы неподвижного дна и рассмотрим краевые условия. На линии дна зададим условия

$$K_z \frac{\partial u}{\partial z} = c_d \left| u \right| u\,, \qquad w = \frac{\partial z_b}{\partial x} u\,, \qquad T = T_b \quad \text{при } z = z_b\,, \tag{2}$$

где c_d коэффициент сопротивления, T_b - заданная температура поверхности дна. На свободной поверхности краевые условия имеют вид

$$K \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_x}{\rho_w}\,, \qquad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial r} = w\,, \qquad \alpha_T K_z \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{B_0}{\rho_w c_p} \quad \text{при } z = \zeta \tag{3}$$

где τ_x - касательное напряжение ветра, B_0 - тепловой баланс поверхности водоема.

Моделирование турбулентного обмена проводится на основе двухпараметрической системы уравнений полуэмпирической теории турбулентности [Монин, Яглом, 1992]. Расчет турбулентного обмена подсеточных масштабов проводится на основе уравнения баланса кинетической энергии турбулентности e и уравнения для скорости ее диссипации ε, которое согласно [Роди, 1984] имеют вид

$$\frac{\partial be}{\partial t} + \frac{\partial bue}{\partial x} + \frac{\partial bwe}{\partial z} = \alpha_e \left(\frac{\partial}{\partial x} bK_x \frac{\partial e}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} bK_z \frac{\partial e}{\partial z} \right) + bK_z J - b\varepsilon\,,$$

$$\frac{\partial b\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial bu\varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial bw\varepsilon}{\partial z} = \alpha_\varepsilon \left(\frac{\partial}{\partial x} bK_x \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} bK_z \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + c_2 b \frac{\varepsilon}{e} K J - c_3 b \frac{\varepsilon^2}{e}\,,$$

$$K_z = c_\mu \frac{e^2}{\varepsilon}\,, \tag{4}$$

где $\alpha_e, c_\mu, c_2, c_3$ - эмпирические постоянные, $J = u_z^2 + w_z^2 - g\beta_T \frac{\partial T}{\partial z}$ скорость пополнения энергии турбулентности. Последнее соотношение в (5) выражает гипотезу замыкания Колмогорова.

Для уравнений (4) назначим следующие граничные условия

$$\frac{\partial e}{\partial z} = 0, \quad \varepsilon = c_\varepsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{z_{sb}} \qquad \text{при } z = z_b,$$

$$\alpha_e K_z \frac{\partial e}{\partial z} = c_s \left| \frac{\tau_x}{\rho_w} \right|, \quad \varepsilon = c_\varepsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{z_{s\zeta}} \qquad \text{при } z = \zeta, \tag{5}$$

где $z_{sb}, z_{s\zeta}$ шероховатость дна и свободной поверхности, c_ε, c_s эмпирические постоянные.

При задании краевых условий на входном сечении водотока $x = x_1$ предполагается отсутствие значимой неоднородности потока, например, за счет резкого изменения донного рельефа у входного створа. Вследствие этого в уравнениях (1),(5) можно пренебречь горизонтальными вариациями искомых полей и рассмотреть одномерную по z задачу

$$\frac{\partial bu}{\partial t} = -g b \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}\left(bK_z \frac{\partial u}{\partial z} \right),$$

$$\frac{\partial be}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} bK_z \frac{\partial e}{\partial z} + bK_z J - b\varepsilon,$$

$$\frac{\partial b\varepsilon}{\partial t} = \alpha_\varepsilon \frac{\partial}{\partial z} bK_z \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + c_2 b \frac{\varepsilon}{e} K J - c_3 b \frac{\varepsilon^2}{e}, \tag{6}$$

в которой величина уклона $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ считается известной. Для уравнений (6) ставятся краевые условия, аналогичные (2),(3),(5). Полученные по одномерной модели функции u_1, e_1, ε_1 служат граничными значениями в краевом условии на боковом сечении 1

$$u = u_1, \quad e = e_1, \quad \varepsilon = \varepsilon_1 \qquad \text{при } x = x_1, \tag{7}$$

На выходном сечении $x = x_2$ поставим условия

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \omega = 0, \quad \frac{\partial e}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = x_2, \tag{8}$$

где ω аналог вертикальной скорости $\omega = w - \left(\frac{\partial z_b}{\partial x} + \frac{z - z_b}{\zeta - z_b} \frac{\partial h}{\partial x} \right) u$, $h = \zeta - z_b$ толщина слоя воды. Заметим, что выражение для ω естественным образом возникает при отображении исходной криволинейной области на прямоугольник $[x_1, x_2] \times [0, H]$ с помощью преобразования $\tilde{x} = x$, $\tilde{z} = \frac{z - z_b}{\zeta - z_b} H$, которое положено в основу метода решения.

Методы численного решения задачи основаны на применении неявных алгоритмов с использованием консервативных схем, обеспечивающих сохранение вторых моментов. Конечно-разностные аналоги численной модели получены из энергетических соотношений, вытекающих из уравнений (1), и обеспечивают баланс потоков и ясную энергетику. При интегрировании уравнений переноса используются монотонные TVD-схемы второго и третьего порядка точности.

Рассмотрим способ задания коэффициента донного трения c_d в краевом условии (2). В литературе используются разные гипотезы для его расчета: так, в экспериментах Никурадзе для условий с полным проявлением шероховатости получено c_d=0.014. В работе [Квон и др.,1997] принято значение c_d=0.14. Расчеты, однако, показывают, что коэффициент трения при квадратичном режиме сопротивления не является константой, а заметно зависит от параметров течения – глубины и скорости потока, а также от шероховатости дна.

При решении задач о движении влекомых наносов адекватный расчет напряжения трения является весьма важным для определения величины превышения сдвиговых напряжений над критическими, а также для вычисления твердого расхода. Поскольку донные касательные напряжения прямо связаны с параметром c_d, возникает задача определения c_d как функции параметров потока. Задача решалась численно на основе интегрирования уравнений (6) до получения стационарного режима и сопоставления полученных значений придонной скорости с теоретическим значением, следующим из логарифмического профиля скорости [Россинский, Дебольский,1980]

$$u_b = \frac{1.25\,\bar{u}}{\log\left(6.15\dfrac{h}{\Delta}\right)},$$

где u_b придонная скорость, $\bar{u}$ средняя по глубине скорость течения, Δ высота выступов шероховатости, $\Delta = 1.6 d_b$, d_b средний диаметр донных отложений. Расчеты проводились при различных значениях параметра c_d из некоторого диапазона значений так, чтобы определить его оптимальное значение, минимизирующее разницу между расчетной и теоретической придонной скоростью. В ходе обработки получаемых значений c_d выяснилось, что искомая зависимость с достаточной точностью может быть аппроксимирована выражением

$$c_d = \left(a - \log(h)\right) d_b^{-\frac{c}{h^d}}, \tag{9}$$

где a,b,c,d постоянные, определяемые методом оптимизации. Приведенная формула использовалась далее как рабочая при реализации краевого условия (2).

В качестве примера рассмотрим участок Новосибирского водохранилища длиной 126 км (по динамической оси), примыкающий к плотине ГЭС. Поскольку максимум глубин в водоеме не превышает 22 м, то на этих масштабах допустимым является использование приближения гидростатики. Расчет параметров течения выполнен для расхода $Q = 1500$ м^3/с, соответствующего периоду летне-осенней межени и устойчивой стратификации. Рис.1,а показывает распределение продольной скорости u (м/с) вдоль основного водотока. Вниз по течению ширина водного зеркала увеличивается, так что в приплотинной части размер поперечника достигает 20 км. По этой причине скорость течения падает, уменьшаясь от 0.85 м/с вблизи входного створа до 0.1 м/с в озерном сегменте водохранилища. На том же рисунке представлены вертикальные профили скорости. Рис.1,б иллюстрирует структуру вертикального коэффициента турбулентного обмена (см^2/с). Зона максимальной интенсивности турбулентного перемешивания располагается в средних слоях воды и уменьшается с приближением к донной и свободной поверхностям.

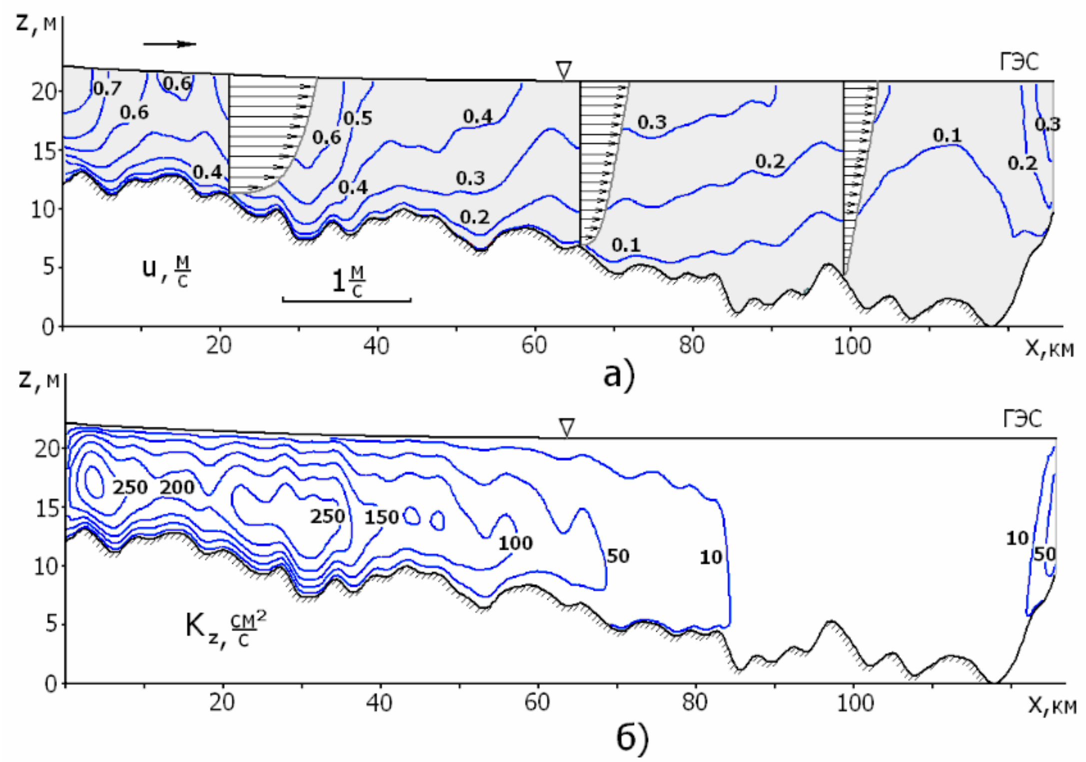

Рис.1. Расчетные поля а) продольной скорости (м/с) и б) коэффициента вертикальной турбулентности K_z (см^2/с) в Новосибирском водохранилище. Стрелками показаны профили скорости на отдельных вертикалях.

Следует отметить, что наиболее употребительными при описании крупных водоемов в целом являются в настоящее время двумерные плановые модели, полученные осреднением исходных уравнений гидродинамики по глубине потока. Операция осреднения порождает, вообще говоря, незамкнутую систему уравнений - в частности, в рамках плановой или продольно-одномерной моделей невозможно воспроизвести структуру придонных движений и, следовательно, правильно описать донное трение и поверхностные напряжения. В практике гидравлических расчетов эффекты донного сопротивления учитываются параметрически с помощью коэффициента Шези C_s, который во многих случаях может быть выражен через параметр шероховатости Маннинга n как $C_s = \frac{h^{\frac{1}{6}}}{n}$, где h местная глубина потока. Коэффициент Шези отражает суммарное сопротивление русла потоку, т.е. кроме донного трения учитывает эффекты диссипации за счет внутренней турбулентной вязкости, а также сопротивление формы.

Рассматриваемый здесь средства вертикальной детализации течений позволяют в явном виде рассчитать суммарный по z вклад сил трения и путем сопоставления этих значений с агрегатом $\frac{gb|\bar{u}|\bar{u}}{C_s^2}$, фигурирующем в уравнениях Сен-Венана, оценить параметры C_s, n. Таким образом, для определения C_s используется уравнение

$$\frac{1}{C_s^2} = -\frac{\left\langle \frac{\partial}{\partial x}\left(bK_x \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(bK_z \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right\rangle}{gb|\bar{u}|\bar{u}}, \qquad (10)$$

где $\bar{u}$ средняя по вертикали продольная скорость, угловые скобки означают интегрирование по координате z.

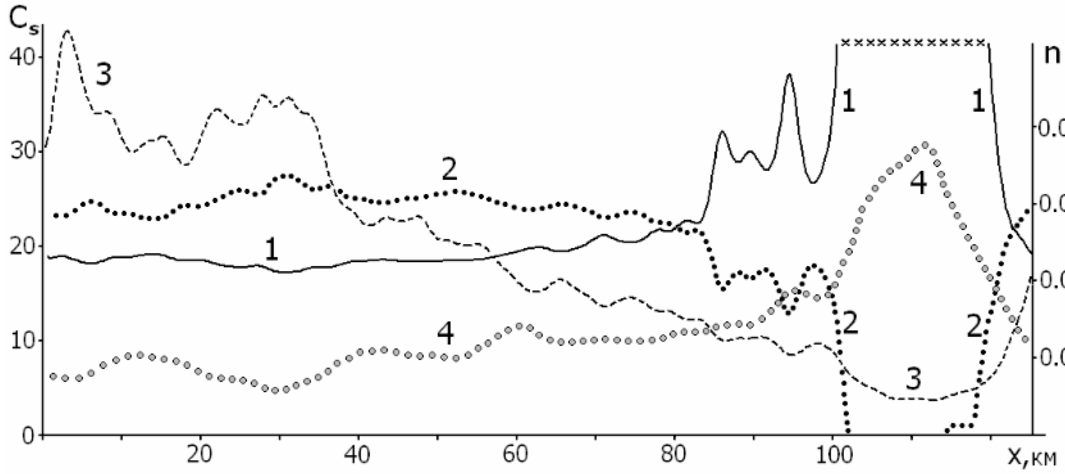

Рис.2. Изменение вдоль русла Новосибирского водохранилища коэффициента Шези, м$^{1/2}$/с (кривая 1), параметра шероховатости n (кривая 2, шкала справа), средней скорости (кривая 3) и размеров поперечника (кривая 4).

Расчетные значения C_s представлены на рис.2, кривая 1. Величина C_s в части водохранилища $x < 103$ км с выраженным проточным характером течения составляет около 20. С приближением к озерной части интенсивность водообмена падает и расчет дает $C_s \approx 15$, а в наиболее широкой и глубокой части водоема числитель выражения (10) переходит через нуль и становится положительным. Это означает, что в области $105 < x < 115$ км (помечена знаками **x** на рисунке) решения уравнения (10) не существует, и понятие гидравлического трения, введенное в уравнениях Сен-Венана, становится условным. Причина этого феномена кроется, возможно, в том, что уравнения мелкой воды, лежащие в основе системы Сен-Венана, выведены в приближении длинных волн, когда глубина потока считается малой по отношению к горизонтальным масштабам волн. Резкое изменение морфометрических параметров при переходе к широкому плесу с увеличением глубин обусловливают возможность развития не только длинных, но и сравнительно коротких волн, что и приводит к обнаруженному противоречию (относительное изменение ширины водотока можно видеть по кривой 4 на рис.2).

Параметр шероховатости n (кривая 2 на рис.2, шкала справа) в данном расчете составил значение ≈ 0.03 на участке проточности, которое уменьшается до нуля вблизи критического участка, т.е. там, где C_s неограниченно возрастает. Значение n=0.03 является характерным для водохранилищ равнинного типа.

Приведенный результат показывает, что применение продольно-одномерных и плановых моделей на основе уравнений Сен-Венана в неравномерном потоке с сильно меняющимися параметрами русла не всегда является правомерным и должно сопровождаться процедурами валидации и сопоставления с данными наблюдений. Неадекватное задание параметров донного сопротивления может привести к несоответствию реальной и расчетной картин течения. Очевидно, в частности, что на участках резкого изменения глубины и ширины потока коэффициент Шези должен возрастать значительно быстрее, чем это задает формула Маннинга.

Рассмотрим, далее, слабопроточное Телецкое озеро, особенностью которого является значительные глубины, достигающие 200-300м. Озеро расположено в котловине Алтайских гор и вытянуто с юга на север**:** при средней ширине около 3 км длина водоема составляет 78 км.

Вследствие небольшой проточности интенсивные обменные процессы в озере отсутствуют. Поэтому для грубых оценок вполне приемлемы одномерные вертикальные модели с классической детализацией вертикального обмена в рамках того или иного турбулентного замыкания. Вместе с тем, отдельные участки озера оказываются пространственно неоднородны и их затруднительно описать с помощью простых одномерных подходов и необходимо использовать хотя бы двумерные модели, учитывающие горизонтальные вариации полей. К таким участкам можно отнести место впадения р.Чулышман на южной оконечности озера.

На рис.3 представлен профиль береговой зоны Телецкого озера на участке впадения р.Чулышман - основного источника водообмена. Для воспроизведения структуры течения использовалась сформулированная выше продольно-вертикальная модель. Стратификация водоема всюду считается устойчивой.

Рис.3,а показывает изолинии поля скорости, полученные в результате расчета. Видно, что с переходом к глубоководной части водоема абсолютные значения скорости падают и она перераспределяется по глубине. Анализ параметров потока показывает, что коэффициент вертикального турбулентного обмена в озерной части водоема чуть выше, чем в русловой, хотя абсолютные значения скорости при выходе из речного водотока в озерную акваторию уменьшаются. Этот парадокс можно объяснить тем, что масштаб турбулентности увеличивается при возрастании глубин, а с ним увеличивается и K_z. Поток в русле как бы зажат по вертикали силой тяжести, а при выходе на глубину получает дополнительную степень свободы для развития турбулентности. В русле же доминирует горизонтальный обмен.

В силу устойчивой температурной стратификации турбулентность на глубине в значительной степени блокирована и течение не захватывает глубинные слои, формируя поверхностную струю, как показано на вертикальном профиле скорости на рис.3,а.

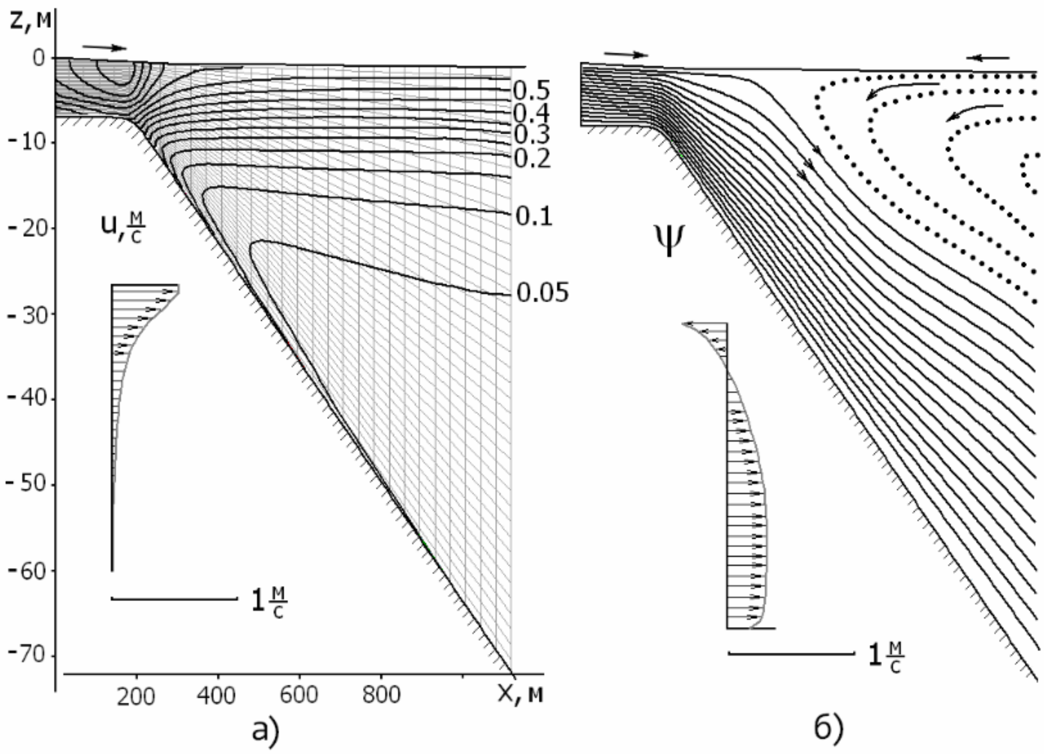

Рис.3. Структура течений в Телецком озере: а) поле продольной скорости (м/с) в штилевых условиях; б) изолинии функции тока при встречном ветре. Пунктирные линии соответствуют скорости течения с обратным знаком.

Более сложный характер имеет поле скорости при встречном ветре, направленном справа налево (рис.3,б). В этом случае в озере формируется противотечение, а русловая струя отжимается в донные слои. Такой же эффект обнаруживается при температурном контрасте русловой и озерной воды: более холодная струя подныривает вследствие действия сил отрицательной плавучести. В этом случае также формируется зона рециркуляции с компенсационным возвратным течением.

Значительный практический интерес представляет изучение проблем устойчивости руслового профиля на участках расположения подводных сооружений – таких как опоры мостов, струеотводящие шпоры занырювающего типа, трубопроводы и дюкеры. Так, разрыв подводных переходов нередко влечет негативные экологические последствия, т.к. в этих случаях возможен сброс в реку больших объемов загрязнителей.

Одной из причин, приводящих к авариям на подводных трубопроводах, является подмыв русла в непосредственной близости от трубы, ее провисание и возникновение сил, действующих на излом контура. Кроме того, на свободно висящем участке трубопровода под влиянием водного потока генерируются собственные колебания, также способствующие разрушению материала трубы.

Для целей исследования процессов транспорта наносов и закономерностей их перемещения необходимо точно рассчитать сдвиговые напряжения на дне, т.е. построить распределение придонных скоростей.

В этом контексте рассматривается задача обтекания речным потоком дюкера диаметром 1 м, лежащего на дне. Так как вертикальные и горизонтальные масштабы волновых процессов близки, необходимо рассматривать полные уравнения (1), т.е. решать задачу в негидростатической постановке.

На рис.4 представлена структура функции тока, полученная в результате численного эксперимента. Размеры расчетной области задавались из предположения о локальном характере процессов, т.е. так, чтобы граничные условия не влияли на параметры гидродинамического режима внутри области, пространственный шаг сетки составлял 10 см в обоих направлениях.

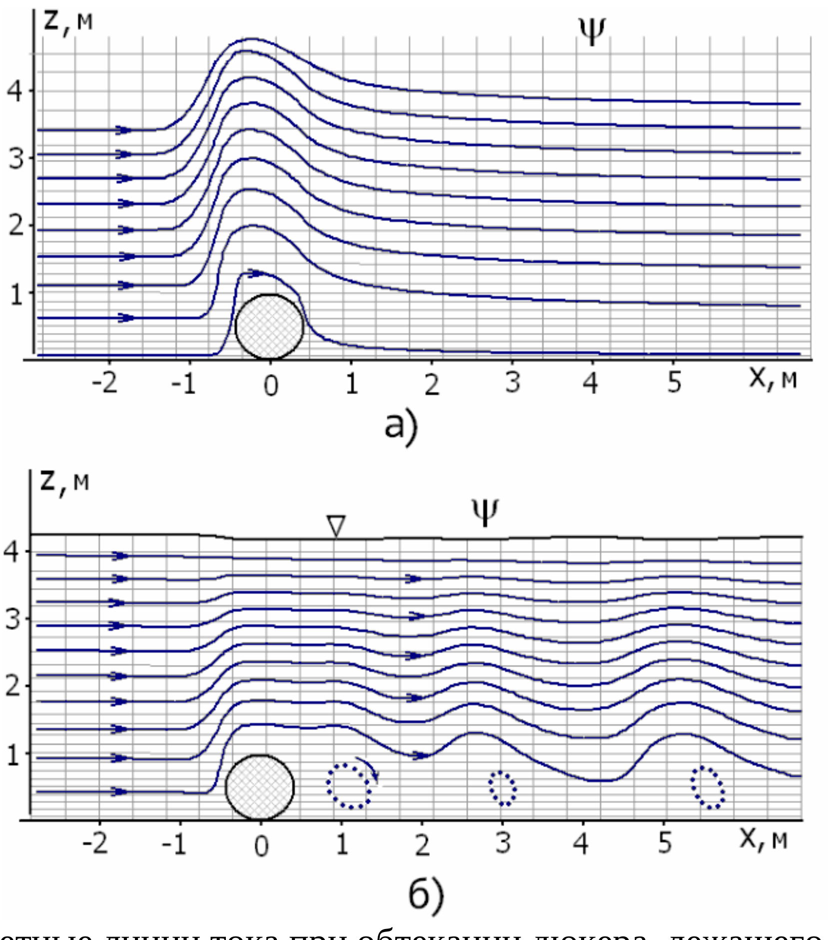

Рис.4. Расчетные линии тока при обтекании дюкера, лежащего на дне, при большой глубине потока (а) и на мелкой воде (б).

При большой глубине потока возмущения, вызванные препятствием, не достигают свободной поверхности (рис.4,а), а течение является стационарным. При глубине, сопоставимой с диаметром трубы ($h\approx4$ м на рис.4,б), течение имеет нестационарный характер**:** в тыльной части дюкера перманентно генерируются вихри, которые, вращаясь, сносятся вниз по потоку. Периодичность генерации вихревых образований при данной геометрии препятствия составляет 8-10 с.

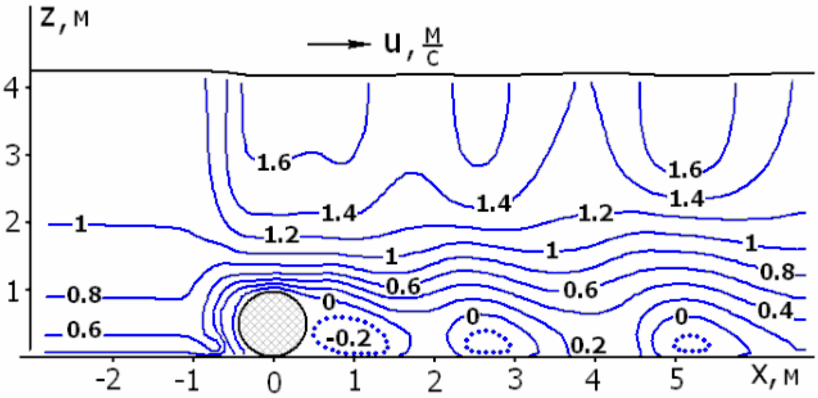

Рис.5. Поле продольной скорости (м/с) при обтекании дюкера на мелкой воде.

Размеры возмущений сопоставимы с диаметром трубы, причем выше вихревого следа развиваются волновые процессы, достигающие свободной поверхности и приводящие к ее отклонению от невозмущенного состояния. Этот факт качественно подтверждается данными наблюдений.

Анализ скоростной структуры показывает, что в вихрях наблюдаются отрицательные значения скорости амплитудой до 0.3 м/с. В верхних слоях потока происходит заметное увеличение скорости (рис.5) по сравнению со скоростью набегающего потока (до 1.6 м/с). Это обусловлено формированием скоростной тени за трубой и компенсационным увеличением поверхностного расхода при сохранении его общего значения.

Для изучения процессов заиления или эрозии русла вблизи трубопровода необходимо привлечение модели транспорта наносов, что выходит за рамки данной работы. Учитывая, однако, что придонная скорость течения 0.5 м/с (рис.5) у переднего края трубы превышает обычные неразмывающие значения, можно предположить, что в этом месте будет происходить взмучивание и вынос аллювия, сопровождающийся размывом грунта. В тыльной же части трубы вследствие малых скоростей будут доминировать процессы осаждения наносов. Насколько существенным окажется влияние вихревого переноса без конкретных расчетов сказать трудно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Архипов Б.В., Солбаков В.В., Шапочкин Д.А., Хубларян Г.М. Опыт использования продольно-вертикальной модели с ответвляющимися каналами для расчета

термогидродинамического режима водоемов-охладителей сложной формы. Метеорология и гидрология. 1995. № 7. С. 85-96.
2. Васильев О.Ф., Воеводин А.Ф., Никифоровская В.С. Численное моделирование стратифицированных течений в системах открытых русел и водоемах разветвленной формы. Вычислительные технологии, 2004, т.9, №2, с.26-41.
3. Квон В.И., Квон Д.В. Математическое моделирование процесса заглубления перемешанного слоя в стратифицированной жидкости. Прикладная механика и техническая физика, 1997. Т.38. № 1. С.82-85.
4. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т.1. СПб, Гидрометеоиздат, 1992, 694 с.
5. Роди В. Модели турбулентности окружающей среды. В кн. Методы расчета турбулентных течений. Под ред. В.Кольмана. М., Мир, 1984. С. 227-322.
6. Россинский К.И., Дебольский В.К. Речные наносы. М., Наука, 1980. 214 с.
7. Шлычков В.А. Исследование вертикального переноса плавучей примеси в водоеме с помощью вихреразрешающей модели. Оптика атмосферы и океана, 2001. Т.14. N 6 7. С.633-636.
8. Шлычков В.А. Численное моделирование речных потоков с учетом генерации вихрей на границе русло - пойма. Водные ресурсы. 2008. Т.35. №5. С.546-553.

Аннотация

Представлена двумерная (в продольно-вертикальной плоскости) численная модель для описания стратифицированных течений в крупных водохранилищах. Предусмотрено два варианта реализации – гидростатический и негидростатический. Последний применяется для изучения локальных гидродинамических явлений и процессов, в которых существенную роль играют вертикальные ускорения, сопоставимые по порядку величины с основными горизонтальными ускорениями. Даны примеры расчетов по модели для различных водных объектов.

NUMERICAL MODELLING OF THE FLOW VERTICAL STRUCTURE IN NATURAL AND MAN-MADE LAKES

Abstract

Two-dimensional numerical model in the longitudinal-vertical plane for description of stratified flows in large reservoirs is presented. Hydrostatic and nonhydrostatic variants of realization are provided. Nonhydrostatic realization is used to study local hydrodynamical phenomena and processes exhibiting vertical accelerations comparable with main horizontal ones in the order of magnitude. Examples of model calculations for different water bodies are presented.