

УДК 551.435.3

РИТМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ПЕСЧАНОГО БЕРЕГА И САМООРГАНИЗАЦИЯ РЕЛЬЕФА

©2024 г. И. О. Леонтьев*

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия

*e-mail: igor.leontiev@gmail.com

Поступила в редакцию 30.10.2023 г.

После доработки 14.12.2023 г.

Принята к публикации 28.12.2023 г.

Феномен ритмических форм рельефа в береговой зоне (пляжевые фестоны, песчаные волны, косы, подводные валы) рассматривается как результат самоорганизации рельефа при установлении положительной обратной связи между транспортом наносов и морфологией. Показано, что динамика контура и профиля берега может быть описана в терминах уравнения диффузии, которое допускает как затухание, так и рост возмущений рельефа. Характеризуются условия, при которых включается механизм самоорганизации и возникающие возмущения растут со временем. Ритмические структуры контура берега традиционно связываются с волнениями, распространяющимися под большим углом относительно береговой нормали. Показано однако, что самоорганизация фестонов и мегафестонов реализуется и при нормальном к берегу волнении благодаря развитию циркуляционных ячеек в прибойной зоне. Обосновывается вывод, что формирование подводных валов при определенных условиях также обуславливается механизмом самоорганизации. Полученные результаты помогают интерпретировать имеющиеся данные наблюдений в отношении эволюции мультиваловых систем.

Ключевые слова: морской берег, самоорганизация рельефа, ритмические формы контура и профиля берега, транспорт наносов

DOI: 10.31857/S0030157424040113, **EDN:** PRCRZD

ВВЕДЕНИЕ

Морфология песчаного аккумулятивного берега характеризуется наличием волнообразных форм рельефа разного масштаба, которые прослеживаются как в очертаниях контура берега, так и в рисунке профиля дна. К ритмическим структурам береговой линии относятся, например, пляжевые фестоны, мегафестоны, вдольбереговые песчаные волны и песчаные косы, а примером волнообразных форм профиля берега служат системы параллельных берегу подводных валов. На галечных берегах ритмические формы могут быть представлены пляжевыми фестонами [2].

Для объяснения ритмичности прибрежной топографии предложен целый ряд гипотез и теорий. Одна из существующих точек зрения исходит из того, что воздействующая на берег гидродинамика обладает собственным пространственным ритмом, который находит отражение в рельефе. Предполагается, например, что ритмический рисунок контура берега связан с влиянием краевых волн (edge waves) [12], а системы подводных валов рассматриваются как результат действия инфрагравитационных колебаний той или иной приро-

ды [24]. Показано, в частности, что флуктуации скорости диссипации энергии, связанные с группами волн, хорошо коррелируют с шагом мультиваловых систем [3].

Однако наибольшее признание получила идея о самоорганизации прибрежной морфологии как нелинейной системы с положительной обратной связью между транспортом наносов и эволюционирующим рельефом дна [11, 16, 19, 20]. Согласно этой концепции, пространственный ритм морфологии не обязательно совпадает с ритмом вынуждающих сил, а вырабатывается в процессе взаимодействия гидродинамики и рельефа. При подходящих условиях небольшое возмущение рельефа может расти со временем, вызывая пространственные осцилляции контура и профиля берега. Гидродинамическая неустойчивость в условиях первоначально плоского берега проявляется, например, в развитии циркуляционных ячеек в прибойной зоне [23, 29].

Концепция самоорганизации рельефа нашла отражение в целом ряде морфодинамических моделей [6, 9, 10, 18, 21, 25, 30], в основе которых лежит принцип сохранения массы,

связывающий изменения глубин с градиентами расхода наносов:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y}, \quad (1)$$

где h — глубина, t — время, оси OX и OY направлены соответственно по нормали и вдоль генерального направления береговой линии (рис. 1а), q_x и q_y — поперечный и продольный расходы наносов на единицу ширины ($\text{м}^3\text{м}^{-1}\text{с}^{-1}$). Если профиль берега близок к равновесию и в ходе эволюции сохраняет свои свойства [15], то из (1) следует уравнение эволюции контура берега [5, 31]:

$$\frac{\partial x_0}{\partial t} = \frac{\partial Q_y / \partial y - \bar{q}_x}{h_* + z_b}, \quad (2)$$

где x_0 — положение береговой линии, $Q_y = \int_0^{l_*} q_y dx$ — интегральный вдольбереговой расход наносов, $\bar{q}_x$ — результирующий поперечный расход, а l_* — длина активной области профиля или расстояние между глубиной замыкания h_* (где штормовые деформации дна пренебрежимо малы) и максимальным возвышением пляжа z_b .

В настоящей работе представлен краткий обзор исследований, касающихся причин развития ритмической прибрежной топографии. Главная цель заключается в том, чтобы охарактеризовать условия, при которых механизм самоорганизации может быть ответственен за формирование ритмических структур контура и профиля берега. Используются упрощенные модели, основанные на уравнениях (1) и (2), позволяющие представить искомые результаты в наглядной аналити-

ческой форме. В первой части работы рассматриваются ритмические формы контура берега, а во второй обсуждаются различные аспекты феномена подводных валов на береговом склоне.

РИТМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ КОНТУРА БЕРЕГА

В большинстве случаев волны распространяются к берегу под некоторым углом и создают вдольбереговой расход наносов Q_y . Его величина зависит, в частности, от угла подхода $\Theta_\infty + \delta$, где Θ_∞ — угол между направлением волн на глубокой воде и нормалью к берегу, а δ — угол отклонения береговой линии от генерального направления (рис. 1а). Максимум Q_y достигается при углах подхода около 45° [2, 31]. На рисунках 1б и в показаны изменения расхода наносов вдоль выступа береговой линии при малых ($<45^\circ$) и больших ($>45^\circ$) углах подхода. Очевидно, при малых углах увеличение $\Theta_\infty + \delta$ вниз по течению вызывает

рост потока наносов ($\frac{\partial Q_y}{\partial y} > 0$) и размыв берега

(рис. 1б). При больших углах (рис. 1в) увеличение $\Theta_\infty + \delta$ приводит к уменьшению потока наносов

($\frac{\partial Q_y}{\partial y} < 0$), аккумуляции и росту возмущения.

Прокомментируем этот результат, используя известную формулу расхода наносов CERC [26], которая может быть представлена в форме [9]:

$$Q_y = K_1 H_\infty^{12/5} T^{1/5} f_\infty, \quad (3)$$

$$f_\infty = \cos(\Theta_\infty + \delta)^{6/5} \sin(\Theta_\infty + \delta),$$

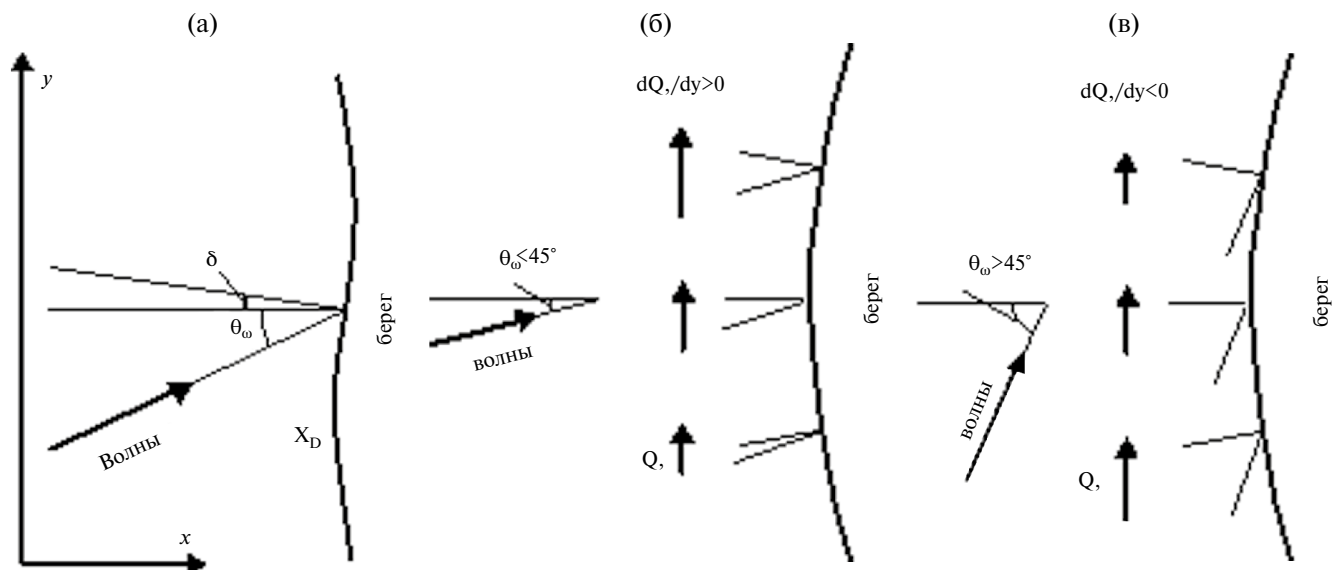


Рис. 1. Система координат (а) и изменения потока наносов вдоль волнообразного возмущения береговой линии при малых (б) и больших (в) углах подхода волн.

где K_1 — эмпирический коэффициент порядка $10^{-1} \text{ м}^{3/5} \text{ с}^{-6/5}$, H_∞ — высота волн на глубокой воде, T — период волн. Допуская в первом приближении $f_\infty \approx \cos(\Theta_\infty + \delta) \sin(\Theta_\infty + \delta)$ и полагая угол δ достаточно малым ($\delta = \text{arctg} \frac{\partial x_0}{\partial y} \approx \frac{\partial x_0}{\partial y}$), имеем

$$f_\infty = \cos \Theta_\infty \sin \Theta_\infty + (\cos^2 \Theta_\infty - \sin^2 \Theta_\infty) \frac{\partial x_0}{\partial y}.$$

Выделим два случая, когда угол подхода волн очень мал ($\Theta_\infty \rightarrow 0$, $f_\infty \rightarrow \frac{\partial x_0}{\partial y}$) и очень велик ($\Theta_\infty \rightarrow \frac{\pi}{2}$, $f_\infty \rightarrow -\frac{\partial x_0}{\partial y}$). Подставим величину Q_y в уравнение контура берега (2), полагая вклад q_x незначительным, и в итоге придем к уравнению диффузии:

$$\frac{\partial x_0}{\partial t} = \pm v_D \frac{\partial^2 x_0}{\partial y^2}, \quad v_D = \frac{K_2 H_\infty^{12/5} T^{1/5}}{h_* + z_b}, \quad (4)$$

где v_D — коэффициент диффузии, а знаки “+” и “−” относятся к случаям малых и больших углов подхода волн соответственно.

Пусть на первоначально прямой береговой линии появилось волнообразное возмущение $x_0 = a \sin ky$ с малой амплитудой a и длиной λ ($k = 2\pi/\lambda$). Подстановка x_0 в (4) приводит к уравнению $\frac{\partial a}{\partial t} = \mp v_D k^2 a$, из которого следует $a = a^{(0)} e^{\mp v_D k^2 t}$, где $a^{(0)}$ — начальная амплитуда в момент $t=0$. Теперь знак “ $\mp$ ” относится к малым Θ_∞ , а знак “+” — к большим Θ_∞ . Очевидно, при малых углах подхода возмущение контура берега затухает, а при больших углах — наоборот, растет со временем. Таким образом, во втором случае возникает положительная обратная связь между гидродинамикой и рельефом, запускающая механизм самоорганизации рельефа.

В реальных условиях “волнения больших углов” (high-angle waves) чередуются с “волнениями малых углов” и подходят к берегу с разных сторон относительно нормали. Эштон и Мюррей [9, 10] разработали модель эволюции контура берега, основанную на уравнениях (2) и (3), где тип волнового климата характеризуется двумя параметрами — U и A . Величина U отражает долю “волнений больших углов” (больше 45°), изменяется от 0 до 1 и определяет неустойчивость контура условием $U > 0.5$. Асимметрия волнового климата A характеризуется долей волн, приходящих к берегу с той или другой сторон от нормали (при $A=0.5$ климат симметричен). В проведенных расчетах продолжительность отдельных волнений

соответствовала 1 суткам, после чего направление и сила волнения случайным образом менялись. Каждый численный эксперимент охватывал период нескольких десятков лет. График на рис. 2а определяет условия развития тех или иных типов ритмических форм в координатах (A , U).

Из полученных результатов, представленных на рис. 2, следует, что **вдольбереговые песчаные волны** (рис. 2б) развиваются уже при небольшом доминировании “волнений больших углов” и мигрируют вдоль берега при достаточно заметной асимметрии волнового климата ($A \geq 0.65$). **Мега-фестоны** (рисунки 2в, г) возникают в условиях, когда $U \geq 0.6$ и асимметрия волнового климата отсутствует или мала. **Песчаные косы** (рис. 2д) вырастают из вершин выпуклостей при сравнительно высоких значениях U и A , а при несколько меньших U и A формируются так называемые **reconnecting spits** (рис. 2е) — косы, головная часть которых под действием волн противоположного направления стремится соединиться с берегом.

Очевидно, модель “волнений больших углов” [9, 10] удовлетворительно воспроизводит наблюдаемые свойства ритмических форм контура берега. Их длина λ , согласно расчетам, растет со временем приблизительно как $\sqrt{t}$. В модельных экспериментах ритмические структуры, формировавшиеся в течение небольшого по геологическим меркам периода времени (первые десятки лет) достигали длины около 10 км.

Шаг ритмических форм, развивавшихся при более или менее постоянных условиях на протяжении всего позднего голоцена (5 тыс. лет), по расчетам, может достигать десятков км. Структуры такого масштаба действительно встречаются в природе, о чем свидетельствуют данные наблюдений, приведенные на рис. 3.

Рассмотренная модель “волнений больших углов” предполагает, что “волнения малых углов” не участвуют в формировании ритмических форм. Это однако является значительным упрощением реальной ситуации. Как показано ниже, при нормальном к берегу волнении также возникают условия для самоорганизации рельефа [7].

Допустим, что волны распространяются перпендикулярно или под малым углом к берегу, контур которого в начальный момент прямолинейен (рис. 4). В ходе обрушения волн средний уровень воды в прибойной зоне повышается и достигает значения ζ_0 на береговой линии.

Если на береговом контуре появляется возмущение $x_0 = -a \sin ky$ с малой амплитудой a и волновым числом k то возникающие градиенты уровня $\partial \zeta_0 / \partial y$ порождают вдольбереговые

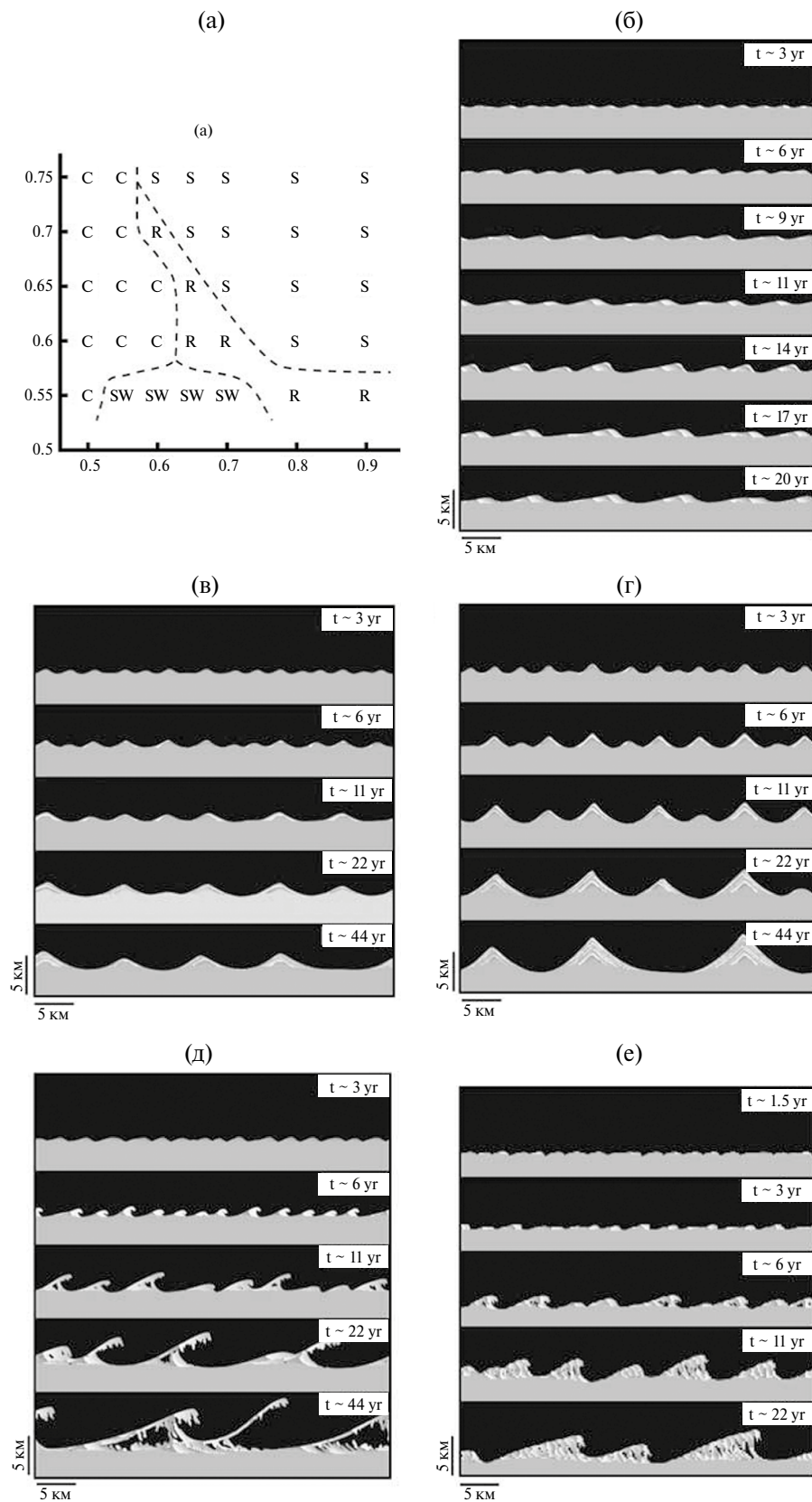


Рис. 2. (а) Типы ритмических структур контура берега, формирующиеся при различных сочетаниях параметров U и A : С – мега-фестоны, SW – вдольбереговые песчаные волны, S – песчаные косы, R – reconnecting spits; (б) вдольбереговые песчаные волны ($A=0.65$, $U=0.55$); (в) слабо выраженные мегафестоны ($A=0.5$, $U=0.6$); (г) рельефные мегафестоны ($A=0.5$, $U=0.7$); (д) песчаные косы ($A=0.7$, $U=0.65$); (е) reconnecting spits ($A=0.7$, $U=0.6$) (по [9, 10]).

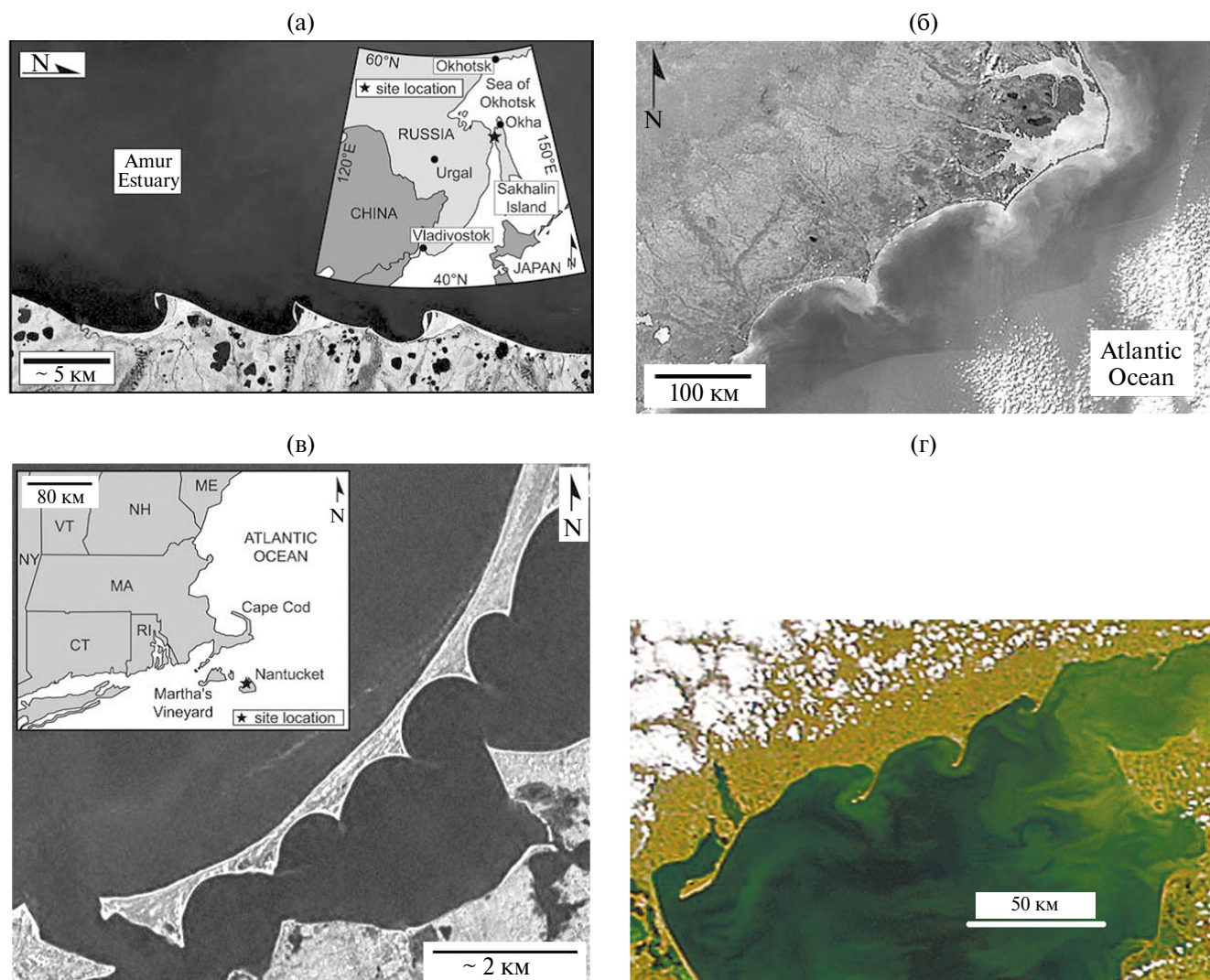


Рис. 3. Примеры ритмического рисунка береговой линии: (а) – эстуарий р. Амур, (б) – побережье Северной Каролины, (в) – береговой барьер о-ва Нантакет, (г) – северный берег Азовского моря (по [9, 10, 11]).

течения от мысов к бухтам (рис. 4). Здесь развиваются стоковые течения от берега (прообраз разрывных течений), а в районе мысов массы воды движутся к берегу, в результате чего формируются циркуляционные ячейки. Усредненные по ширине прибойной зоны поперечные U и продольные V скорости течений изменяются вдоль берега в соответствии с величинами $-kx_0$ и $\partial x_0 / \partial y$,

$$U = -\hat{U}kx_0, V = \hat{V}(\partial x_0 / \partial y), \quad (5)$$

где $\hat{U}$ и $\hat{V}$ – амплитудные значения скоростей.

Чтобы выяснить, при каких условиях возмущение контура берега может расти со временем, воспользуемся уравнением эволюции береговой линии (2). Допуская, что транспорт наносов и изменения рельефа дна ограничиваются в основном пределами прибойной зоны, примем в качестве глубины замыкания h_* глубину обрушения

волн h_B . Полагая транспортировку наносов преимущественно во взвеси (со средней концентрацией $\bar{c}$), и приняв среднюю глубину как $\frac{1}{2}(h_B + z_b)$, получим

$$\bar{q}_x = \frac{1}{2}\bar{c}(h_B + z_b)U, Q_y = \frac{1}{2}\bar{c}(h_B + z_b)l_B V, \quad (6)$$

где l_B – ширина прибойной зоны. Приняв во внимание (5), подставим (6) в (2) и придем к уравнению диффузии:

$$\frac{\partial x_0}{\partial t} = v_D \left(\frac{\partial^2 x_0}{\partial y^2} + \frac{\hat{U}}{\hat{V}} \frac{kx_0}{l_B} \right), v_D = \frac{1}{2}\bar{c}l_B \hat{V}, \quad (7)$$

где v_D – коэффициент диффузии. После подстановки величины $x_0 = -a \sin ky$ в (7) получим уравнение относительно амплитуды возмущения, $\frac{\partial a}{\partial t} = \left(\frac{\hat{U}}{\hat{V}} \frac{1}{kl_B} - 1 \right) v_D k^2 a$, из которого следует

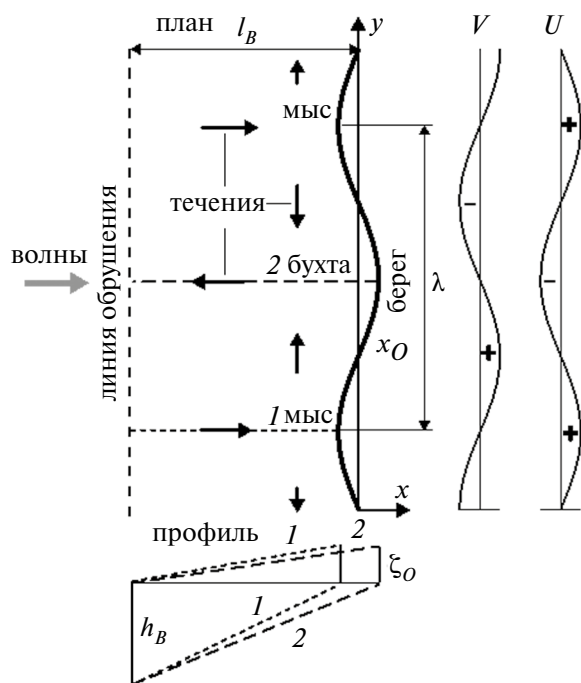


Рис. 4. Схема течений и потоков взвешенных наносов при нормальном подходе волн к берегу с волнообразным контуром.

$a = a^{(0)} \exp \left[\left(\frac{\hat{U}}{\hat{V}} \frac{1}{kl_B} - 1 \right) v_D k^2 t \right]$, где $a^{(0)}$ — значение a в начальный момент $t=0$. Очевидно, при выполнении неравенства

$$\frac{\hat{U}}{\hat{V}} \frac{1}{kl_B} - 1 > 0 \quad \text{или} \quad \frac{\lambda}{l_B} > 2\pi \frac{\hat{V}}{\hat{U}} \quad (8)$$

возмущение растет со временем, т. е. возникает положительная обратная связь между гидродинамикой и рельефом. Следовательно, береговые фестоны могут формироваться в результате самоорганизации и без участия “волнений больших углов”.

Условие (8) определяет минимальную длину возмущения λ в зависимости от ширины прибойной зоны и скоростей течений в циркуляционной ячейке. Если поперечные и продольные скорости близки друг к другу ($\hat{V}/\hat{U} \approx 1$), то длина λ , согласно (8), должна быть больше $6l_B$. Однако скорости оттока воды, как правило, превышают скорости питающих вдольбереговых течений. Так, измерения [13] на побережье Австралии в условиях квазиравновесной циркуляционной ячейки при устойчивом умеренном волнении показали среднюю скорость разрывного течения 0.4–0.6 м/с и скорости питающих вдольбереговых течений 0.2–0.4 м/с. Соответствующие максимальные величины колебались в пределах

1.6–2.1 м/с и 1.0–1.3 м/с. Следовательно, типичное отношение $\hat{V}/\hat{U}$ можно оценить как 0.6. Тогда, согласно (8), оптимальный шаг системы береговых фестонов близок к четырехкратной ширине прибойной зоны:

$$\lambda \approx 4l_B. \quad (9)$$

Структуры с меньшим шагом не имеют шансов для роста, так как для этого потребовалось бы слишком большое превышение поперечных скоростей течений над продольными. А при слишком большом шаге ассоциированные течения оказались бы слишком слабыми, чтобы поддерживать рост возмущений. Заметим, что результат (9) совпадает с оценкой [23] в отношении оптимального размера прибрежных циркуляционных ячеек.

На рис. 5 показан фрагмент системы мегафестонов на побережье о. Сахалин (залив Терпения) с шагом от 0.5 до 1 км, сохраняющей свои черты на протяжении нескольких десятилетий [6]. Наиболее значимые волнения в заливе направлены вдоль нормали к берегу. Согласно (9), при среднем значении $\lambda \approx 800$ м система отвечает условиям волнения с шириной прибойной зоны около 200 м. При характерном уклоне дна 0.015 глубина обрушения h_B должна быть близка к 3 м, а значительная высота обрушающихся волн — к 1.5 м. Таким образом, данная система мегафестонов может поддерживаться умеренными волнениями, которые характеризуются достаточно большой суммарной продолжительностью в течение года.

На рис. 6 приведен пример пляжевых фестонов с шагом порядка первых десятков метров, созданных сравнительно слабым волнением. Прослеживаются серии подобных структур, построенных при разных положениях уровня прилива. При усилении волнения протяженность прибойной зоны возрастает, и шаг фестонов становится слишком малым, чтобы удовлетворить требованию (9). Поэтому существующая система размывается и формируются более крупные структуры. Необходимого для этого времени может не хватить из-за ограниченной продолжительности шторма, и при последующих слабых волнениях прежняя система фестонов может возродиться.

В процессе развития пляжевых фестонов взвешенные наносы, выносимые разрывными течениями, осаждаются в районах их головных частей, где скорость резко падает. Далее материал разносится в обе стороны вдоль берега и, попадая в область течения к берегу, перемещается в сторону мысов. В результате формируется аккумулятивное тело в виде выпуклого в сторону моря



Рис. 5. Система мегафестонов в заливе Терпения на о. Сахалин (по [6]).



Рис. 6. пляжевые фестоны на побережье Португалии (г. Назаре, фото автора).



Рис. 7. Серповидный вал — светлая волнистая полоса, колеблющаяся в противофазе с линией контура берега (по [17]).

серповидного вала (crescentic bar), который представляет как бы зеркальное отражение пляжевого фестоны (рис. 7). Рефракция волн над валом приводит к уменьшению высоты волн у мысов и увеличению ее в бухтах. В результате продольные градиенты среднего уровня, движущие циркуляцию, становятся менее контрастными. В итоге система может прийти к равновесию и оставаться стабильной, пока волновые условия не изменятся. Связь серповидного вала с мегафестонами подтверждается наблюдениями [17].

Мысы береговых фестонов иногда сильно вытягиваются в сторону моря, образуя так называемые поперечные валы (transverse bars), которые под влиянием вдольбереговых течений могут трансформироваться в косые валы (oblique bars). Такие формы наблюдаются на берегах с низкой энергетикой [36] (например, в Калининградском и Куршском заливах Балтики [1], в дельте р. Эбро на Средиземном море [20]). Они описываются довольно сложными 2ДН моделями, использующими уравнения гидродинамики [20, 21].

РИТМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ПРОФИЛЯ БЕРЕГА

Речь в данном случае идет о системах параллельных берегу подводных валов. Их свойства и поведение до сих пор не получили исчерпывающего объяснения, но, по-видимому, контролируются механизмом самоорганизации рельефа [35]. Условия, при которых данный механизм может способствовать формированию вала, пока не достаточно ясны [32]. Для определения этих условий автором рассмотрена упрощенная модель динамики профиля берега [6], охарактеризованная ниже.

При распространении волн по нормали к берегу и отсутствии вдольберегового переноса уравнение сохранения массы (1) принимает вид

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial q_x}{\partial x}. \quad (10)$$

Для определения расхода наносов можно воспользоваться формулой [27], согласно которой q_x

пропорционален разности локальной скорости диссипации энергии на единицу объема D и постоянной величины D_* , отвечающей равновесию профиля:

$$q_x = K\Phi_d |D - D_*| + \varepsilon \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (11)$$

Здесь K и ε — коэффициенты пропорциональности ($1.1 \times 10^{-6} \text{ м}^4 \text{ н}^{-1}$ и $0.6 \times 10^{-3} \text{ м}^3 \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$ соответственно), Φ_d — функция направления, принимающая значения 1 (перенос к берегу) или -1 (перенос от берега). Второе слагаемое в правой части представляет вклад силы тяжести ($\frac{\partial h}{\partial x} < 0$, если дно повышается к берегу).

Диссипация энергии D , обусловленная обрушением волн, при определенных условиях оказывается прямо пропорциональной уклону дна $\beta = -\frac{\partial h}{\partial x}$ [6]:

$$D = \frac{1}{4} \rho g \gamma^2 \sqrt{gh_B} \left(-\frac{\partial h}{\partial x} \right), \quad (12)$$

где ρ — плотность воды, g — ускорение силы тяжести, h_B — глубина обрушения, $\gamma = 0.37$ [28]. А значит, и расход наносов q_x в (11) пропорционален β .

Подстановка величины $\partial q_x / \partial x$ в (10) приводит к уравнению диффузии:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = v_D \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}, \quad v_D = -\left(\frac{1}{4} K \Phi_d \rho g \gamma^2 \sqrt{gh_B} - \varepsilon \right). \quad (13)$$

Допустим, что на плоском наклонном дне возникает возмущение с малой амплитудой a и волновым числом k . Тогда профиль глубин можно представить как $h = \bar{\beta}(l_B - x) - a \sin kx$, где $\bar{\beta} = h_B / l_B$ — средний уклон дна, l_B — длина области диссипации энергии (ширина прибойной зоны). Подставив h в (13) получим уравнение для амплитуды возмущения, $\frac{da}{dt} = -v_D k^2 a$, откуда следует

$$a = a^{(0)} e^{-v_D k^2 t}, \quad (14)$$

где $a^{(0)}$ — начальное значение a . Если коэффициент диффузии $v_D > 0$, то возмущение затухает, а при $v_D < 0$ его амплитуда растет со временем. Принимая во внимание величину v_D в (13), можно констатировать, что при перемещении наносов от берега в море ($\Phi_d = -1$) рельеф сглаживается, а при транспортировке материала в сторону берега ($\Phi_d = 1$) возникшее возмущение растет со временем.

Положительная обратная связь между транспортом наносов к берегу и ростом подводного вала иллюстрируется результатами измерений [14] на голландском побережье Северного моря (рис. 8). Так как расход наносов q_x пропорционален уклону дна β , то над выпуклым участком дна (валом) он уменьшается, следуя уменьшению β , что, в свою очередь, вызывает аккумуляцию материала и рост вала. Именно этот тренд зафиксирован на рис. 8.

Принципиальным условием для роста возмущения является перенос к берегу над его внешним склоном. При штормовом волнении материал, смытый с пляжа, транспортируется противотечением в обратном направлении [4, 5]. Сам по себе поток вниз по склону сглаживает рельеф, но его столкновение с встречным потоком приводит к аккумуляции песка и росту вала. Таким образом, вал в зоне обрушения штормовых волн может трактоваться как форма, созданная двумя механизмами — самоорганизации и конверген-

ции. Согласно наблюдениям, донные наносы на внешнем склоне вала продолжают перемещаться в сторону берега даже при перемещении самого вала в сторону моря в ходе шторма [22].

Полученные результаты помогают интерпретировать некоторые известные свойства мульти-валовых систем, которые испытывают циклические изменения с периодом порядка 10 лет (рис. 9). На побережье Голландии (район Эгмонд, рис. 9а) вал зарождается вблизи берега (на глубинах 1–2 м), затем смещается в сторону моря, увеличиваясь в размерах, после чего деградирует и на глубинах более 7 м исчезает [33, 34]. На западном побережье Дании (район Скаллинген, рис. 9б) наблюдается противоположный тип эволюции [8]. Вал возникает вдали от берега (на глубинах около 4 м), затем мигрирует в сторону берега и, в конце концов, примыкает к пляжу, что открывает новый цикл.

Различия в направлении перемещения валов, возможно, связаны с различным влиянием силы тяжести, поскольку береговой склон в Голландии примерно вдвое круче, чем в Дании. Что касается общих черт, то в обеих системах первичные валы генерируются за пределами зоны обрушения штормовых волн, где действуют либо слабые волнения, либо сравнительно крупные волны, еще не начавшие обрушаться. В обоих случаях наиболее вероятен транспорт наносов в сторону берега, так как доминирующим фактором переноса слу-

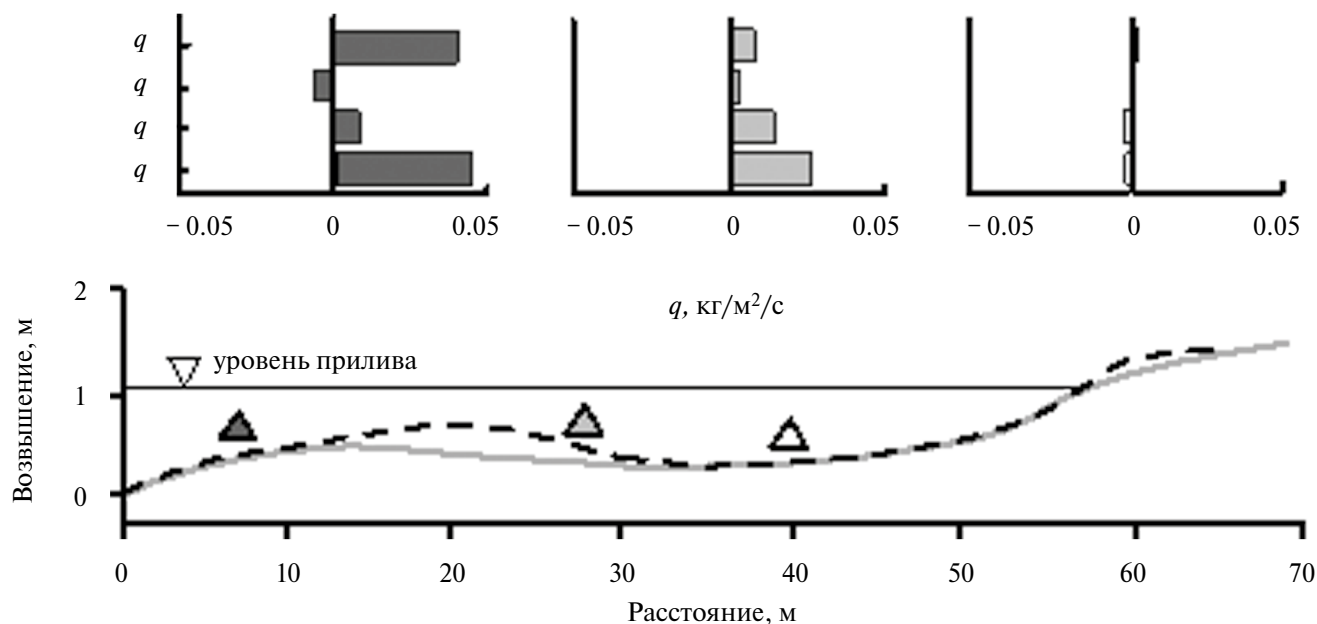


Рис. 8. Расходы песка, измеренные в трех точках профиля подводного вала (треугольники): q_h — вклад волновых движений, q_l — вклад инфрагравитационных колебаний, q_m — вклад среднего течения, q_T — полный расход. Песок на дне среднезернистый (0.35 мм). Показаны начальный профиль дна (сплошная линия) и конечный профиль (прерывистая линия), зафиксированный после двух приливных циклов (длительностью по 6 ч каждый) при действии волн зыби с высотой 0.35 м и периодом 9 с. Высота прилива около 0.5 м (по [14]).

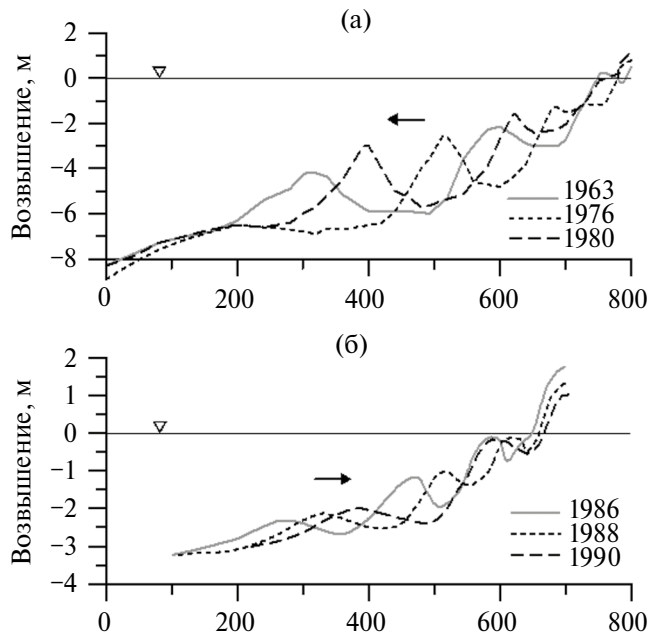


Рис. 9. Эволюция мульти-валовых систем: (а) — на побережье Голландии (Эгмонд) в период 1968–1980 гг. по данным [33, 34], (б) — на западном побережье Дании (Скаллинген) в период 1986–1990 гг. по данным [8]. Направление перемещения валов показано стрелками.

жит асимметрия волновых скоростей. А значит, создаются благоприятные условия для самоорганизации рельефа.

Дальнейший рост вала по мере его смещения и приближения к зоне обрушения штормовых волн, по-видимому, обусловлен как увеличением объемов перемещающихся наносов, так и подключением дополнительного механизма аккумуляции, связанного с конвергенцией потоков. При выходе вала за пределы района обрушения данный механизм перестает действовать, а потоки материала уменьшаются, что приводит к деградации вала.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суть механизма самоорганизации состоит в установлении положительной обратной связи между гидродинамикой и транспортом наносов с одной стороны и рельефом с другой. Это дает толчок к росту малого возмущения, которое в дальнейшем может трансформироваться в тот или иной тип ритмических структур контура и профиля песчаного берега. Результат зависит от исходных свойств морфологии и режима волнений.

Действие механизма самоорганизации может быть выявлено с помощью моделей морфодинамики, использующих принцип сохранения

массы. При некоторых допущениях сохранение массы можно выразить в терминах уравнения диффузии. С его помощью удастся определить условия, при которых возникшее возмущение будет либо затухать, либо расти со временем. Последнее означает развитие рельефа путем самоорганизации.

Данный подход позволяет объяснить, например, развитие ритмических форм под влиянием “волнений больших углов”, обуславливающих рост возмущений контура берега. Важную роль при этом играют параметры волнового климата, характеризующие вклад волн с углом подхода более 45° (U) и асимметрию распределения волн по направлениям относительно нормали (A). Так, формирование песчаных кос отвечает режимам с наиболее высокими значениями U и A , песчаные волны возникают при меньших U и A , а для мегафестонов благоприятным оказывается симметричный волновой климат [10]. Шаг подобных форм растет со временем приблизительно пропорционально $\sqrt{t}$ и может достигать десятков километров.

Применение того же подхода к ситуации нормального к берегу волнения приводит к выводу, что возмущения контура берега могут развиваться и без участия “волн больших углов”, а именно, благодаря горизонтальной циркуляции в прибойной зоне. При определенном соотношении продольных и поперечных скоростей течений в циркуляционных ячейках возможен рост возмущений рельефа, вызывающий формирование пляжевых фестонов и мегафестонов. Первые обуславливаются слабыми волнениями и исчезают при смене обстановки. Мегафестоны поддерживаются умеренными режимами и могут сохраняться на протяжении десятков лет. Шаг их периодичности соответствует примерно 4-х кратной ширине прибойной зоны и не обнаруживает тенденции к росту, как в случае “волн больших углов”.

Изменения профиля берега при определенных допущениях также можно описать в терминах уравнения диффузии. Эволюция волнообразного возмущения на дне оказывается зависящей от направления транспорта наносов над его внешним склоном (обращенным к морю). Поток материала в сторону моря сглаживает неоднородности дна, тогда как перенос осадков к берегу способствует росту возмущения и развитию подводного вала. Здесь прослеживается определенная аналогия с ситуацией “волн больших углов”, когда изменения потока наносов вдоль выступа берега приводят к его росту. В зоне обрушения волн к механизму самоорганизации подключается механизм

конвергенции, обусловленный поставкой материала противотечением.

Полученные результаты помогают связать наблюдаемое циклическое поведение подводных валов с самоорганизацией рельефа. Тем не менее, эволюция мульти-валовых систем и составляющих их элементов все еще вызывает много вопросов. Не всегда понятно, почему ритмические формы развиваются на одних берегах, но не проявляются на других, характеризующихся схожими условиями природной среды. Остающиеся неопределенности должны служить стимулом для дальнейших исследований ритмической прибрежной топографии.

Источник финансирования. Работа выполнена в рамках государственного задания ИО РАН (тема № FMWE-2024-0018).

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бадюкова Е.Н., Жиндарев Л.А., Лукьянова С.А., Соловьева Г.Д. Пляжевые фестоны на аккумулятивных берегах юго-восточной Балтики // Геоморфология. 2014. № 4. С. 31–39.
2. Зенкович В.П. Основы учения о развитии морских берегов. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 710 с.
3. Леонтьев И.О. Профиль равновесия и система подводных береговых валов // Океанология. 2004. Т. 44. № 4. С. 625–631.
4. Леонтьев И.О. Динамика берегового профиля с подводными валами в масштабе штормового цикла // Океанология. 2020. Т. 60. № 5. С. 805–813.
5. Леонтьев И.О. Морфодинамические процессы в береговой зоне моря. Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2014. 251 с.
6. Леонтьев И.О. О механизмах формирования подводных валов на песчаном береговом склоне // Океанология. 2023. Т. 63. № 3. С. 467–474.
7. Леонтьев И.О., Афанасьев В.В., Уба А.В. Ритмические структуры контура берега в заливе Терпения острова Сахалин // Океанология. 2019. Т. 59. № 3. С. 497–505.
8. Aagaard T., Davidson-Arnott R., Greenwood B., Nielsen J. Sediment supply from shoreface to dune: linking sediment transport measurements and long-term morphological evolution // Geomorphology. 2004. V. 60. P. 205–224.
9. Ashton A.D., Murray A.B. High-angle wave instability and emergent shoreline shapes: 1. Modeling of sand waves, flying spits and capes // J. of Geophys. Res. 2006. V. 111. F04012.
10. Ashton A.D., Murray A.B. High-angle wave instability and emergent shoreline shapes: 2. Wave climate analysis and comparisons to nature // J. of Geophys. Res. 2006. V. 111. F04012.
11. Ashton A.D., Murray A.B., Arnault O. Formation of coastline features by large-scale instabilities induced by high-angle waves // Nature. 2001. V. 414. P. 296–300.
12. Bowen A.J., Huntley D.A. Waves, long waves and near-shore topography // Marine Geol. 1984. V. 60. P. 1–13.
13. Brander R.W. Field observations on the morphodynamic evolution of a low-energy rip current system // Marine Geol. 1999. V. 157. P. 199–217.
14. Brinkkemper J.A., Aagaard T., de Bakker A.T.M., Ruessink B.G. Shortwave sand transport in the shallow surf zone // J. Geophys. Res. Earth Surface. 2018. 123. P. 1145–1159.
15. Bruun P. The Bruun rule of erosion by sea-level rise: a discussion on large-scale two- and three-dimensional usages // J. of Coastal Res. 1988. V. 4. № 4. P. 627–648.
16. Cowell P.J., Thom B.G. Morphodynamics of coastal evolution. // Coastal evolution: late quaternary shoreline morphodynamics / R.W.G. Carter, C.D. Woodroffe (Eds.). Cambridge Univ. Press, 1995. P. 33–86.
17. De Swart R.L., Ribas F., Calvete D. et al. Observations of megacusp dynamics and their coupling with crescentic bars at an open, fetch-limited beach // Earth Surface Processes and Landforms. 2022. V. 47. № 13. P. 3180–3198.
18. Deigaard R., Drønen N., Fredsøe J. et al. A morphological stability analysis for a long straight barred coast // Coastal Eng. 1999. V. 36. P. 171–195.
19. Dronkers J. Dynamics of coastal systems. World Scientific Publishing, 2005. V. 25. 519 p.
20. Falqués A., Coco G., Huntley D.A. A mechanism for the generation of wave-driven rhythmic patterns in the surf zone // J. of Geophys. Res. 2000. V. 105. № C10. P. 24071–24087.
21. Falqués A., Dodd N., Garnier R. et al. Rhythmic surf-zone bars and morphodynamic self-organization // Coastal Eng. 2008. V. 55. P. 622–641.
22. Grossmann F., Hurther D., van der Zanden J. et al. Near-bed sediment transport during offshore bar migration in large-scale experiments // J. of Geophys. Res. Oceans. 2021. V. 127. e2021JC017756.
23. Hino M. Theory on formation of rip current and cuspidal coast // 14th Int. Conf. Coast. Eng. ASCE. 1974. P. 901–919.
24. Holman R.A., Bowen A.J. Bars, bumps and holes: models for the generation of complex beach topography // J. of Geophys. Res. 1982. V. 87. № C1. P. 457–468.
25. Kaergaard K., Fredsøe J. Numerical modeling of shoreline undulations part 1: Constant wave climate // Coastal Eng. 2013. V. 75. P. 64–76.
26. Komar P.D. Beach Processes and Sedimentation. Prentice-Hall, 1998. 544 p.
27. Larson M., Kraus N.C. SBEACH: numerical model for simulating storm-induced beach change. Tech. Rep. CERC-89–9. 1989. US Army Eng. Waterw. Exp. Station. Coastal Eng. Res. Center.

28. *Leont'yev I.O.* Randomly breaking waves and surf-zone dynamics // *Coastal Eng.* 1988. V. 12. P. 83–103.
29. *Miller C.D., Barcelon A.* Hydrodynamic instability in the surf zone as a mechanism for the formation of horizontal gyres // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. № C8. P. 4107–4116.
30. *Orzech M.D., Reniers A.J.H.M., Thornton E.B., MacMahan J.H.* Megacusps on rip channel bathymetry: Observations and modeling // *Coastal Eng.* 2011. V. 58. P. 890–907.
31. *Pelnard-Considère R.* Essai de theorie de l'evolution des formes de rivage en plages de sable et de galets. Quatr. J. hydraulique. Paris, 1956. Question 3. Rapp. № 1.
32. *Ribas F., Falqués A., Plant N., Hulscher S.* Self-organization in surf zone morphodynamics: alongshore uniform instabilities // *Proc. Int. Conf. "Coastal Dynamics'01"*. 2001. Sydney. P. 1068–1077.
33. *Ruessink B.G., Terwindt J.H.J.* The behavior of nearshore bars on the time scale of years: a conceptual model // *Marine Geol.* 2000. V. 163. P. 289–302.
34. *Van Rijn L.C., Ruessink B.G., Mulder J.P.M.* Summary of project results // *Coast3D—Egmond. The behavior of a straight sandy coast on the time scale of storms and seasons.* Amsterdam: Aqua Publ., 2002.
35. *Wijnberg K.M., Kroon A.* Barred beaches // *Geomorphology.* 2002. V. 48. P. 103–120.
36. *Wright L.D., Short A.D.* Morphodynamic variability of surf zones and beaches: a synthesis // *Marine Geol.* 1984. V. 56. P. 93–118.

RHYTHMIC PATTERNS OF THE SANDY COAST AND SELF-ORGANIZATION OF THE RELIEF

I. O. Leont'yev*

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*e-mail: igor.leontiev@gmail.com

The phenomenon of rhythmic patterns of the coastal-zone morphology (beach cusps, alongshore sand waves, spits and nearshore bars) is considered as the result of self-organization of the relief when establishing a positive feedback between sediment transport and morphology. It is shown that the dynamics of the contour and profile of the coast can be described in terms of the diffusion equation, which allows for both attenuation and growth of relief disturbances. The conditions under which the self-organization mechanism is activated and the resulting disturbances grow over time are determined. Rhythmic structures of the coastal contour are traditionally associated with waves propagating at a large angle relative to the coastal normal. However, it has been shown that the self-organization of beach cusps and megacusps is also realized in normal shore waves due to the development of circulation cells in the surf zone. The conclusion is substantiated that the formation of nearshore bars under certain conditions is also determined by the self-organization mechanism. The results obtained help to interpret the available observational data regarding the evolution of multiple bar systems.

Keywords: sea coast, relief self-organization, rhythmic patterns of the shore contour and the bed profile, sediment transport