

УДК 551.465

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЙ В СОЛИТОНЕ ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНЫ

© 2016 г. О. Е. Куркина¹, А. А. Куркин¹, Е. Н. Пелиновский^{1, 2},
С. В. Семин¹, Т. Г. Талипова^{1, 2}, Е. Н. Чураев¹¹Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород²Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

e-mail: aakurkin@gmail.com

Поступила в редакцию 18.03.2015 г.

После доработки 17.06.2015 г.

Исследованы характеристики сильно нелинейных уединенных внутренних волн (солитонов), рассчитанных в рамках нелинейной численной модели Массачусетского Технологического института (MITgcm). Верификация и адаптация модели проведена на основе данных лабораторного эксперимента [6]. Рассчитано поле вертикальных и горизонтальных скоростей течения в волне. Отмечено возникновение реверсивного потока в придонном слое непосредственно за солитоном.

DOI: 10.7868/S0030157416060071

ВВЕДЕНИЕ

Солитоны внутренних волн широко наблюдаются в Мировом Океане [1, 2, 5, 15, 19, 22]. Важную роль в понимании распространения и трансформации внутренних уединенных волн, играет лабораторное [6, 7, 9] и численное моделирование [12, 13, 16, 21, 23]. Наиболее просто и наглядно моделирование солитонов внутренних волн проводится в рамках двухслойной модели плотностной стратификации. В этом случае существует только одна мода внутренней волны. Такая стратификация легко создается как в численном [16, 21], так и в лабораторном [6, 7] моделировании и часто применяется при интерпретации натурных данных. Большинство расчетов нелинейных внутренних волн в двухслойном океане выполнено в рамках слабо или полнонелинейных уравнений Эйлера, что позволило найти верхний предел амплитуды солитона и его форму. В рамках данной работы мы выполнили исследование солитонов внутренних волн отрицательной полярности в двухслойном потоке в рамках уравнения Навье-Стокса с учетом турбулентной вязкости и придонного трения. Расчеты были выполнены с помощью вычислительного комплекса MITgcm [17, 18], широко используемого в океанологии. Солитоны генерируются методом так называемого гравитационного коллапса [8, 14]. Это позволило получить лучшее согласие с данными одного из лабораторных экспериментов, описание которых проведено в [6, 7].

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Описание лабораторных экспериментов по генерации уединенной волны методом гравитаци-

онного коллапса неоднократно приводилось в литературе [6, 7]. Воспроизведем здесь один из таких экспериментов, который выбран для численного моделирования. Геометрия эксперимента схематично показана на рис. 1. В лотке глубины $H = h_1 + h_2$ м создается двухслойная стратификация: толщина верхнего слоя h_2 и плотность ρ_2 , толщина нижнего слоя h_1 , а его плотность $\rho_1 > \rho_2$ (рис. 1а). Толщина переходного слоя (пикноклина) $\Delta\rho$ значительно меньше толщин слоев. На расстоянии L_g от левой стенки резервуара помещаются непроницаемые тонкие ворота G толщиной Δg , не касающиеся дна резервуара (рис. 1б). Слева от G заливается жидкость с плотностью ρ_2 и объемом V . Под давлением добавленной жидкости пикноклин слева от ворот смещается на глубину $h_{2V} = V/(L_g W)$, где W – ширина лабораторного лотка. Вытесненная таким образом жидкость плотности ρ_1 попадает в резервуар справа от ворот G , в результате чего общая глубина жидкости там увеличивается на δh_{1R} . Таким образом, полная глубина воды в левом баке (слева от ворот) есть $H_l = h_2 + h_{2V} + \delta h_{1L}$, а в правом – $H_r = h_2 + h_1 + \delta h_{1R}$, при этом $H_l > H_r$, а глубины залегания пикноклинов слева от ворот – $z_{pl} = h_2 + h_{2V}$ и справа – $z_{pr} = h_2$.

В начале эксперимента ворота G резко извлекаются, в результате происходит коллапс части жидкости в слое толщиной Δz_p . Это неоднородное начальное возмущение эволюционирует в уединенную волну отрицательной полярности (так как пикноклин располагается выше середины резервуара), распространяющуюся вправо, и дисперсионный дуг. На свободной поверхности так-

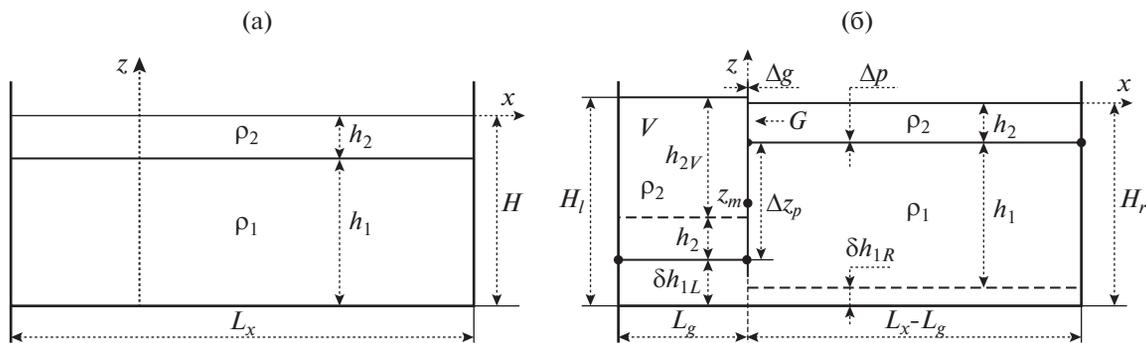


Рис. 1. Геометрия лабораторного эксперимента (а) до и (б) после добавления ворот G и жидкости объемом V .

же возникает возмущение положительной полярности,двигающееся синхронно с внутренним солитоном. Помимо этого, начальное возмущение на свободной поверхности эволюционирует в поверхностную волну,двигающуюся существенно быстрее внутреннего солитона. Подробнее об этом будет сказано далее в тексте.

В работах [6, 21] приведены результаты серии лабораторных экспериментов по генерации внутренней уединенной волны отрицательной полярности описанным выше методом при различных параметрах среды. Основные параметры одного из экспериментов приведены в таблице. Наши численные расчеты, повторяющие этот лабораторный эксперимент, осуществлялись в рамках численной модели MITgcm [17], в основе которой лежит система уравнений Навье-Стокса в при-

ближении Буссинеска с учетом негидростатичности давления [18]:

$$\begin{cases} \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + A_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \\ \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p_{nh}}{\partial z} + A_h \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + A_v \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial p_h}{\partial z} = -g\rho, \\ \frac{D\rho}{Dt} = \nabla \cdot (K\nabla\rho), \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где u и w – горизонтальная и вертикальная составляющие скорости, $p = p_h + p_{nh}$ – полное давление, состоящее из гидростатического (p_h) и не-

Параметры лабораторного эксперимента

№	Название	Обозначение	Значение
1	Длина резервуара	L_x	6.4 м
2	Толщина резервуара	W	0.4 м
3	Плотность верхней жидкости	ρ_2	1022 кг/м ³
4	Плотность нижней жидкости	ρ_1	1047 кг/м ³
5	Глубина верхней жидкости (до добавления ворот)	h_2	0.05 м
6	Глубина нижней жидкости (до добавления ворот)	h_1	0.2 м
7	Объем добавленной слева от ворот жидкости	V	38 л
8	Высота добавленной в лоток жидкости	h_{2V}	0.1549 м
9	Глубина нижней жидкости слева от ворот после добавления жидкости объема V	δh_{1L}	0.063 м
10	Глубина нижней жидкости справа от ворот после добавления жидкости объема V	δh_{1R}	0.0142 м
11	Подъем свободной поверхности слева от ворот	$H_l - H_r$	0.0037 м
12	Толщина пикноклина	Δp	0.01 м
13	Толщина ворот	Δg	0.005 м
14	Расстояние между левой стенкой лотка и воротами	L_g	0.6 м

гидростатического (p_{nh}) давлений, ρ – плотность, A_h, A_v – горизонтальный и вертикальный коэффициенты вязкости, предполагаемые различными (они равны $A_h = 5 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ и $A_v = 7.5 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$), K – диффузионный тензор, D/Dt – полная производная, g – ускорение свободного падения.

На всех твердых нижней и боковых границах (рис. 1) использовалось условие непротекания (обращение в ноль нормальной компоненты скорости):

$$\vec{U} \cdot \vec{n} = 0, \quad (2)$$

где $\vec{U} = (u, w)$ – вектор полной скорости, \vec{n} – вектор нормали к твердым границам, а также условие свободного проскальзывания, накладывающее ограничение на скорость жидкости вдоль твердых границ:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \text{ – на донной поверхности,} \quad (3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial x} = 0 \text{ – на боковых стенках лотка.} \quad (4)$$

Верхняя граница была свободной. На ней задавалось кинематическое граничное условие:

$$\frac{D\eta}{Dt} = w, \quad (5)$$

где η – смещение свободной поверхности.

Диффузионный тензор K в исходной системе уравнений (1) задается следующим образом:

$$K = \begin{pmatrix} K_h & 0 \\ 0 & K_v \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где K_h – коэффициент горизонтальной ($K_h = 5 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$) и K_v – вертикальной ($K_v = 1 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$) диффузии, значения которых были взяты из работы [21]. Вязкость принималась турбулентной – разной по горизонтали и вертикали.

Модель MITgcm также учитывает придонное трение [4], которое выражается дополнительной вязкостью в придонных расчетных точках (расположенных непосредственно над дном), и описывается как

$$G_u^{v-diss} = \left(r_b + C_d \sqrt{2KE} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (7)$$

где $r_b = 2 \times 10^{-4} \text{ м/с}$ и $C_d = 3 \times 10^{-3}$ – коэффициенты линейного и квадратичного придонного трения, \overline{KE} – средняя кинетическая энергия в каждой придонной расчетной точке. Слагаемое G_u^{v-diss} ($v-diss$ – вертикальная диссипация) присутствует только в уравнении сохранения моментов для горизонтальной составляющей скорости $u(x, z, t)$. Необходимо отметить, что значения коэффициентов турбулентной вязкости (A_h и A_v соответственно) и придонного трения (r_b и C_d) оказывают

большое влияние на величину поля скорости в уединенной волне. Потому величины этих параметров подбирались так, чтобы была хорошая согласованность лабораторных и численных результатов.

Для вычисления значения переменных системы уравнений (1) на следующем шаге по времени в программном комплексе используется метод давления [10] (проеекционный метод). Для задания вертикальной сетки применяется z^* -координата $z^* = h(x)(z - \eta)/(h(x) + \eta)$, повторяющая возмущение свободной поверхности, затухающее с уменьшением расстояния до донной поверхности. Пространственная дискретизация уравнений (1) осуществляется методом конечных объемов. Подробнее о численной модели можно прочитать в работах [4, 17, 18].

Отклонение плотности от среднего значения в модельной области задавалось следующим образом:

$$\rho_a(x, z) = \frac{\Delta\rho}{2} \begin{cases} \text{th} \left(\left[z - z_m - \frac{\Delta z_p}{2} \text{th} \left(\frac{x - L_G}{m} \right) \right] / \Delta p \right), \\ \forall x, z \notin (-h_2^* + 2\Delta p, -h_2 - 2\Delta p); \\ -\text{th} \left(\frac{x - L_G}{\Delta g} \right), \\ \forall x, z \notin (-h_2^* + 2\Delta p, -h_2 - 2\Delta p), \end{cases} \quad (8)$$

где первая строчка задает вертикальный профиль плотности слева и справа от ворот, а вторая – горизонтальный профиль на месте извлеченных ворот; $m \sim 10^{-6} \text{ м}$ – малая величина, $h_2^* = h_{2V} + h_2$. Как видно из формулы (8), на месте перегородки G задавался размытый перепад с характерной шириной Δg , соответствующий небольшому перемешиванию жидкостей в результате извлечения негладких ворот. При этом скачок на свободной поверхности в начальный момент времени задавался в виде ступенчатой функции

$$\zeta(x) = \begin{cases} H_l - H_r, & x \leq L_g; \\ 0, & x > L_g. \end{cases} \quad (9)$$

Таким образом, начальные условия в численной модели полностью соответствовали схеме, изображенной на рис. 1. Исключение составляют ворота G , вместо которых задавался профиль вида (8). Поле скорости инициализируется нулевыми значениями.

Результаты лабораторных измерений и численных расчетов далее приведены в безразмерном виде: $\tilde{x} = x/L_x$, $\tilde{z} = z/h_2$ – горизонтальная и вертикальная координаты, $\tilde{t} = tc_0/h_2$ – время, $\tilde{\zeta} = \zeta/h_2$ – смещение свободной поверхности, $\tilde{\eta} = \eta/h_2$ – вертикальное смещение пикноклина, $\tilde{u} = u/c_0$ – горизонтальная составляющая скоро-

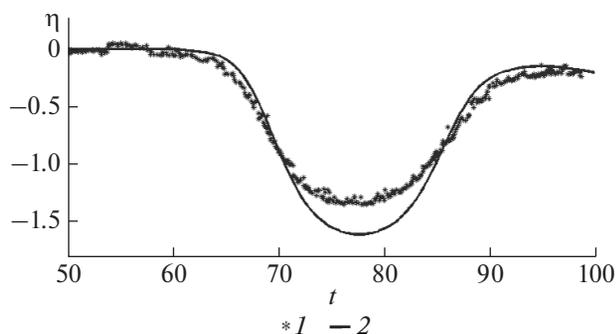


Рис. 2. Форма уединенной волны: 1 – в лабораторном эксперименте; 2 – рассчитанная в MITgcm.

сти, $\tilde{w} = w/c_0$ – вертикальная составляющая скорости, $c_0 = 0.0974$ м/с – характерная скорость распространения внутренних волн (эта величина рассчитана из линейной теории длинных волн для данной стратификации), $\tilde{\omega} = \omega/L_x$ – ширина солитона на уровне половины от максимального значения, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_{\text{ref}}$ – плотность, нормированная на ее среднее значение $\rho_{\text{ref}} = (\rho_2 + \rho_1)/2$.

Размер пространственной сетки был следующим: $\Delta x = 0.0064$ м, $\Delta z = 0.0013$ м. Шаг по времени выбирался так, чтобы коэффициенты Куранта-Фридрихса-Леви для горизонтальной и вертикальной составляющих скоростей $c_u = |u|\Delta t/\Delta x$, $c_w = |w|\Delta t/\Delta z$ не превышали значений 0.05 в течение всех расчетов ($\Delta t = 0.0125$ с).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

После короткого переходного периода ($t \approx 30$, здесь и далее тильда опускается) в численном лотке рождалась уединенная волна отрицательной полярности. В точке $x = 0.66$ ее профиль уже вполне сформирован (рис. 2). В численном расче-

те амплитуда солитона на 14–15% превышает лабораторное значение, однако ее длительность очень хорошо согласуется с лабораторным экспериментом.

Траектории движения уединенной внутренней волны в пикноклине (η) и возмущения свободной поверхности (ζ) показаны на рис. 3 в виде $x-t$ диаграмм соответствующих смещений. Как видно из рисунка, внутренняя волна движется с постоянной скоростью к правой границе численного лотка, а затем отражается от нее. На рис. 3б также видны слабые полосы, соответствующие дисперсионному пакету, движущемуся за уединенной волной и растягивающемуся со временем. Отметим, что так как полярность уединенной внутренней волны отрицательна в пикноклине, то на свободной поверхности она проявляется в виде волны возвышения (ее амплитуда – примерно 1% от амплитуды волны в пикноклине), как это и следует из линейной и слабонелинейной теорий [3].

На поверхности, кроме “следа” внутренней волны (темная широкая линия на рис. 3б), также видна быстро распространяющаяся поверхностная волна, которая только за время зарождения внутреннего солитона успевает добежать до правой границы лотка и обратно (тонкая линия на рис. 3а). Отметим, что в описании лабораторного эксперимента [6] не упоминаются поверхностные эффекты, но, наиболее вероятно, они присутствовали в лотке. Поскольку амплитуда поверхностного возмущения очень мала, то оно практически не оказывает влияния на динамику внутреннего солитона.

На рис. 4а изображено поле плотности в момент времени $t = 75.6$, а также вертикальный профиль плотности до и после прохождения уединенной волны (рис. 4б). Отметим изменение вертикального профиля плотности после прохождения

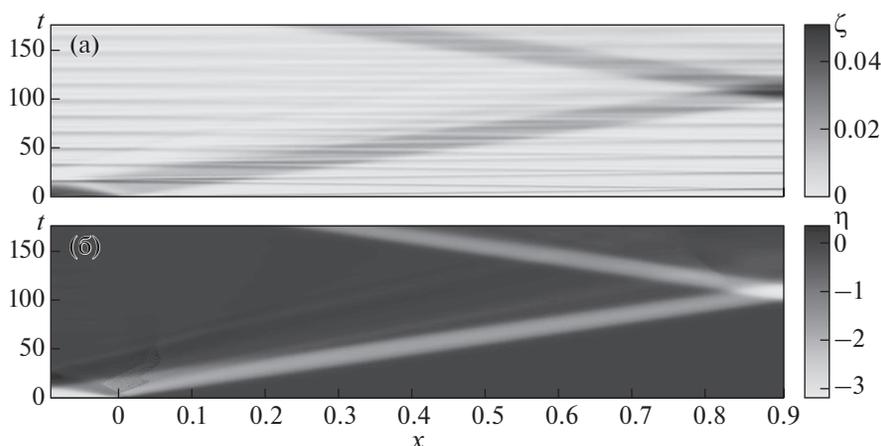


Рис. 3. $x-t$ диаграмма смещения свободной поверхности (а) и пикноклина (б).

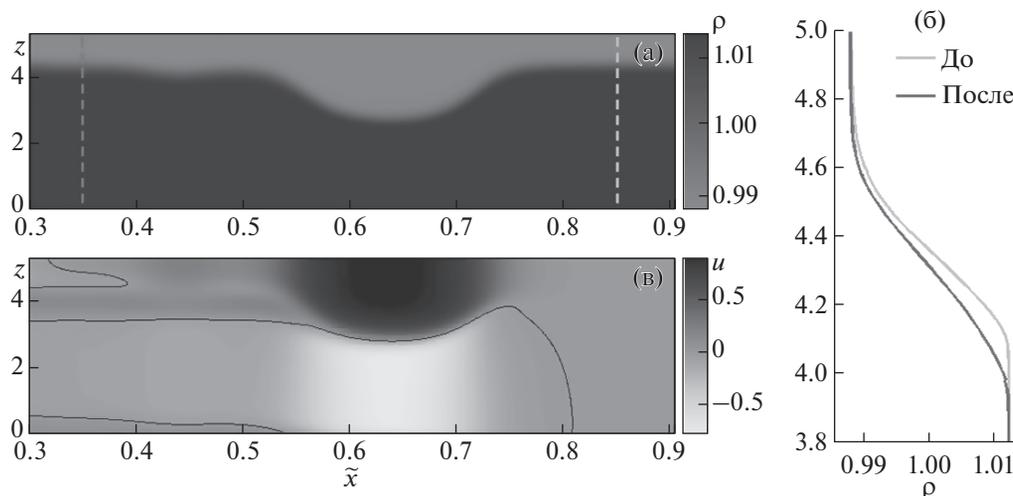


Рис. 4. Возмущение поля плотности (а), вертикальный профиль плотности до и после прохождения солитона (б) (до – правая пунктирная линия на рисунке (а), после – левая пунктирная линия), поле горизонтальной скорости (в) в момент времени $t = 75.6$.

внутренней волны (на рис. 4а пунктирными линиями отмечены точки, где измерялся соответствующий профиль). Как известно в рамках линейной теории, после прохождения уединенной волны стратификация должна вернуться в начальное состояние, поэтому наблюдаемое изменение связано либо с диспергирующим пакетом, либо с нелинейными эффектами. Здесь же показано поле горизонтальной скорости при прохождении внутренней волны (рис. 4в). Как и следовало ожидать, под впадиной внутренней волны скорость течения отрицательна, а над ней положительна.

Черными кривыми на рис. 4в обозначены изолинии нулевой скорости. Особо необходимо отметить наличие изолинии нулевой скорости в придонном слое за уединенной волной, под которой горизонтальная скорость принимает положительный знак. В этом слое, называемом “реверсивный поток”, частицы жидкости двигаются в том же направлении, что и солитон. Подробный анализ этого эффекта будет приведен далее.

Как и в лабораторном лотке, в численных моделях генерируемая уединенная волна не является симметричной относительно центра ложбины. Ее задний фронт незначительно завален относительно уровня невозмущенного пикноклина (рис. 2 и рис. 4), что свидетельствует об образовании слабого дисперсионного цуга за головной волной вследствие незавершенности процесса формирования солитона.

Сравнительные графики придонных вертикальной и горизонтальной скоростей приведены на рис. 5. Поле горизонтальной скорости (рис. 5а) хорошо описывается численной моделью MITgcm. Здесь следует выделить реверсивный поток, о котором уже говорилось выше (область положи-

тельно направленной горизонтальной скорости за солитоном), образующийся в придонном слое и следующий непосредственно за основным полем скорости течений солитоноподобной волны (рис. 5а). Как было отмечено в работе [21], этот поток, возможно, возникает при балансе сил придонного трения и давления, приводящем к отделению придонного слоя. Что касается вертикальных скоростей, то здесь можно говорить о хорошем согласии результатов численного моделирования и лабораторных измерений. Обратим внимание, что вертикальная скорость растет с удалением от дна, что и естественно в придонном слое, когда на донной поверхности задается условие непротекания.

В целом можно выделить четыре состояния придонного слоя: 1 – невозмущенное состояние, 2 – прохождение солитона, 3 – реверсивный поток (движение жидких частиц направлено в противоположную сторону по сравнению с состоянием 2), 4 – релаксация. Эти состояния отмечены цифрами на рис. 5а и характеризуются непосредственно величиной и знаком поля скорости над выбранной точкой донной поверхности.

Следует отметить, что как в лабораторном, так и в численном эксперименте MITgcm реверсивный поток сглаживает горизонтальный поток жидкости в хвосте солитона так, что несимметричность, заметная на уровне $z = 0.6$, уже практически не видна в точке $z = 0.1$. На основе данных численных расчетов мы определили толщину реверсивного потока в придонном слое, которая вычислялась как расстояние от донной поверхности до придонной изолинии нулевой горизонтальной скорости (рис. 4в). Эволюция толщины реверсивного потока, измеренной в лабораторном эксперименте и наблюдаемой в численной

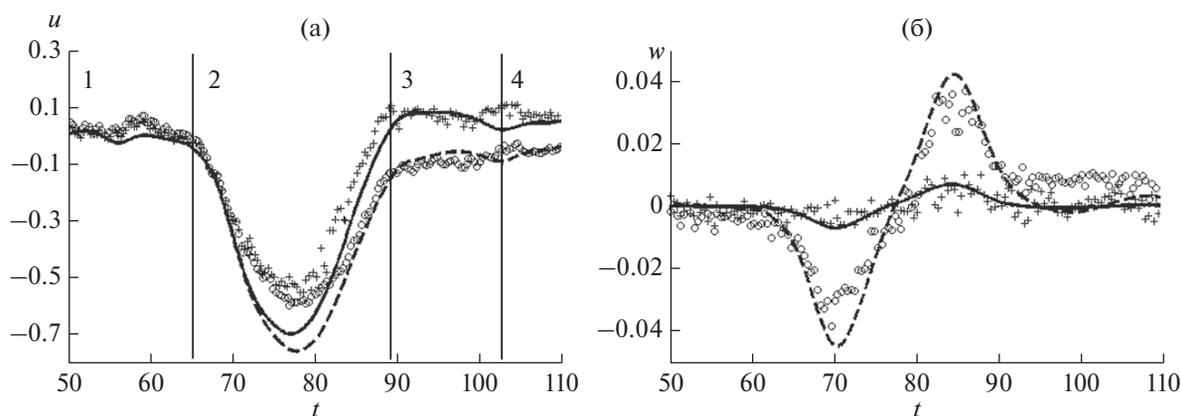


Рис. 5. Горизонтальная (а) и вертикальная (б) придонные скорости в точке $x = 0.66$, измеренные в лабораторном эксперименте (символы) и в численной модели (линии) на глубинах $z = 0.1$ (символ “+” и сплошная кривая) и $z = 0.6$ (символ “o” и пунктирная кривая).

модели MITgcm в точке $x = 0.66$, продемонстрирована на рис. 6. Как видно, ход обеих кривых примерно одинаков, однако есть небольшое запаздывание в численной модели. Если сопоставить кривые толщины реверсивного потока, исключив временную задержку, то максимальная разница глубин в численном и лабораторном экспериментах не будет превышать 30%. Различия в кривых могут быть связаны с неточностями лабораторных измерений, а также с тем, что амплитуда численного солитона превышает амплитуду лабораторной уединенной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы мы провели анализ особенностей течений, индуцированных сильно нелинейной уединенной внутренней волной в вязкой двухслойной жидкости. Солитоноподобное возмущение в численной модели MITgcm генерировалось методом гравитационного коллап-

са в двухмерном лотке. Начальные условия задавались на основе лабораторного эксперимента [6]. В численной модели амплитуда полученного возмущения на 14–15% превышала лабораторное значение, а длительность солитоноподобной волны очень хорошо согласовалась с лабораторным экспериментом. Модель MITgcm хорошо описывает горизонтальное течение в придонном слое, особенно в хвостовой части солитона, где генерируется реверсивный поток (область положительно направленной горизонтальной скорости за солитоном). Тем не менее, момент появления реверсивности в модели MITgcm происходит с небольшой задержкой, а его толщина максимум на 30% процентов превышает лабораторные измерения.

Отметим в заключение, что критическое влияние на результат имеют величины параметров вязкости и придонного трения. Чтобы добиться лучшего согласия лабораторного и численного экспериментов, необходимо варьировать их соответствующим образом. Данный процесс занимает значительное количество времени и с практической точки зрения малоэффективен. Поэтому необходим прямой метод измерения этих величин непосредственно в эксперименте.

Сделаем еще замечания по поводу использования уравнений Навье-Стокса с турбулентной вязкостью для описания структуры солитона внутренних волн. По вертикали происходят сильные изменения характеристик среды. Толщина пикноклина очень мала, и горизонтальная скорость течения в солитоне изменяется практически скачком в пикноклине, обеспечивая условия для развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и турбулизации течения. Эти процессы наблюдаются практически сразу после формирования солитона в эксперименте и численных расчетах. В частности, они наблюдаются при трансформации внутренней волны на уступе [20]. Турбулент-

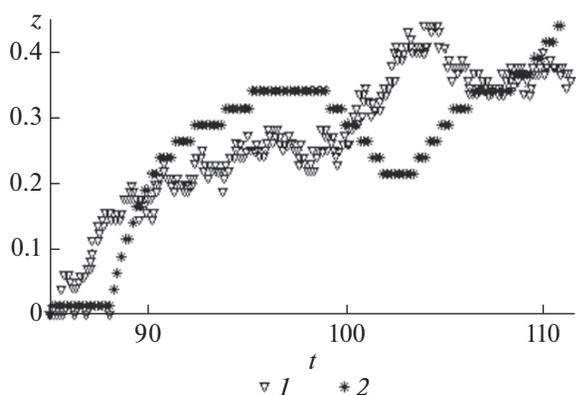


Рис. 6. Толщина реверсивного потока в точке $x = 0.66$: 1 – в лабораторном эксперименте; 2 – в численной модели.

ные процессы в пикноклине и придонном слое оказывают влияние на транспорт частиц. В то же время, процессы пространственной эволюции солитона и его затухания происходят на очень больших расстояниях (многих длин волн), поэтому для вычисления декремента затухания можно использовать теорию слабовязкой жидкости, в частности, уравнение Гарднера с добавочным членом [11] в соответствии с общепринятым мнением, что вязкость является слабым фактором в процессе эволюции нелинейного поля внутренних волн.

Представленные результаты получены в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (Задание № 2014/133 (“организация проведения научных исследований”) и Задание № 5.30.2014/К) и при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-6637.2016.5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Коняев К.В., Сабинин К.Д.* Волны внутри океана. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 271 с.
2. *Морозов Е.Г.* Океанские внутренние волны. М.: Наука, 1985. 151 с.
3. *Пелиновский Е.Н.* Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982. 252 с.
4. *Adcroft A.J., Campin J., Dutkiewicz S. et al.* MITgcm User Manual. Boston: MIT Department of EAPS, 2011. 464 p.
5. *Apel J.R., Ostrovsky L.A., Stepanyants Y.A. et al.* Internal solitons in the ocean and their effect on underwater sound // *J. Acoust. Soc. Am.* 2007. V. 121. № 2. P. 695–722.
6. *Carr M., Davies P.A.* The motion of an internal solitary wave of depression over a fixed bottom boundary in a shallow, two-layer fluid // *Phys. Fluids.* 2006. V. 18. № 1. P. 1–10.
7. *Carr M., Davies P.A., Shivaram P.* Experimental evidence of internal solitary wave-induced global instability in shallow water benthic boundary layers // *Phys. Fluids.* 2008. V. 20. № 6. P. 1–12.
8. *Chen C.-Y., Hsu J.R.-C., Chen C.-W. et al.* Generation of internal solitary wave by gravity collapse // *J. Mar. Sci. Technol.* 2007. V. 15. № 1. P. 1–7.
9. *Cheng M.-H., Hsu J.R.-C., Chen C.-Y. et al.* Modelling the propagation of an internal solitary wave across double ridges and a shelf-slope // *Environ. Fluid Mech.* 2009. V. 9. № 3. P. 321–340.
10. *Chorin A.J.* Numerical solution of the Navier-Stokes equations // *Math. Comput.* 1968. V. 22. № 104. P. 745–762.
11. *Grimshaw R., Pelinovsky T., Talipova T.* Damping of large-amplitude solitary waves // *Wave Motion.* 2003. V. 37. № 4. P. 351–364.
12. *Grimshaw R., Pelinovsky E.N., Talipova T.G. et al.* Simulation of the transformation of internal solitary waves on oceanic shelves // *J. Phys. Oceanogr.* 2004. V. 34. № 12. P. 2774–2791.
13. *Grimshaw R., Pelinovsky E.N., Talipova T.G. et al.* Internal solitary waves: propagation, deformation and disintegration // *Nonlinear Process. Geophys.* 2010. V. 17. № 6. P. 633–649.
14. *Grue J.* Generation, propagation, and breaking of internal solitary waves // *Chaos.* 2005. V. 15. № 3. P. 1–14.
15. *Jackson C.R.* An Atlas of Internal Solitary-like Waves and their Properties. Maryland, USA. 2004.
16. *Kurkina O.E., Talipova T.G.* Huge internal waves in the vicinity of the Spitsbergen Island (Barents Sea) // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2011. V. 11. № 3. P. 981–986.
17. *Marshall J.S., Adcroft A.J., Hill C. et al.* A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. № C3. P. 5753–5766.
18. *Marshall J.S., Hill C., Perelman L. et al.* Hydrostatic, quasi-hydrostatic, and nonhydrostatic ocean modeling // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. № C3. P. 5733–5752.
19. *Ostrovsky L.A., Stepanyants Y.A.* Do internal solitons exist in the ocean? // *Rev. Geophys.* 1989. V. 27. № 3. P. 293–310.
20. *Talipova T., Terletska K., Maderich V. et al.* Internal solitary wave transformation over the bottom step: loss of energy // *Phys. Fluids.* 2013. V. 25. P. 032110.
21. *Thiem Ø., Carr M., Berntsen J. et al.* Numerical simulation of internal solitary wave-induced reverse flow and associated vortices in a shallow, two-layer fluid benthic boundary layer // *Ocean Dyn.* 2011. V. 61. № 6. P. 857–872.
22. *Vlasenko V., Stashchuk N., Hutter K.* Baroclinic Tides: Theoretical Modeling and Observational Evidence. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 351 p.
23. *Warn-Varnas A., Hawkins J., Lamb K.G. et al.* Solitary wave generation dynamics at Luzon Strait // *Ocean Model.* 2010. V. 31. № 1–2. P. 9–27.

Structure of the Flow in the Soliton of Internal Wave

O. E. Kurkina, A. A. Kurkin, E. N. Pelinovsky, S. V. Semin, T. G. Talipova, E. N. Churaev

The characteristics of highly nonlinear solitary internal waves (solitons), calculated in the framework of the nonlinear numerical model of the Massachusetts Institute of Technology (MITgcm). Verification and adaptation model based on data from a laboratory experiment [6]. Field of vertical and horizontal flow velocity in the wave is calculated. The occurrence of reversing flow in the bottom layer directly behind the soliton is noted.