

## МОРФОДИНАМИКА ПЕСЧАНОГО ДНА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ ВОЛН ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА В ВОЛНОВОМ ЛОТКЕ

Д. В. Корзинин, М. Н. Штремель

*Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН,  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, д. 36,  
e-mail: korzinin@ocean.ru*

Рассматриваются проявления нелинейных свойств волн в береговой зоне, таких, как рост высших гармоник и сдвиг фаз между второй и первой гармониками. Эти процессы являются причиной изменения симметрии волн и придонных скоростей, и, как следствие, волнового транспорта наносов. Морфодинамика песчаного дна, связанная с указанными процессами, может влиять на трансформацию волн, обуславливая, таким образом, обратную связь в системе взаимодействия волн и песчаных осадков. Анализируются результаты эксперимента в волновом лотке, в ходе которого наблюдалось формирование трех подводных валов на ровном песчаном дне. Использование ровного дна позволяет рассмотреть нелинейные процессы изолированно, без влияния обрушения волн и противотечения, что является новым подходом в экспериментальных береговых исследованиях. В ходе эксперимента формирование валов было предопределено флуктуациями высот волн вдоль лотка, что связано с отражением от волногасителя. Зафиксированы изменения вдоль пространства лотка и во времени показателей, определяемых нелинейными свойствами волн – величины второй кратной гармоники относительно первой ( $a_{2r}$ ) и сдвига фаз между ними ( $\Delta\phi$ ). Выявлено, что возникновение вала, помимо разницы высот волн, связано с высоким значением  $a_{2r}$  перед его гребнем, которое в дальнейшем уменьшается по мере эволюции данной формы. После прохождения гребня вала и с течением времени увеличивается сдвиг фаз между волновыми гармониками. В соответствии с формулой Бейларда, данные процессы ведут к постепенному снижению расхода наносов при формировании вала, т. е. профиль стремится к квазиравновесному состоянию.

**Ключевые слова:** трансформация волн, береговая зона, песчаные валы, физический эксперимент, нелинейные свойства волн, волновой перенос наносов, формула Бейларда, профиль равновесия

### Введение

При подходе волн к берегу, на промежуточной глубине, т. е. примерно с глубины, равной половине длины волны, в результате околорезонансных трехволновых нелинейных взаимодействий возникают кратные волновые гармоники. Характерной чертой данного процесса является периодический обмен энергией между основной (первой) и высшими гармониками (Young, Eldberky, 1998; van der Westhuysen, 2012; Штремель, 2019; Abroug et al., 2020). Рост второй гармоники, частота которой кратна главной гармонике, приводит к трансформации изначально синусоидальных волн в

асимметричные. Сумму двух гармонических колебаний с разными амплитудами, частотами и фазами можно представить в виде выражения:

$$\eta = a_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + a_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2),$$

где  $\eta$  – возвышение свободной поверхности,  $a_{1,2}$ ,  $\omega_{1,2}$ ,  $\varphi_{1,2}$  – амплитуда, циклическая частота и фаза первой и второй кратных гармоник соответственно.

Одна из распространенных моделей волн на глубокой воде и на промежуточной глубине – модель Стокса (Stokes, 1847), представляющая возвышение свободной поверхности как сумму кратных гармоник с фиксированным сдвигом фаз и амплитудами, пропорциональными крутизне волны. В дальнейшем (Sharma, Dean, 1981; Tayfun, 1980) было предложено развитие этой модели для описания стохастических волновых полей. Профиль волны Стокса характеризуется заостренными гребнями и пологими ложбинами (рисунок 1). При распространении волн на промежуточной глубине сдвиг фаз между гармониками меняется, появляется асимметрия относительно вертикальной оси. В зоне обрушения волны приобретают пилообразную форму – передний склон волны становится круче, чем задний (Elgar et al., 1990).

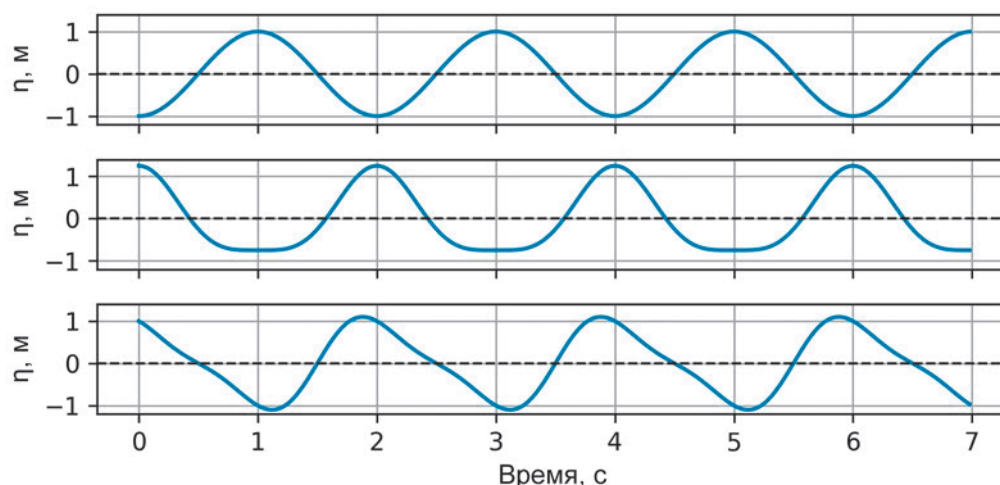


Рис. 1 – Синусоидальная волна (вверху); волна Стокса – первая и вторая гармоники в одной фазе (в центре); волна, описываемая двумя гармониками со сдвигом фаз (внизу – передний склон волны обращен в сторону нулевого значения по оси  $x$ )

Изменения симметрии волн влекут за собой соответствующие флуктуации придонных скоростей и переносимых песчаных наносов (Ruessink et al., 2009). Формула Бейларда для расчета транспорта наносов (Bailard, 1981) под воздействием волн позволяет учесть эти изменения:

$$q = \frac{1}{2} f_w \rho \left( \frac{\varepsilon_b}{\tan \varphi} \overline{u|u|^2} + \frac{\varepsilon_s}{W_s} \overline{u|u|^3} \right), \quad (1)$$

где  $f_w = 0.01$  – коэффициент донного трения,  $\rho$  – плотность песка,  $\varepsilon_b = 0.1$  и  $\varepsilon_s = 0.01$  – коэффициенты турбулентной вязкости и турбулентной диффузии соответственно,  $\tan \varphi = 0.5$  – коэффициент внутреннего трения частиц,  $W_s$  – гидравлическая крупность

(скорость осаждения) наносов,  $\overline{u|u|^2}$  и  $\overline{u|u|^3}$  – третий и четвертый моменты горизонтальных скоростей движения воды  $u$ , осредненных за период волн (Корзинин, Штремель, 2024). В первом приближении высшие моменты придонных скоростей выражаются формулами (Леонтьев, 2001):

$$\overline{u|u|^2} = \frac{3}{4}u_m^2u_{2m}\cos\Delta\varphi;$$

$$\overline{u|u|^3} = \frac{16}{5\pi}u_m^3u_{2m}\cos\Delta\varphi,$$

где  $u_m$  и  $u_{2m}$  – амплитуды первой и второй кратных гармоник горизонтальной компоненты волновой скорости;  $\Delta\varphi$  – сдвиг фаз между гармониками в радианах ( $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ ).

Ранее было показано, что максимальные значения направленной к берегу компоненты транспорта наносов, вызванной наличием у волн асимметрии, соответствуют точке максимума второй гармоники (Shtremel et al., 2022). Это связано с тем, что в этой точке сдвиг фаз между гармониками равен нулю, что означает симметрию волн относительно вертикальной оси (Saprykina et al., 2017; Сапрыкина и др., 2015). В точке минимума второй гармоники расход наносов стремится к нулю, так как в этой точке сдвиг фаз равен  $\pi/2$ .

Возникающий при распространении волн на промежуточной глубине обмен энергией между основной и высшими кратными гармониками приводит к периодическим изменениям в пространстве симметрии волновых скоростей. Это вызывает градиент расхода наносов, направленного в сторону берега (волновой перенос). Наличие данного градиента зачастую определяют как одну из причин возникновения подводных валов (Boczar-Karakiewicz, Davidson-Arnott, 1987; Chapalain, Boczar-Karakiewicz, 1992; Saprykina, 2020). Следует отметить, что в природных условиях, помимо волнового переноса осадков, в формировании и динамике подводных валов значимую роль занимают процессы, определяемые обрушением волн и возникновением противотечения, направленного в сторону моря (Thornton et al., 1996; Hoefel, Elgar, 2003).

В рамках данного исследования анализируются результаты эксперимента в волновом лотке и рассматриваются только те процессы, которые связаны с нелинейными свойствами волн. Поставлена цель выяснить, как нелинейные свойства, в том числе асимметрия волн, определяют морфодинамику песчаного дна и как данные свойства эволюционируют во времени при изменении рельефа. Это позволит выявить причины стабилизации подводного вала на начальном этапе его формирования. Для минимизации влияния факторов, связанных с обрушением волн и возникновением противотечения, эксперимент в волновом лотке осуществлен с использованием плоского горизонтального дна, т. е. без уклона, характерного для береговой зоны. Такой подход был использован целенаправленно, так как большинство аналогичных исследований рассматривает эволюцию подводных валов в условиях близких к природным (Atkinson et al., 2015; Eichentopf et al., 2020; Marchesiello et al., 2022; Grossmann et al., 2023),

т. е. с уклоном, где все процессы (вклад нелинейности волн, диссипация волновой энергии, противотечение) действуют одновременно и влияют друг на друга. Изолированное рассмотрение нелинейных процессов является новым вкладом в исследование динамики песчаных подводных валов в береговой зоне. Это является актуальным для анализа процессов стадии зарождения данных форм рельефа на спрямленном береговом профиле.

### Общее описание условий проведения эксперимента

Эксперимент был осуществлен в период с 15 по 26 мая 2023 г. в волновом лотке ООО «Гидротехника» (г. Сочи). В ходе эксперимента исследовалось воздействие монохроматических и бихроматических волн на песчаное дно. Было реализовано 30 волновых серий продолжительностью от десяти минут до двух часов каждая, в ходе которых воспроизводилось воздействие волн на горизонтальное песчаное дно, а также на искусственный песчаный вал на горизонтальном дне. Использовался хорошо сортированный песок (коэффициент сортировки  $S = 1.18$ ) медианной крупностью  $Md = 0.18$  мм. Далее будет представлен анализ двух волновых серий (run 36 и run 37), в рамках которых исследовались трансформация монохроматических волн и морфодинамика изначально плоского горизонтального песчаного дна.

Волновой лоток длиной около 20 м оснащен волнопродуктором и волногасителем (рисунок 2). Ширина лотка – 0.8 м, глубина – 1 м. В рамках эксперимента хронограммы волн фиксировались с помощью пятнадцати емкостных датчиков. Калибровка датчиков осуществлялась перед началом и после окончания эксперимента путем постепенного подъема и снижения уровня в лотке с пошаговой фиксацией с помощью датчиков значений уровня. Частота опроса датчиков во время записи имела переменное значение и менялась в диапазоне ориентировочно от 15 до 25 Гц.

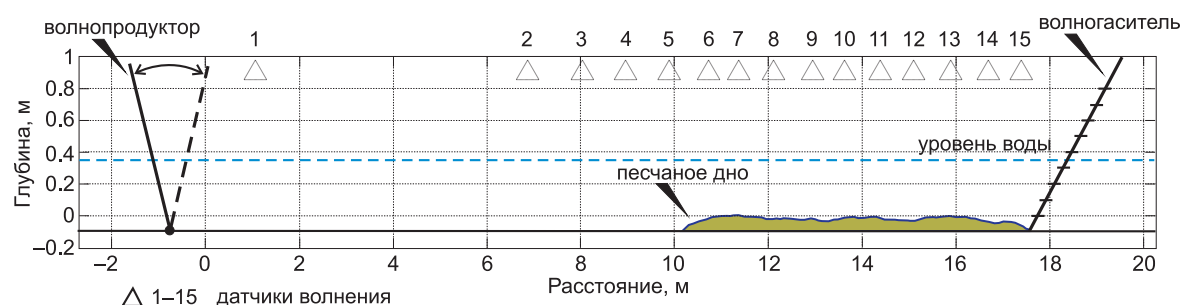


Рис. 2 – Схема волнового лотка, включая положение датчиков волнения и песчаного дна при проведении эксперимента

При проведении эксперимента песчаное дно начиналось на расстоянии 10.07 м от нулевой отметки в системе координат лотка (см. рисунок 2). Исследуемые серии (run 36 и run 37) характеризуются исходными волновыми параметрами, задаваемыми на волнопродукторе, а именно высотой волны 0.18 м и периодом – 2 с (таблица 1).

Во время run 37 положение уровня было увеличено на 3 см относительно run 36. При воздействии волн указанных параметров наблюдалось формирование и трансформация трех подводных валов, о чем более подробно будет изложено в дальнейшем.

Табл. 1 – Характеристика анализируемых волновых серий  
( $H$  – высота волны,  $T$  – период волны,  $L$  – длина волны)

Номер серии	Параметры волн на волнопродукторе	Глубина над песчаным дном	Длительность серий	Фиксация рельефа (в мин от начала серии)
run 36	$H = 0.18$ м, $T = 2$ с,	0.34–0.35 м	62 мин	0, 26, 44, 62
run 37	$L = 3.5$ м	0.37–0.38 м	65 мин	0, 32, 51, 65

Рельеф дна во время эксперимента измерялся с помощью металлического лота-щупа и путем фотофиксации. Измерения с помощью лота-щупа производились между волновыми сериями. Эти измерения в основном использовались для верификации метода фотофиксации, который применялся как между сериями, так и во время них. Время измерений рельефа во время серий run 36 и run 37 отражено в таблице 1. Полученные фотоснимки бокового стекла лотка сшивались в единое панорамное изображение, которое привязывалось с помощью GIS-пакета по перекрестиям сетки, нанесенной на стекло (рисунок 3). В дальнейшем контур измененного дна оцифровывался вручную.

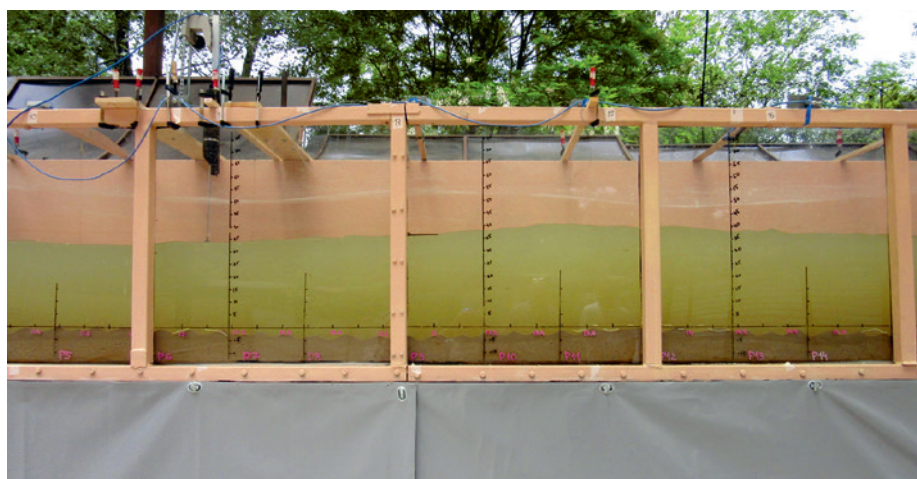


Рис. 3 – Пример съемки профиля песчаного дна, прилегающего к боковому стеклу лотка.  
На стекле – разметка, используемая для фотофиксации изменений рельефа песчаного дна в волновом лотке

### Обработка хронограмм волнения

Первичная обработка хронограмм волнения включала применение коэффициентов тарировки, приведение данных к эквидистантному временному ряду с частотой 50 Гц, центрирование хронограмм путем вычитания среднего значения. Приведение



данных к эквидистантному ряду необходимо для определения гармонических составляющих сигнала. При вычислении анализируемых величин, о которых будет сказано в дальнейшем, хронограммы каждой из двух серий разбивались на трехминутные временные отрезки. С учетом того, что продолжительность серий примерно равна одному часу (см. таблицу 1), получено по 20 значений каждой из величин для каждой серии.

Основными параметрами, определяющими нелинейные свойства волн на промежуточной глубине, являются амплитуда первой и второй гармоник  $a_1$  и  $a_2$  и сдвиг фаз между гармониками –  $\Delta\varphi$ . Для определения этих величин было применено быстрое преобразование Фурье (БПФ). Данный метод позволяет преобразовать временной ряд измеренных значений уровня воды  $h(t)$  в частотную область и выявить гармонические составляющие сигнала, соответствующие основным и высшим гармоникам. Результатом применения алгоритма БПФ является массив комплексных чисел, отражающих амплитуду и фазу каждой частотной компоненты, а также соответствующий массив частот. Амплитуда каждой гармонической компоненты вычислялась по формуле:

$$A_k = \frac{2}{N} |X_k|,$$

где  $X_k$  – значение каждого из элементов массива БПФ,  $N$  – количество отсчетов. Амплитуда первой гармоники  $a_1$  определена как максимум из полученного ряда значений  $A_k$  и по массиву частот определена соответствующая частота первой гармоники. Амплитуда второй гармоники  $a_2$  определена, исходя из соответствующего значения частоты, которая вдвое больше, чем частота первой гармоники. Сдвиг фаз  $\Delta\varphi$  определен путем восстановления сигналов отдельно для каждой из гармоник с помощью обратного преобразования Фурье и определения минимального расстояния, выраженного в угловых величинах, между пиками полученных хронограмм.

Таким образом, для математического описания трансформации волн определены такие параметры, как  $a_1$ ,  $a_2$  и  $\Delta\varphi$ . Динамика этих величин приводит к изменению формы волны, которая описывается как симметрия относительно горизонтальной оси  $Sk$  – (скьюнесс) и симметрия относительно вертикальной оси –  $As$  (см. рисунок 1). Данные величины определены согласно формулам (Ruessink et al., 2012):

$$Sk = \frac{\overline{u^3}}{\sigma_u^3}; As = \frac{\overline{H(u)^3}}{\sigma_u^3},$$

где  $u$  – орбитальная скорость,  $\sigma_u$  – стандартное отклонение  $u$ ,  $H(u)$  – мнимая часть преобразования Гилберта (в данном расчете вместо значения орбитальной скорости  $u$  использовалось возвышение свободной поверхности над средним уровнем). Исходя из изложенных теоретических предпосылок, отношение значений  $a_2$  и  $a_1$  и значения  $\Delta\varphi$  должны коррелировать со значениями  $Sk$  и  $As$  соответственно.

На основе полученных значений  $a_1$  и  $a_2$  с помощью соотношения линейной теории волн вычисляются амплитуды горизонтальной компоненты волновой скорости каждой из гармоник  $u_m$  и  $u_{2m}$ :

$$u_m, u_{2m} = \frac{\omega a}{\sinh kd},$$

где  $\omega$  – угловая частота,  $a$  – амплитуда,  $k$  – волновое число,  $d$  – глубина (значения  $\omega$ ,  $a$ ,  $k$  определяются для каждой из гармоник).

Волновая компонента скорости придонного движения воды  $u$  во втором приближении может быть выражена как сумма основной и второй кратной гармоник следующим образом (Леонтьев, 2001):

$$u(t) = u_m \cos \omega t + u_{2m} \cos(2\omega t + \Delta\varphi),$$

где  $u_m$  и  $u_{2m}$  – амплитуды первой и второй кратных гармоник горизонтальной компоненты волновой скорости;  $\Delta\varphi$  – сдвиг фаз между ними в радианах. Для расчетов используется хронограмма  $u$  длительностью не менее одного периода, на основе которой вычисляются третий и четвертый моменты  $u$ , осредненные за период волн –  $\overline{u|u|^2}$  и  $\overline{u|u|^3}$ , которые являются исходными для расчета расхода наносов в соответствии с формулой Бейларда (1).

Количество волновой энергии на каждом из датчиков оценивалось через значительную высоту волны  $H_s$ , которая определялась как среднее арифметическое высот верхней трети самых высоких волн (Guza, Thornton, 1981).

## Результаты эксперимента

В результате воздействия волн на песчаное дно было зафиксировано возникновение трех подводных валов, расположенных на расстоянии  $\sim 1.5$  м друг от друга (рисунок 4).

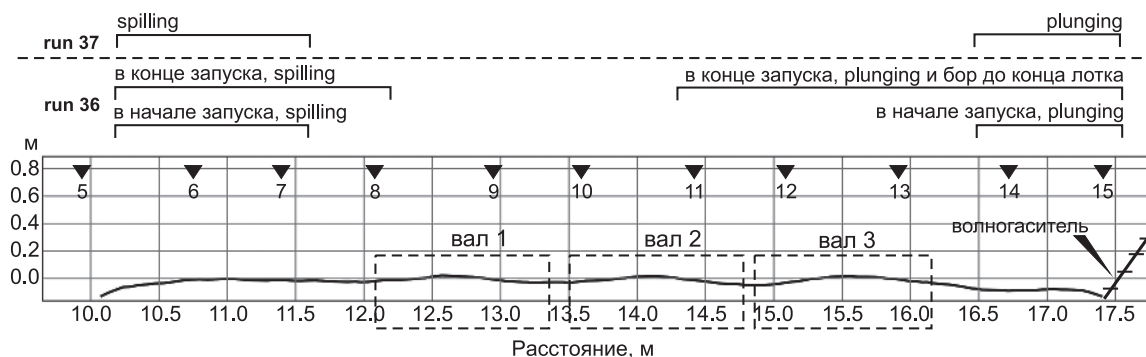


Рис. 4 – Расположение подводных валов, наблюдаемых во время эксперимента. В верхней части рисунка – положение зон обрушения и тип обрушения волн во время запусков

Валы сформировались после run 36 и в дальнейшем, в условиях более высокого уровня при run 37, вершины валов 1 и 2 сместились на некоторое расстояние в

сторону волнопродуктора (рисунок 5). Смещение гребня вала 3 во время run 37 не зафиксировано, однако в ложбине перед внешним склоном вала отмечена аккумуляция материала. Здесь и далее внешним (или передним) склоном вала будет считаться склон, расположенный со стороны подхода волн или со стороны волнопродуктора. В свою очередь, внутренним (или задним) склоном вала будет считаться склон, обращенный к условному берегу или к волногасителю.

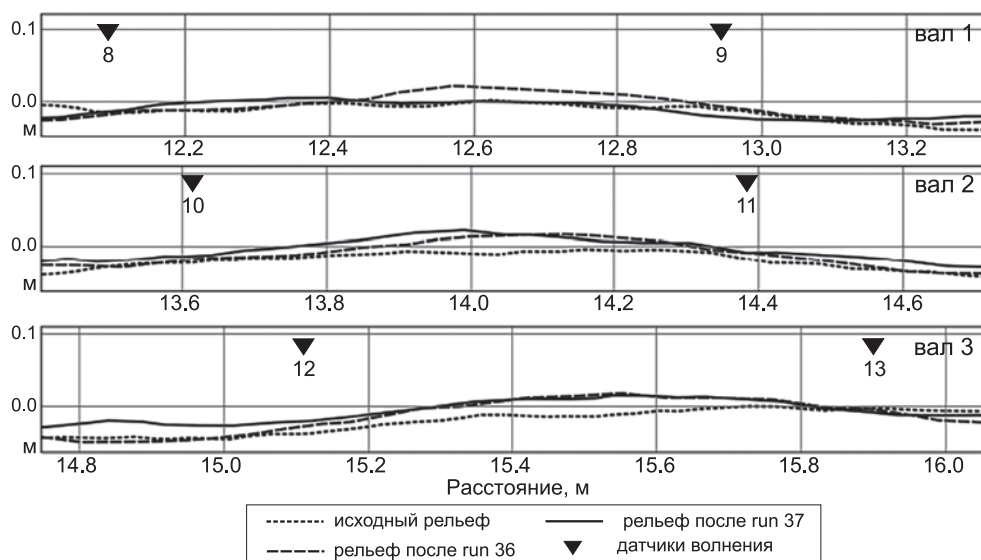


Рис. 5 – Динамика рельефа песчаного дна в волновом лотке в области формирования подводных валов. Положение подводных валов показано на рисунке 4

При обоих запусках зафиксировано две зоны обрушения волн – в районе первых двух метров песчаного дна (ближняя зона: датчики 6–8) и ближе к волногасителю (дальняя зона: датчики 11–15, рисунок 4). Во время run 36 в ближней зоне в первые минуты волны разрушались рассыпанием (тип обрушения – *spilling*) на датчиках 6 и 7, причем зона разрушения постепенно смещалась к восьмому датчику. В дальней зоне фиксировалось обрушение волн с образованием ныряющего буруна (тип обрушения – *plunging*). Постепенно, во время run 36, дальняя зона расширялась – от зоны датчиков 14–15 в начале серии и до зоны датчиков 11–15 к концу серии. При расширении дальней зоны обрушения после ныряющего буруна возникал бор, который распространялся вплоть до волногасителя. Во время run 37 разрушение волн было менее интенсивным, что в первую очередь связано с увеличением глубины в лотке при тех же волновых параметрах. В ближней зоне, в районе датчиков 6–7, тип разрушения был *spilling*, в дальней зоне, в районе датчиков 14–15 – *plunging*.

Выявлено, что вдоль лотка высоты волн  $H_s$  распределены неравномерно, что влечет соответствующие изменения расхода песчаных наносов  $q$  (рисунок 6). Динамику значений  $H_s$  в районе датчиков 6, 7 и 8 можно связать с зоной обрушения волн в начале песчаной отсыпки. В средней части лотка фактором флуктуаций высоты волны и расхода наносов, по всей видимости, является сложение подходящих и отраженных



волн. Какой-либо тенденции изменения высоты волны  $H_s$  во времени не выявлено, за исключением района вала № 2, где высоты волн к концу серии немного возрастают. В свою очередь, для значений расхода  $q$  явно прослеживается тенденция к снижению с течением времени в районе датчиков 9–14.

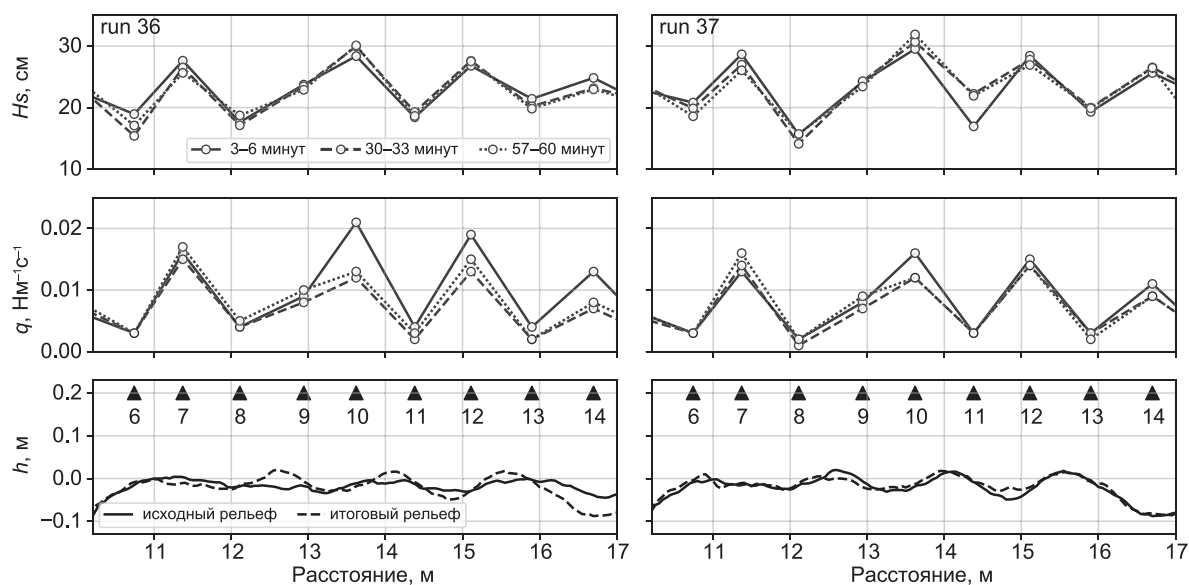


Рис. 6 – Изменение значительных высот волн ( $H_s$ ) и расхода наносов ( $q$ ) вдоль пространства волнового лотка и во времени. Здесь и далее – в нижнем ряду графиков показано изменение рельефа дна и положение датчиков волнения

Рост второй гармоники  $a_2$  относительно первой  $a_1$  оценивался с помощью соотношения  $a_{2r} = a_2/(a_1 + a_2)$ . Большие значения  $a_{2r}$  приводят к возникновению относительно высоких и заостренных гребней волн, к асимметрии волновых скоростей и к возникновению волнового транспорта, направленного к берегу. По результатам эксперимента получено, что значения  $a_{2r}$  и  $Sk$  увеличиваются в направлении волногасителя, что одновременно сопровождается более контрастным рельефом песчаных валов (рисунок 7). Единой тенденции изменения во времени для указанных величин не выявлено. В районе датчиков 6–9 значения  $a_{2r}$  и  $Sk$  немного снижаются к концу серии, в то время как в конце волнового лотка (датчики 10–14) наблюдается их рост со временем.

Сдвиг фаз  $\Delta\phi$  между первой и второй гармониками отражает изменение симметрии относительно вертикальной оси  $As$ , т. е. возникновение крутого переднего фронта волн, который, как правило, предшествует их обрушению. По результатам эксперимента выявлено, что на внешнем склоне вала, ближе к его гребню, сдвиг фаз стремится к нулевым значениям (рисунок 8, датчики 8, 10), а на внутреннем склоне вала сдвиг фаз растет (рисунок 8, датчики 9, 11, 13). Соответствующим образом изменяются и абсолютные значения  $As$ . Прослеживается динамика для  $\Delta\phi$  и  $As$  с течением времени – на внешнем склоне значения приближаются к нулю и растут на внутреннем склоне вала.

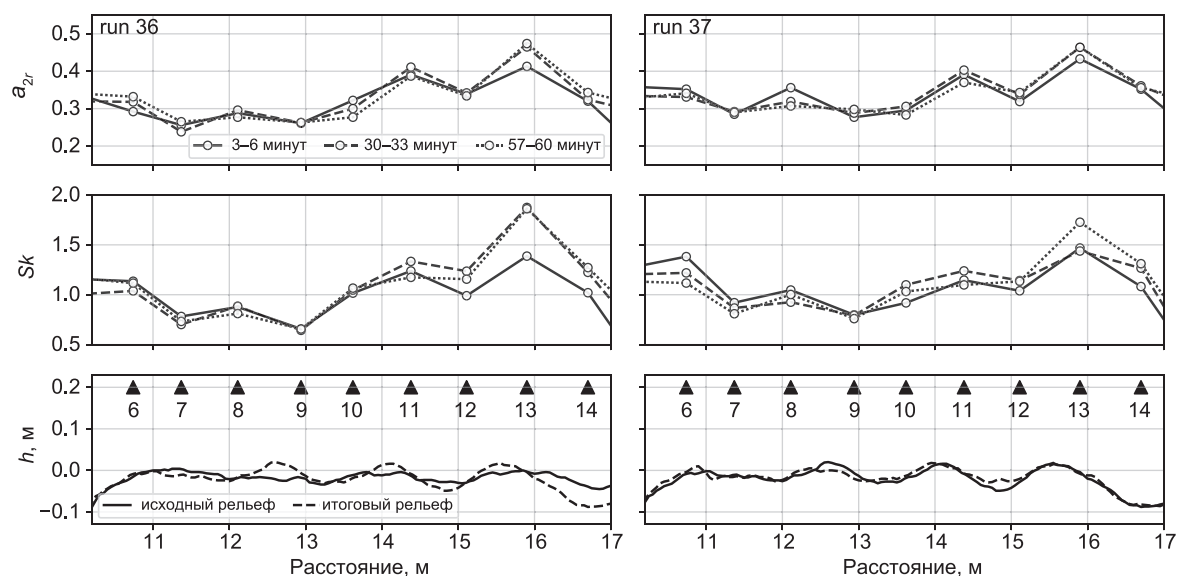


Рис. 7 – Изменение значений  $a_{2r}$  (относительный рост второй гармоники) и горизонтальной асимметрии волн (скьюнесс,  $Sk$ ) вдоль пространства волнового лотка и во времени

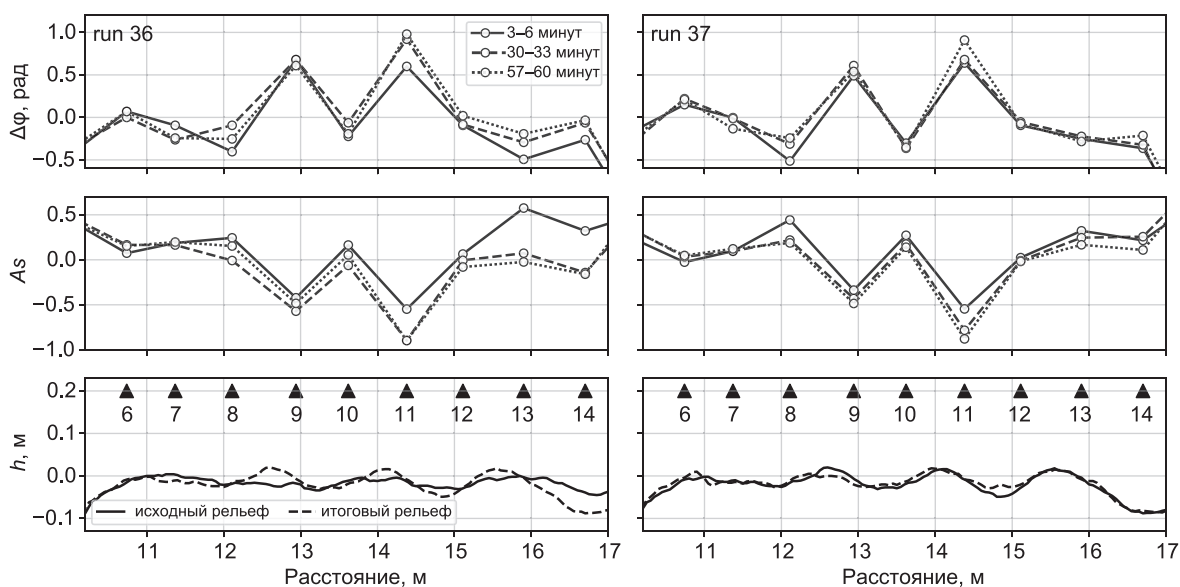


Рис. 8 – Изменение сдвига фаз между первой и второй гармониками ( $\Delta\phi$ ) и асимметрии волн относительно вертикальной оси ( $As$ ) вдоль пространства волнового лотка и во времени

### Обсуждение результатов

По результатам эксперимента можно полагать, что возникновение песчаных валов на ровном песчаном дне предопределено флуктуациями высот волн вдоль лотка (рисунок 6). Этот эффект можно связать с отражением волновой энергии от элементов лотка – волногасителя и волнопродуктора – и возникновение узлов и пучностей стоячих волн при сложении подходящей и отраженной волн. Расстояние между

максимальными значениями высоты волны равно половине их длины, что соответствует расстоянию между пучностями стоячей волны ( $L/2 = 1.75$  м). Периодическая структура изменений  $a_{2r}$  и  $\Delta\phi$  вдоль лотка, так же, как и для высот волн  $Hs$ , формируется еще до появления положительных форм рельефа (рисунки 7 и 8). Таким образом, формирование песчаных валов происходит за счет градиента расхода наносов на участках снижения количества волновой энергии, а также за счет проявления нелинейных свойств волн.

### *Динамика исследуемых показателей вдоль пространства лотка*

Анализ проявления нелинейных свойств волн вдоль пространства лотка показал, что над каждым из трех валов наблюдается схожий сценарий. На внешнем склоне вала и при приближении к его гребню растут значения  $a_{2r}$ , что отражает изменение симметрии волн относительно горизонтальной оси – возникновение крутых гребней и пологих ложбин (увеличение  $Sk$ , рисунки 7 и 9 – датчики 8 и 10). Первая и вторая гармоники здесь близки по фазе ( $\Delta\phi$  близок к нулевым значениям), что в совокупности с формой волны определяет высокий волновой перенос осадков в направлении распространения волн. После прохождения гребня вала на его внутреннем склоне отмечается снижение значений  $a_{2r}$  и увеличение сдвига фаз между гармониками  $\Delta\phi$  (рисунки 7 и 8). Передний гребень волн становится более крутой, чем задний (увеличение абсолютных значений  $As$ , рисунки 8 и 9 – датчики 9 и 11). Таким образом, на внутреннем склоне вала и в ложбине проявляются свойства волн, способствующие снижению расхода наносов. Данные результаты в целом близки к аналогичным, полученным в волновых лотках с использованием уклона (Beji S., Battjes, 1993; van der A et al., 2017). Согласно этим исследованиям, на внешнем склоне вала волны становятся островершинными за счет роста второй гармоники, которая достигает максимального значения на гребне вала. За валом основная гармоника начинает опережать вторую за счет дисперсии, что приводит к увеличению сдвига фаз.

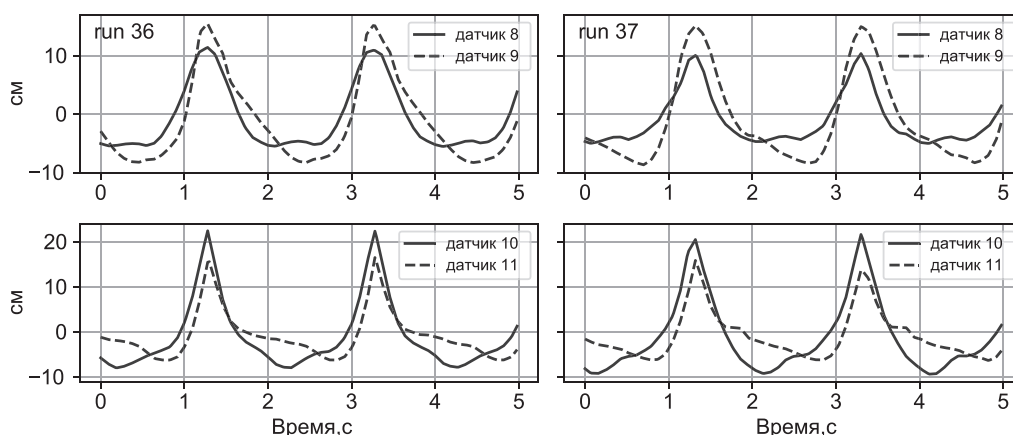


Рис. 9 – Примеры хронограмм волнения, полученных с датчиков перед гребнем вала (датчики 8 и 10) и после гребня вала (датчики 9 и 11). Передний склон волны обращен в сторону нулевого значения по оси x

В распределении значений  $a_{2r}$  вдоль лотка прослеживается тренд на их увеличение к концу лотка. Это может быть связано с тем, что рельеф вала к концу лотка становится более контрастным – перепад глубин от подошвы до гребня вала № 3 превышает 10 см (~30 % от глубины), тогда как вал № 1 имеет высоту 6 см (~15 %), а вал № 2 – 8 см (~20 %). Над более крупным валом, за счет шоалинга, с уменьшением глубины растет высота волны (Doering, Bowen, 1995). Следует отметить, что под термином «шоалинг» понимается изменение скорости, высоты и длины волны, при уменьшении глубины. Вместе с увеличением высоты волны интенсивнее растут высшие гармоники и увеличивается сдвиг фаз между ними. Уменьшение глубины по мере роста подводного вала № 3 является причиной интенсивного обрушения в конце лотка, в частности, во время run 36, когда происходит наиболее активное переформирование рельефа дна. В дальнейшем, изменение исследуемых величин во времени рассматривается только для валов № 1 и № 2.

### *Динамика исследуемых показателей во времени*

Значения сдвига фаз  $\Delta\phi$  анализируются в виде абсолютных величин, поскольку сам по себе сдвиг фазы может принимать как положительные, так и отрицательные значения, которые в контексте физического процесса переноса наносов не имеют прямого смыслового различия. В формуле, описывающей транспорт наносов, вклад этого показателя учитывается через функцию косинуса, которая является четной функцией и зависит только от модуля аргумента.

В процессе формирования песчаных валов (run 36) на их передних склонах прослеживается тренд на уменьшение значений  $a_{2r}$ , в то время как значения  $\Delta\phi$  близки к нулевым отметкам и во времени изменяются без четко выраженного тренда (рисунок 10). Наблюдаемый тренд, направленный на уменьшение значений  $a_{2r}$ , приводит к снижению расхода наносов со временем.

В следующей серии (run 37) при изменении уровня у валов 1 и 2 происходит смещение формы в сторону волнопродуктора. Датчики, расположенные ранее на внешнем склоне вала, в новых условиях располагаются ближе к гребню вала. Каких-либо тенденций изменения исследуемых параметров во времени не обнаруживается.

За гребнем вала (датчики 9, 11) значения  $a_{2r}$  для обеих серий с течением времени остаются постоянными. Сдвиг фаз между первой и второй гармониками здесь заметно вырастает относительно переднего склона вала (датчики 8, 10). Во времени  $\Delta\phi$  стабильно увеличивается на датчике 11 (для серий run 36 и run 37), что способствует снижению расхода наносов, вызванного асимметрией волновых скоростей. Полученный результат, в целом, хорошо сочетается с данными аналогичных исследований (Ruessink et al., 1998; Elgar et al., 2001; Grossmann et al., 2023), согласно которым после прохождения волнами гребня вала рост высших гармоник прекращается и дальше они распространяются с преобладанием дисперсионных процессов, когда волны разной длины расходятся с разной скоростью, за счет чего растет сдвиг фаз между волновыми гармониками.

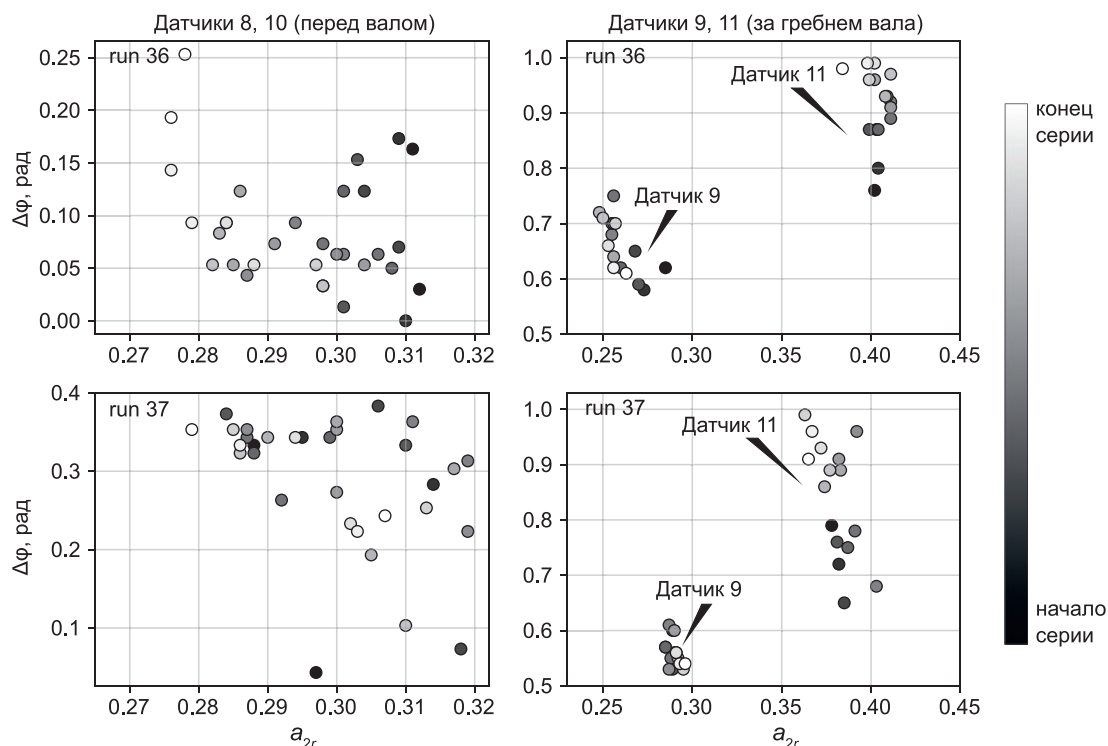


Рис. 10 – Изменений показателей  $a_{2r}$  и  $\Delta\phi$  во времени в точках, находящихся в разных положениях относительно вала

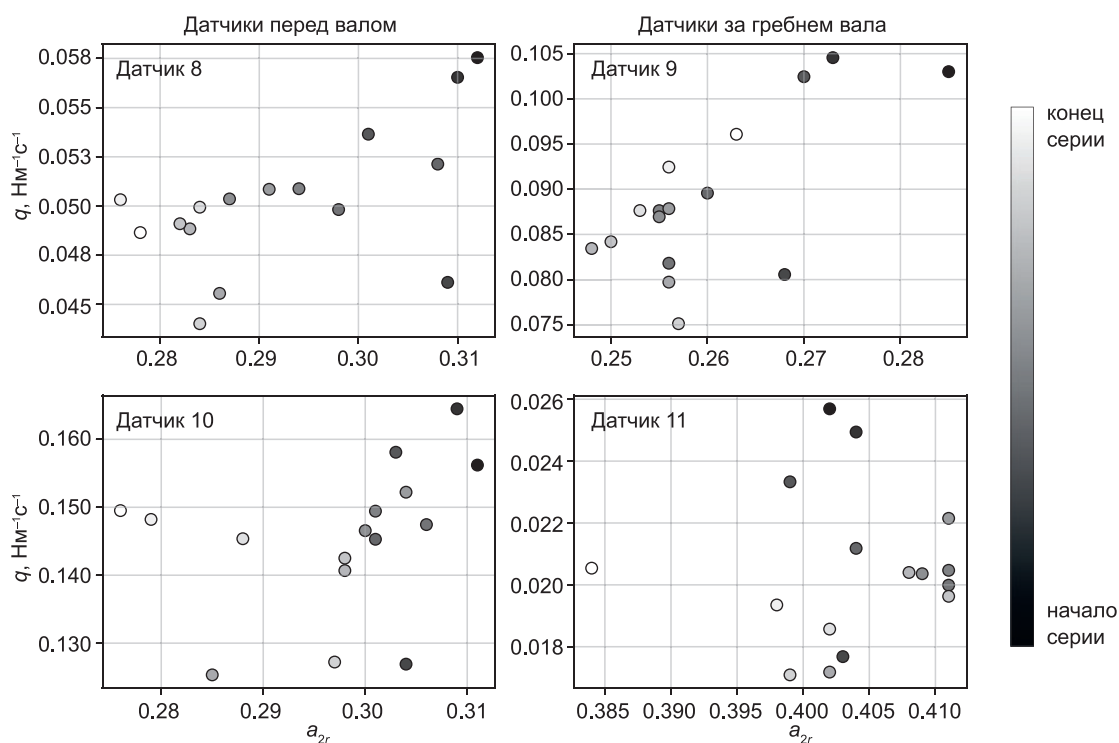


Рис. 11 – Изменение показателей  $a_{2r}$  и  $q$  во времени в точках, находящихся в разных положениях относительно вала (на примере серии run 36)

Выявленные тенденции прослеживаются в полученных значениях расхода наносов. На примере run 36 на рисунке 11 показано, что на датчиках 8 и 10 расход

наносов заметно снижается с течением времени, что связано с уменьшением амплитуды второй гармоники относительно первой. За гребнем вала такая тенденция прослеживается на датчике 11.

Таким образом, показано, что фактором стабилизации песчаного профиля, т. е. снижения расхода с течением времени, может являться уменьшение показателя  $a_{2r}$  (рост второй гармоники относительно первой) перед гребнем вала, а также увеличение сдвига фаз между гармониками после прохождения гребня вала. Данный процесс происходит по мере эволюции песчаной формы во времени. Под эволюцией песчаной формы понимается возникновение и рост подводных валов, а также их смещение при изменении волновых условий.

Следует отметить, что сами по себе монохроматические волны не вызывают транспорт наносов, в соответствии с моделью Бейларда. Таким образом, флуктуации высоты волн без наличия волновой асимметрии не приводят к изменению рельефа дна, однако при ее наличии более высокие волны транспортируют больше наносов. Чтобы изолировать рассчитанные значения расхода наносов  $q$  от влияния отраженных волн, амплитуды гармоник  $a_1$  и  $a_2$  были нормированы на значения высоты волны  $H_s$ , и затем на основе полученных значений был рассчитан расход наносов  $q_n$ . На рисунке 12 явно показана временная изменчивость расхода наносов (до 50 %), начиная с датчика 10 и вплоть до волногасителя (run 36), тогда как высота волн практически не меняется в течение всей серии. Снижение расхода связано с указанными выше процессами изменения симметрии волн: уменьшением амплитуды второй кратной волновой гармоники и увеличением сдвига фаз между основной и второй гармониками. Таким образом, именно нелинейные процессы и их динамика по мере изменения рельефа приводят к квазиравновесному состоянию песчаного профиля.

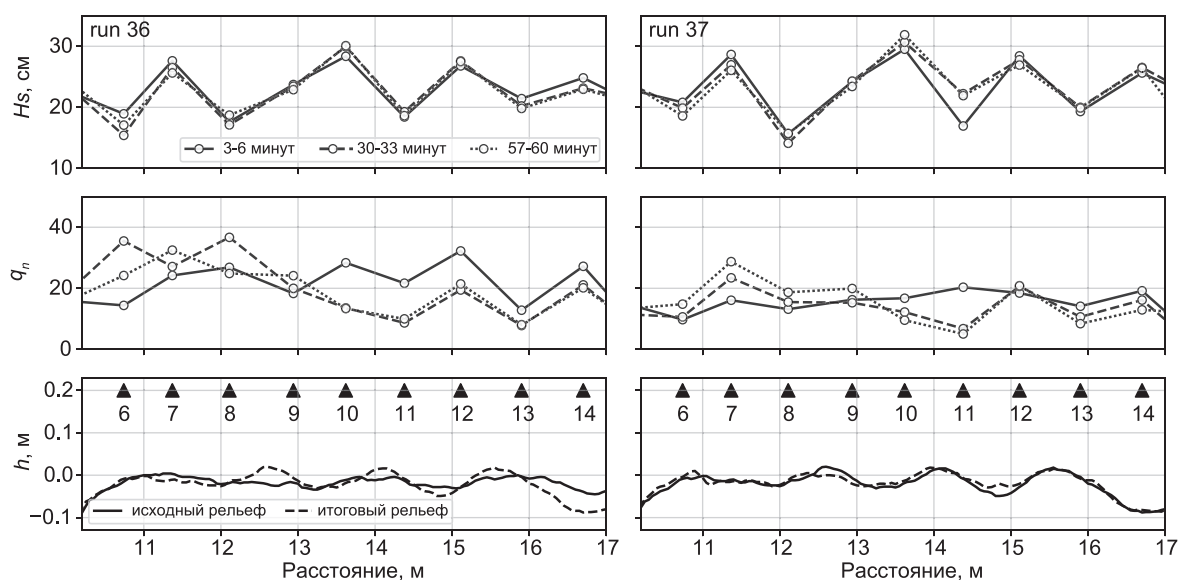


Рис. 12 – Изменение значительных высот волн ( $H_s$ ) и расхода наносов ( $q_n$ ), рассчитанного с нормированием амплитуд гармоник  $a_1$  и  $a_2$  на высоту волны  $H_s$ , вдоль пространства волнового лотка и во времени



Новизна выполненного эксперимента заключается в том, что впервые в контролируемых лабораторных условиях исследована эволюция песчаных валов, возникших изначально под действием стоячих волн и за счет проявления нелинейных свойств волн. Нелинейные процессы, а именно рост и разная скорость распространения гармоник в зависимости от условий, определяемых морфодинамикой, в дальнейшем влияли на развитие валов. Уникальность эксперимента состояла в использовании плоского горизонтального дна, что позволяет рассматривать данные процессы изолированно. Тем не менее, условия, когда отражение волн и их интерференция способствуют возникновению подводного вала, могут быть соотнесены с природными. Согласно отдельным исследованиям (Guza and Thornton, 1982; Ruessink et al., 1998; Roelvink et al., 2009), на аккумулятивных песчаных берегах отраженные от берегового профиля инфрагравитационные волны так же способствуют возникновению стоячих волн и играют важную роль в транспорте осадков и морфодинамике.

### Заключение

По результатам физического эксперимента в волновом лотке, в ходе которого моделировалось воздействие изначально монохроматических волн на ровное песчаное дно и наблюдалось формирование трех подводных песчаных валов, выявлены тенденции изменения вдоль волнового лотка и во времени показателей, определяемых нелинейными свойствами волн. В частности получено:

Эксперимент показал, что изначально, до образования исследуемых форм рельефа, вдоль лотка зафиксированы флуктуации значений высоты волны  $H_s$ , относительной величины второй волновой гармоники  $a_{2r}$  и сдвига фаз между гармониками  $\Delta\varphi$ . Различия в высоте волны вдоль лотка связаны с интерференцией отраженных волн и вместе с особенностями нелинейных свойств это являлось причиной формирования песчаных подводных валов. Вдоль пространства лотка прослеживается, что на внешнем склоне вала и при приближении к его гребню растут значения  $a_{2r}$ , что приводит к увеличению направленной в сторону волногасителя волновой компоненты расхода наносов. Рост  $a_{2r}$  прослеживается вплоть до гребня вала. После прохождения гребня вала идет снижение относительных величин второй гармоники и растет сдвиг фаз между гармониками, что говорит об уменьшении волновой компоненты расхода наносов.

На внешнем склоне вала с течением времени уменьшается относительная величина второй гармоники, что влечет снижение расхода наносов во времени, т. е. происходит приближение профиля к квазиравновесному состоянию. После прохождения вала снижение расхода наносов со временем может осуществляться за счет изменения профиля волны с симметричного относительно вертикальной оси на пилообразный и соответствующего изменения волновых скоростей из-за преобладания дисперсионных процессов над нелинейными. Это проявляется в увеличении сдвига фаз между волновыми гармониками.

Описанные процессы можно рассматривать как первичные при возникновении подводных валов в береговой зоне. Как уже отмечено, в природных условиях процессы усложняются наличием уклона дна, следствием чего является обрушение волн, обусловленное уменьшением глубины, а также противотечения. Тем не менее, при умеренных средних уклонах именно с нелинейными свойствами волн связано возникновение градиента потока наносов и, как следствие, положительных форм рельефа. Данные формы в дальнейшем влияют на трансформацию волн, обуславливая, таким образом, процессы, способствующие снижению расхода наносов. Возникшие формы могут способствовать диссипации волновой энергии, что влечет за собой развитие уже других процессов, таких как взмучивание наносов за счет турбулентности при обрушении волн и усиление оттока, вызванного противотечением.

**Благодарности.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-27-00238, <https://rscf.ru/project/24-27-00238/>. Авторы выражают благодарность ООО «Гидротехника» (г. Сочи) за предоставленную возможность осуществить эксперимент в волновом лотке.

### Список литературы

1. Корзинин Д. В., Штремель М. Н. О вкладе высших волновых гармоник в поперечный транспорт наносов в береговой зоне // Процессы в геосредах. 2024. № 3 (41). С. 2658–2665. EDN: RPLRGM
2. Леонтьев И. О. Прибрежная динамика: волны, течения, потоки наносов. М: ГЕОС, 2001. 272 с. ISBN 5-89118-211-4. [https://rusneb.ru/catalog/000199\\_000009\\_004420995/?ysclid=mi76xqvk9656068849](https://rusneb.ru/catalog/000199_000009_004420995/?ysclid=mi76xqvk9656068849)
3. Сапрыкина Я. В., Кузнецов С. Ю., Штремель М. Н., Сундар В. Метод оценки уязвимости береговой зоны под воздействием волнения на примере южного побережья полуострова Индостан // Процессы в Геосредах. 2015. № 3 (3). С. 76–87. EDN: VDGXWJ
4. Штремель М. Н. Особенности околорезонансных трехволновых взаимодействий в волнах на промежуточной глубине // Океанологические исследования. 2019. Т. 47. № 1. С. 138–144. EDN: KLPCUN. [https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2019.47\(1\).43](https://doi.org/10.29006/1564-2291.JOR-2019.47(1).43)
5. Abroug I., Abcha N., Jarno A., Marin F. Laboratory study of non-linear wave–wave interactions of extreme focused waves in the nearshore zone // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2020. Vol. 20. No. 12. P. 3279–3291. EDN: PMZCFC. <https://doi.org/10.5194/nhess-20-3279-2020>
6. Atkinson A., Shimamoto T., Sheng W., Birrien F., Baldock T. E. Beach profile evolution under cyclic wave climates // Proceedings of the 22<sup>nd</sup> Australasian Coastal and Ocean Engineering Conference and the 15<sup>th</sup> Australasian Port and Harbour Conference, Auckland, New Zealand, 15–18 September 2015; Australian Coasts and Ports. <https://espace.library.uq.edu.au/view/UQ:679064>
7. Bailard J. A. An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1981. Vol. 86. Iss. C11. P. 10938–10954. <https://doi.org/10.1029/JC086iC11p10938>
8. Beji S., Battjes J. A. Experimental investigation of wave propagation over a bar // Coastal Engineering. 1993. Vol. 19. Iss. 1–2. P. 151–162. [https://doi.org/10.1016/0378-3839\(93\)90022-Z](https://doi.org/10.1016/0378-3839(93)90022-Z)

9. *Boczar-Karakiewicz B., Davidson-Arnott R. G. D.* Nearshore bar formation by non-linear wave processes – a comparison of model results and field data // *Marine Geology*. 1987. Vol. 77. No. 3–4. P. 287–304. EDN: **PVYSCT**. [https://doi.org/10.1016/0025-3227\(87\)90118-6](https://doi.org/10.1016/0025-3227(87)90118-6)
10. *Chapalain G., Boczar-Karakiewicz B.* Modeling of Hydrodynamics and Sedimentary Processes Related to Unbroken Progressive Shallow Water Waves // *Journal of Coastal Research*. 1992. Vol. 8. No. 2. P. 419–441. <https://www.jstor.org/stable/4297987>
11. *Doering J. C., Bowen A. J.* Parametrization of orbital velocity asymmetries of shoaling and breaking waves using bispectral analysis // *Coastal Engineering*. 1995. Vol. 26. No. 1–2. P. 15–33. EDN: **XXVGHM**. [https://doi.org/10.1016/0378-3839\(95\)00007-X](https://doi.org/10.1016/0378-3839(95)00007-X)
12. *Eichentopf S., van der Zanden J., Caceres I., Baldock T. E., Alsina J. M.* Influence of storm sequencing on breaker bar and shoreline evolution in large-scale experiments // *Coastal Engineering*. 2020. Vol. 157. P. 103659. EDN: **IWDJLC**. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2020.103659>
13. *Elgar S., Freilich M. H., Guza R. T.* Model-data comparisons of moments of nonbreaking shoaling surface gravity waves // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1990. Vol. 95. Iss. C9. P. 16055–16063. <https://doi.org/10.1029/JC095iC09p16055>
14. *Elgar S., Gallagher E. L., Guza, R. T.* Nearshore sandbar migration // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2001. Vol. 106. Iss. C6. P. 11623–11627. EDN: **VRSBKH**. <https://doi.org/10.1029/2000JC000389>
15. *Grossmann F., Hurther D., Sanchez-Arcilla A., Alsina J. M.* Influence of the initial beach profile on the sediment transport processes during post-storm onshore bar migration // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2023. Vol. 128. Iss. 4. P. e2022JC019299. EDN: **ZSNNTM**. <https://doi.org/10.1029/2022JC019299>
16. *Guza R. T., Thornton E. B.* Wave set-up on a natural beach // *Journal of Geophysical Research*. 1981. Vol. 86. Iss. C5. P. 4133–4137. <https://doi.org/10.1029/JC086iC05p04133>
17. *Guza R. T., Thornton E. B.* Swash oscillations on a natural beach // *Journal of Geophysical Research*. 1982. Vol. 87. Iss. 1. P. 483–491. <https://doi.org/10.1029/JC087iC01p00483>
18. *Hoefel F. G., Elgar S.* Wave-induced sediment transport and sandbar migration // *Science*. 2003. Vol. 299. No. 5614. P. 1885–1887. EDN: **GPEZZT**. <https://doi.org/10.1126/science.1081448>
19. *Marchesiello P., Chauchat J., Shafiei H., Almar R., Benshila R., Dumas F., Debreu L.* 3D wave-resolving simulation of sandbar migration // *Ocean Modelling*. 2022. Vol. 180. P. 102127. EDN: **LWLSAU**. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2022.102127>
20. *Roelvink D., Reniers A., van Dongeren A., van Thiel de Vries J., McCall R., Lescinski J.* Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands // *Coastal Engineering*. 2009. Vol. 56. Iss. 11–12. P. 1133–1152. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2009.08.006>
21. *Ruessink B., Houwman K., Hoekstra P.* The systematic contribution of transporting mechanisms to the cross-shore sediment transport in water depths of 3 to 9 m // *Marine Geology*. 1998. Vol. 152. No. 4. P. 295–324. EDN: **ABWGBJ**. [https://doi.org/10.1016/S0025-3227\(98\)00133-9](https://doi.org/10.1016/S0025-3227(98)00133-9)
22. *Ruessink B. G., van den Berg T. J. J., van Rijn L. C.* Modeling sediment transport beneath skewed asymmetric waves above a plane bed // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2009. Vol. 114. Iss. C11. <https://doi.org/10.1029/2009JC005416>
23. *Ruessink B. G., Ramaekers G., van Rijn L. C.* On the parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models // *Coastal Engineering*. 2012. Vol. 65. P. 56–63. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.03.006>
24. *Saprykina Y. V., Shtremel M. N., Kuznetsov S. Y.* On the possibility of biphasе parametrization for wave transformation in the coastal zone // *Oceanology*. 2017. Vol. 57. No. 2. P. 253–264. EDN: **XMVTDG**. <https://doi.org/10.1134/S0001437016060126>

25. Saprykina Y. The influence of wave nonlinearity on cross-shore sediment transport in coastal zone: experimental investigations // *Appl. Sci.* 2020. Vol. 10. No. 12. P. 1–14. EDN: RMYNUB. <https://doi.org/10.3390/app10124087>
26. Sharma J. N., Dean R. G. Second-order directional seas and associated wave forces // *Society of Petroleum Engineers Journal*. 1981. Vol. 21. No. 1. P. 129–140. <https://doi.org/10.2118/8584-PA>
27. Shtremel M., Saprykina Y., Ayat B. The method for evaluating cross-shore migration of sand bar under the influence of nonlinear waves transformation // *Water*. 2022. Vol. 14. No. 2. Art. 214. EDN: TKKUHX. <https://doi.org/10.3390/w14020214>
28. Stokes G. G. On the theory of oscillatory waves // *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*. 1847. 8. 441–455.
29. Tayfun M. A. Narrow-band nonlinear sea waves // *Journal of Geophysical Research*. 1980. Vol. 85. No. C3. 1548–1552. <https://doi.org/10.1029/JC085iC03p01548>
30. Thornton E. B., Humiston R. T., Birkemeier W. A. Bar/trough generation on a natural beach // *Journal of Geophysical Research*. 1996. Vol. 101. Iss. 5. P. 12097–12110. <https://doi.org/10.1029/96JC00209>
31. van der A D. A., van der Zanden J., O'Donoghue T., Hurther D., Cáceres I., McLelland S. J., Ribberink J. S. Large-scale laboratory study of breaking wave hydrodynamics over a fixed bar // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2017. Vol. 122. Iss. 4. P. 3287–3310. <https://doi.org/10.1002/2016JC012072>
32. van der Westhuysen A. J. Modelling nearshore wave processes // *Proceedings of the ECMWF Workshop on Ocean Waves*, Reading, UK, 25–27 June 2012. <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2016JC012072>
33. Young I. R., Eldeberky Y. Observations of triad coupling of finite depth wind waves // *Coastal Engineering*. 1998. Vol. 33. No. 2–3. P. 137–154. EDN: YCIVPF. [https://doi.org/10.1016/S0378-3839\(98\)00006-4](https://doi.org/10.1016/S0378-3839(98)00006-4)

Статья поступила в редакцию 11.09.2025, одобрена к печати 05.11.2025.

**Для цитирования:** Корзинин Д. В., Штремель М. Н. Морфодинамика песчаного дна под воздействием нелинейных свойств волн по данным эксперимента в волновом лотке // *Океанологические исследования*. 2025. Т. 53. № 4. С. 23–44. [https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2025.53\(4\).2](https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2025.53(4).2)

## **MORPHODYNAMICS OF SANDY BOTTOM UNDER THE INFLUENCE OF NONLINEAR PROPERTIES OF WAVES BASED ON THE EXPERIMENT IN A WAVE FLUME**

**D. V. Korzinin, M. N. Shtremel**

*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences,  
36, Nakhimovskiy prospekt, Moscow, 117997, Russia,  
e-mail: [korzinin@ocean.ru](mailto:korzinin@ocean.ru)*

The nonlinear wave properties in the coastal zone are considered, such as the growth of higher harmonics and the phase shift between the second and first harmonics. These processes cause changes in wave symmetry and near-bottom velocities, and consequently, sediment wave transport. The morphodynamics of the sandy bottom associated with these processes can influence on wave transformation, thereby creating a feedback loop in the wave-sediment

interaction system. The results of a wave flume experiment are analyzed, during which the formation of three underwater bars on a flat sandy bottom was observed. The use of a flat bottom allows nonlinear processes to be examined in isolation, without the influence of wave breaking and undertow, which is a novel approach in experimental coastal research. During the experiment, the formation of underwater bars was predetermined by fluctuations in wave heights along the channel, which is related to reflection from the wave absorber. Changes in space along the flume and in time were recorded for parameters determined by the nonlinear properties of the waves—namely, the magnitude of the second harmonic relative to the first ( $a_{2r}$ ) and the phase shift between them ( $\Delta\phi$ ). It was revealed that the formation of bar, in addition to the difference in wave heights, is associated with a high value  $a_{2r}$  before its crest, which subsequently decreases as the evolution of this shape progresses. After passing the bar crest and over time, the phase shift between the wave harmonics increases. According to Bailard's formula, these processes lead to a gradual decrease in sediment discharge during bar formation, i.e., the profile tends toward a quasi-equilibrium state.

**Keywords:** wave transformation, coastal zone, sand bars, physical experiment, nonlinear wave properties, sediment wave transport, Bailard formula, equilibrium profile

**Acknowledgments:** The research was carried out with funding from the Russian Science Foundation grant No. 24-27-00238, <https://rscf.ru/project/24-27-00238/> The authors express their gratitude to Hydrotexnika LLC (Sochi) for providing the opportunity to conduct the experiment in the wave flume.

## References

1. Abroug, I., N. Abcha, A. Jarno, and F. Marin, 2020: Laboratory study of non-linear wave–wave interactions of extreme focused waves in the nearshore zone. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **20** (12), 3279–3291, EDN: PMZCFC, <https://doi.org/10.5194/nhess-20-3279-2020>
2. Atkinson, A., T. Shimamoto, W. Sheng, F. Birrien, and T. E. Baldock, 2015: Beach profile evolution under cyclic wave climates. In: *Proceedings of the 22<sup>nd</sup> Australasian Coastal and Ocean Engineering Conference and the 15<sup>th</sup> Australasian Port and Harbour Conference, Auckland, New Zealand, 15–18 September 2015*; Australian Coasts and Ports, <https://espace.library.uq.edu.au/view/UQ:679064>
3. Bailard, J. A., 1981: An Energetics Total Load Sediment Transport Model for a Plane Sloping Beach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **86** (C11), 10938–10954, <https://doi.org/10.1029/JC086iC11p10938>
4. Beji, S. and J. A. Battjes, 1993: Experimental investigation of wave propagation over a bar. *Coastal Engineering*, **19** (1–2), 151–162, [https://doi.org/10.1016/0378-3839\(93\)90022-Z](https://doi.org/10.1016/0378-3839(93)90022-Z)
5. Boczar-Karakiewicz, B. and R. G. D. Davidson-Arnott, 1987: Nearshore bar formation by non-linear wave processes – a comparison of model results and field data. *Marine Geology*, **77** (3–4), 287–304, EDN: PVYSCT, [https://doi.org/10.1016/0025-3227\(87\)90118-6](https://doi.org/10.1016/0025-3227(87)90118-6)
6. Chapalain, G. and B. Boczar-Karakiewicz, 1992: Modeling of Hydrodynamics and Sedimentary Processes Related to Unbroken Progressive Shallow Water Waves. *Journal of Coastal Research*, **8** (2), 419–441, <https://www.jstor.org/stable/4297987>
7. Doering, J. C. and A. J. Bowen, 1995: Parametrization of orbital velocity asymmetries of shoaling and breaking waves using bispectral analysis. *Coastal Engineering*, **26** (1–2), 15–33, EDN: XXVGHM, [https://doi.org/10.1016/0378-3839\(95\)00007-X](https://doi.org/10.1016/0378-3839(95)00007-X)



8. Eichentopf, S., J. van der Zanden, I. Caceres, T. E. Baldock, and J. M. Alsina, 2020: Influence of storm sequencing on breaker bar and shoreline evolution in large-scale experiments. *Coastal Engineering*, **157**, 103659, EDN: IWDJLC, <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2020.103659>
9. Elgar, S., M. H. Freilich, and R. T. Guza, 1990: Model-data comparisons of moments of nonbreaking shoaling surface gravity waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **95** (C9), 16055–16063, <https://doi.org/10.1029/JC095iC09p16055>
10. Elgar, S., E. L. Gallagher, and R. T. Guza, 2001: Nearshore sandbar migration. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **106** (C6), 11623–11627, EDN: VRSBKH, <https://doi.org/10.1029/2000JC000389>
11. Grossmann, F., D. Hurther, A. Sanchez-Arcilla, and J. M. Alsina, 2023: Influence of the initial beach profile on the sediment transport processes during post-storm onshore bar migration // *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **128** (4), e2022JC019299, EDN: ZSNNTM, <https://doi.org/10.1029/2022JC019299>
12. Guza, R. T. and E. B. Thornton, 1981: Wave Set-up on a Natural Beach. *Journal of Geophysical Research*, **86** (C5), 4133–4137, <https://doi.org/10.1029/JC086iC05p04133>
13. Guza, R. T. and E. B. Thornton, 1982: Swash oscillations on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, **87** (1), 483–491, <https://doi.org/10.1029/JC087iC01p00483>
14. Hoefel, F. G. and S. Elgar, 2003: Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science*, **299** (5614), 1885–1887, EDN: GPEZZT, <https://doi.org/10.1126/science.1081448>
15. Korzinin, D. V. and M. N. Shtremel, 2024: O вкладе vysshih volnovykh garmonik v poperechnyy transport nanosov v beregovoy zone (On the contribution of higher wave harmonics to the cross-shore sediment transport in the coastal zone). *Process in Geomedia*, **3** (41), 2658–2665, EDN: RPLRGM
16. Leont'ev, I. O., 2021: Pribreznaya dinamika: volny, techeniya, potoki nanosov (Coastal dynamics: waves, currents, sediment transport). Moscow, GEOS, 2001, 272 p., ISBN 5-89118-211-4, [https://rusneb.ru/catalog/000199\\_000009\\_004420995/?ysclid=mi76xqvkg9656068849](https://rusneb.ru/catalog/000199_000009_004420995/?ysclid=mi76xqvkg9656068849)
17. Marchesiello, P., J. Chauchat, H. Shafiei, R. Almar, R. Benshila, F. Dumas, and L. Debreu, 2022: 3D wave-resolving simulation of sandbar migration. *Ocean Modelling*, **180**, 102127, EDN: LWLSAU, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2022.102127>
18. Roelvink, D., A. Reniers, A. van Dongeren, J. van Thiel de Vries, R. McCall, and J. Lescinski, 2009: Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coastal Engineering*, **56** (11–12), 1133–1152, <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2009.08.006>
19. Ruessink, B., K. Houwman, and P. Hoekstra, 1998: The systematic contribution of transporting mechanisms to the cross-shore sediment transport in water depths of 3 to 9 m. *Marine Geology*, **152** (4), 295–324, EDN: ABWGBJ, [https://doi.org/10.1016/S0025-3227\(98\)00133-9](https://doi.org/10.1016/S0025-3227(98)00133-9)
20. Ruessink, B. G., T. J. J. van den Berg, and L. C. van Rijn, 2009: Modeling sediment transport beneath skewed asymmetric waves above a plane bed. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, **114** (C11), <https://doi.org/10.1029/2009JC005416>
21. Ruessink, B. G., G. Ramaekers, and L. C. van Rijn, 2012: On the parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models. *Coastal Engineering*, **65**, 56–63, <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.03.006>
22. Saprykina, Ya. V., S. Yu. Kuznecov, M. N. Shtremel, and V. Sundar, 2015: Metod ocenki uyazvimosti beregovoy zony pod vozdejstviem volneniya na primere yuzhnogo poberezh'ya poluostrova Indostan (Method for assessing the vulnerability of the coastal zone under the influence of waves using the southern coast of the Hindustan Peninsula as an example). *Process in Geomedia*, **3** (3), 76–87, EDN: VDGXWJ, <https://elibrary.ru/item.asp?id=25100141>



23. Saprykina, Y. V., M. N. Shtremel, and S. Y. Kuznetsov, 2017: On the Possibility of Biphasic Parametrization for Wave Transformation in the Coastal Zone. *Oceanology*, **57** (2), 253–264, EDN: XMVTDG, <https://doi.org/10.1134/S0001437016060126>
24. Saprykina, Y., 2020: The Influence of Wave Nonlinearity on Cross-Shore Sediment Transport in Coastal Zone: Experimental Investigations. *Appl. Sci.*, **10** (12), 1–14, EDN: RMYNUB, <https://doi.org/10.3390/app10124087>
25. Sharma, J. N. and R. G. Dean, 1981: Second-order directional seas and associated wave forces. *Society of Petroleum Engineers Journal*, **21** (1), 129–140, <https://doi.org/10.2118/8584-PA>
26. Shtremel, M., Y. Saprykina, and B. Ayat, 2022: The Method for Evaluating Cross-Shore Migration of Sand Bar under the Influence of Nonlinear Waves Transformation. *Water*, **14** (2), 214, EDN: TKKUH, <https://doi.org/10.3390/w14020214>
27. Shtremel, M. N., 2019: Osobennosti okolorezonansnykh trekhvolnovykh vzaimodeystviy v volnah na promezhutochnoy glubine (Features of near-resonant triad interactions in waves on intermediate depth). *Journal of Oceanological Research*, **47** (1), 138–144, EDN: KLPCUN, <https://jor.ocean.ru/index.php/jor/article/view/329>
28. Stokes, G. G., 1847: On the theory of oscillatory waves. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, **8**, 441–455.
29. Tayfun, M. A., 1980: Narrow-band nonlinear sea waves. *Journal of Geophysical Research*, **85** (C3), 1548–1552, <https://doi.org/10.1029/JC085iC03p01548>
30. Thornton, E. B., R. T. Humiston and W. A. Birkemeier, 1996: Bar/trough generation on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, **101** (5), 12097–12110, <https://doi.org/10.1029/96JC00209>
31. van der A, D. A., J. van der Zanden, T. O'Donoghue, D. Hurther, I. Cáceres, S. J. McLelland, and J. S. Ribberink, 2017: Large-scale laboratory study of breaking wave hydrodynamics over a fixed bar. *J. Geophys. Res. Oceans*, **122** (4), 3287–3310, <https://doi.org/10.1002/2016JC012072>
32. van der Westhuysen, A. J., 2012: Modelling nearshore wave processes. In: *Proceedings of the ECMWF Workshop on Ocean Waves, Reading, UK, 25–27 June 2012*, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2016JC012072>
33. Young, I. R. and Y. Eldeberky, 1998: Observations of triad coupling of finite depth wind waves. *Coastal Engineering*, **33** (2–3), 137–154, EDN: YCIVPF, [https://doi.org/10.1016/S0378-3839\(98\)00006-4](https://doi.org/10.1016/S0378-3839(98)00006-4)

Submitted 11.09.2025, accepted 05.11.2025.

**For citation:** Korzinin, D. V. and M. N. Shtremel, 2025: Morphodynamics of sandy bottom under the influence of nonlinear properties of waves based on the experiment in a wave flume. *Journal of Oceanological Research*, **53** (4), 23–44, [https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2025.53\(4\).2](https://doi.ocean.ru/10.29006/1564-2291.JOR-2025.53(4).2)

## 基于波浪水槽实验的波浪非线性特性作用下的沙质海底形态动力学研究

D. V. Korzinin, M. N. Shtremel

*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences,  
36, Nakhimovskiy prospekt, Moscow, 邮编: 117997, Russia,  
电子邮件: [korzinin@ocean.ru](mailto:korzinin@ocean.ru)*

考虑海岸带波浪非线性特性的表现,如高次谐波的增长及二次与一次谐波间的相位差。这些过程会导致波浪对称性和近底流速的改变,进而影响沉积物的波浪输运。与上述过程相关的沙质海底形态动力学会影响波浪的变形,从而在波浪与沙质沉积物相互作用系统中形成反馈回路。

分析波浪水槽的实验结果,实验中观察到在平坦沙底上形成了三道水下沙坝。采用平坦底床可独立研究非线性过程,避免波浪破碎和回流的影响,此为海岸实验研究的新方法。实验期间,沙坝的形成由沿水槽方向的波高波动所决定,这与消波器的反射有关。记录并分析了由波浪非线性特性所决定的参数——即二次谐波相对于一次谐波的幅值比 ( $a_{2r}$ ) 以及二者之间的相位差 ( $\Delta\phi$ )——沿水槽空间及随时间的变化。研究揭示,沙坝的形成除了与波高差有关外,还与其波峰前较高的  $a_{2r}$  值相关,该值随后随地形演化而减小。越过沙坝波峰后,随着时间的推移,波浪谐波之间的相位差会增大。根据贝拉德公式,这些过程导致沙坝形成过程中的泥沙输运率逐渐降低,即剖面趋向于准平衡状态。

**关键词:** 波浪变形,海岸带,沙坝,物理实验,波浪非线性特性,沉积物波浪输运,贝拉德公式,平衡剖面

**致谢:** 本研究由俄罗斯科学基金会资助 (项目编号 24-27-00238, <https://rscf.ru/project/24-27-00238/>)。  
作者感谢Hydrotexnika有限责任公司(索契市)提供在波浪水槽中进行实验的机会。