

УДК 551.466.8

© Т. Г. Талипова^{1,2}, О. Е. Куркина², А. А. Наумов², А. А. Куркин²

¹Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород

²Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева
tgatalipova@mail.ru

Моделирование эволюции внутреннего бора в Печорском море

Выполнены численные расчеты эволюции поля внутренних волн в Печорском море, где ранее проводились измерения внутреннего бора. В рамках численной модели, основанной на обобщенном уравнении Гарднера, зарегистрированная в 1998 г. форма внутреннего бора использована в качестве граничного условия, что позволило дать возможный прогноз ее эволюции. Исследовано влияние изменчивости гидрологии и влияния диссипации в придонном пограничном слое и горизонтальной диффузии на прогнозируемые характеристики внутренних волн. Показано, что хотя характеристики внутренних волн чувствительны к этим факторам, тем не менее, резкий перепад в глубине залегания термоклина (бор) сохраняется на одном—двух километрах от места регистрации, а затем он трансформируется в солибор (ударная волна с ондуляциями). В рамках модели Гарднера исследован также собственно процесс возникновения бора из цуга внутренних волн в результате дисперсионного фокусирования.

Ключевые слова: внутренние волны, солибор, обобщенное уравнение Гарднера, диссипация.

T. G. Talipova^{1,2}, O. E. Kurkina², A. A. Naumov², A. A. Kurkin²

¹Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russia

²Nizhny Novgorod State Technical University, Russia
tgatalipova@mail.ru

Modelling of the Evolution of the Internal Bore in the Pechora Sea

The numerical modeling of dynamics of the internal bore is done for the area in the Pechora Sea where the internal bore had been observed. The bore record obtained in 1998 is used as initial condition for numerical model based on the Gardner equation and analysis of bore evolution is done. The influences of hydrology variations and wave dissipation in the bottom boundary layer as well as the horizontal diffusion on the forecasted wave shape have been studied. It is shown that although internal wave characteristics are responsive to these factors nevertheless the abrupt overfall of isotherms in the thermocline (internal bore) is saved in one-two kilometers from the point of observation, and after that it is transformed into solibore (shock wave with ondulations). The process of internal bore generation from the train of nonlinear internal waves is studied as the result of the dispersive focusing.

Key words: internal wave, solibore, variable-coefficient Gardner equation, dissipation.

Внутренний бор, содержащий ондуляции, в современной литературе принято называть **солибором**. Он генерируется бароклинным приливом и наблюдается во многих районах Мирового океана, как в поверхностных, так и внутренних волнах, особенно на мелкой воде. Это явление присуще как низким и умеренным широтам [1—7, 13], так и высоким широтам, несмотря на то, что основной внутренний полусуточный прилив не распространяется в закритических широтах [8—10]. Нелинейная модель генерации внутреннего бора баротропным приливом в закритических широтах для Баренцева моря в районе о. Шпицберген приведена в работах [8, 10].

Явление внутреннего бора наблюдается на шельфах на глубинах 60—200 м [1—7]. Питер Холловэй (P. Holloway) публиковал много примеров записей солиборов, один из таких примеров приведен в [1], когда солибор проходил через три точки регистрации, расположенных на северо-западном шельфе Австралии на глубинах от 109 м до 78 м. Численное моделирование одной из серий

таких наблюдений и её подробное обсуждение содержится в книге [11]. Наблюдения трансформации внутреннего бора вдоль Малин шельфа представлены в работе [5], а численное моделирование этой трансформации в [12]. Слежение за этим бором осуществлялось на расстоянии немного более 6 км в течение 8 ч. Бор распространялся на глубине ~150 м к берегу, трансформируясь по мере распространения в пакет солитонообразных волн с амплитудой около 30 м. Солитоноподобные волны на фронте этого бора появились во второй точке регистрации, расположенной на расстоянии 2 км от первой по направлению к берегу. Более длинный путь солибора в 26 км на шельфе Португалии исследован в статье [13] и промоделирован в работе [14].

Также в литературе отмечены наблюдения интенсивных внутренних солиборов и на глубинах, меньших 20 м. Как правило, генерация внутренних волн на таких глубинах связана с течениями, в частности со стоком в море распресненных речных вод [15—17]. Один из таких случаев описан в работе [15], когда внутренний бор генерируется выносом распресненных вод в фазе отлива из залива Апалачикола в северную часть Мексиканского залива на глубине 3 м при полной глубине всего 6 м. Скорость распространения фронта составляла 0.3 м/с, соленость на фронте изменялась от 32 до 18 промилле, температурный скачок достигал +2 °С. Подобная ситуация отмечалась и в других речных эстуариях [16]. Трансформация внутреннего бора, возникшего в эстуарии реки Амазонки, по мере его распространения наблюдалась на Амазонском полигоне в течение 6 сут [4]. Пакет нелинейных внутренних волн, на которые распался бор, сначала усиливался по мере распространения в глубоководную часть океана, а затем затух.

Исследование распространения внутренних боров на арктических шельфах, безусловно, затруднено из-за экстремальных климатических условий, однако имеющиеся данные по гидрологии в районах эстуариев больших сибирских рек позволяют предполагать значительное влияние нелинейности на трансформацию внутренних волн, а значит и возникновение там внутренних боров. В настоящее время известен, по-видимому, только один случай наблюдения внутреннего бора в Северном Ледовитом океане, а именно в мелководном Печорском море, в области устья р. Печоры [9]. Этот случай будет промоделирован в настоящей работе. Далее описаны наблюдения внутреннего бора в Печорском море, дана модель, по которой рассчитывается динамика солибора, кинематические характеристики внутренних волн в этом районе, а также результаты моделирования внутреннего бора.

Наблюдения внутреннего бора в Печорском море. Внутренний бор был зарегистрирован на шельфе Баренцева моря в так называемом Печорском море (область от Печорской губы до о. Вайгач). Море в этом районе достаточно мелководное, глубина составляет 15—25 м. Измерения внутренних волн проводились во время 13-го рейса НИС «Академик Сергей Вавилов» в августе 1998 г. с заякоренного судна при помощи измерителя вертикальных смещений термоклина. Результаты измерений и их интерпретация в рамках двухслойной модели представлены в [9]. На рис. 1 показан фрагмент записи внутренних волн в южной мелководной части Печорского моря (глубина 25—15 м) в районе 69°10' северной широты, 58°30' восточной долготы. Запись волны произведена на горизонте 5.46 м от поверхности (10.54 м от дна) при общей глубине 16 м.

К сожалению, в работе [9] не приведен профиль частоты плавучести в самом районе измерений волны. В настоящей работе для расчетов кинематических характеристик будут использованы данные о средней гидрологии, приведенные в атласе [18]. Ближайшими к району измерений в атласе являются две точки с координатами:

№	X, км	Y, км	H, м
3445	1950	-1200	25
3493	1950	-1200	15

Для этих точек известны температура и соленость на 5—6 горизонтах. По этим данным по известным формулам [19] оценивается частота Брента—Вяйсяля $N(z)$ (рис. 2):

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho(z)} \frac{d\rho(z)}{dz}. \quad (1)$$

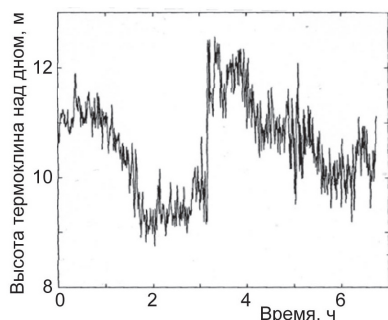


Рис. 1. Запись внутреннего солибора в Печорском море [10].

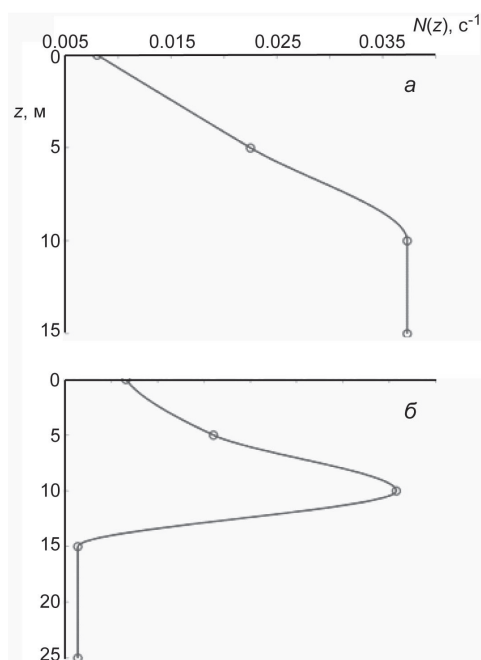


Рис. 2. Профили частоты Брента—Вяйсяля в Печорском море в районе измерений. а — точка № 3493; б — точка № 3445.

Следует отметить, что данные атласа [19] являются усредненными как по сезону, так и по пространству в пределах сетки, которая составляет $50 \times 50 \text{ км}^2$. Поэтому задача расчета трансформации внутреннего бора, приведенного в [9], ставится как модельная по весьма усредненным характеристикам.

Теоретическая модель трансформации внутренних волн во вращающемся океане. Для описания распространения внутренних волн в горизонтально-неоднородном вращающемся океане используется теоретическая и численная модель, основанная на уравнении Гарднера с учетом вращения Земли. Теоретическая модель разработана и описана в работах [20—24]. Соответствующая численная модель описана в [20, 24]. Модель верифицировалась на внутренних волнах, наблюдаемых на шельфах Австралии и Европы [12—14, 24], а также была применена для исследования трансформации солитонов внутренних волн на шельфе Карского моря и на шельфе моря Лаптевых [22]. Приведем кратко основные положения модели.

Модель основана на эволюционном уравнении Гарднера для неоднородной среды с вращением [20, 21]:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \left(\frac{\alpha Q}{c^2} \zeta + \frac{\alpha_1 Q^2}{c^2} \zeta \right)^2 \frac{\partial \zeta}{\partial s} + \frac{\beta}{c^4} \frac{\partial^3 \zeta}{\partial s^3} = \frac{f^2}{2c} \int \zeta ds, \quad (2)$$

где c — фазовая скорость длинной линейной волны; α — коэффициент квадратичной нелинейности; α_1 — коэффициент кубической нелинейности; β — параметр дисперсии (эти постоянные зависят от гидрологических параметров и топографии океана); f — параметр Кориолиса, связанный с периодом вращения Земли $T_e = 24 \text{ ч}$ и географической широтой φ : $f = (4\pi/T_e) \sin \varphi$; Q — коэффициент усиления линейной волны; $\zeta(x, s) = \eta(x, s)/Q(x)$ — нормированное на коэффициент усиления смещение частиц η на горизонте максимума моды $s = \int dx/c(x) - t$ — время в сопровождающей системе координат.

Для определения вертикальной структуры внутренней волны и расчета параметров ее распространения (скорости распространения и коэффициентов нелинейности и дисперсии) решается краевая задача, которая в отсутствие поля течений имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 \Phi(z)}{dz^2} + \frac{N^2(z)}{c^2} \Phi(z) = 0, \quad (3)$$

где $\Phi(z)$ — модальная функция внутренних волн; $N(z) = \sqrt{\frac{g \rho(x)}{\rho dz}}$ — частота Брента—Вяйсяля; g — гравитационное ускорение; $\rho(z)$ — вертикальный профиль плотности морской воды, определяемый по данным гидрологических измерений; $\bar{\rho}$ — средняя плотность морской воды.

Физически удобно положить $\max \Phi(z) = 1$ (обозначим этот горизонт $z_{\max}$, который в общем случае меняется с расстоянием). В этом случае функция $\eta(x, t)$, удовлетворяющая уравнению (1), имеет смысл смещения изопикны в точке максимума функции моды, а смещения изопикны на других горизонтах описываются выражением

$$\zeta(z, x, t) = \eta(x, t) \Phi(z) + \eta^2(x, t) F(z). \quad (4)$$

Здесь $F(z)$ — первая нелинейная поправка к вертикальной структуре волны, определяемая решением неоднородной краевой задачи:

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + \frac{N^2}{c^2} F = -\alpha c \frac{d^2 \Phi}{dz^2} + \frac{3}{2} c \frac{d}{dz} \left(\frac{d\Phi}{dz} \right)^2, \quad (5)$$

$$F(0) = F(H) = 0, F(z_{\max}) = 0.$$

Коэффициенты дисперсии и нелинейности выражаются через вертикальную структуру моды следующим образом:

$$\alpha = \frac{3}{2I} \int_0^H c^2 (d\Phi / dz)^3 dz, \quad (6)$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{2I} \int_0^H dz \left\{ 3c^2 \left[3(dF / dz) - 2(d\Phi / dz)^2 \right] (d\Phi / dz)^2 + \right. \\ \left. + \alpha c \left[5(d\Phi / dz)^2 - 4(dF / dz) \right] (d\Phi / dz) - \alpha^2 (d\Phi / dz)^2 \right\}, \quad (7)$$

$$\beta = \frac{1}{2I} \int_0^H c^2 \Phi^2 dz, \quad (8)$$

где $I = \int_0^H c (d\Phi / dz) dz$; H — полная глубина бассейна.

Коэффициент линейного усиления волны Q определяется формулой:

$$Q = \sqrt{\frac{c_0^3 \int (d\Phi_0 / dz)^2 dz}{c^3 \int (d\Phi / dz)^2 dz}}, \quad (9)$$

где индекс «0» соответствует значению в фиксированной точке x_0 .

Отметим, что коэффициенты нелинейности α и α_1 могут принимать как положительные, так и отрицательные значения или равняться нулю, а коэффициент дисперсии β всегда положителен.

Поскольку из данных наблюдений известно, что 95 % энергии внутренней волны приходится на первую моду, мы ограничимся рассмотрением структуры только первой моды Φ и соответствующих скоростей c .

Расчет коэффициентов модели. Кинематическими характеристиками внутренней волны являются коэффициенты уравнения (1). Коэффициенты модели зависят опосредованно от стратификации (профиля частоты Брента—Вяйсяля) и от глубины океана. Как видно из рис. 2, стратификация для Печорского моря дается по 4—5 точкам, что предполагает достаточно грубые оценки параметров модели. Поэтому нами для моделирования выбраны два варианта.

1) Глубина моря по пути распространения волны принимается постоянной и равной 15 м, кинематические характеристики модели рассчитываются, исходя из стратификации, показанной на рис. 2, а, которая также предполагается одинаковой по мере распространения волны. Рассчитанные параметры модели для этого случая приведены в таблице.

Поскольку коэффициент квадратичной нелинейности положительный, а кубической нелинейности — отрицательный, то образующиеся солитоны будут иметь положительную полярность. Амплитуда предельного солитона для этого случая почти достигает толщины верхнего слоя, т. е. 10 м. Слишком малое значение коэффициента дисперсии и значительные величины нелинейных коэффициентов должны приводить к образованию за кинком солитонов малой длительности.

2) Глубина моря выбирается постоянной и равной 25 м, стратификация морской воды также постоянна по мере распространения волны и соответствует стратификации, приведенной на рис. 2, б. Рассчитанные параметры модели для этого случая приведены в таблице. Здесь коэффициент квадратичной нелинейности отрицательный, поэтому солитоны будут иметь отрицательную полярность, их амплитуда не должна превышать амплитуду предельного солитона, равную 3.9 м.

Коэффициенты нелинейности в этих случаях различаются по знаку, а их абсолютные значения различаются на 30 %. Понятно, что развивающиеся на фоне бора солиборы будут принципиально разными по знаку, но интересно рассмотреть влияние именно этого различия на «длину жизни» бора, до его преобразования в солибор.

Рассчитанные параметры модели

Коэффициенты	Ст. 3493 (69.436 °с.ш., 56.659 °в.д.)	Ст. 3445 (69.684 °с.ш., 57.724 °в.д.)
c , м/с	0.1510	0.2203
β , м ³ /с	1.6295	6.2806
α , с ⁻¹	0.01818	-0.0135
α_1 , (м·с) ⁻¹	-0.00183	-0.00347
Q	1	1

Запись внутренней волны, приведенная на рис. 3, оцифрована с интервалом в 18 с. Низкочастотные приливные колебания были отфильтрованы. Запись дополняется нулевыми значениями в точках 0 и 7 ч. Поскольку численная модель решается для периодических граничных условий по времени, то, чтобы избежать влияния границ, временной интервал записи был расширен до 13.5 ч, этого оказалось достаточно. Входной сигнал численной модели пересчитан из записи на горизонте 10.54 м от дна на горизонт пикноклина — 5 м от дна

$$\eta = \frac{\xi}{\Phi(z_0)}, \quad (10)$$

где η — вертикальное смещение от горизонта максимума модовой функции; $z_0 = 10.54$ м; $\Phi(z_0) = 0.653$. Запись внутренней волны является сильно зашумленной, поэтому было произведено сглаживание сигнала с помощью алгоритма, разработанного в работе [25]. После процедуры сглаживания колебания максимальной изопикны (входной сигнал) приняли вид, показанный на рис. 3.

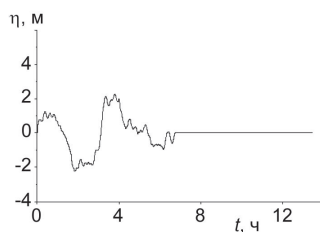


Рис. 3. Форма входного сигнала после сглаживания, точка 0 км.

Результаты моделирования. Расчет эволюции внутренних волн проводился нами с целью оценки времени жизни определенных форм волнового движения, в частности, внутреннего бора (не содержащего ондуляции) и солибора (с ондуляциями). Исходная волна использовалась как для расчетов в сторону «положительных» значений пути волны для оценки ее «будущего», так и в сторону «отрицательных» значений пути волны для оценки ее «прошлого» состояния. Влияние стратификации на динамику внутреннего бора оценивается по двум вариантам. На мелководье роль диссипации энергии внутренних волн становится важной, этот фактор также учитывался в численной модели.

Широта для обоих вариантов бралась равной 69.1° с.ш.

Вариант 1. Коэффициенты модели приведены в таблице. Как упоминалось выше, влияние в этом случае кубической нелинейности на рассматриваемый бор незначительно, поскольку амплитуда бора в несколько раз меньше амплитуды предельного солитона. Поэтому можно ожидать, что трансформация внутреннего бора пойдет практически по сценарию, обычному для уравнения Кортевега—де Вриза [20]. Как видно из рис. 4, именно этот сценарий и реализуется при распространении волны в прямом и обратном направлениях. Волна «движется» по оси времени справа налево. Начальная форма бора сохраняется не более чем на расстоянии 0.7 км (почти 78 минут), после чего на расстоянии последующих 1.3 км он превращается в хорошо развитый солибор, содержащий группу узких солитонов, длительность которых составляет не более 8 мин. Расстояние, которое проходит бор от стадии образования до рассыпания на солитоны составляет для этого случая примерно 3 км, это расстояние волна проходит за 5 ч 35 мин.

Обратимость уравнения (1) по координате и времени позволяет рассчитать предыдущие стадии бора, которые представлены на том же рисунке на различных расстояниях от точки измерения. Бор возникает из двух трансформирующихся пакетов солитонообразных нелинейных волн - солиборов около точки -1 км или за 1 ч 45 мин до точки регистрации.

Вариант 2. Этот вариант рассматривается, чтобы исследовать влияние глубины на время жизни внутреннего бора. Здесь в первую очередь следует обратить внимание на то, что коэффициент

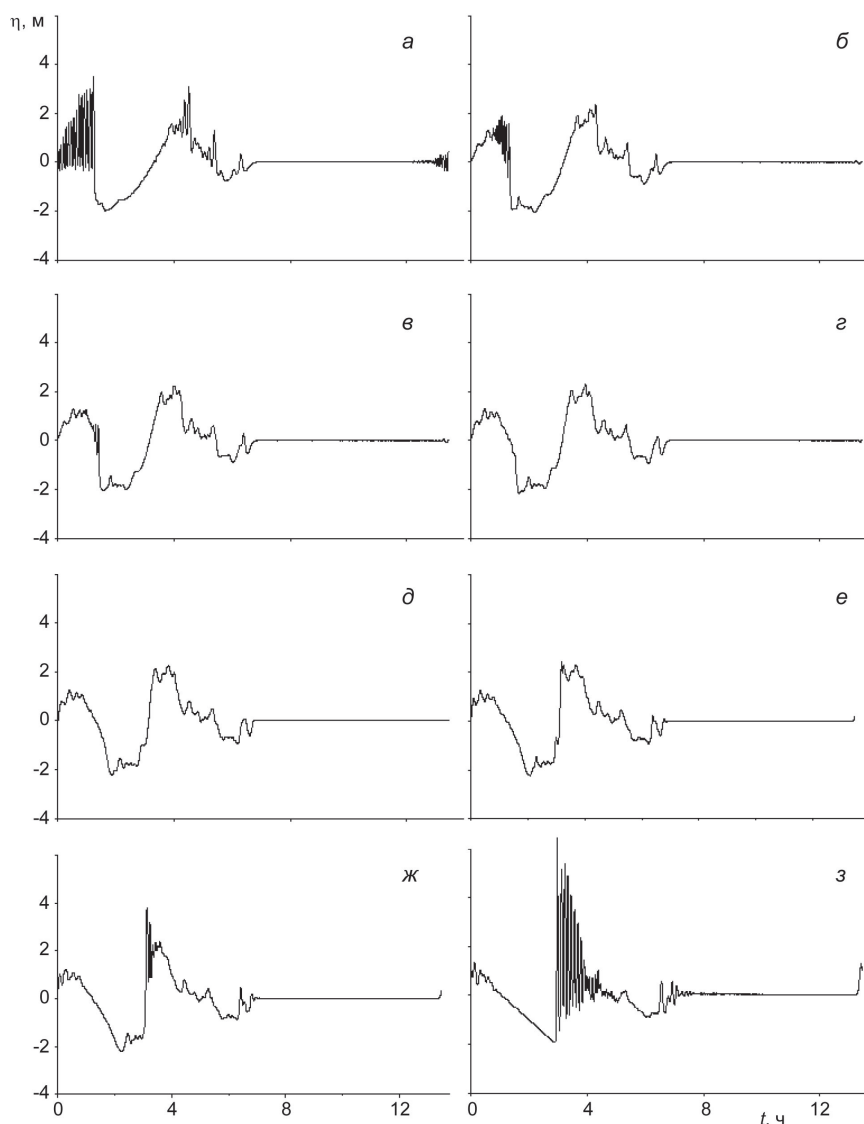


Рис. 4. Трансформация бора от точки -1 км до точки $+0.67$ км.
 а — точка -2 км; б — -1.0 км; в — -0.67 км; г — -0.33 км; д — 0 км; е — 0.33 км; ж — 0.67 км; з — 2.0 км.

квадратичной нелинейности становится отрицательным, а это меняет полярность солитонообразных волн. Трансформация волны от «прошлого» к «будущему» для этого варианта представлена на рис. 5. Как «до точки записи», так и «после» волна превращается в два пакета отрицательных солитонов, то есть, в солиборы.

Из расчетов следует, что форма бора вследствие дисперсионного фокуса возникает на расстоянии примерно -1 км до района измерений и сохраняется до точки $+2$ км, это расстояние волна проходит в течение 3 ч 46 мин. Важно подчеркнуть, что солибор в этом случае, как и в предыдущем, сохраняется на значительных расстояниях (до 10 км) и имеет достаточно большое время жизни.

Таким образом, результаты численного моделирования показывают, что, несмотря на некоторый разброс в скоростях распространения, параметрах нелинейности и дисперсии, наблюдаемая форма волны в исследуемом регионе сохраняется на расстоянии 1—2 км в течение 3—3.5 ч. Этот результат оказывается довольно устойчивым к весьма изменчивой гидрологии на мелководье.

Влияние диссипации. Выделяют следующие основные механизмы диссипации волн [26]: горизонтальная диффузия за счет турбулентности в толще воды и трение в придонном слое, которое параметризуется или линейной, или квадратичной скоростью в зависимости от структуры поля скорости. При моделировании наблюдаемых внутренних волн на глубинах более 100—200 м в работе

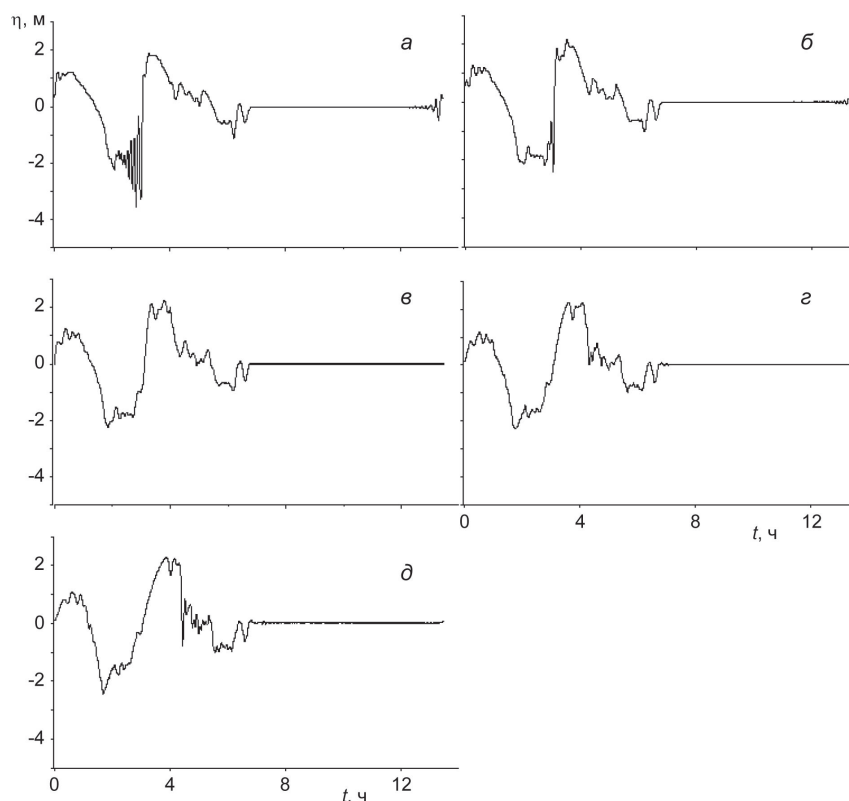


Рис. 5. Трансформация волны на более глубокой воде от точки -2 км до точки $+2$ км.
 a — точка -2 км; $б$ — -1 км; $в$ — 0 км; $г$ — 1 км; $д$ — 2 км.

[27] использовалась горизонтальная диффузия с коэффициентом $1 \text{ м}^2/\text{с}$, однако там же упоминается, что ее величина может меняться в зависимости от глубины океана и точки наблюдения. В работе [21] использована горизонтальная диффузия с коэффициентом $0.0002 \text{ м}^2/\text{с}$ и придонное трение в турбулентном слое по закону Шези с коэффициентом 0.0013 .

Члены, ответственные за диссипацию, добавляются в расширенное уравнение Кортевега—де Вриза аддитивно [21, 27]. Такая полуэмпирическая модель имеет следующий вид

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \left(\frac{\alpha Q}{c^2} \zeta + \frac{\alpha_1 Q^2}{c^2} \zeta^2 \right) \frac{\partial \zeta}{\partial s} + \frac{\beta}{c^4} \frac{\partial^3 \zeta}{\partial s^3} - \frac{\nu}{c^3} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial s^2} - \frac{kcQ}{\beta} \zeta |\zeta| = \frac{f^2}{2c} \int \zeta ds. \quad (11)$$

Это уравнение использовалось для моделирования распространения волны от исходной точки вперед при каждом из типов диссипации в отдельности. При этом рассматривались особенности трансформации волны, присущие каждому из типов диссипации. Моделирование проводилось для варианта 1.

Включение в модель горизонтальной диффузии с коэффициентом $\nu = 0.0001 \text{ м}^2/\text{с}$ приводит к тому, что волна успевает рассыпаться на солитоны, еще не затухнув. Этот процесс показан на рис. 6. Образование первого солитона приходится на точку 0.8 км по сравнению с 0.7 км (вариант 1 без затухания). К точке 15 км от исходного бора остается только КдВ солитон с амплитудой 1.6 м и небольшой осциллирующий хвост. К этому моменту потери энергии составляют 99% от энергии первоначального бора.

Другая картина трансформации внутреннего бора наблюдается с увеличением $\nu = 0.0005 \text{ м}^2/\text{с}$. Этот процесс показан на рис. 7. Фронт импульса становится практически вертикальным, при этом образуется ударная волна почти треугольной формы (точка 1 км), которая затухает, практически не меняя своей формы. Диссипация энергии здесь идет на переднем крутом фронте волны, а задние участки почти не меняют своей формы, падает только их высота. К точке 3 км волна потеряла 99.95% своей первоначальной энергии. Таким образом, горизонтальная диффузия приводит к «чистому» ударной внутренней волне, все ондуляции на ее теле быстро затухают.

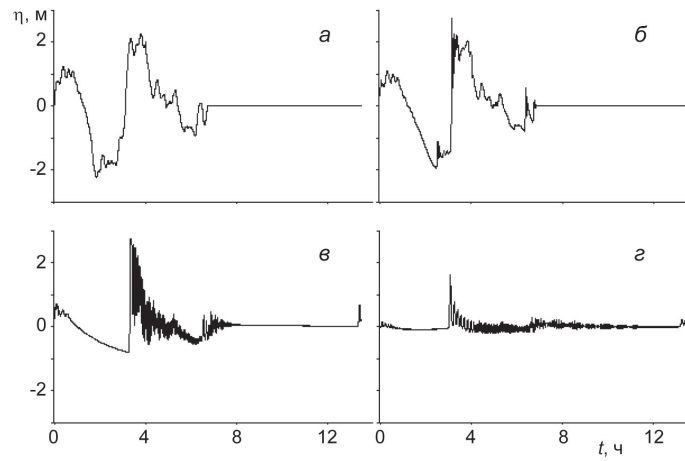


Рис. 6. Трансформация внутреннего бора при горизонтальной турбулентной диффузии $\nu = 0.0001 \text{ м}^2/\text{с}$.
а — точка 0 км; б — 1 км; в — 5 км; г — 15 км.

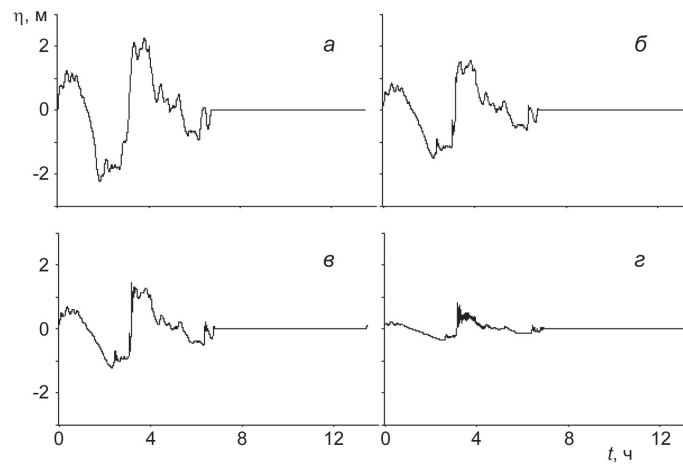


Рис. 7. Трансформация внутреннего бора при горизонтальной турбулентной диффузии $\nu = 0.0005 \text{ м}^2/\text{с}$.
а — точка 0 км; б — 0.67 км; в — 1 км; г — 3 км.

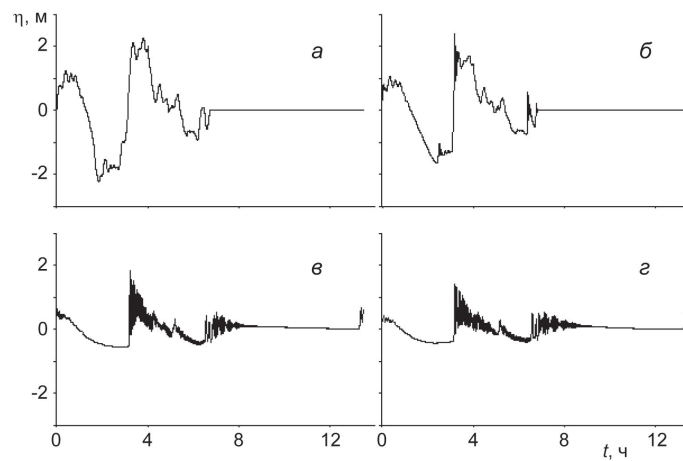


Рис. 8. Трансформация внутреннего бора при придонном трении по закону Шези с $k = 0.0013$.
а — точка 0 км; б — 1 км; в — 6 км; г — 8 км.

Трансформация бора под действием трения в придонном турбулентном слое с коэффициентом $k = 0.0013$ показана на рис. 8. Квадратичное трение не дает развиваться высоким и узким солитонам на переднем фронте волны, но участки с малыми возвышениями почти не теряют энергию при распространении. В результате солибор приобретает треугольную форму, с вершиной, покрытой ондуляциями (5 км). Далее волна затухает, не меняя своей формы. К точке 8 км волна потеряла 65 % своей начальной энергии. Таким образом, придонная диссипация в турбулентном пограничном слое сказывается меньше на структуре солибора, чем горизонтальная диффузия.

Итак, диссипация энергии, конечно же, уменьшает время жизни внутреннего бора, однако, как показали расчеты, ударный фронт сохраняется на расстояниях порядка 1 км, а солибор — на расстояниях до 15 км, подтверждая типичность распространения внутренней волны на мелководье в форме внутреннего бора или солибора, отмечаемую в экспериментальных работах.

Выполнены численные расчеты эволюции поля внутренних волн в Печорском море, где ранее были сделаны измерения внутреннего бора. В рамках численной модели, основанной на уравнении Гарднера—Островского, зарегистрированная форма внутреннего бора использована в качестве начального условия, что позволило дать возможный прогноз ее эволюции. Показано, что резкий перепад (кинк) сохраняется на расстоянии порядка одного-трех километров, а затем он трансформируется в солибор (ударная волна с ондуляциями), время жизни которого составляет 10—15 ч. Исследовано влияние различных механизмов диссипации в придонном пограничном слое на прогнозируемые характеристики 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).

Литература

1. Holloway P. Internal hydraulic jumps and solitons at a shelf break region on the Australian North West Shelf // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 5405—5416.
2. Wesson J. C., Gregg M. C. Turbulent dissipation in the strait of Gibraltar and associated mixing // Small-Scale Turbulence and Mixing in the Ocean / Eds. J. Nihoul and B. Jamart. NY.: Elsevier Sci., 1988. P. 201—212.
3. Farmer D., Arni L. The flow of Atlantic Water through the Strait of Gibraltar // Prog. Oceanogr. 1988. V. 21. P. 1—10.
4. Горячкин Ю. Н., Гродский С. А., Иванов В. А., Кудрявцев В. Н., Лисиченко А. Д., Пелиновский Е. Н. Многосуточные наблюдения за эволюцией пакета внутренних волн // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27, № 3. P. 326—334.
5. Small J., Sawyer T. C., Scott J. C. The evolution of an internal bore at the Malin shelf break // Ann. Geophysicae. 1999. V. 17. P. 547—565.
6. Colosi J., Beardsley R., Lynch J., Gawarkiewicz G., Chiu C.-S., Scotti A. Observations of nonlinear internal waves on the outer New England continental shelf during the summer Shelfbreak Primer study // J. Geoph. Res. 2001. V. 106(C5). P. 958—960.
7. Sherwin T., Vlasenko V., Stashchuk N., Jeans D. G., Jones B. Along-slope generation as an explanation for some unusually large internal bores // Deep-Sea Res. 2002. V. 49. P. 1787—1799.
8. Vlasenko V., Stashchuk N., Hutter K., Sabinin K. Nonlinear internal waves forced by tides near the critical latitude // Deep-Sea Res. 2003. V. 50. P. 317—318.
9. Шапиро Г. И., Шевченко В. П., Лисицын А. П., Серебряный А. Н., Политова Н. П., Акивис Т. М. Влияние внутренних волн на распределение взвешенного вещества в Печорском море // ДАН. 2000. Т. 373, № 1. С. 105—107.
10. Kurkina O., Talipova T. Huge internal waves in the vicinity of Spitsbergen Island (Barents Sea) // Natural Hazards Earth System Sciences. 2011. V. 11. P. 981—986.
11. Holloway P., Pelinovsky E., Talipova T. Internal tide transformation and oceanic internal solitary waves // Environmental Stratified Flows / Ed. R. Grimshaw. Kluwer Acad. Publ., 2001. P. 29—60.
12. Талипова Т. Г., Пелиновский Е. Н. Моделирование распространяющихся длинных внутренних волн в неоднородном океане: теория и верификация // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2013. Т. 6, № 2. С. 46—54.
13. Jeans D. R. G., Sherwin T. J. The variability of strongly nonlinear solitary internal waves observed during an upwelling season on the Portuguese shelf // Cont. Shelf Res. 2001. V. 21. P. 1855—1878.
14. Талипова Т. Г., Пелиновский Е. Н., Куркин А. А., Куркина О. Е. Моделирование динамики длинных внутренних волн на шельфе // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 6. С. 714—722.
15. Jonson D., Weidemann A. A tidal plume front and internal solitons // Continental shelf Res. 1998. V. 18. P. 923—928.
16. Garvine R. W., Monk J. D. Frontal structure of river plume // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 2251—2257.
17. Luketina D. A., Imberger J. Characteristics of a surface buoyant jet // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 5435—5447.
18. Joint U. S. - Russian Atlas of the Arctic Ocean. University of Colorado, Boulder, CO P.B. 449, 80309—0449, 1998.

19. *Fofonoff N., Millard R. Jr.* Algorithms for computation of fundamental properties of seawater // UNESCO Technical Papers in Marine Science. 1983. N. 44. P. 15—25.
20. *Holloway P., Pelinovsky E., Talipova T., Barnes B.* A Nonlinear Model of Internal Tide Transformation on the Australian North West Shelf // J. Physical Oceanography. 1997. V. 27, N. 6. P. 871—896.
21. *Holloway P., Pelinovsky E., Talipova T.* A generalized Korteweg—de Vries model of internal tide transformation in the coastal zone // J. Geophys. Res. 1999. V. 104(C8). P. 18333—18350.
22. *Grimshaw R., Pelinovsky E., Talipova T.* Modeling Internal solitary waves in the coastal ocean // Survey in Geophysics. 2007. V. 28, N. 2. P. 273—298.
23. *Grimshaw R., Pelinovsky E., Talipova T., Kurkina O.* Internal solitary waves: propagation, deformation and disintegration // Nonlinear Processes in Geophysics. 2010. V. 17. P. 633—649.
24. *Grimshaw R., Pelinovsky E., Stepanyants Yu., Talipova T.* Modeling internal solitary waves on the Australian North West Shelf // Marine and Freshwater Research. 2006. V. 57, N. 3. P. 265—272.
25. *Guerra V., Tapia R. A.* A local procedure for error detection and data smoothing // MRC Technical Summary Rep. 1452, Math. Res. Center, University of Wisconsin, Madison, USA. 1974.
26. *Grimshaw R.* Internal solitary waves // Environmental Stratified Flows / Ed. R. Grimshaw. Kluwer Acad. Publ., 2001. P. 3—28.
27. *Liu K., Chang Y. S., Hsu M.-K., Liang N. K.* Evolution of nonlinear internal waves in the East and South China Seas // J. Geophys. Res. 1998. V. 103(C4). P. 7995—8008.

Статья поступила в редакцию 07.05.2015 г.