

УДК 532.59; 551.466
DOI: 10.15372/PMTF202215227

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПРИДОННЫХ ЛИНЗ ХОЛОДНОЙ ВОДЫ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ ЯПОНСКОГО МОРЯ

А. В. Кошелева, В. Ю. Ляпидевский*, Ф. Ф. Храпченков,
И. О. Ярошук

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева ДВО РАН,
Владивосток, Россия

* Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия
E-mails: kosheleva@poi.dvo.ru, liapid@hydro.nsc.ru, fedi@poi.dvo.ru, yaroshchuk@poi.dvo.ru

Проведено исследование распространения и разрушения нелинейных внутренних волн в шельфовой зоне Японского моря в летне-осенний период на гидрофизическом полигоне Тихоокеанского океанологического института ДВО РАН в течение ряда лет. Посредством размещения донных станций для непрерывной регистрации вертикального распределения температуры и скорости на глубинах $20 \div 60$ м, а также регулярного изучения распределений основных гидродинамических характеристик вдоль выделенных трасс определены механизмы генерации и распространения нелинейных пакетов внутренних волн в результате распада внутреннего прилива, а также зафиксированы другие короткопериодные источники деформации термоклина, которые можно интерпретировать как результат распространения придонных и приповерхностных вихревых структур. Высокое пространственно-временное разрешение поля температуры в окрестности донных станций позволило выявить тонкую структуру волновых возмущений различного типа. На основе многослойной теории мелкой воды построены математические модели распространения волновых пакетов и проведена их верификация с использованием данных натурных и лабораторных экспериментов.

Ключевые слова: внутренние волны, лабораторный и натурный эксперименты, шельфовая зона, придонные линзы, многослойная мелкая вода

Введение. Генерация и распространение нелинейных внутренних волн в шельфовой зоне морей являются характерной особенностью нестационарных процессов, происходящих в различных районах Мирового океана. Физические механизмы их формирования весьма разнообразны (распад внутреннего прилива, неустойчивость крупномасштабных течений, влияние топографии и т. д.). Натурным, лабораторным и численным исследованиям проблем генерации внутреннего прилива на границе шельфовой зоны и его трансформации в пакет интенсивных внутренних волн посвящено большое количество работ [1, 2]. Одной из трудностей, возникающих при физическом и математическом моделировании процессов

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 20-11-20189) и в рамках государственного задания Тихоокеанского океанологического института ДВО РАН “Изучение фундаментальных основ возникновения, развития, трансформации и взаимодействия гидроакустических, гидрофизических и геофизических полей Мирового океана” (регистрационные номера: АААА-А20:120021990003-3, 121021700346-7).

в шельфовой зоне, является необходимость построения моделей трансформации и разрушения внутренних волн при выходе их в область контакта основного пикноклина с дном или в область “заплеска”. Именно в этой зоне происходит эффективная диссипация энергии внутренних волн. Результаты натурных наблюдений в этой зоне свидетельствуют о существенном изменении характера течения, а именно о переходе от волнового механизма переноса массы и импульса в придонном слое к вихревому [3–5]. Пакет нелинейных внутренних волн преобразуется в последовательность отдельных линз более плотной воды, распространяющихся на достаточно большие расстояния в направлении береговой линии. Влияние топографии на переход волнового режима течения в вихревой изучено в работах [6–11]. Также проводятся лабораторные исследования распада внутренней волны на уединенные вихревые образования (bolus formation) [12, 13].

В данной работе исследуется динамика отдельных линз более холодной воды, зарегистрированных в шельфовой зоне Японского моря на гидрофизическом полигоне Тихоокеанского океанологического института (ТОИ) ДВО РАН в октябре 2021 г.

1. Математическая модель. Приближение мелкой воды используется при моделировании нестационарных процессов в течении стратифицированной жидкости над неровным дном. В частности, уравнения многослойной мелкой воды с учетом нелинейных и дисперсионных эффектов применяются для исследования структуры внутренних волн конечной амплитуды как в лабораторных, так и в натурных условиях. Специфика данной работы состоит в том, что требуется выбрать математическую модель, применимую для описания придонных волн, амплитуда которых многократно превышает начальную толщину придонного слоя более плотной жидкости. Волны большой амплитуды известны также под названием волн с “захваченным ядром” [6]. Математическая модель, удовлетворяющая указанным требованиям, построена и верифицирована в [10]. В приближении Буссинеска уравнения трехслойного течения слабо стратифицированной по плотности жидкости в поле силы тяжести принимают вид

$$\begin{aligned} h_t + (hu)_x &= 0, & \zeta_t + (\zeta w)_x &= 0, \\ u_t + \left(\frac{1}{2} u^2 + b(h+z) + \bar{b}\eta + p \right)_x + \frac{1}{3h} \left(h^2 \frac{d_-^2 h}{dt^2} \right)_x &= f^-, \\ v_t + \left(\frac{1}{2} v^2 + \bar{b}(h+\eta+z) + p \right)_x &= \bar{f}, & w_t + \left(\frac{1}{2} w^2 + p \right)_x + \frac{1}{3\zeta} \left(\zeta^2 \frac{d_+^2 \zeta}{dt^2} \right)_x &= f^+, \\ b = \frac{\rho^- - \rho^+}{\rho^+} g, & \bar{b} = \frac{\bar{\rho} - \rho^+}{\rho^+} g, & \rho^+ < \bar{\rho} < \rho^-, & \frac{\rho^- - \rho^+}{\rho^+} \ll 1, \\ \frac{d_-}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}, & \frac{d_+}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + w \frac{\partial}{\partial x}, \\ h + \eta + \zeta + z &= H + z = \text{const}, & Q = Q(t) &= hu + \eta v + \zeta w. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ^+ , $\bar{\rho}$, ρ^- — плотности воды в верхнем, среднем и нижнем слоях воды; ζ , η , h — толщина верхнего, среднего, нижнего слоев; w , v , u — скорость воды в верхнем, среднем, нижнем слоях соответственно; g — ускорение свободного падения; $p = p_*/\rho^+$; p_* — давление на верхней границе течения; x — горизонтальная координата; t — время; $z = z(x)$ — функция, задающая форму дна. Правые части уравнений (1), характеризующие трение на внутренних и внешних границах течения, имеют вид

$$\begin{aligned} f^- &= -\frac{c_w u |u| + c_i(u-v) |u-v|}{h}, & \bar{f} &= -\frac{c_i(v-u) |v-u| + c_i(v-w) |v-w|}{\eta}, \\ f^+ &= -\frac{c_i(w-v) |w-v|}{\zeta}. \end{aligned}$$

В силу граничных условий величина $Q(t)$ считается известной, поэтому после исключения переменных η , v , p система (1) сводится к четырем уравнениям для функций h , ζ , u , w . Условие гидростатичности в прослойке не влияет на структуру придонных волн большой амплитуды, так как основное возмущение внутренних границ раздела при прохождении волн связано с деформацией нижнего придонного слоя, а прослойка при этом остается относительно тонкой. Модель (1) применялась в работах [11, 13] для интерпретации данных натурных и лабораторных экспериментов.

Для построения точных решений и проведения численного анализа нестационарных процессов уравнения придонных и приповерхностных волн большой амплитуды целесообразно представить в дивергентном виде [10]

$$\begin{aligned} h_t + (hu)_x &= 0, & \zeta_t + (\zeta w)_x &= 0, \\ K_t + \left(Ku - \frac{1}{2} u^2 + b(h+z) + \bar{b}\eta + p - \frac{1}{2} h^2 u_x^2 \right)_x &= f^-, \\ R_t + \left(Rw - \frac{1}{2} w^2 + p - \frac{1}{2} \zeta^2 w_x^2 \right)_x &= f^+, & v_t + \left(\frac{1}{2} v^2 + \bar{b}(h+\eta+z) + p \right)_x &= \bar{f}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$R = w - \frac{1}{3\zeta} (\zeta^3 w_x)_x, \quad K = u - \frac{1}{3h} (h^3 u_x)_x, \quad \eta = H - h - \zeta, \quad v = \frac{Q(t) - hu - \zeta w}{\eta}.$$

При стремлении к нулю толщины внутренней прослойки уравнения (1) преобразуются в двухслойную модель, полученную в [14] и описывающую эволюцию внутренних волн конечной амплитуды. При моделировании распространения внутренних волн как в стратифицированной жидкости с непрерывным распределением плотности, так и в многослойных течениях используются также различные варианты слабонелинейных моделей, описывающих волны умеренной амплитуды. Как правило, при построении таких моделей используется информация о структуре невозмущенного течения. Данный подход непригоден для моделирования придонных волн большой амплитуды, при прохождении которых существенно изменяются стратификация и структура течения. Поэтому в настоящей работе помимо нелинейной модели используется двухслойная слабонелинейная модель, в которой учитывается изменение стратификации при прохождении волны. Эта модель применялась в работе [10] при расчете эволюции придонных волновых боров в шельфовой зоне моря.

Двухслойная слабонелинейная модель получается из (2) при $\eta \equiv 0$ путем замены полных производных вдоль соответствующих траекторий частными производными по времени в членах, содержащих старшие производные. Кроме того, в предположении малости скоростей u , w имеем

$$hu_x + \zeta w_x \simeq -(h + \zeta)_t = 0.$$

В результате уравнения (2) принимают вид

$$h_t + (hu)_x = 0, \quad M_t + \left(Mw + S(u - w) - \frac{1}{2} u^2 + \frac{1}{2} w^2 + b(h+z) \right)_x = f, \quad (3)$$

где

$$w = \frac{Q - hu}{\zeta}, \quad \zeta = H - h, \quad f = -\frac{cH(u-w)|u-w|}{h\zeta}, \quad c = \text{const},$$

$$S = \frac{1}{H} \left(hM + (H-h)u + hw - \frac{2}{3} Hh h_x u_x \right),$$

$$M = u - w - \frac{1}{3h} (h^3 u_x)_x - \frac{1}{3\zeta} ((H-h)^2 h u_x)_x.$$

Для расчета нестационарных волн с помощью уравнений (2), (3) может быть применен численный метод, разработанный в [15] для решения уравнений Грина — Нагди. Основная идея этого метода состоит в том, что величины h , ζ , K , R , M рассматриваются в качестве эволюционных переменных, а скорости u , w определяются на каждом шаге по времени как решение краевой задачи для обыкновенного дифференциального уравнения с заданными функциями h , h_x , ζ , ζ_x , K , R , M [10].

Далее уравнения (2), (3) используются для интерпретации данных лабораторных и натурных экспериментов, в которых исследуется эволюция цуга внутренних волн в зоне “заплеска”, т. е. выше линии контакта основного термоклина с дном.

2. Лабораторный эксперимент. Ниже экспериментальные данные о цуге внутренних волн, выходящих на откос, полученные в работе [16], используются для сравнения с результатами решения задачи о генерации и распространении придонных внутренних волн при разрушении плотины (задачи о водообмене в шлюзе).

На рис. 1,а приведена схема эксперимента. В лотке длиной $L_0 = 3,2$ м и шириной 0,2 м установлена подвижная вертикальная перегородка на расстоянии $L = 0,45$ м от левой стенки. Угол наклона дна составляет $\varphi = 0,7^\circ$. В лотке находятся смешивающиеся жидкости различной плотности $\rho^\pm$, причем $\varepsilon = (\rho^- - \rho^+)/\rho^+ = 0,005$. Полная глубина первоначально покоящейся двухслойной жидкости равна $H = 0,3$ м. Начальная глубина более плотной жидкости $h_0 = 0,06$ м в левом отсеке превышает соответствующую глубину $h_1 = 0,024$ м в правом отсеке. Значение h_1 выбрано таким образом, что $h_1 < L_0 \tan \varphi$ и в лотке имеется линия контакта между дном и пикноклином. В работе [16] показано, что при удалении перегородки образуется цуг внутренних гладких волн конечной амплитуды, которые резко турбулизируются и разрушаются в зоне “заплеска”, т. е. выше линии контакта дна с пикноклином. Особенность данного цикла экспериментов, отличающих их от многочисленных наблюдений выхода внутренних волн на берег, состоит в том, что добавление на участке “сухого дна” тонкого слоя плотной жидкости значительно меняет картину волн

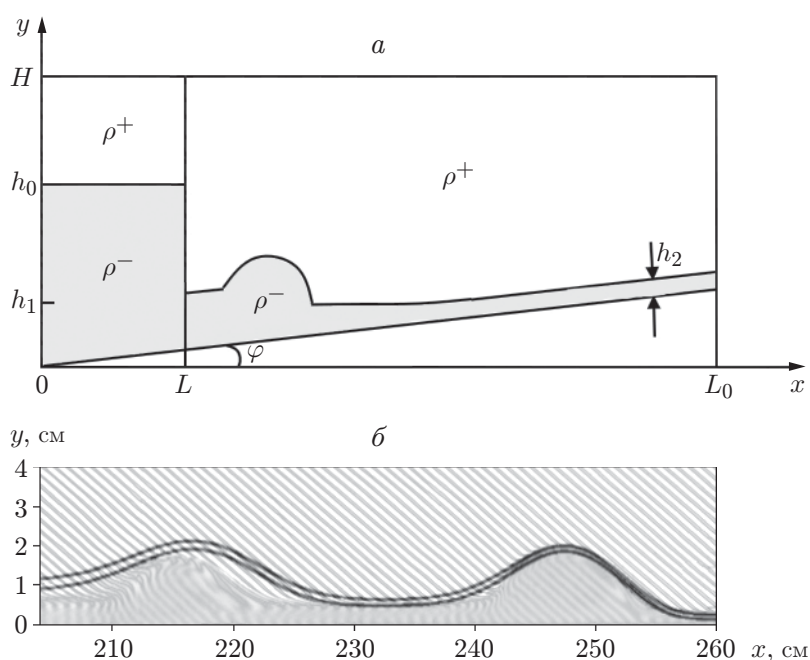


Рис. 1. Эволюция уединенной волны над склоном:

а — схема течения, б — лабораторный эксперимент [16] (сплошные линии — границы пикноклина, полученные в численном расчете по модели (1))

в зоне “заплеска”. Уединенные волны остаются гладкими, без существенных разрушений в этой зоне.

На рис. 1,б представлена фотография группы уединенных волн на расстоянии от левой стенки лотка, приблизительно равном 2 м, т. е. в зоне “заплеска”. Фотография повернута по часовой стрелке на угол φ . Для эффективной визуализации внутренних границ раздела на заднюю стенку лотка нанесены наклонные полосы. Максимальные искажения нанесенных линий наблюдаются в зонах больших градиентов плотности. Наклонные линии не искажены не только в верхней части канала, занятой более легкой жидкостью, но и внутри слоя более плотной подкрашенной жидкости, что свидетельствует о ламинарном характере течения в лидирующей волне. Также следует отметить, что за этой волной толщина нижнего слоя существенно превышает начальную толщину слоя перед волной.

Для верификации модели (1) на рассматриваемом классе течений решена начально-краевая задача о водообмене в шлюзе с использованием геометрии течения, соответствующей экспериментальным данным. При использовании моделей мелкой воды для решения задачи о распаде произвольного разрыва невозможно учесть потери энергии в реальной системе, обусловленные генерацией мелкомасштабных течений при подъеме перегородки, в частности, при проведении численного расчета в случае фазового сдвига нелинейных волн, следующих за лидирующей уединенной волной. Однако форма лидирующей волны и амплитуды последующих волн определяются с достаточной точностью. Сплошными линиями на рис. 1,б показаны границы пикноклина, полученные численно в рамках модели (1). Видно, что расчеты формы лидирующей волны и изменения толщины нижнего слоя за волной проведены с удовлетворительной точностью. Для следующей волны наблюдается отмеченный выше сдвиг фазы. Сравнение результатов лабораторного и численного экспериментов показывает, что в случае достаточно коротких волн, в которых дисперсионные процессы играют определяющую роль, эволюция линз более плотной жидкости при выходе волны в зону “заплеска” адекватно описывается моделью (1).

3. Натурный эксперимент. Многолетние эксперименты, проводимые на гидрофизическом полигоне ТОИ ДВО РАН, выявили характерные особенности генерации, распространения и разрушения внутренних волн в шельфовой зоне в летне-осенний период [17]. Информация о пространственно-временном распределении полей температуры, солёности и скорости на глубинах 20 ÷ 60 м получена с помощью распределенной системы донных станций. В данной работе использованы результаты измерений, проведенных в октябре 2021 г. на автономных донных станциях S09, S07, S05, S04, S03, S02, L01, L02, предназначенных для непрерывного измерения вертикального профиля температуры и расположенных на различной глубине (рис. 2). Кроме того, на станциях L01, L02 были установлены автономные измерители скорости на фиксированных расстояниях от дна. Основным отличием от проведенных ранее аналогичных натурных экспериментов [10, 11, 17, 18] является пространственное расположение донных станций, позволяющее оценить изменение в пространстве и времени внутренних волн на шельфе. Автономные станции были оснащены цепочками термисторов, расположенных вертикально с шагом, равным 1,5 м (S02, S09, S07) и 1 м (S05, S04, S03), с соответствующим числом датчиков (24–36 датчиков в зависимости от расстояния между ними). Основные характеристики измерительных систем и методика проведения экспериментов приведены в работе [19]. Для измерения горизонтальных компонент скорости использовались автономные измерители течения Infinity-EM, установленные на заданном расстоянии от дна (1, 2, 4, 10 м для станции L01 и 4, 12, 24 м для станции L02). Кроме того, на станции L01 была размещена цепочка логгеров RBR SOLO и RBR DUET с шагом, равным 1 м (в дополнение к термисторам, имеющимся в измерителях течения Infinity). Это позволило сопоставить вертикальные профили температуры, полученные на донных станциях, оснащенных различными измерительными системами.

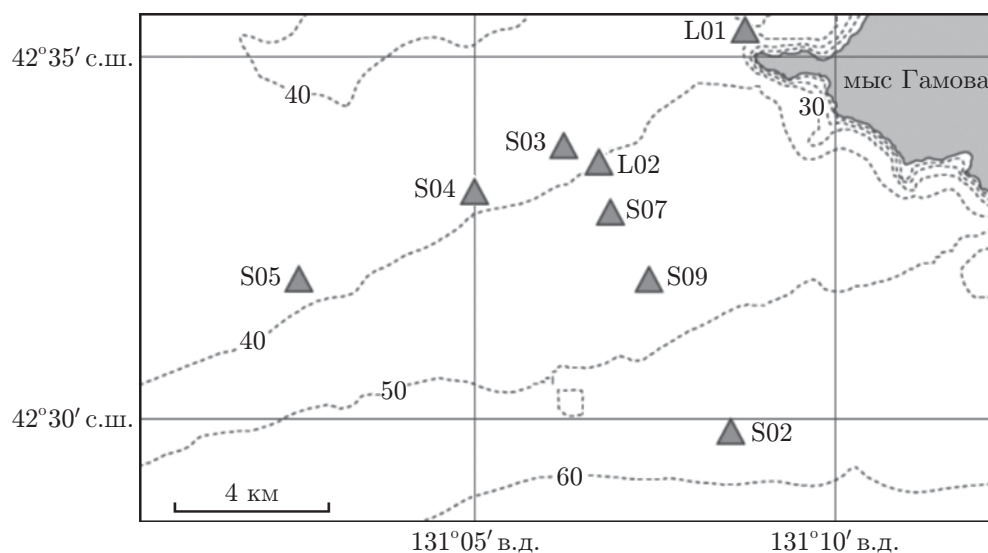


Рис. 2. Карта-схема района эксперимента:

точки — положение автономных станций, пунктирные линии — изобаты с указанием глубины в метрах

Данные, полученные на каждой донной станции, представляют собой зависимость температуры от времени на фиксированных глубинах. Каждая станция, предназначенная для измерения вертикального профиля температуры, была оснащена достаточным количеством датчиков температуры. Это позволяет с использованием указанной зависимости получить подробную информацию о прохождении внутренних волн различного масштаба в окрестности станции.

На рис. 3 представлены зависимости температуры от времени на донной станции S04, находящейся на глубине 41 м. Зависимости получены на 36 глубинах, расположенных с шагом, равным 1 м, начиная от дна. Время отсчета (3 октября 2021 г., 9 ч 27 мин) синхронизировано на всех донных станциях. На рис. 3,а зависимость $T(t)$ соответствует интервалу времени 5,5 ч. Интенсивные короткопериодные внутренние волны показаны практически вертикальными линиями. На рис. 3,б представлены структура и период внутренних волн, в которых температура в течение нескольких минут меняется почти на 10°C . Генерация пакета короткопериодных внутренних волн большой амплитуды, представляющих собой волновой бор, обусловлена, как правило, разрушением внутреннего прилива в шельфовой зоне и является объектом многочисленных исследований, проводимых в различных районах Мирового океана. На гидрофизическом полигоне ТОИ ДВО РАН регистрация и математическое моделирование распространения и трансформации пакетов уединенных волн большой интенсивности проводились в летне-осенний период в течение ряда лет [10, 18, 20, 21].

В данной работе исследуются возмущения поля температуры большой протяженности, зафиксированные на донной станции в виде отдельных симметричных линз (см. рис. 3,а). Аналогичные возмущения зарегистрированы на всех донных станциях, поэтому их скорость и направление распространения могут быть определены путем сопоставления полученных данных. Такие температурные аномалии соответствуют придонным или приповерхностным линзам, содержащим объем воды с существенно меньшей стратификацией по сравнению с окружающей жидкостью и, следовательно, представляющим собой локальные интрузии более плотной или более легкой жидкости. В частности, возмущение, представленное на рис. 3,а, соответствует приповерхностной линзе более теплой воды.

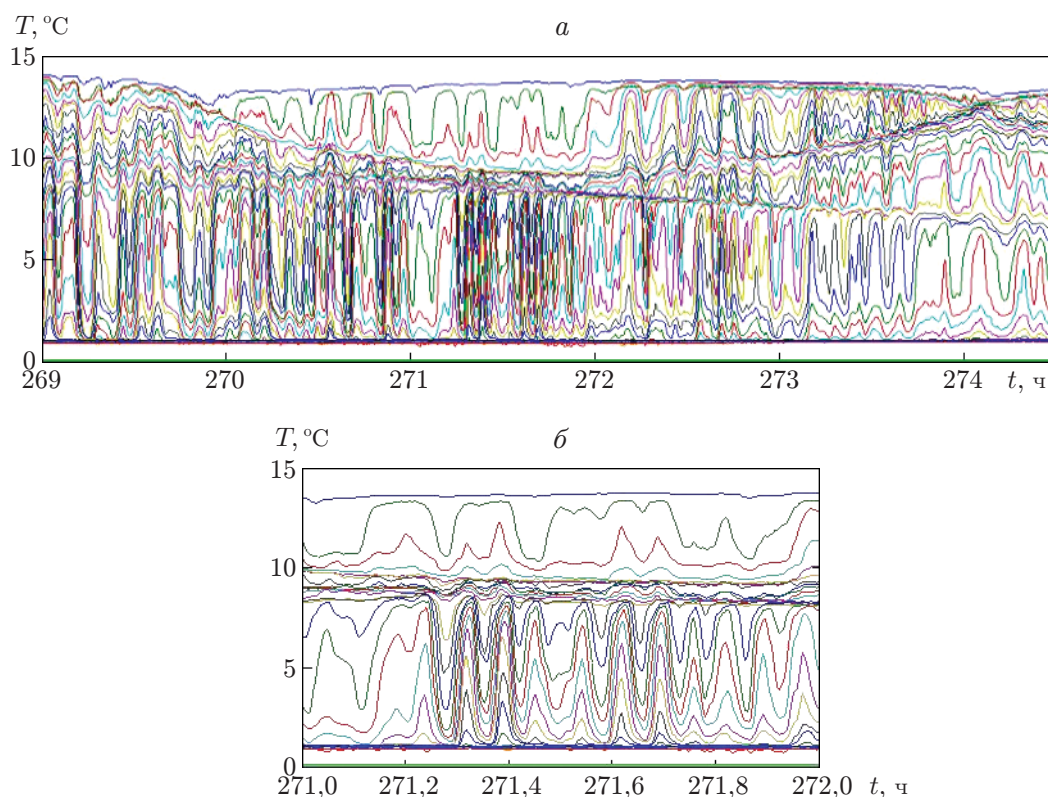


Рис. 3. Зависимости температуры на различной глубине от времени, полученные в октябре 2021 г. на станции S04 при прохождении волнового бора, на различных интервалах времени:

a — 5,5 ч, *б* — 1 ч

Такие возмущения могут распространяться изолированно или группами и эффективно осуществлять перенос массы и импульса в прибрежной зоне.

4. Эволюция придонных линз на гидрофизическом полигоне. Сравнение волновых картин, полученных на станциях S03 и S04, показывает, что они совпадают в случае синхронизации времени начала измерений. Это означает, что основное направление распространения возмущений перпендикулярно трассе, соединяющей указанные станции. Направление, вдоль которого установлены станции S02, S09, S07, S03, практически совпадает с направлением распространения возмущений. Это подтверждает гипотезу о том, что вдоль указанного направления фронт возмущений близок к плоскому [10, 11]. Заметим, что в районе гидрофизического полигона соленость меняется незначительно. Поэтому в летне-осенний период основной вклад в стратификацию прибрежных вод вносит вертикальное распределение температуры.

Две придонные линзы, расположенные одна за другой, наблюдались на интервале измерений $40 \div 80$ ч на всех станциях измерительного комплекса. На рис. 4 сплошными линиями показаны изотермы в интервале температур $T = 10 \div 13$ °C с шагом 1 °C, зарегистрированные на станциях S09 (глубина 47 м), S07 (глубина 42 м) и S03 (глубина 40 м). Расстояние между станциями S09 и S07 равно 1965 м, между станциями S07 и S03 — 1962 м.

Рассматриваемые изотермы характеризуют эволюцию основного термоклина вследствие распространения внутренних волн. В расчетах по модели (1) в качестве границ термоклина рассматривались изотермы $T = 10$ °C и $T = 13$ °C. В двухслойной моде-

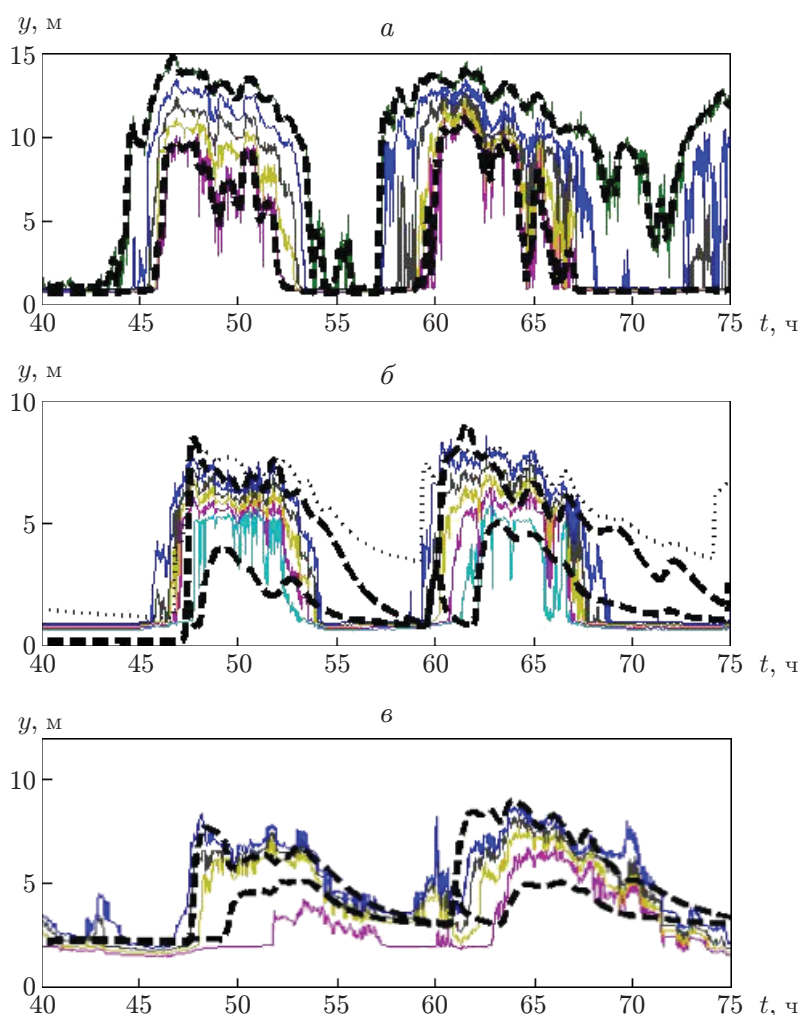


Рис. 4. Придонные линзы, зарегистрированные на станциях S09 (а), S07 (б) и S03 (в) в октябре 2021 г.:

сплошные линии — изотермы с шагом $1\text{ }^{\circ}\text{C}$, штриховые — результат численного расчета по модели (1), пунктирная — изотерма $T = 13\text{ }^{\circ}\text{C}$, вычисленная по двухслойной модели (3)

ли (3) использовалась изотерма $T = 13\text{ }^{\circ}\text{C}$. На рис. 4,а штриховыми линиями показаны изотермы $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $T = 13\text{ }^{\circ}\text{C}$, осредненные по 10-минутному интервалу. Эти значения выбираются в качестве граничных условий на левой границе расчетной области при численной реализации модели (1). На правой границе, длина которой больше расстояния между станциями S09 и S03, заданы условия неотражения волн (“мягкие” граничные условия). Профиль дна в расчетах соответствует глубинам, на которых находятся донные станции. В начальный момент слои покоятся, расстояние от них до дна минимально (1 и 2 м). Значения плавучести в нижнем и промежуточном слоях равны $0,02$ и $0,01\text{ м/с}^2$ соответственно. Так как реальные начальные условия на станциях неизвестны, расчет начинается на несколько часов ранее показанного на рис. 4 интервала времени, так чтобы волновая картина полностью определялась граничными условиями.

На рис. 4,б штриховыми линиями показаны результаты расчета в рамках модели (1) выбранных изотерм на станции S07. Пунктирная линия соответствует изотерме $T = 13\text{ }^{\circ}\text{C}$, вычисленной с использованием двухслойной модели (3). Расчетные амплитудные и фа-

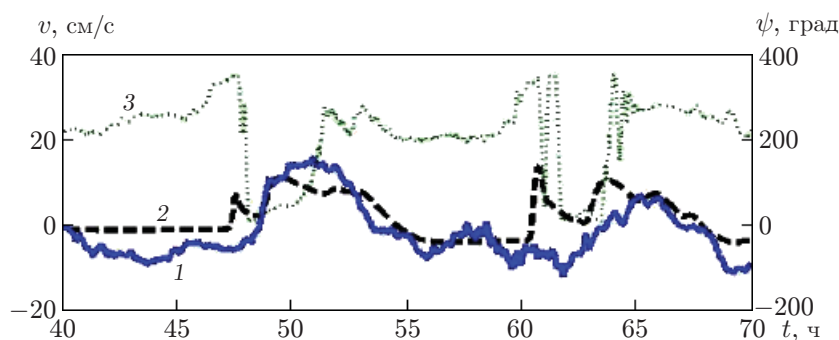


Рис. 5. Зависимости от времени горизонтальной компоненты скорости вдоль направления S07–S03, зарегистрированной на расстоянии 4 м от дна на станции L02 (1, 2), и угла поворота потока (угла между вектором скорости и направлением на север) ψ (3):

1 — эксперимент, 2 — численный расчет по модели (1)

зовые характеристики проходящих линз холодной воды адекватны измеренным на этой станции. Важной особенностью является различие полученных численно и измеренных положений изотерм на заднем фронте волн. Это различие невозможно объяснить влиянием дисперсионных процессов, так как выше было показано, что в лабораторных условиях модель (1) адекватно описывает форму как переднего, так и заднего фронта уединенной волны. Влияние вращения на структуру изолированных линз в используемых моделях не было учтено, и экспериментальных данных для проведения такой оценки в настоящее время недостаточно.

Ближайшей к выбранной трассе станцией, на которой проводились измерения скорости, является станция L02, находящаяся на расстоянии 653 м от станции S03 (см. рис. 2). Нижний измеритель скорости, расположенный на расстоянии 4 м от дна, зарегистрировал изменение направления скорости на противоположное (с юга на север) при прохождении рассматриваемого цуга волн (рис. 5). Численный расчет, проведенный в рамках модели (1) с использованием осредненных данных измерений на станции S07 в качестве условий на левой границе, позволяет не только определить положение изотерм $T = 10^\circ\text{C}$ и $T = 13^\circ\text{C}$ на станции S03 и сравнить их с экспериментальными данными (см. рис. 4, в), но и восстановить компоненту скорости в нижнем слое в окрестности станции S03, направленную вдоль трассы между станциями S07 и S03. На рис. 5 линией 1 показана экспериментальная зависимость горизонтальной компоненты скорости от времени вдоль этого направления, линией 2 — та же зависимость, полученная в результате численного расчета. Из рис. 5 следует, что амплитудные и фазовые характеристики течения в линзах холодной воды, распространяющейся по наклонному дну, могут быть определены на основе данных расчета с помощью многослойной теории мелкой воды в предположении об одномерном характере распространения волн вдоль выбранного направления, несмотря на фоновую неоднородность течения в придонном слое.

Вблизи береговой линии структура цуга волн меняется. На рис. 6, а показаны изотермы в интервале температур $T = 10 \div 14^\circ\text{C}$ при прохождении линз холодной воды на станции L01 на глубине 31 м (см. рис. 2). Поведение горизонтальных компонент скорости в направлении запад — восток на глубине 1 м (линия 1) и 10 м (линия 2), т. е. в направлении, ортогональном направлению трассы S09 — S07 — S03, и в направлении юг — север на глубине 10 м (линия 3) и 1 м (линия 4) показано на рис. 6, б. Линия 5 соответствует зависимости угла поворота течения от времени на расстоянии 1 м от дна. По сравнению

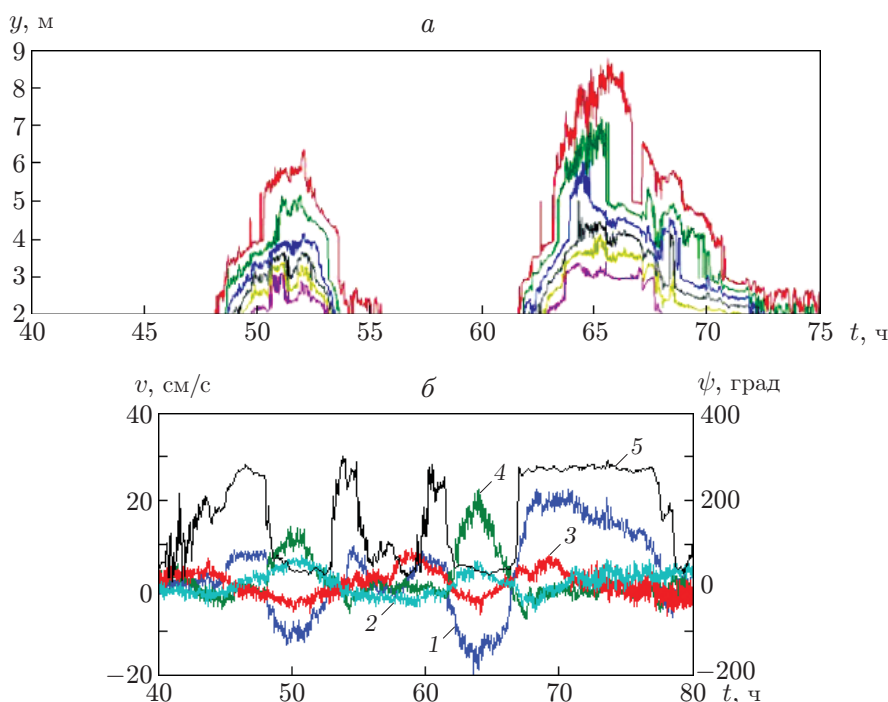


Рис. 6. Придонные линзы, зарегистрированные на станции L01:

a — изотермы с шагом 1 °С, *б* — зависимости горизонтальных компонент скорости, зарегистрированных на станции L01 на глубине 1 м (1, 4) и 10 м (2, 3), а также угла поворота потока ψ на глубине 1 м (5) от времени

с данными, полученными на станции L02, угол между направлением трассы S09 — S07 — S03 и направлением течения в нижнем слое при прохождении цуга волн существенно возрос, что можно объяснить влиянием топографии на форму фронта.

Закключение. В работе изучена динамика придонных изолированных линз более плотной воды при “заплеске” нелинейных внутренних волн в прибрежную зону. Регистрация параметров внутренних волн проводилась с использованием пространственно распределенной системы донных станций, позволяющих фиксировать возмущения поля температуры при прохождении внутренних волн различного масштаба. Полученная детальная информация о структуре поля температуры в отдельной линзе позволила определить его изменение при прохождении волны вдоль выбранной трассы измерений, восстановить профиль скорости, обусловленный распространением возмущения, и сравнить результаты расчета полей температуры и скорости с данными, полученными на контрольных станциях.

Следует отметить, что полученные данные о распространении внутренних волн имеют локальный характер и не дают информацию о пространственной структуре и эволюции придонных линз холодной воды на больших масштабах в шельфовой зоне. Более полное представление о форме фронтов можно получить только с использованием различных дистанционных методов исследования (спутниковых данных, локальных оптических измерений характеристик внутренних волн), а также распределенной измерительной системы *in situ*, предназначенной для регистрации пространственно-временных возмущений плотности и скорости прибрежных вод при прохождении нелинейных пакетов внутренних волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Helfrich K. R., Melville W. K.** Long nonlinear internal waves // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2006. V. 38. P. 395–425. DOI: 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092129.
2. **Grimshaw R., Pelinovsky E., Talipova T., Kurkina O.** Internal solitary waves: propagation, deformation and disintegration // *Nonlinear Process. Geophys.* 2010. V. 17, iss. 6. P. 633–649. DOI: 10.5194/npg-17-633-2010.
3. **Scotti A., Pineda J.** Observation of the very large and steep internal waves of elevation near the Massachusetts coast // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. L22307. DOI: 10.1029/2004GL021052.
4. **Klymak M., Moum J. N.** Internal solitary waves of elevation advancing on a shoaling shelf // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30, N 20. 2045. DOI: 10.1029/2003GL017706.
5. **Bourgault D., Kelley D. E., Galbraith P. S.** Interfacial solitary wave run-up in the St. Lawrence Estuary // *J. Marine Res.* 2005. V. 63. P. 1001–1015. DOI: 10.1357/002224005775247599.
6. **Lamb K.** Shoaling solitary internal waves: on a criterion for the formation of waves with trapped cores // *J. Fluid Mech.* 2003. V. 478. P. 81–100. DOI: 10.1017/S0022112002003269.
7. **Maderich V., Talipova T., Grimshaw R., et al.** The transformation of an interfacial solitary wave of elevation at a bottom step // *Nonlinear Process Geophys.* 2009. V. 16. P. 33–42. DOI: 10.5194/npg-16-33-2009.
8. **Серебряный А. Н.** Проявление свойств солитонов во внутренних волнах на шельфе // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1993. Т. 29, № 2. С. 244–252.
9. **Иванов В. А., Коняев К. В., Серебряный А. Н.** Группы интенсивных внутренних волн в шельфовой зоне моря // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1981. Т. 17, № 12. С. 1302–1309.
10. **Кукарин В. Ф., Ляпидевский В. Ю., Храпченков Ф. Ф., Ярощук И. О.** Нелинейные внутренние волны в шельфовой зоне моря // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2019. № 3. С. 38–47. DOI: 10.1134/S0568528119030083.
11. **Ляпидевский В. Ю., Новотрясов В. В., Храпченков Ф. Ф., Ярощук И. О.** Внутренний волновой бор в шельфовой зоне моря // *ПМТФ.* 2017. Т. 58, № 5. С. 60–71. DOI: 10.15372/PMTF20170506.
12. **Wallace B. C., Wilkinson D. L.** Run-up of internal waves on a gentle slope // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 191. P. 419–442. DOI: 10.1017/S0022112088001636.
13. **Liapidevskii V., Gavrilov N.** Large internal solitary waves in shallow waters // *The ocean in motion: Circulation, waves, polar oceanography* / Ed. by M. G. Velarde, R. Yu. Tarakanov, A. V. Marchenko. S. l.: Springer, 2018. P. 87–108. DOI: 10.1007/978-3-319-71934-4_9.
14. **Choi W., Camassa R.** Fully nonlinear internal waves in a two-fluid system // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 386. P. 1–36. DOI: 10.1017/S0022112099005820.
15. **Le Metayer O., Gavriluk S., Hank S.** A numerical scheme for the Green — Naghdi model // *J. Comput. Phys.* 2010. V. 229. P. 2034–2045. DOI: 10.1016/j.jcp.2009.11.021.
16. **Gavrilov N., Liapidevskii V., Gavrilova K.** Mass and momentum transfer by solitary internal waves in a shelf zone // *Nonlinear Process. Geophys.* 2012. V. 19. P. 265–272. DOI: 10.5194/npg-19-265-2012.
17. **Yaroshchuk I. O., Leont'ev A. P., Kosheleva A. V., et al.** On intense internal waves in the coastal zone of the Peter the Great Bay (the Sea of Japan) // *Russ. Meteorology Hydrology.* 2016. V. 41, N 9. P. 629–634. DOI: 10.3103/S1068373916090053.
18. **Ляпидевский В. Ю., Храпченков Ф. Ф., Чесноков А. А., Ярощук И. О.** Моделирование нестационарных гидрофизических процессов на шельфе Японского моря // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2022. № 1. С. 57–68. DOI: 10.31857/S0568528122010066.

19. **Леонтьев А. П., Ярощук И. О., Смирнов С. В. и др.** Пространственно-распределенный измерительный комплекс для мониторинга гидрофизических процессов на океаническом шельфе // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 1. С. 128–135. DOI: 10.7868/S0032816216060227.
20. **Stepanov D. V., Novotryasov V. V.** Sub-inertial modulation of nonlinear Kelvin waves in the coastal zone // Nonlinear Process. Geophys. 2013. V. 20. P. 357–364. DOI: 10.5194/npg-20-357-2013.
21. **Рутенко А. Н.** Наблюдение воздействия внутренних волн на интенсивность и интерференционную структуру акустического поля в шельфовой зоне // Акуст. журн. 2003. Т. 49, № 4. С. 535–541.

*Поступила в редакцию 9/XI 2022 г.,
после доработки — 9/XI 2022 г.
Принята к публикации 28/XI 2022 г.*
