

Сопоставление длинноволновой и потенциальной моделей генерации цунами оползневым телом с использованием аналитических решений

М.В. Лебков,^{1,*} М.А. Носов^{1,2,†}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Институт морской геологии и геофизики Дальневосточного отделения РАН
Россия, 693022, Южно-Сахалинск, ул. Науки, д. 1Б

(Поступила в редакцию 01.11.2025; после доработки 17.12.2025; подписана в печать 22.12.2025)

На основе аналитических решений задачи о генерации гравитационных поверхностных волн при движении по дну тела прямоугольной формы выполнен сравнительный анализ волновых возмущений, рассчитанных в рамках линейной длинноволновой и потенциальной теорий. Показано, что для условий, свойственных реальным подводным оползням, длинноволновая теория значительно (до нескольких порядков) завышает энергию волн, если горизонтальные размеры оползневого тела сравнимы с глубиной или менее глубины. В этой связи применение уравнений теории длинных волн для описания оползневых цунами должно ограничиваться случаями экстремально протяженных оползневых тел.

PACS: 91.30.Nw УДК: 551.466.62

Ключевые слова: подводные оползни, цунами, линейная теория длинных волн, линейная потенциальная теория.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2610901](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2610901)

ВВЕДЕНИЕ

Одной из распространенных причин возникновения волн цунами являются оползни и обвалы. По данным NCEI/WDS Global Historical Tsunami Database [1], оползневое происхождение имеют 4.8% всех известных к настоящему времени цунами-событий, и еще в 5.3% случаев оползневой источник проявил себя в комбинации с другими причинами: землетрясениями и вулканическими извержениями. Наиболее широко известны цунами, вызываемые субаэральными оползнями [2], однако способность подводных оползней порождать катастрофические волны не подвергается сомнению после 1998 г., когда на северное побережье Папуа-Новой Гвинеи обрушились 15-метровые волны после сравнительно слабого землетрясения с магнитудой 7.0 Mw. В дальнейшем было установлено, что основным источником волн послужили не косейсмические смещения дна, а подводный оползень, спровоцированный землетрясением [3–8].

Подводные оползни могут не только выступать в качестве основной причины цунами, но и служить вторичным источником, внося дополнительный вклад в энергию волн, вызванных землетрясением. Возможный вклад подводных оползней прослеживается как при общем анализе баз данных по цунами [9], так и при изучении конкретных цунами-событий, например Тохоку (2011) [8, 10, 11] или Ното (2024) [12, 13].

Численные модели оползневых цунами, построенные на основе полных трехмерных уравнений гидродинамики, существуют [14, 15], но в силу колossalной вычислительной сложности задачи они имеют ограниченное применение.

Как правило, модели оползневых цунами строят на основе вертикально интегрированных уравнений гидродинамики — уравнений теории длинных волн [16–21]. Вертикально интегрированные уравнения позволяют описывать как движение самого оползня, представляемого, например, как течение вязкой тяжелой жидкости, так и волновые движения водного слоя. У теории длинных волн есть два существенных недостатка. Во-первых, обычно используемый простейший вид уравнений не описывает фазовую дисперсию, которая свойственна волнам на воде. Во-вторых, условия применимости уравнений длинных волн нарушаются при достижении оползневым телом глубин, сопоставимых с его размерами. Первый недостаток отчасти может быть исправлен, если в качестве вертикально интегрированных уравнений использовать уравнения буссинесковского типа [20, 21]. Подход к исправлению второго недостатка, состоящий в применении фильтрующей функции (landslide filter function) [22–24], нельзя признать строгим.

Существует ряд работ, рассматривающих аналитическое решение задачи. В большинстве случаев анализируется генерация волн при движении тела по ровному горизонтальному дну [25–28] (существуют и исключения, в частности в работе [29] рассматривается генерация волн на наклонном дне). Теория длинных волн и предположение о безоста-

* E-mail:mvlebkov@gmail.com

† E-mail:m.a.nosov@mail.ru

новочном движении тела позволяют получить наиболее простые решения не только линейной [25, 26], но и нелинейной задачи [27], а также получить решения в рамках дисперсионных моделей [27, 28]. Потенциальная теория применяется реже. В её рамках в большинстве случаев рассматривается генерация волн при безостановочном движении или при движении с мгновенным стартом и последующей остановкой, как в [28]. Решения представимы в интегральной форме или в виде рядов. В дальней зоне возможно получение асимптотических решений.

Несмотря на прогресс в аналитическом рассмотрении задачи, энергетический анализ генерации волн не проводился за редкими исключениями [26], как и прямое сопоставление результатов для длинноволновой и потенциальной теории. Отсюда вытекает цель нашего исследования — сопоставление двух теорий в рамках энергетического подхода.

В настоящей работе будут сопоставлены аналитические решения задачи о генерации гравитационных волн движением оползневого тела, полученные в рамках линейной длинноволновой и линейной потенциальной теорий. Цель работы состоит в том, чтобы на основе аналитических решений продемонстрировать ограниченные возможности длинноволновой теории для описания оползневых цунами.

1. ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для корректной физической постановки задачи были проанализированы данные о геоморфологии 85 реальных подводных оползней, представленные в [30]. При анализе мы опирались на данные о глубине воды в верхней точке нахождения оползневого тела H , о площади оползневого тела S и о его высоте η_0 , а также на данные о расстоянии L , пройденном оползнем. По площади оползневого тела мы оценивали его горизонтальный размер по формуле $a = \sqrt{S}$.

Результаты анализа представлены на рис. 1 в виде гистограмм. Из рис. 1, *а* видно, что большая часть оползневых тел имеет горизонтальные размеры, сопоставимые с глубиной океана (в 70% случаев размер оползня не превышает 5 глубин). Высота оползневого тела (рис. 1, *б*), как правило, существенно меньше глубины океана (в 90% случаев меньше 0.2 глубины в начальной точке нахождения оползня). Расстояние, пройденное оползнем (рис. 1, *в*), в 80% случаев не превышает двух горизонтальных размеров оползня. Важно заметить, что в работе [30] под длиной пути оползня подразумевается расстояние от тыльной части оползневого тела в его исходном положении до фронта в конечном положении. Центр масс оползневого тела очевидно проходит заметно меньшее расстояние.

Еще одним важным параметром является скорость движения оползня. Если пренебречь всеми диссипативными факторами и предположить, что потенциальная энергия оползня целиком переходит в кинетическую, то скорость движения оползнево-

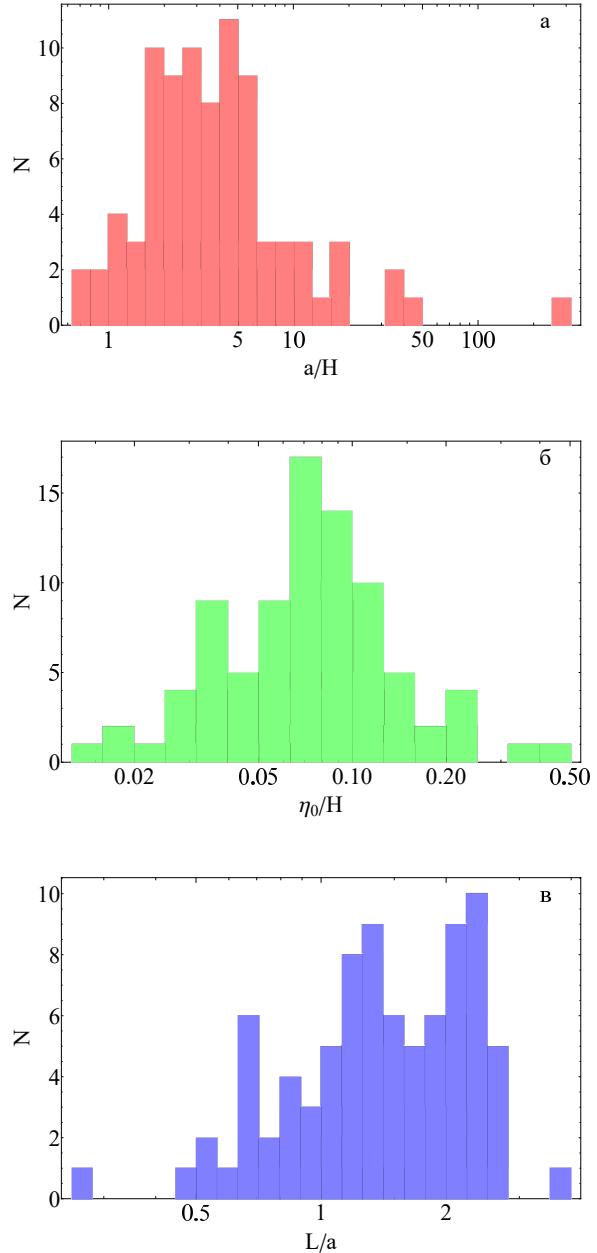


Рис. 1. Гистограммы, представляющие распределение подводных оползней по отношению линейного размера к глубине a/H (*а*), отношению высоты к глубине η_0/H (*б*), отношению проходимого расстояния к линейному размеру L/a (*в*). Исходные данные взяты из [30]

го тела может быть оценена сверху по следующей формуле [31, 32]:

$$U = \sqrt{2g \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} \Delta H}, \quad (1)$$

где ρ_s — плотность оползневого тела, ρ_w — плотность воды, ΔH — изменение вертикального положения центра масс оползня. В соответствии с формулой (1) число Фруда, равное отношению скорости движения оползня U к скорости длиных волн

\sqrt{gH} , определяется выражением

$$Fr = \sqrt{2 \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} \frac{\Delta H}{H}}. \quad (2)$$

Из формулы (2) следует, что для достижения критического значения $Fr = 1$ плотность оползня должна составлять

$$\rho_s = \frac{\rho_w}{1 - \frac{1}{2} \frac{H}{\Delta H}}. \quad (3)$$

По данным о свойствах осадочных пород [33] плотность осадочного слоя на дне Мирового океана варьируется от 1500 до 2637 кг/м³ (среднее значение 1922 кг/м³). Принимая плотность морской воды $\rho_w = 1030$ кг/м³, из (3) получаем, что в практически невероятном случае, когда центр масс оползневого тела располагается на поверхности воды $\Delta H/H = 1$, для достижения значения $Fr = 1$ плотность оползня должна составлять 2060 кг/м³, что заметно превышает среднюю плотность осадков. В реальности $\Delta H/H < 1$ во всех случаях. Например, если оползневое тело занимает весь склон, $\Delta H/H = 0.5$. Из (3) несложно рассчитать, что максимально возможное значение плотности 2637 кг/м³ соответствует $\Delta H/H = 0.821$. Если принять во внимание диссипативные факторы, то можно с уверенностью утверждать, что для подводных оползней число Фруда никогда не достигает критического значения $Fr = 1$.

На основе представленного выше анализа была выбрана следующая простая физическая постановка задачи. Тело, имеющее форму прямоугольника длиной a и высотой η_0 , в момент времени $t = 0$ начинает движение по дну канала постоянной глубины H ($\eta_0 \ll H$) с постоянной скоростью $U < \sqrt{gH}$ и, пройдя расстояние, равное своей длине a , останавливается.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Будем рассматривать безграничный по горизонтали слой идеальной несжимаемой однородной жидкости в канале постоянной глубины H в поле силы тяжести. Начало прямоугольной системы координат $0xz$ расположим на невозмущенной свободной поверхности воды. Ось $0x$ направим горизонтально, а ось $0z$ — вертикально вверх. Для нахождения гравитационных поверхностных волн, возбуждаемых малыми динамическими смещениями дна $z = -H + \eta(x, t)$ ($|\eta| \ll H$), используем линейную теорию длинных волн и линейную потенциальную теорию.

В рамках теории длинных волн задача сводится к решению неоднородных волновых уравнений, записанных относительно смещения свободной поверхности $\xi(x, t)$ и горизонтальной скорости $u(x, t)$ [26, 32, 34, 35]:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - gH \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - gH \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -g \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t}. \quad (5)$$

Динамическое смещение дна будем ассоциировать с движениями тела неизменной формы $\eta_{inf}(x)$ по дну канала. В момент времени $t = 0$ тело начинает безостановочное движение в положительном направлении оси $0x$ со скоростью U , что задаётся при помощи следующей формулы:

$$\eta_{inf}(x, t) = \begin{cases} \eta_{inf}(x) & t < 0, \\ \eta_{inf}(x - Ut) & t \geq 0. \end{cases}$$

При означенной физической постановке уравнения (4) и (5) решаются со следующими начальными условиями:

$$\begin{aligned} t = 0 : \quad \xi(x) &= 0, & \frac{\partial \xi}{\partial t} &= -U \frac{\partial \eta}{\partial x}, \\ u(x) &= 0, & \frac{\partial u}{\partial t} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Аналитические решения уравнений (4) и (5) с начальными условиями (6) в безразмерных переменных имеют вид [26, 35, 36]:

$$\begin{aligned} \xi_{lw0}(x, t) &= \frac{U}{2(1-U)} \eta_{inf}(x-t) - \\ &- \frac{U}{2(1+U)} \eta_{inf}(x+t) - \frac{U^2}{1-U^2} \eta_{inf}(x-Ut), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} u_{lw0}(x, t) &= \frac{U}{2(1-U)} \eta_{inf}(x-t) + \\ &+ \frac{U}{2(1+U)} \eta_{inf}(x+t) - \frac{U}{1-U^2} \eta_{inf}(x-Ut). \end{aligned} \quad (8)$$

Переход к безразмерным переменным осуществлялся по следующим формулам:

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{H}, \quad t^* = t \sqrt{\frac{g}{H}}, \quad \xi^* = \frac{\xi}{\eta_0}, \\ \eta_{inf}^* &= \frac{\eta_{inf}}{\eta_0}, \quad U^* = \frac{U}{\sqrt{gH}}, \quad u^* = u \frac{1}{\eta_0} \sqrt{\frac{H}{g}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Знак $*$, обозначающий безразмерные переменные в формулах (7) и (8), опущен.

Заметим, что формулы (7) и (8) верны для произвольной формы движущегося по дну тела. Интересующая нас прямоугольная форма оползневого тела задаётся как

$$\eta(x) = \eta_0(\Theta(x) - \Theta(x-a)), \quad (10)$$

где $\Theta(x)$ — функция Хевисайда.

Движение тела с остановкой в заданный момент времени $t = a/U$ можно представить как суперпозицию положительного возмущения $\eta(x)$ (10), начинаящего движение в момент времени $t = 0$, и соответствующего отрицательного возмущения той же

формы, начинаящего движение в момент времени $t = a/U$ и смещённого по координате x относительно начального положения тела на расстояние a :

$$\xi_{lw}(x, t) = \xi_{lw0}(x, t) - \Theta(t - \frac{a}{U})\xi_{lw0}(x - a, t - \frac{a}{U}),$$

$$u_{lw}(x, t) = u_{lw0}(x, t) - \Theta(t - \frac{a}{U})u_{lw0}(x - a, t - \frac{a}{U}).$$

В рамках линейной потенциальной теории задача о генерации гравитационных поверхностных волн динамическими смещениями дна формулируется относительно потенциала скорости течения F :

$$\Delta F = 0, \quad (11)$$

$$z = 0 : \quad g \frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad (12)$$

$$z = -H : \quad \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t}. \quad (13)$$

Смещение свободной поверхности ξ и компоненты скорости u (горизонтальная) и w (вертикальная)

определяются через потенциал известными формулами [32]:

$$\xi(x, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial F}{\partial t} \Big|_{z=0},$$

$$u(x, z, t) = \frac{\partial F}{\partial x},$$

$$w(x, z, t) = \frac{\partial F}{\partial z}.$$

Аналитическое решение задачи (11)–(13) о генерации гравитационных волн бегущей подвижкой дна, задаваемой формулой

$$\eta_{rd}(x, t) = (\Theta(x) - \Theta(x - a))(1 - \Theta(x - Ut)), \quad (14)$$

было получено в [32, 37] с использованием интегральных преобразований Фурье и Лапласа. Это решение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \xi_{p0}(x, t) &= \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{e^{-ikx}}{\operatorname{ch}(k)} \times \\ &\times \left[\frac{e^{ia(k + \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U})} - 1}{k + \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U}} e^{-i\sqrt{k \operatorname{th}(k)}t} + \frac{e^{ia(k - \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U})} - 1}{k - \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U}} e^{i\sqrt{k \operatorname{th}(k)}t} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} u_{p0}(x, z, t) &= \frac{i}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{ke^{-ikx} \operatorname{ch}(kz)}{\operatorname{ch}(k)} \left(\frac{1 + \operatorname{th}(k) \operatorname{th}(kz)}{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}} \right) \times \\ &\times \left[\frac{e^{ia(k + \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U})} - 1}{k + \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U}} e^{-i\sqrt{k \operatorname{th}(k)}t} - \frac{e^{ia(k - \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U})} - 1}{k - \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U}} e^{i\sqrt{k \operatorname{th}(k)}t} \right], \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} w_{p0}(x, z, t) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{ke^{-ikx} \operatorname{ch}(kz)}{\operatorname{ch}(k)} \left(\frac{\operatorname{th}(k) + \operatorname{th}(kz)}{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}} \right) \times \\ &\times \left[\frac{e^{ia(k + \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U})} - 1}{k + \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U}} e^{-i\sqrt{k \operatorname{th}(k)}t} - \frac{e^{ia(k - \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U})} - 1}{k - \frac{\sqrt{k \operatorname{th}(k)}}{U}} e^{i\sqrt{k \operatorname{th}(k)}t} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Формулы (15)–(17) представлены в безразмерных переменных, переход к которым осуществлялся по формулам (9) и следующим дополнительным выражениям (знак * в (15)–(17) опущен):

$$k^* = kH, \quad a^* = \frac{a}{H}. \quad (18)$$

Бегущая подвижка, описываемая формулой (14), возбуждает волны в результате движения правой кромки прямоугольного возмущения со скоростью U . При движении прямоугольного тела мы имеем

как правую, так и левую подвижные кромки. В силу линейности задачи волны, возбуждаемые правой и левой кромками, имеют одинаковую форму, но отличаются полярностями. Используя принцип суперпозиции, из решения для бегущей подвижки (15)–(17) можно сконструировать решение для подвижного прямоугольного тела:

$$\xi_p(x, t) = \xi_{p0}(x - a, t) - \xi_{p0}(x, t),$$

$$u_p(x, t) = u_{p0}(x - a, t) - u_{p0}(x, t),$$

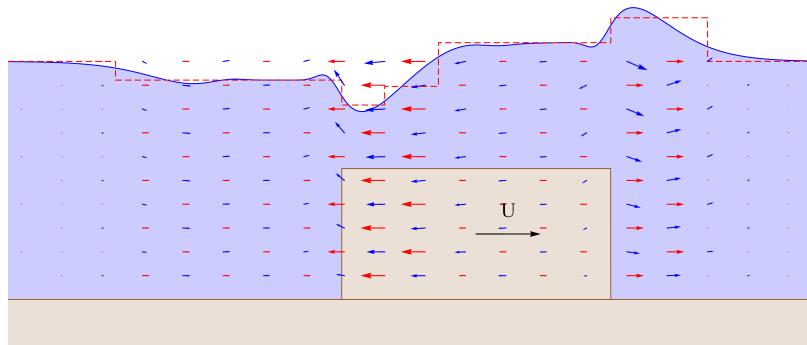


Рис. 2. Смещение свободной поверхности и поле скорости течения, инициированные движением прямоугольного тела размером $a = 10$ со скоростью $U = 0.4$, в момент времени $t = 6$. Красной пунктирной линией и красными стрелками представлены результаты расчётов в рамках теории длинных волн, синей сплошной линией и синими стрелками — в рамках потенциальной теории. Высота тела и высота волн отрисованы в одном масштабе, отличном от масштаба глубины

$$w_p(x, t) = w_{p0}(x - a, t) - w_{p0}(x, t).$$

Пример расчета волновых возмущений, выполненный в рамках длинноволновой и потенциальной теорий, представлен на рис. 2.

Из рисунка видно, что обе теории дают близкие амплитуды смещения свободной поверхности при существенно различных волновых формах. Потенциальная теория обеспечивает более плавную волновую форму. Поля скорости течения также близки по абсолютным значениям, но отличаются формой, а также наличием заметной вертикальной компоненты скорости при расчете по потенциальной теории (в теории длинных волн вертикальная компонента отсутствует). Примечательно, что в представленном примере различия между двумя теориями наблюдаются, несмотря на значительный горизонтальный размер оползневого тела.

3. ЭНЕРГИЯ ВОЛН

Безразмерная потенциальная, кинетическая и полная энергии волн определяются в соответствии со следующими формулами:

$$E_p = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi^2}{2} dx, \quad (19)$$

$$E_k = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-1}^0 \left(\frac{u^2}{2} + \frac{w^2}{2} \right) dz dx, \quad (20)$$

$$E = E_p + E_k. \quad (21)$$

Значение энергии в размерном виде получается из формул (19)–(21) путём домножения на множитель

$$E_0 = \rho_w g H \eta_0^2.$$

Аналитическое выражение, описывающее полную

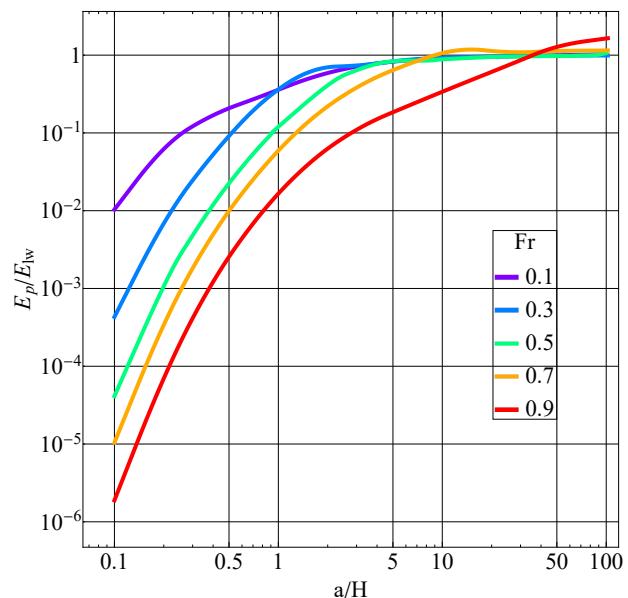


Рис. 3. Отношение полной энергии волн, рассчитанной в рамках потенциальной теории, к полной энергии волн, рассчитанной в рамках теории длинных волн, в зависимости от относительного размера тела a/H . Расчет выполнен при различных значениях чисел Фруда (см.легенду)

энергию в случае безостановочного движения, было получено ранее в работе [35], в которой проводилось рассмотрение задачи о генерации волн при безостановочном движении только в рамках линейной теории длинных волн:

$$E_{lw}(t) = \begin{cases} \frac{U^2}{1-U^2} t & 0 < t \leq t_1, \\ \frac{U^2}{2(1+U)^2} a + \frac{U^2}{2(1-U)} t & t_1 \leq t \leq t_2, \\ \frac{U^2(1+U^2)}{(1-U^2)^2} a & t > t_2, \end{cases} \quad (22)$$

где $t_1 = \frac{a}{1+U}$, $t_2 = \frac{a}{1-U}$ — осевые моменты времени, в которые меняется характер передачи энер-

гии водному слою. Выражение, позволяющее определить значение полной энергии, также было получено в работе [26], но, в отличие от работы [35], не для всех случаев были выведены явные формулы.

Из формул (22) следует, что при безостановочном движении генерация волн продолжается в течение ограниченного времени. Если рассматривается движение тела с остановкой, то передача энергии волнам прекращается в момент остановки.

В рамках линейной потенциальной теории энергия вычислялась численно на основе формул (19)–(21).

На рис. 3 представлена зависимость отношения полной энергии волн, вычисляемой в рамках потенциальной теории, к полной энергии волн, вычисляемой в рамках теории длинных волн, от размера оползневого тела для различных значений чисел Фруда.

Из рисунка видно, что при больших длинах оползневого тела потенциальная теория и теория длинных волн дают близкие результаты. Но при малых размерах оползневого тела теория длинных волн даёт сильно завышенную оценку энергии (до нескольких порядков). Примечательно, что при больших длинах оползневого тела и скоростях, приближающихся к критическим ($Fr = 1$), теория длинных волн может несколько недооценивать энергию. Учитывая значительную разницу в величинах энергии при $a/H < 1$ и тот факт, что при своём движении оползневое тело может достигнуть глубин, заметно превышающих его длину, использование теории длинных волн для воспроизведения оползневых цунами можно в общем случае считать неоправданным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе данных о геоморфологии 85 реальных подводных оползней и свойствах осадочных пород, а также энергетической оценки скорости движения оползневого тела предложена следующая обобщенная физическая модель оползня. Горизонтальные размеры оползневого тела варьируются в широком диапазоне: от долей глубины водоема (в верхней точке склона) до нескольких десятков глубин. Высота оползневого тела, как правило, существенно меньше глубины. При своем движении

оползневое тело проходит расстояние порядка своего горизонтального размера. Скорость движения оползневого тела не превышает скорость длинных волн ($Fr < 1$).

С учетом описанной обобщенной физической модели, для простейшей прямоугольной формы оползневого тела в рамках линейной длинноволновой и потенциальной теорий получены аналитические выражения, описывающие возбуждаемые гравитационные поверхностные волны (смещение свободной поверхности и поле скорости), и рассчитана волновая энергия.

Сопоставление энергий волн, рассчитанных на основе аналитических решений, показывает, что в тех случаях, когда размер оползневого тела сопоставим с глубиной или менее глубины, длинноволновая теория может переоценивать энергию гравитационных волн в разы или даже на несколько порядков. Таким образом, применение уравнений теории длинных волн для описания оползневых цунами должно ограничиваться случаями экстремально протяженных оползневых тел, размеры которых на любом этапе движения вниз по склону остаются превышающими глубину океана. В большинстве случаев для подводных оползней сравнительно небольших размеров можно полагать, что генерация поверхностных волн фактически завершается при достижении оползневым телом глубин, равных горизонтальному размеру оползневого тела.

В завершение отметим, что сопоставление энергии волн проводилось для движения недеформируемого подводного оползневого тела по ровному горизонтальному дну с постоянной скоростью, а также с мгновенными стартом и остановкой. Реальное оползневое тело меняет свою форму в процессе движения, которое происходит не по горизонтальному, но по наклонному дну, а скорость сравнительно плавно нарастает и в конце движения убывает до нуля. Все отмеченные факторы способны несколько изменить количественные оценки, сделанные в данной работе. Но основной вывод останется неизменным: при размере оползневого тела менее глубины теория длинных волн будет приводить к значительной переоценке волновой энергии.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова.

-
- [1] National Geophysical Data Center / World Data Service: NCEI/WDS Global Historical Tsunami Database. NOAA National Centers for Environmental Information [03/02/2025].
 - [2] Higman B., Shugar D.H., Stark C.P. et al. // Sci Rep **8**, 12993 (2018).
 - [3] Heinrich P., Piatanesi A., Okal E. et al. // Geophysical Research Letters. **27**, № 19. 3037. (2000).
 - [4] Imamura F., Hashi K., Imteaz M.A. // Tsunami Research at the End of a Critical Decade. Advances in Natural and Technological Hazards Research, vol 18. Springer, Dordrecht. 209. (2001).
 - [5] Tappin D.R., Watts P., Grilli S.T. // Natural Hazards and Earth System Sciences. **8**, № 2. 243. (2008).
 - [6] Harbitz C.B., Lovholt F., Bungum H. // Natural Hazards. **72**. 1341. (2014).
 - [7] Tappin D.R., Grilli S.T. // Understanding and Reducing Landslide Disaster Risk: Volume 1 Sendai Landslide Partnerships and Kyoto Landslide Commitment 5th. 343. (2021).

- [8] Tappin D.R. // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. **49**. № 1. 551. (2021).
- [9] Gusakov V.K. // Tsunami Research at the End of a Critical Decade. Advances in Natural and Technological Hazards Research, vol 18. Springer, Dordrecht. **17**. (2001).
- [10] Tappin D.R., Grilli S.T., Harris J.C. et al. // Marine Geology. **357**. 344. (2014).
- [11] Goto K., Ishizawa T., Ebina Y. et al. // Earth-Science Reviews. **212**. 103417. (2021).
- [12] Mulia I.E., Heidarzadeh M., Gusman A.R. et al. // Ocean Engineering. **310**. 118698. (2024).
- [13] Yanagisawa H., Abe I., Baba T. // Scientific Reports. **14**. 18245. (2024).
- [14] Liu P.F., Wu T.R., Raichlen F. et al. // Journal of fluid Mechanics. **536**. 107. (2005).
- [15] Kozelkov A.S. // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. **58**. № 7. 1192. (2017).
- [16] Jiang L., Leblond P.H. // Journal of physical oceanography. **24**. № 3. 559. (1994).
- [17] Satake K. // Proceedings of the International Tsunami Symposium, Session. **6**. 6. (2001).
- [18] Fine I.V., Rabinovich A.B., Thomson R.E. et al. // Submarine landslides and tsunamis. NATO Science Series. **21**. 69. (2003).
- [19] Федотова З.И., Чубаров Л.Б., Бейзель С.А. // Вычислительные технологии. (Совместный выпуск, Т.9). Вестн. КазНУ им. аль-Фараби. Серия: Математика, механика, информатика. **42**. Ч. 4. № 3. 141. (2004).
- [20] Гусев О.И., Шокина Н.Ю., Кутергин В.А. и др. // Вычислительные технологии. **18**. № 5. 74. (2013).
- [21] Шокин Ю.И., Бейзель С.А., Гусев О.И. и др. // Вестник Южно-Уральского государственного уни-
- верситета. Серия: Математическое моделирование и программирование. **7**. № 1. 121. (2014).
- [22] Tinti S., Pagnoni G., Zaniboni F. // Bulletin of Volcanology. **68**. 462. (2006).
- [23] Cecioni C., Belotti G. // Natural Hazards and Earth System Sciences. **10**. № 11. 2259. (2010).
- [24] Cecioni C., Belotti G. // Applied Ocean Research. **32**. 3. 343. (2010).
- [25] Pelinovsky E., Poplavsky A. // Physics and Chemistry of the Earth. **21**. № 1-2. 13-17. (1996).
- [26] Tinti S., Bortolucci E. // Pure and Applied Geophysics. **157** № 3. 281. (2000).
- [27] Pelinovsky E. // Submarine landslides and tsunamis. – Dordrecht : Springer Netherlands, 2003.
- [28] Jing H., Gao Y., Liu C. et al. // Journal of Marine Science and Engineering. **8**. № 3. 196. (2020).
- [29] Lo H. Y., Liu P. L. F. // Journal of Fluid Mechanics. **821**. 85. (2017).
- [30] McAdoo B.G., Pratson L.F., Orange D.L. // Marine geology. **169**. № 1-2. 103. (2000).
- [31] Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bornhold B.D. et al. // Pure and applied geophysics. **160**. 1273. (2003).
- [32] Levin B.W., Nosov M.A. // Physics of tsunamis. Vol. 327. Dordrecht: Springer, 2009.
- [33] Laske G., Masters G. // Eos Trans. AGU. **78**. F483. (1997).
- [34] Semenov K.A., Nosov M.A., Kolesov V.A. et al. // Journal of Geophysical Research: Oceans. **124**. № 11. 8468. (2019).
- [35] Лебков М.В. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. № 4. 234051. (2023).
- [36] Didenkulova I., Pelinovsky E. // Pure and Applied Geophysics. **170** № 9. 1661. (2013).
- [37] Носов М.А. // Вулканология и сейсмология. № 6. 70. (1995).

Comparison of Long-Wave and Potential Models of Tsunami Generation by a Landslide Body Using Analytical Solutions

M. V. Lebkov^{1,a}, M. A. Nosov^{1,2,b}

¹Department of Physics of Sea and Inland Waters, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

²Institute of Marine Geology and Geophysics Russian Academy of Sciences
Yuzhno-Sakhalinsk, 693022, Russia
E-mail: ^amvlebkov@gmail.com, ^bm.a.nosov@mail.ru

Based on analytical solutions to the problem of the generation of gravity surface waves when moving along the bottom of a rectangular body, a comparative analysis of wave disturbances calculated within the framework of linear long-wave and potential theories was performed. It is shown that for conditions typical of real underwater landslides, the long-wave theory significantly (up to several orders of magnitude) overestimates the wave energy if the horizontal dimensions of the landslide body are comparable to the depth or less than the depth. In this regard, the application of the equations of the long wave theory to describe landslide tsunamis should be limited to cases of extremely extended landslide bodies.

PACS: 91.30.Nw.

Keywords: submarine landslides, tsunami, linear long wave theory, linear potential theory.

Received 01 November 2025.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

- Лебков Михаил Викторович — физик первой категории кафедры физики моря и вод суши; e-mail: mvlebkov@gmail.com.
- Носов Михаил Александрович — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор РАН, зав. кафедрой физики моря и вод суши; тел.: (495) 939-16-77, e-mail: m.a.nosov@mail.ru.