

В.А. Шлычков

## Исследование вертикального переноса плавучей примеси в водоеме с помощью вихреразрешающей модели

Институт водных и экологических проблем СО РАН (Новосибирский филиал), г. Новосибирск

Поступила в редакцию 29.11.2000 г.

Рассмотрено моделирование вертикального обмена в водоеме на основе уравнений гидротермодинамики в вихреразрешающих масштабах. Модель воспроизводит ансамбль конвективных структур в условиях плотностной неустойчивости верхних слоев воды. Подсеточный обмен описан в рамках полуэмпирической теории турбулентности. В качестве иллюстраций представлены результаты моделирования переноса пузырьков воздуха и нефтяных эмульсий.

### Введение

При умеренных и свежих ветрах в результате обрушения ветровых волн и падения брызговых капель в приповерхностный слой водоема поступает масса воздушных пузырьков. Относительно крупные пузырьки, обладая большей плавучестью, быстро покидают приповерхностные горизонты, а более мелкие турбулентными пульсациями увлекаются в глубь водоема. Глубина проникновения пузырьков зависит от степени турбулизации приповерхностного слоя и при среднем волнении обычно невелика. Перенос в нижние горизонты резко интенсифицируется при плотностной проникающей конвекции в воде.

Развитие конвективных процессов может быть связано с сезонным или суточным циклами охлаждения поверхности и характеризуется быстрым погружением тяжелых холодных масс воды и более медленным подъемом теплых.

Рассеивающие и отражательные свойства поверхности пузырьков влияют на оптические свойства водного слоя в целом. Так, по данным измерений, коэффициент пропускания видимой части спектра может уменьшиться почти вдвое в зонах конвергенции водных масс, где регистрируется повышенная концентрация пузырьков [1].

Другим примером оптически активной поверхностной примеси могут служить нефтяные пленки, которые на последних стадиях растекания разбиваются на скопления взвешенных частиц и твердых конгломератов с положительной плавучестью. В этом случае процессы вертикального перемешивания способны увлечь нефтяную эмульсию на глубины 15–20 м (в океане) [2].

Механизмы вертикального переноса плавучей примеси в настоящее время изучены мало, теоретические исследования проводятся преимущественно на основе одномерных моделей с описанием турбулентности в рамках диффузионного  $K$ -замыкания [2]. Мезомасштабному моделированию в водоеме посвящен цикл работ [3], в которых изучается циркуляция Ленгмюра в двумерной постановке, однако не затронуты вопросы переноса примеси в воде. Проблемы генерации воздушных пузырьков при ветровом волнении рассматривались в [4], перенос упорядоченными вертикальными токами обсуждался в [1].

Данная статья посвящена изучению проникающей конвекции в верхнем слое водоема и связанных с ней процессов диффузии и конвективного переноса примесей, имеющих положительную плавучесть.

### Постановка задачи

Исходные предположения, лежащие в основе вывода уравнений в водоеме, даны в [5]. Вводя декартову систему координат  $(x, y, z)$ , где ось  $z$  направлена вертикально вверх, и обозначая  $U, V, T$  – составляющие средней горизонтальной скорости дрейфа и температуры в водоеме, уравнения для среднего горизонтально однородного течения запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= lV + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{uw}, \\ \frac{\partial V}{\partial t} &= -lU + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{vw}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} K_T \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\tilde{T}w}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $K$  – коэффициент турбулентного обмена по вертикали; черта над переменными означает горизонтальное усреднение по области определения;  $l$  – параметр Кориолиса;  $(u, v, w, \tilde{T}, p)$  – искомые поля скоростей, температуры и давления конвективных отклонений.

Система уравнений для описания эволюции мезомасштабных конвективных полей имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + w \frac{\partial U}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + lv + D_{xy} u + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{uw}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + w \frac{\partial V}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial y} - lv + D_{xy} v + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{vw}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial z} + g\beta_T \tilde{T} + D_{xy} w + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial w}{\partial z}, \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial z} w &= D_{xy} \tilde{T} + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w\tilde{T}}, \end{aligned} \quad (2)$$

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

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (U+u)\frac{\partial}{\partial x} + (V+v)\frac{\partial}{\partial y} + w\frac{\partial}{\partial z}$$

– оператор индивидуальной производной;

$$D_{xy} = \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_y \frac{\partial}{\partial y}$$

– оператор горизонтального турбулентного обмена;  $\beta_T$  – коэффициент термического расширения воды.

В качестве краевых условий по горизонтали примем предположение о периодичности процессов вдоль  $x, y$ . Для уравнений среднего течения (1) поставим следующие условия:

$$\rho_w K \frac{\partial U}{\partial z} = \tau_x, \rho_w K \frac{\partial V}{\partial z} = \tau_y; T = T_0 \text{ при } z = 0; \quad (3)$$

$$U = V = 0; \frac{\partial T}{\partial z} = \gamma_H \text{ при } z = H, \quad (4)$$

где уровень  $z = 0$  считается совмещенным с поверхностью раздела;  $\tau_x, \tau_y$  – касательные напряжения ветра в приводном слое, формируемые в модели атмосферного квазистационарного подслоя;  $T_0$  – заданная температура поверхности воды;  $H$  – нижняя граница области;  $\gamma_H$  – устойчивая температурная стратификация водоема на глубине.

Для системы (2) краевые условия имеют вид

$$u = v = w = 0, \tilde{T} = \tilde{T}_0(t, x, y) \text{ при } z = 0; \quad (5)$$

$$u = v = w = 0; \tilde{T} = 0 \text{ при } z = H, \quad (6)$$

где  $\tilde{T}_0$  – случайные возмущения температуры малой амплитуды.

Расчет параметров вертикального турбулентного обмена проведем для средних течений на основе полумпирической теории турбулентности, записывая эволюционные уравнения для плотности турбулентной энергии и скорости ее диссипации. Детальное описание модели локального динамического взаимодействия с учетом сопряжения потоков турбулентной энергии приводного слоя и водоема дано в [6].

Моделирование турбулентной диффузии в двухкомпонентной среде «вода – пузырьки воздуха» проведем в предположении пространственной непрерывности обеих субстанций. Примем также гипотезу о малости упорядоченных движений воды, вызванных возвратным потоком всплывающих пузырьков, и пренебрежем эффектами сжимаемости воздуха в них. В этом случае уравнение сохранения массы для воздушно-пузырькового компонента будет иметь вид

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (U+u)\frac{\partial S}{\partial x} + (V+v)\frac{\partial S}{\partial y} + (w-W_g)\frac{\partial S}{\partial z} = D_{xy} S + \frac{\partial}{\partial z} K_s \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (7)$$

где  $S$  – объемная концентрация примеси ( $\text{м}^3/\text{м}^3$ );  $W_g$  – скорость всплывания примеси, обусловленная равновесием сил сопротивления и плавучести.

Краевые условия для уравнения (7) запишем, считая известным поток примеси на поверхности:

$$K_s \frac{\partial S}{\partial z} = P_0 \text{ при } z = 0; \quad (8)$$

$$S = 0 \text{ при } z = H. \quad (9)$$

## Анализ решения и выводы

Рассмотрим развитие конвекции в воде, задавая скорость ветра в приводном слое 10 м/с. Это значение скорости ветра является пороговым, при котором поступление воздушных пузырьков в подповерхностный слой резко возрастает [4]. Пользуясь тем обстоятельством, что при ветровом воздействии структура течения довольно быстро (20–30 мин) приобретает двумерный характер, перейдем к рассмотрению задачи в плоскости  $(x, z)$ , полагая  $\partial/\partial y = 0$ .

В начальный момент будем считать водоем устойчиво стратифицированным, так что перемешивание верхнего слоя будет связано с ветроволновой и сдвиговой турбулентностью (вынужденная конвекция), а также термической конвективной деятельностью. Суточный ход температуры поверхности воды возьмем из результатов измерений, проведенных на оз. Красном [7]. Согласно этим данным поверхностная температура изменялась от 18 °С в вечернее время до 15,8 °С в утренние часы (4 ч местного времени), т.е. происходило ночное выхолаживание поверхности водоема.

Расчет объемной концентрации  $S(x, z, t)$  проведем в диапазоне размеров пузырьков  $d \geq 0,07$  мм, рассматривая последовательное увеличение их диаметра с шагом  $\Delta d = 0,01$  мм. Согласно приведенным в [4] данным такой спектр размеров получен при измерениях в штормовом бассейне. Скорость всплывания пузырьков, равная 0,2 см/с при  $d = 0,07$  мм, увеличивается примерно на 0,14 см/с для принятого приращения  $d$ .

Нарастание высоты волн со временем, а также сдвиговая генерация обуславливают формирование приповерхностного турбулизованного слоя, в котором пузырьки проникают на глубину в несколько десятков сантиметров. Охлаждение поверхности приводит к развитию неустойчивости и, как следствие, к росту малых температурных возмущений до конечных амплитуд, что сопровождается интенсивными вертикальными движениями. Механизм вертикального переноса обеспечивает затопление переохлажденных термиком и их замещение теплыми массами воды с нижних горизонтов. Профиль средней температуры перестраивается с образованием слоя перемешивания, что ведет к блокировке неограниченного возрастания амплитуд возмущений. Нижняя граница слоя, охваченного конвекцией, расположена в начальный период вблизи поверхности, а со временем перемещается в глубину; при этом экстремальные значения  $w$  достигаются примерно в середине слоя.

Пузырьки, достигшие горизонтов, где их собственная скорость всплывания по абсолютной величине меньше скорости нисходящих токов воды, увлекаются на глубину. Изолинии поля безразмерной концентрации  $S_n = S/S_0$ , где  $S_0$  – концентрация пузырьков при  $z = 0$ , представлены на рис. 1 (к сожалению, данных об абсолютных значениях концентрации пузырьков нами не обнаружено). Видим, что основная масса примеси сосредоточена в нижнем метровом слое, однако на участках погружения, где  $w < 0$  (экстремум скоростей в развитых термиках составил 2–3 см/с), нормированная концентрация отлична от нуля и в интервале  $0,2 < S_n < 0,4$  достигает 6–7-метровой глубины.

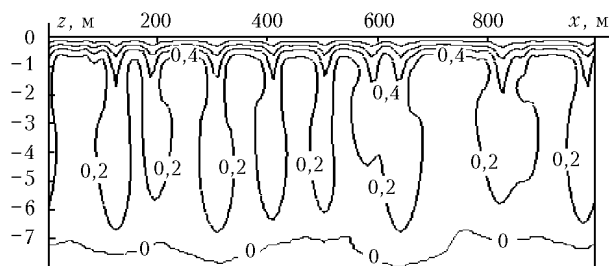
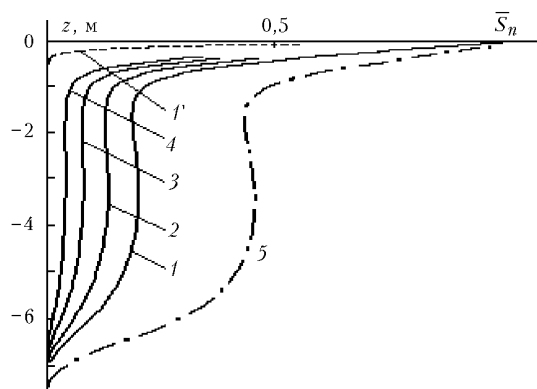


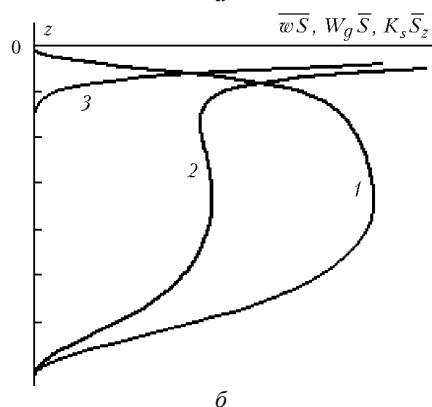
Рис. 1. Поле нормированной объемной концентрации пузырьков воздуха в плоскости  $xz$

Рис. 2,а иллюстрирует распределение по вертикали средних по  $x$  значений  $\bar{S}_n$  для пузырьков фракций  $d$  от 0,07 до 0,1 мм (кривые 1–4).

С увеличением диаметра выталкивающая сила возрастает и распространение пузырьков в глубину затрудняется. В большей степени это связано с уменьшением потока примеси от поверхности за счет турбулентной диффузии. На рис. 2,б видны вклады конвективного  $\bar{S}_n w$ , упорядоченного  $\bar{S}_n W_g$  и подсеточного турбулентного  $K_s(\bar{S}_n)_z$  потоков примеси (кривые 1, 2, 3).



а



б

Рис. 2. Вертикальное распределение: а – средней концентрации пузырьков размерами 0,07; 0,08; 0,09; 0,1 мм с учетом (кривые 1–4) и без учета (кривая 1') конвективного перемешивания. Кривая 5 соответствует нефтяной фракции; б – конвективно, упорядоченного и турбулентного потоков (кривые 1–3)

*V.A. Shlychkov. An investigation of the vertical transport of a buoyant substance in a water reservoir by an eddy-resolution model.*

Modeling of the vertical exchange in a water reservoir using the equations of hydrothermodynamics on eddy-resolution scales is carried out. The model under study represents an ensemble of convective structures in the conditions of density instability of upper water layers. The subgrid-scale exchange is described within the framework of a semi-empirical theory of turbulence. The results of modeling of the transport of air bubbles and oil emulsions are given as examples.

На рис. 2,б положительные значения потоков соответствуют переносу концентрации в глубину (обратим внимание, что поток  $\bar{S}_n W_g$  отрицателен). Анализ рис. 2,б показывает, что непосредственно под поверхностью доминируют турбулентный перенос и эффекты выталкивания за счет архимедовых сил (кривые 2, 3). Порядок этих потоков одинаков; увеличение скорости всплывания изменяет этот баланс и уменьшает поступление примеси в конвективную зону, где ведущим оказывается поток  $\bar{S}_n w$  (кривая 1).

Кривая 1' на рис. 2,б показывает профиль концентрации, полученный без учета конвекции ( $u = v = w = 0$  в уравнении (7)). Сопоставляя кривые 1 и 1', можно сделать вывод об эффективности конвективного механизма транспорта примеси: суммарная по глубине объемная концентрация отличается более чем в 20 раз.

Кривая 5 на рис. 2,б иллюстрирует распространение нефтяной примеси. Размеры и плотность нефтяной эмульсии варьируют в весьма широких пределах; для удобства сравнения в данном расчете принято  $d = 0,07$  мм,  $\rho_n = 0,8 \rho_w$ , где  $\rho_n$  – плотность нефтяных частиц. Принятое значение  $\rho_w$ , близкое к плотности воды, уменьшает роль сил плавучести в балансе потоков, соответственно возрастет вклад поверхностной турбулентной диффузии и конвективного потока, что приводит к общему увеличению скорости поступления примеси в глубину и формированию слабого максимума концентрации в средней части слоя перемешивания ( $z = 4$  м, кривая 5).

В качестве краткого резюме заметим, что проникающая конвекция играет важную роль в формировании турбулентного режима водоема и может значительно изменить гидрооптические характеристики верхнего слоя за счет переноса плавучей примеси в глубинные горизонты. Представленная модель конвективного ансамбля дает качественно верную картину тонкой турбулентной структуры и может служить удобным инструментом теоретического исследования природных явлений, обусловленных конвекцией в водоеме.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 99-05-64735.

1. Рянжин С.В., Филатов Н.Н., Михайлов Ю.Д. Термодинамические процессы в глубоких озерах. Л.: Наука, 1981. 222 с.
2. Озмидов Р.В. Диффузия примесей в океане. Л.: Гидрометеоздат, 1985. 280 с.
3. Блохина Н.С., Орданович А.Е. Математическое моделирование вихревых структур в верхнем слое водоема // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1994. Т. 30. № 5. С. 686–695.
4. Бортковский Р.С., Бютнер Э.К., Малевский-Малевич С.П., Преображенский Л.Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан – атмосфера / Под ред. А.С. Дубова. Л.: Гидрометеоздат, 1974. 239 с.
5. Shlychkov V.A., Pushistov P.Yu. Bulletin of the Novosibirsk Computing Center. Series «Numerical Modeling in Atmosphere, Ocean and Environment Studies». NCC Publisher. Novosibirsk, 2000. Issue 5. P. 39–45.
6. Шлычков В.А., Пушистов П.Ю. Моделирование локального переноса природного аэрогидрозоля в системе «атмосфера – водоем» // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 6–7. С. 681–684.
7. Панин Г.Н. Тепло- и массообмен между водоемом и атмосферой в естественных условиях. М.: Наука, 1985. 206 с.