

DEBRIS FLOWS: Disasters, Risk, Forecast, Protection

Proceedings
of the 7th International Conference

Chengdu, China, 23–27 September 2024



Edited by
S.S. Chernomorets, K. Hu, K.S. Viskhadzhieva

Geomarketing LLC
Moscow
2024

СЕЛЕВЫЕ ПОТОКИ: катастрофы, риск, прогноз, защита

Труды
7-й Международной конференции

Чэнду, Китай, 23–27 сентября 2024 г.



Ответственные редакторы
С.С. Черноморец, К. Ху, К.С. Висхаджиева

ООО «Геомаркетинг»
Москва
2024

泥石流： 灾害、风险、预测、防治

會議記錄

第七届国际会议

中国成都, 2024年9月23日至27日



編輯者

S.S. Chernomorets, K. Hu, K. Viskhadzhieva

Geomarketing LLC

莫斯科

2024

УДК 551.311.8
ББК 26.823
С29

Debris Flows: Disasters, Risk, Forecast, Protection. Proceedings of the 7th International Conference (Chengdu, China). – Ed. by S.S. Chernomorets, K. Hu, K.S. Viskhadzhieva. – Moscow: Geomarketing LLC. 622 p.

Селевые потоки: катастрофы, риск, прогноз, защита. Труды 7-й Международной конференции (Чэнду, Китай). – Отв. ред. С.С. Черноморец, К. Ху, К.С. Висхаджиева. – Москва: ООО «Геомаркетинг», 2024. 622 с.

泥石流：灾害、风险、预测、防治。 會議記錄 第七届国际会议. 中国成都。 編輯者 S.S. Chernomorets, K. Hu, K.S. Viskhadzhieva. – 莫斯科: Geomarketing LLC. 622 p.

ISBN 978-5-6050369-6-8

Ответственные редакторы: С.С. Черноморец (МГУ имени М.В. Ломоносова), К. Ху (Институт горных опасностей и окружающей среды Китайской академии наук), К.С. Висхаджиева (МГУ имени М.В. Ломоносова).

Edited by S.S. Chernomorets (Lomonosov Moscow State University), K. Hu (Institute of Mountain Hazards and Environment, CAS), K.S. Viskhadzhieva (Lomonosov Moscow State University).

При создании логотипа конференции использован рисунок из книги С.М. Флейшмана «Селевые потоки» (Москва: Географгиз, 1951, с. 51).

Conference logo is based on a figure from S.M. Fleishman's book on Debris Flows (Moscow: Geografgiz, 1951, p. 51).

© Селевая ассоциация

© Debris Flow Association



Численное моделирование волн, вызванных сходом оползня или связного селя в водохранилище

Л. Чжао

*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия,
l.chzhao1@g.nsu.ru*

Аннотация. Приведены результаты численного моделирования возникновения поверхностных волн в водохранилище при сходе в него берегового надводного оползня. Простая математическая модель, описывающая движение оползня по криволинейному береговому склону с последующим его входом в водоем и движением по дну водоема, является универсальной и позволяет использовать ее также и для исследования движения связных селей по криволинейным наклонным руслам. Модели оползня и селя отличаются только значениями определяющих параметров. Эти параметры разные для случаев движения оползня или связного селя по береговому склону или по дну водоема. Конкретные значения параметров модели корректировались, чтобы приблизить результаты численного моделирования к данным реальных событий. Например, для модели надводного оползня использовались результаты натурных обследований последствий схода берегового оползня в водохранилище Бурейской ГЭС, случившимся 11 декабря 2018 г. и вызвавшим крайне разрушительную волну, похожую на цунами. Для случая плоского берегового склона и рельефа дна водохранилища получено точное решение дифференциальных уравнений модели. Для расчета поверхностных волн применяется явная схема предиктор-корректор на подвижной сетке, основанная на одномерной модели мелкой воды. Показано, что неровность дна водоема оказывает заметное влияние на высоту генерируемых волн.

Ключевые слова: *береговой оползень, связный сель, водохранилище, поверхностные волны, уравнения мелкой воды, численный алгоритм, подвижные сетки, результаты расчетов*

Ссылка для цитирования: Чжао Л. Численное моделирование волн, вызванных сходом оползня или связного селя в водохранилище. В сб.: Селевые потоки: катастрофы, риск, прогноз, защита. Труды 7-й Международной конференции (Чэнду, Китай). – Отв. ред. С.С. Черноморец, К. Ху, К.С. Висхаджиева. – М.: ООО «Геомаркетинг», 2024, с. 550–562.

Numerical modeling of waves caused by a landslide or debris flow in a reservoir

L. Zhao

Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia, l.chzhao1@g.nsu.ru

Abstract. The results of numerical simulation demonstrate the occurrence of surface waves in a reservoir when a subaerial landslide descends into it. A simple mathematical model that describes this landslide along a curved coastal slope with its subsequent entry into the reservoir and the subaqueous movement along the bottom of the reservoir is universal. This model can also be applied to study the movement of viscous debris flows along curvilinear channels. The distinction between the model of landslide and debris flow is only in the values of the defining parameters. According to the different situations, which are the landslides along a coastal slope or the bottom of a reservoir, and moving debris flow along a coastal slope or the bottom of a reservoir, parameters are dissimilar. Specific values of the model parameters were adjusted to bring the numerical simulation results closer to the actual data. For example, on December 11, 2018, a coastal landslide occurred at the hydroelectric power plant of the Bureya Dam, created a highly destructive tsunami



wave. The model parameters for this event were modified based on the results of field investigations. For the case of a flat coastal slope and the topography of the reservoir bottom, an exact solution of the model differential equations was obtained. An explicit predictor-corrector scheme on a moving grid based on a one-dimensional shallow water model is utilized for computing surface waves. It was observed that the unevenness of the bottom of the reservoir has a significant effect on the generated wave heights.

Key words: *coastal landslide, viscous debris flow, reservoir, surface waves, shallow water equations, numerical algorithm, moving grids, calculation results.*

Cite this article: Zhao L. Numerical modeling of waves caused by a landslide or debris flow in a reservoir. In: Chernomorets S.S., Hu K., Viskhadzhieva K.S. (eds.) Debris Flows: Disasters, Risk, Forecast, Protection. Proceedings of the 7th International Conference (Chengdu, China). Moscow: Geomarketing LLC, 2024, p. 550–562.

Введение

Цель работы заключалась в проведении численного моделирования возникновения поверхностных волн в водохранилище при сходе в него берегового надводного оползня или связанного селя. Актуальность этого направления исследований связана с тем, что сели и оползни являются одними из самых опасных и распространенных стихийных бедствий [Михайлов и Черноморец, 2011; Ward et al., 2011].

Надводные оползни являются более мобильными по сравнению с подводными, поскольку в воде эффект действия силы тяжести уменьшается из-за плавучести (действие силы Архимеда), а также потому, что вязкое сопротивление в воде намного больше, чем в воздухе. Поэтому надводные оползни движутся с существенно большей скоростью, чем подводные с той же массой, и при входе в воду они могут генерировать очень высокие волны. Оценка опасности оползневых цунами, возникающих при сходе надводного оползня в водохранилище, включает анализ геологических полевых данных [Коковкин, 2020; Кулаков и др., 2019; Махинов и др., 2019; Gusiakov et al., 2021; Huang et al., 2016; Hignan et al., 2018; Sepulveda et al., 2009] в сочетании с численным моделированием [Fructus et al., 2007; Paris et al., 2019; Xu et al., 2021] или лабораторными экспериментами [Cea et al., 2004; Lindstrom et al., 2014; Ma et al., 2013; Mohammed et al., 2012] для оценки устойчивости склонов, понимания механизмов возникновения оползня и сценариев его движения по склону, а также механизмов генерации и распространения волн в водохранилище.

В настоящей работе предлагается простая математическая модель и численный алгоритм для расчета движения оползня по неровному береговому склону и неровному дну водохранилища, для расчета поверхностных волн, вызванных входом оползневой массы в водоем, и некоторые результаты численного моделирования поверхностных волн, возникших при обрушении берегового склона водохранилища Бурейской ГЭС 11 декабря 2018 г. Эта же модель может использоваться для исследования движения связанных селей.

Уравнения движения оползня

Для описания движения оползня по криволинейному склону часто используется модель движения твердого недеформируемого тела по плоскому склону [Ataie-Ashtiani et al., 2011; Delis et al., 2011]. В работе [Ma et al., 2013] оползни моделируются водно-песчаными смесями, в [Sabeti et al., 2022] создана численная модель движения зернистого оползня, а в [Ward et al., 2011] в качестве модели оползня взято множество упруго взаимодействующих между собой твердых шаров. В сообщении [Иванова и др., 2020] движение оползня по склону рассматривалось как поток сыпучего материала, в книге [Khakimzyanov et al., 2020] предложена модель трехмерного деформируемого



подводного оползня, модификация которой используется в настоящей работе для описания движения надводного оползня. Обзор существующих математических моделей и созданных на их основе комплексов программ дан в книге [Михайлов и Черноморец, 2011].

В настоящей работе движение оползня по склону рассматривается в одномерном приближении, при котором параметры потока оползневой массы зависят только от одной пространственной координаты, а горный склон представляется «одномерной» поверхностью. Эта модель является одной из простейших в иерархической цепочке моделей, каждая из которых обобщает предыдущие [Шокин и др., 2020]. В одномерном приближении можно выполнять моделирование в системе координат Oxz с вертикальной осью Oz и горизонтальной Ox , в которой поверхность реального горного склона, изображенного на рис. 1а, представляется в виде кривой 1 (рис. 1б), заданной функцией

$$z = h_{bt}(x), \quad x \geq 0. \quad (1)$$

На рис. 1б изображена форма оползня в начальный момент времени $t=0$, расположенного на левом береговом склоне. Форму оползня будем описывать функцией $z = h_{sl}(x, t)$. В начальный момент времени форма оползня известна: $z = h_{sl}(x, 0) = h_{sl}^0(x)$. В настоящей работе будет использоваться представление оползня в виде квазидеформируемого тела [Khakimzyanov et al., 2020]. Это означает, что в каждый момент времени форма оползня определяется формулой

$$h_{sl}(x, t) = h_{sl}^0(x + x_c^0 - x_c(t)), \quad (2)$$

где $x_c(t)$ – абсцисса некоторой фиксированной точки $\mathbf{x}_c(t) = (x_c(t), z_c(t))$ оползневой массы (например, центра масс), движущейся по искривленному склону (1), x_c^0 – абсцисса этой точки при $t=0$, $x_c(0) = x_c^0$. Таким образом, оползневая масса ограничена снизу твердым склоном (1), а сверху – поверхностью

$$z = h_{bt}(x) + h_{sl}(x, t).$$

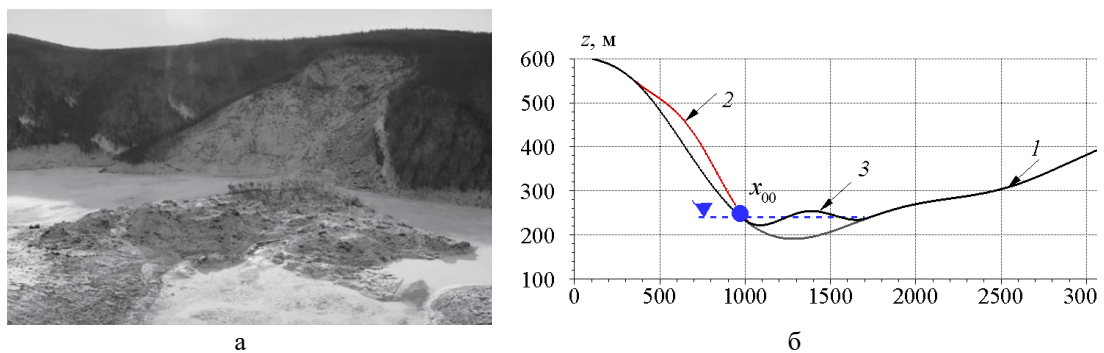


Рис. 1. Изображения реального рельефа горного склона (а) и одномерного рельефа (б) береговых склонов и дна водохранилища (1) с оползневой массой в начальный момент времени на левом береговом склоне (2) и в момент остановки оползня в водохранилище (3)

Для описания движения оползневой массы достаточно найти закон движения $x = x_c(t)$ выделенной точки. Этот закон будем искать как решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных путем модификации известных уравнений движения подводного квазидеформируемого оползня [Beisel et al., 2012; Khakimzyanov et al., 2020]. Надводный оползень вначале скользит по береговому



склону, а в водоеме он перемещается только на финальной стадии движения. Поэтому характеристики движения надводного оползня будут другими, чем в случае подводного, и для их исследования решаются следующие уравнения:

$$\frac{dx_c(t)}{dt} = u(t) , \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}(g_{11}(x_c(t))u(t)) = \frac{g'_{11}(x_c(t))}{2}u^2(t) - \left[g(I_1(t) + \sigma I_2(t)) + \sigma u^2(t) \left(\gamma I_3(t) + \frac{T}{2} C_{res}(x_c(t)) g_{11}(x_c(t)) \right) \right] \frac{\sqrt{g_{11}(x_c(t))}}{(\gamma + C_{add}(x_c(t))) S_0} , \quad (4)$$

где $u(t)$ – скорость движения оползня в горизонтальном направлении, g – ускорение свободного падения, T – максимальная толщина оползня в вертикальном направлении, $\sigma = \text{sgn } u$, $g_{11} = 1 + (h'_{bt})^2$ – компонента метрического тензора, отвечающая за геометрические характеристики криволинейного рельефа, $g'_{11} = dg_{11}/dx$, $h'_{bt} = dh_{bt}/dx$, $\gamma = \rho_{sl}/\rho_w > 1$, ρ_w – плотность воды, ρ_{sl} – плотность оползневой массы, S_0 – площадь продольного сечения оползня плоскостью Oxz ,

$$S_0 = \int_{x_l(t)}^{x_r(t)} h_{sl}(x,t) dx = \int_{x_l(0)}^{x_r(0)} h_{sl}^0(x) dx = \text{const} ,$$

где $x_l(t)$ и $x_r(t)$ – соответственно левая и правая границы оползневой массы в момент времени $t \geq 0$, которые, согласно (2), вычисляются по формулам $x_l(t) = x_l(0) + x_c(t) - x_c^0$ и $x_r(t) = x_r(0) + x_c(t) - x_c^0$, при этом $x_c(t) \in (x_l(t), x_r(t))$.

Уравнение движения (4) является интегро-дифференциальным, поскольку в него входят интегралы, зависящие от искомого решения:

$$I_1(t) = \int_{x_l(t)}^{x_r(t)} G_1(x) h_{sl}(x,t) \frac{h'_{bt}(x)}{\sqrt{g_{11}(x)}} dx , \quad I_2(t) = \int_{x_l(t)}^{x_r(t)} G_1(x) G_2(x) \frac{h_{sl}(x,t)}{\sqrt{g_{11}(x)}} dx ,$$

$$I_3(t) = \int_{x_l(t)}^{x_r(t)} G_2(x) h_{sl}(x,t) \frac{h''_{bt}(x)}{\sqrt{g_{11}(x)}} dx ,$$

где функция $G_1(x)$ указывает на то, что сила Архимеда, выталкивающая оползневую массу из воды, действует только на те части оползневой массы, которые вошли в воду, и не действует на надводную часть оползня,

$$G_1(x) = \begin{cases} \gamma, & \text{если } x \leq x_{00}, \\ \gamma - 1, & \text{если } x > x_{00}, \end{cases} \quad G_2(x) = \begin{cases} C_{fr,1}, & \text{если } x \leq x_{00}, \\ C_{fr,2}, & \text{если } x > x_{00}, \end{cases}$$

где через x_{00} обозначена абсцисса точки уреза на левом берегу водохранилища (см. рис. 1б). Функция $G_2(x)$ связана с коэффициентом трения, который будет разным на склоне и в водохранилище. Поэтому используются два значения коэффициента трения скольжения: $C_{fr,1} = \text{tg } \theta_{*,1}$ для надводной части оползня и $C_{fr,2} = \text{tg } \theta_{*,2}$ – для подводной, $\theta_{*,1} > \theta_{*,2}$.



В правой части уравнения (4) присутствует функция $C_{\text{res}}(x)$, в которой учитывается отличие сопротивлений окружающей среды при движении оползня в воздухе и в воде:

$$C_{\text{res}}(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x \leq x_{00}, \\ C_d, & \text{если } x > x_{00}. \end{cases}$$

Таким образом, предполагается, что сопротивление воздуха пренебрежимо мало, а сопротивление воды определяется постоянным коэффициентом сопротивления $C_d > 0$.

Наконец, в уравнении (4) учитывается также присоединенная масса воды при движении подводной части оползня. Коэффициент присоединенной массы $C_w > 0$ становится значительным только при входе оползня в воду, для надводной части он пренебрежимо мал в силу относительно малой плотности воздуха. Этот эффект учитывается функцией

$$C_{\text{add}}(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } x \leq x_{00}, \\ C_w, & \text{если } x > x_{00}. \end{cases}$$

Для уравнений (3), (4) ставится задача Коши: в начальный момент времени задается положение x_c^0 оползневой массы и предполагается, что оползень начинает свое движения из состояния покоя:

$$x_c(0) = x_c^0, \quad u(0) = 0. \quad (5)$$

С помощью модифицированного метода Эйлера нелинейные уравнения (3), (4) решались численно до момента времени $t = t_{\text{кон}}$, когда в результате воздействия на оползень сил трения и сопротивления воды произойдет его остановка: $u(t_{\text{кон}}) = 0$.

Выполнена верификация численного алгоритма путем сравнения результатов расчетов с точным решением задачи для случая плоского берегового склона (1), который переходит в плоский подводный откос в точке уреза $x = x_{00}$:

$$z = h_{\text{bt}}(x) = z_{00} - (x - x_{00}) \text{tg} \varphi, \quad (6)$$

где z_{00} – ордината точки уреза, $0 < \varphi$ – угол наклона плоского берегового склона. Для такого склона справедливо следующее утверждение.

Лемма. Точное решение задачи (3)–(6) выражается формулами

$$u(t) = \begin{cases} Q_1 t, & \text{если } t \leq t_{00}, \\ r \cdot \frac{r \sinh(s(t - t_{00})) + Q_1 t_{00} \cosh(s(t - t_{00}))}{r \cosh(s(t - t_{00})) + Q_1 t_{00} \sinh(s(t - t_{00}))}, & \text{если } t > t_{00}, \end{cases} \quad (7)$$

$$x_c(t) = \begin{cases} x_c^0 + Q_1 \frac{t^2}{2}, & \text{если } t \leq t_{00}, \\ x_{00} + \frac{r}{s} \ln \left[\cosh(s(t - t_{00})) + \frac{Q_1 t_{00}}{r} \sinh(s(t - t_{00})) \right], & \text{если } t > t_{00}, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$Q_1 = g(\sin \varphi - C_{\text{fr},1} \cos \varphi) \cos \varphi, \quad r = \sqrt{\frac{2Q_2 S_0}{C_d T}} \cos \varphi, \quad s = \sqrt{\frac{Q_2 C_d T}{2S_0}} \frac{1}{\gamma + C_w},$$



$$t_{00} = \sqrt{\frac{2(x_{00} - x_c^0)}{Q_1}}, \quad Q_2 = g(\gamma - 1)(\sin \varphi - C_{fr,2} \cos \varphi).$$

Валидация математической модели движения оползня выполнена на оцифрованном поперечном сечении (рис. 1б) реального рельефа береговых склонов и дна водохранилища Бурейской ГЭС [Кулаков и др., 2019; Махинов и др., 2019]. Береговые склоны лежат выше уровня воды $z_{00} = 240,3$ м, изображенного на рис. 1б штриховой линией. Абсцисса точки уреза на левом берегу водоема имеет значение $x_{00} = 976,1$ м. Начальная форма оползневой массы (2) задавалась по формуле

$$h_{sl}^0(x) = \begin{cases} \frac{T}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi(x - x_c^0)}{b} \right) \right], & \text{если } |x - x_c^0| \leq b/2, \\ 0, & \text{если } |x - x_c^0| > b/2, \end{cases} \quad (9)$$

где параметр b характеризует длину (вдоль оси Ox) оползневой массы, а T – ее максимальную толщину. Для такой формы оползневой массы площадь S_0 ее продольного сечения вычисляется по формуле $S_0 = bT/2$.

Параметр b выбирался так, чтобы в случае остановки оползня в средней части водохранилища он смог перекрыть его своим телом, как плотиной, что наблюдалось в реальном событии. Исходя из геометрических размеров начальной оползневой массы, приведенных в [Коковкин, 2020; Кулаков и др., 2019; Махинов и др., 2019], были взяты следующие значения параметров в (9):

$$b = 750 \text{ м}; \quad T = 80 \text{ м}; \quad x_c^0 = 650 \text{ м}. \quad (10)$$

Поверхность начальной оползневой массы с параметрами (10) изображена линией 2 на рис. 1б.

Коэффициенты C_w и C_d влияют на движение оползня только при его движении в воде, поэтому значения этих параметров взяты такими же, как для подводного оползня [Khakimzyanov et al., 2020]. Плотность оползневой массы $\rho = 2500 \text{ кг/м}^3$ указана в работе [Иванова и др., 2020]. Таким образом, в расчетах использованы следующие значения параметров:

$$C_w = 1; \quad C_d = 1; \quad \gamma = 2,5. \quad (11)$$

Коэффициенты трения $C_{fr,1}$ и $C_{fr,2}$ подбирались экспериментально так, чтобы при их оптимальных значениях оползень остановился непосредственно в ложе водохранилища. Некоторые результаты расчетов изображены в виде графиков на рис. 2, 3. На рис. 2 показана форма поверхности оползневой массы в момент ее остановки. Видно, что если задать большие значения коэффициентов трения на суше и в воде, то оползень остановится на левом береговом склоне в положении частичного погружения в водохранилище (линия 1). Если уменьшить значения коэффициентов трения, то он продвинется дальше (линия 2). При дальнейшем уменьшении этих значений оползень может остановиться в ложе водохранилища так, что он почти перекроет русло (линия 3), что и было обнаружено во время первого экспедиционного обследования [Махинов и др., 2019]. Если задать малые значения коэффициентов трения, то оползень не только сойдет с левого склона и пройдет через водохранилище, но и взойдет на правый береговой склон (линия 4), что не соответствует реальности.

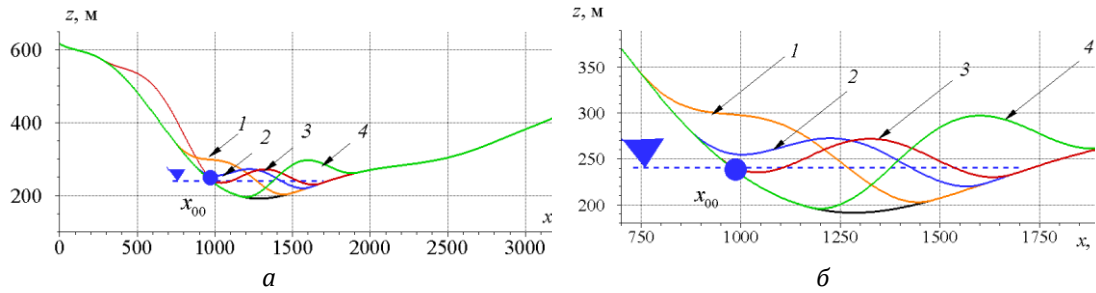


Рис. 2. Форма поверхности оползневой массы в момент остановки в зависимости от коэффициентов трения на береговом склоне и в воде (а) и увеличенный фрагмент (б):
1 – $\theta_{*1} = 25^\circ$, $\theta_{*2} = 15^\circ$; 2 – $\theta_{*1} = 25^\circ$, $\theta_{*2} = 10^\circ$; 3 – $\theta_{*1} = 25^\circ$, $\theta_{*2} = 8^\circ$; 4 – $\theta_{*1} = 22^\circ$, $\theta_{*2} = 5^\circ$

Графики на рис. 3 демонстрируют зависимости от времени абсциссы $x_c(t)$ (траектории центра масс) и скорости $v_c(t)$ движения оползня по криволинейному рельефу. Видно, что при разных значениях коэффициентов трения оползень, начав движение из одного и того же начального положения, может остановиться так, что его центр масс не достигает середины водохранилища (траектории 1, 2 на рис. 3а), достигает (3) или существенно преодолевает его. Середина водохранилища обозначена на рис. 3а штриховой горизонтальной линией. Также видно, что время движения оползня сильно зависит от коэффициентов трения на суше и в воде, при этом уменьшение трения может приводить как к росту времени движения, так и его уменьшению. Отметим, что с уменьшением коэффициентов трения максимальное значение скорости движения оползня растет. Стоит заметить также, что графики скоростей (см. рис. 3б) имеют заметные изломы, что связано с разрывным характером параметров, управляющих движением.

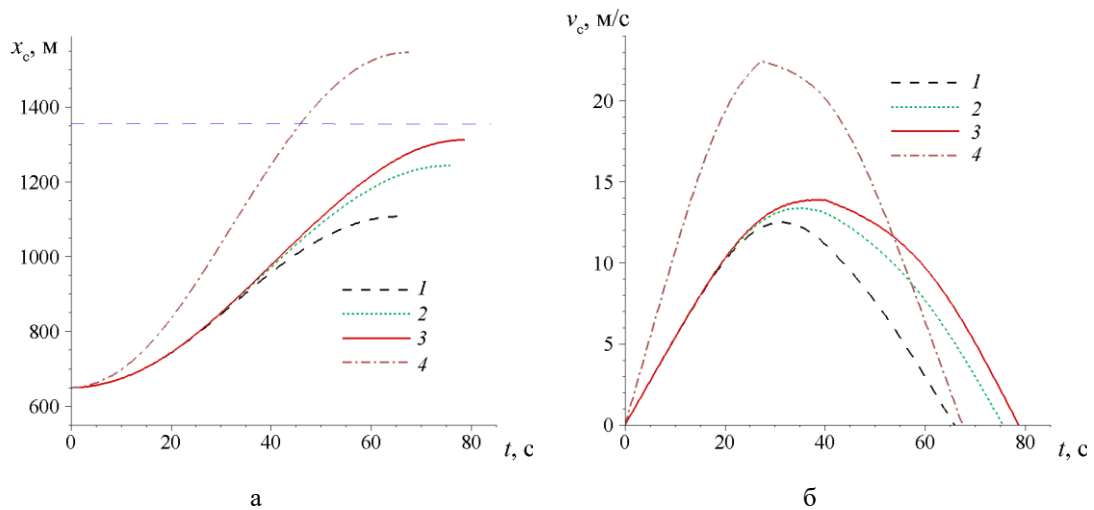


Рис. 3. Траектория (а) и скорость (б) центра масс оползня в зависимости от коэффициентов трения на береговом склоне и в воде: 1 – $\theta_{*1} = 25^\circ$, $\theta_{*2} = 15^\circ$; 2 – $\theta_{*1} = 25^\circ$, $\theta_{*2} = 10^\circ$; 3 – $\theta_{*1} = 25^\circ$, $\theta_{*2} = 8^\circ$; 4 – $\theta_{*1} = 22^\circ$, $\theta_{*2} = 5^\circ$

На основе результатов анализа вычислительных экспериментов для дальнейшего использования был выбран вариант с параметрами

$$\theta_{*1} = 25^\circ, \theta_{*2} = 8^\circ. \quad (12)$$



Окончательному набору параметров (10)–(12) соответствуют линии 3 на рис. 2 и 3. Время движения оползня составляет около 80 с, максимальное значение скорости примерно равно 13 м/с, а перемещение оползневой массы составляет приблизительно 700 м. Эти численные значения удовлетворительно согласуются с оценками работы [Коковкин, 2020], в которой приведены результаты полевого изучения последствий Бурейского оползня и утверждается, что имело место почти километровое сравнительно медленное перемещение оползневой массы.

Возникает вопрос, нельзя ли вместо решения задачи о движении оползня по криволинейному склону использовать точное решение (7), (8) задачи о движении оползня по плоскому склону (6) с подходящим наклоном φ . В отличие от криволинейного склона (рис. 3), в плоском случае скорость движения оползня приближается с ростом времени к постоянному положительному значению (рис. 4), т.е. оползень не останавливается, как это наблюдается для криволинейного склона (см. рис. 3б), а движется вниз с возрастающей скоростью. Поэтому при решении задач о сходе оползня в водоем нецелесообразно заменять криволинейный береговой склон плоским.

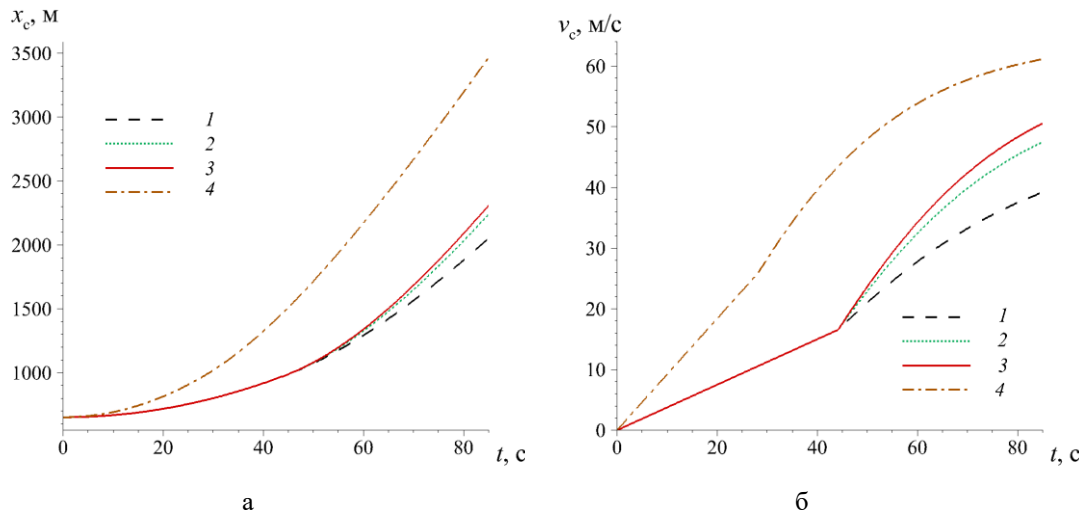


Рис. 4. Траектория (а) и скорость (б) центра масс оползня при движении по плоскому склону (6) с углом наклона $\varphi = 26.983^\circ$: $\theta_{*,1} = 25^\circ$ (1–3), $\theta_{*,2} = 15^\circ$ (1); $\theta_{*,2} = 10^\circ$ (2); $\theta_{*,2} = 8^\circ$ (3); 4 – $\theta_{*,1} = 22^\circ$, $\theta_{*,2} = 5^\circ$

Численное моделирование поверхностных волн, возникающих при сходе берегового оползня в водохранилище

Расчет поверхностных волн, сгенерированных оползнем, выполнялся в рамках модели мелкой воды в одномерном приближении с помощью схемы предиктор-корректор на подвижных сетках [Федотова и др., 2017], модифицированной на случай области течения с подвижной границей. В отличие от [Иванова и др., 2020], неровность дна водохранилища здесь учитывается.

Задача о генерации волн оползневой массой, входящим в воду, заменяется задачей о генерации волн подвижной левой стенкой бассейна, непроницаемой для воды. В качестве закона движения этой стенки используется закон $x = x_c(t)$ движения центра масс оползня, траектория которого изображена линией 3 на рис. 3а. Центр масс достигает точку уреза $x_{00} = 976,1$ м при $t_{00} = 39,75$ с, далее замедляется и останавливается в момент времени $t_{\text{кон}} = 78,75$ с в точке $x_{\text{кон}} = 1312$ м. Часть траектории, соответствующая движению центра масс в воде, и берется в качестве закона движения $x = x_0(t)$ левой вертикальной стенки бассейна (рис. 5б). Таким образом,



вертикальная стенка вначале (в момент времени $t = t_{00}$) находится в точке с координатой $x = x_{00}$ (позиция 1 на рис. 5а), затем она начинает резкое движение вправо (с ненулевой скоростью около 13 м/с), толкая воду и генерируя поверхностную волну (линия 3 на рис. 5а), а в момент времени $t = t_{\text{кон}}$ останавливается (позиция 2 на рис. 5а).

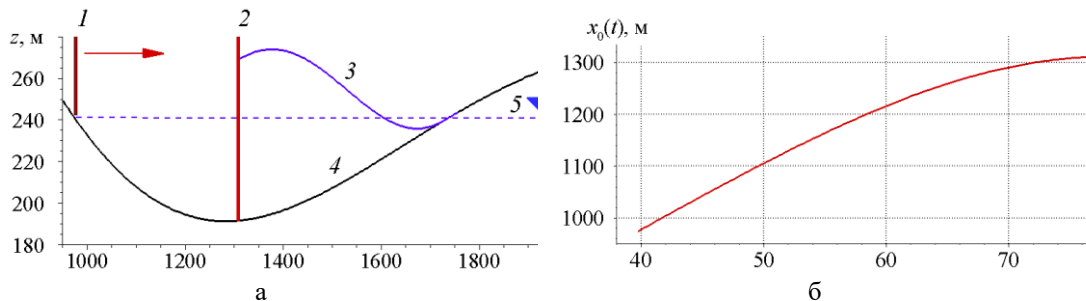


Рис. 5. Генерация поверхностных волн при сходе надводного оползня в водохранилище: а – форма модельного водоема; б – траектория движения левой границы расчетной области

Особый интерес представляют максимальные значения заплеска возникших волн на правый берег водохранилища (противоположный склону, с которого сошел оползень). Для этого необходимо решать сложную нелинейную задачу с подвижной линией уреза на правом берегу [Khakimzyanov et al., 2016]. На данном этапе исследований используется упрощенная постановка: вместо наката на берег будет рассматриваться накат волн на вертикальную непроницаемую стенку, установленную на правом берегу водохранилища в точке $l = 1732,2$ м, совпадающей с урезом спокойной воды. Таким образом, уравнения мелкой воды решаются в меняющейся во времени области с подвижной левой границей и неподвижной правой.

На рис. 6а показаны траектории движения узлов сетки, на рис. 6б изображена картина возникающих волн в сдвинутой системе координат с началом в точке x_{00}, z_{00}, t_{00} . Видно, что движение левой стенки модельного водоема генерирует волну в виде бора значительной высоты, который впоследствии распространяется по покоящейся воде со скоростью, большей, чем скорость стенки, поэтому он удаляется от движущейся стенки. В процессе движения бор трансформируется в волну с вертикальным передним фронтом, сглаженной вершиной и пологим задним склоном, при этом крутизна заднего склона волны уменьшается в процессе движения, а протяженность увеличивается.

На рис. 7 показаны изолинии свободной поверхности, по распределению которых можно судить о высоте возникающих волн. Рис. 7а соответствует бассейну с горизонтальным дном и средней глубиной водохранилища. Видно, что наибольшую высоту сгенерированная волна имеет в начальные моменты времени. В процессе движения волна удаляется от левой стенки с почти постоянной скоростью, и высота волны уменьшается. На левой стенке уровень воды монотонно уменьшается. В случае неровного дна (рис. 7б) картина течения меняется существенно. В начальные моменты времени возникает волна небольшой высоты, которая возрастает при распространении волны в глубоководную часть водохранилища. Кроме того, наибольшее возвышение поверхности воды наблюдается не на фронте бора, как в случае горизонтального дна, а сзади от него. Также следует отметить, что на левой стенке уровень воды вначале повышается, а затем уменьшается.

Отличие волновых режимов, возникающих в бассейне с горизонтальным дном и бассейне с неровным дном, можно увидеть также по графикам на рис. 8. В случае горизонтального дна (рис. 8а) максимальное возвышение уровня воды наблюдается на фронте бора, а за фронтом уровень монотонно падает. Неровность дна (рис. 8б) существенно влияет на профиль свободной поверхности. Так, за фронтом бора свободная поверхность не является монотонной функцией: при удалении от фронта бора влево уровень воды сначала монотонно возрастает до высоких значений (больше, чем 26



м в момент времени $t = 25$ с) и только потом начинает монотонно уменьшаться. Другое отличие заключается в том, что при движении волны происходит постепенное увеличение ее высоты.

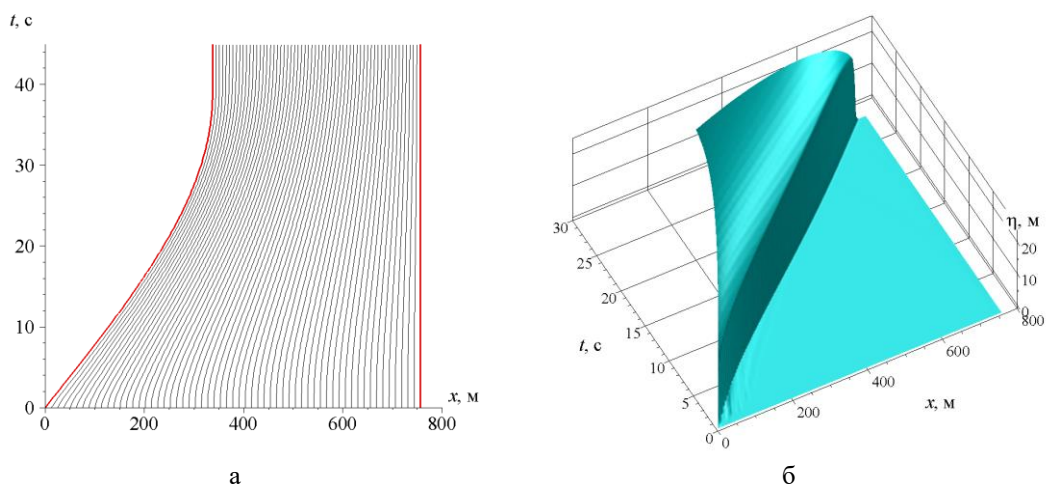


Рис. 6. Траектории движения узлов сетки (а) и динамика поверхности воды (б) при внезапном сдвиге левой стенки бассейна с неровным дном

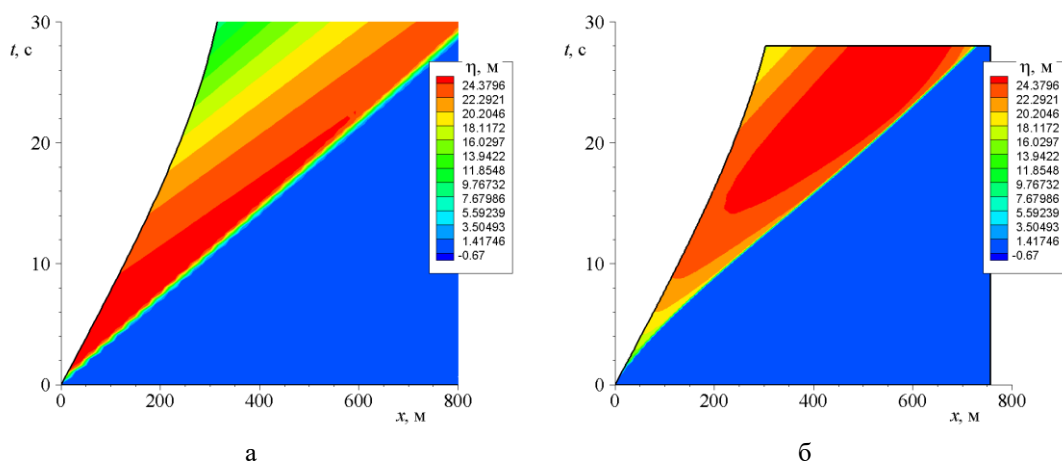


Рис. 7. Изолинии поверхности воды для бассейна с горизонтальным дном (а), с неровным дном (б)

Таким образом, учет неровности дна водохранилища имеет важное значение при моделировании поверхностных волн, вызванных сходом оползня.

На рис. 9а показана динамика свободной границы воды при накате волны, возникшей при сходе оползня в водохранилище, на правую вертикальную стенку. Видно, что в момент, когда сгенерированная волна достигает правой стенки, возникает мощный заплеск и образуется отраженная волна, высота которой постепенно падает.

Более детальное представление о поведении уровня воды на правой стенке может дать хронограмма изменения уровня со временем (рис. 9б). Видно, что при ударе по стенке переднего вертикального фронта набежавшей волны возникает большой вертикальный заплеск, затем уровень воды несколько понижается. Далее, при более позднем накате на стенку сглаженной, наиболее высокой части волны, которая двигалась за вертикальным фронтом (см. рис. 8б), возникает второй локальный максимум, после чего уровень воды постепенно уменьшается. Анализ результатов расчетов показывает,



что первый максимум в 60,65 м происходит при $t = 29,32$ с. Второй максимум возникает примерно через 2 с (при $t = 31.61$ с), принимая значение 60,15 м.

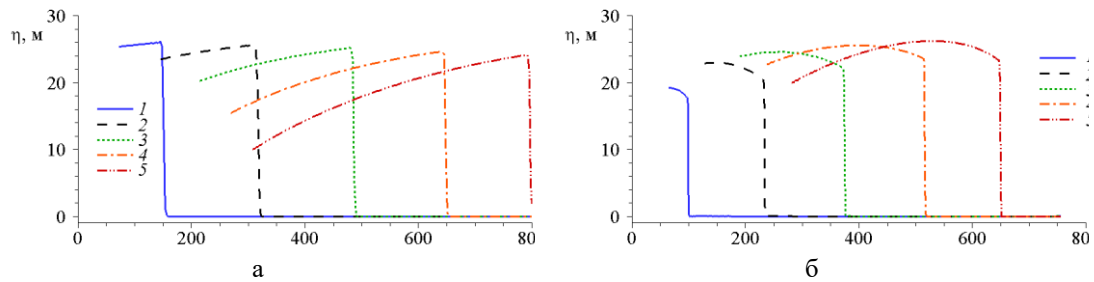


Рис. 8. Профили свободной границы в моменты времени $t = 5$ с (1), 10 с (2), 15 с (3), 20 с (4), 25 с (5): бассейн с горизонтальным дном (а), с неровным дном (б)

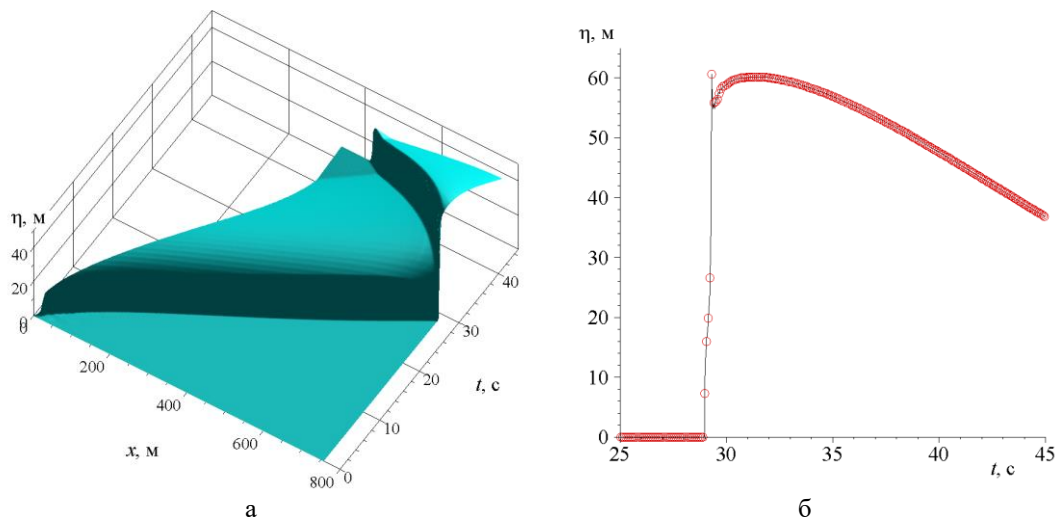


Рис. 9. Динамика поверхности воды при распространении сгенерированной волны через водохранилище и ее отражении от вертикального правого берега (а); хронограмма уровня воды на правой стенке (б)

По полученным значениям максимального заплеска на вертикальную стенку можно дать приближенную оценку максимального вертикального заплеска на криволинейный правый берег водохранилища. Значение этого максимума зависит от типа набегающей волны, от формы берегового склона и многих других факторов, но в любом случае вертикальный заплеск на береговой склон будет больше [Федотова и др., 2017], чем на вертикальную стенку, установленную в точке первоначального уреза спокойной воды. Таким образом, можно сказать, что максимальный вертикальный подъем уровня воды на правом берегу водохранилища будет не менее 60 м. Эта оценка находится в качественном соответствии с результатами полевого исследования Бурейского цунами. Так, в [Кулаков и др., 2019] указано, что волна продвинулась вверх по пологому склону почти на 1 км, достигнув высоты около 56 м над первоначальным урезом. В [Gusiakov et al., 2021] отмечается, что высота вертикального заплеска на противоположный (правый) берег была до 62 м, если судить по полностью срезанным деревьям и разрушенному почвенному покрову, однако аэро- и спутниковые снимки показывают, что реальный заплеск водно-ледяного потока был еще на 5–10 м выше.

Таким образом, даже в предложенной упрощенной постановке рассчитанные значения максимальных вертикальных заплесков на правый берег оказались в удовлетворительном соответствии с результатами полевых исследований.



Численное моделирование поверхностных волн, возникающих при входе в водохранилище связного селя

Разработанная модель может использоваться, как одна из простейших, для исследования движения по криволинейным наклонным руслам связных селей и генерируемых ими поверхностных волн. Результаты расчетов будут изложены с достаточно подробностью в отдельной публикации. Здесь лишь укажем на то, что для таких задач вместо одномерных уравнений (3), (4) используются двумерные, в которых учитывается [Шокин и др., 2020] криволинейность горного склона с расположенным на нем криволинейным водотоком (рис. 10а), а исследование поверхностных волн, возникающих в месте входа связного селя в ограниченное водохранилище (рис. 10б), выполняется в рамках плановой модели мелкой воды [Beisel et al., 2012].

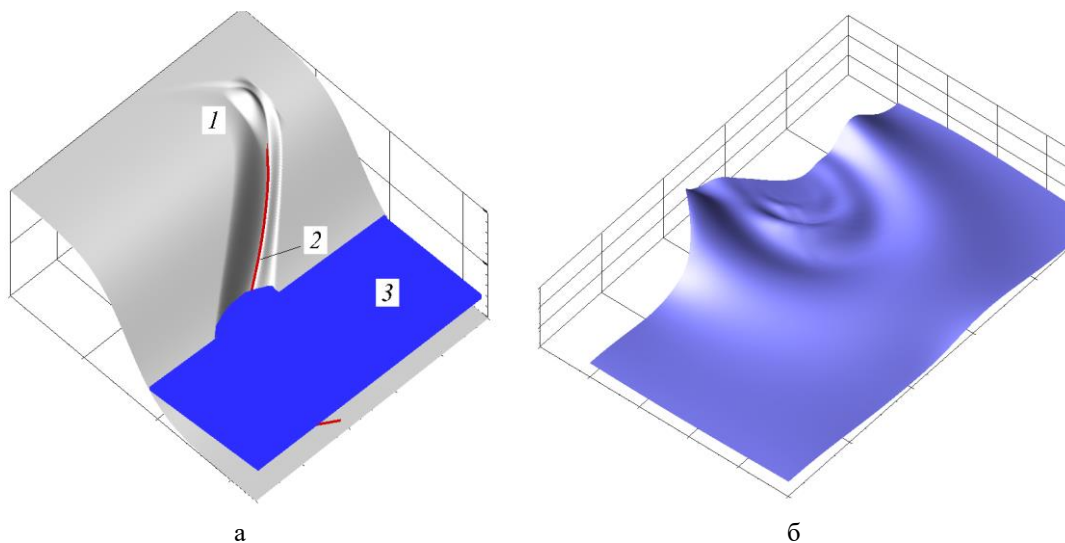


Рис. 10. Генерация поверхностных волн при входе связного селя в водохранилище: а – форма модельного горного склона с селевой массой (1) в начальный момент времени, траектория (2) движения селя по криволинейному водотоку и дну водоема, поверхность воды в начальный момент времени (3); б – увеличенное в вертикальном направлении изображение поверхностных волн, распространяющихся по водохранилищу от места входа селя

Благодарности

Автор благодарит научного руководителя д.ф.-м.н., профессора Г.С. Хакимзянова за постановку задачи и обсуждение результатов исследования.

Список литературы

- Иванова А.А., Куликов Е.А. (2020). Оползневое цунами на р. Буря. II Всеросс. научн. конф. «Волны цунами: моделирование, мониторинг, прогноз»: Сб. тез. докл., М.: Научн. совет по проблемам цунами ОНЗ РАН, 25–26.
- Коковкин А.А. (2020). Феномен Бурейского оползня: данные полевых исследований и модель формирования. Отечественная геология, 4–5: 48–63.
- Кулаков В.В., Махинов А.Н., Ким В.И., Остроухов А.В. (2019). Катастрофический оползень и цунами в водохранилище Бурейской ГЭС (бассейн Амура). Геозкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология, 3: 12–20.
- Махинов А.Н., Ким В.И., Остроухов А.В., Матвеев Д.В. (2019). Крупный оползень в долине реки Буря и цунами в водохранилище Бурейской ГЭС. Вестн. Дальневосточного отд. РАН, 2: 35–44.
- Михайлов В.О., Черноморец С.С. (2011). Математическое моделирование селей, обвалов и оползней. М.: МГУ, 131 с.



- Федотова З.И., Хакимзянов Г.С., Гусев О.И., Шокина Н.Ю. (2017). Нелинейно-дисперсионные модели волновой гидродинамики: уравнения и численные алгоритмы. Новосибирск: Наука, 456 с.
- Шокин Ю.И., Хакимзянов Г.С., Чубаров Л.Б., Гусев О.И., Бейзель С.А. (2020). О близости принципов математического моделирования селей и подводных оползней. Материалы респ. научн. конф. по актуальным проблемам матем. моделирования, вычисл. математики и программной инженерии, Карши, Узбекистан, Каршинский гос. университет, 63–67.
- Ataie-Ashtiani B., Yavari-Ramshe S. (2011). Numerical simulation of wave generated by landslide incidents in dam reservoirs. *Landslides*, 8: 417–432.
- Beisel S.A., Chubarov L.B., Dutykh D., Khakimzyanov G.S., Shokina N.Yu. (2012). Simulation of surface waves generated by an underwater landslide in a bounded reservoir // *RJNAMM*, 27(6): 539–558.
- Cea L., Ferreira A., Vazquez-Cendon M.E., Puertas J. (2004). Experimental and numerical analysis of solitary waves generated by bed and boundary movements. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 46(8): 793–813.
- Delis A.I., Kazolea M. (2011). Finite volume simulation of waves formed by sliding masses. *Int. J. Numer. Methods Biomedical Eng.*, 27: 732–757.
- Fructus D., Grue J. (2007). An explicit method for the nonlinear interaction between water waves and variable and moving bottom topography. *J. Comput. Physics*, 222(2): 720–739.
- Gusiakov V., Makhinov A. (2021). December 11, 2018 landslide and 90-m icy tsunami in the Bureya water reservoir. In: *Understanding and Reducing Landslide Disaster Risk: Vol. 1. Sendai Landslide Partnerships and Kyoto Landslide Commitment*, Springer, 351–360.
- Higman B., Shugar D.H., Stark C.P. et al. (2018). The 2015 landslide and tsunami in Taan Fiord, Alaska. *Scientific Reports*, 8: 12993.
- Huang B., Yin Y., Du C. (2016). Risk management study on impulse waves generated by Hongyanzi landslide in Three Gorges Reservoir of China on June 24, 2015. *Landslides*, 13: 603–616.
- Khakimzyanov G., Dutykh D., Fedotova Z., Gusev O. (2020). *Dispersive Shallow Water Waves. Theory, Modeling, and Numerical Methods*. Basel: Birkhauser, 284 p.
- Khakimzyanov G., Shokina N.Yu., Dutykh D., Mitsotakis D. (2016). A new run-up algorithm based on local high-order analytic expansions. *J. Comput. Applied Math.*, 298: 82–96.
- Lindstrom E.K., Pedersen G.K., Jensen A., Glimsdal S. (2014). Experiments on slide generated waves in a 1:500 scale fjord model. *Coast. Eng.*, 92: 12–23.
- Ma G., Kirby J.T., Shi F. (2013). Numerical simulation of tsunami waves generated by deformable submarine landslides. *Ocean Modelling*, 69: 146–165.
- Mohammed F., Fritz H.M. (2012). Physical modeling of tsunamis generated by threedimensional deformable granular landslides. *J. Geophys. Res.*, 117: C11015.
- Paris A., Okal E.A., Gu'erin C. et al. (2019). Numerical modeling of the June 17, 2017 landslide and tsunami events in Karrat Fjord, West Greenland. *Pure and Applied Geophys.*, 176: 3035–3057.
- Sabeti R., Heidarzadeh M. (2022). Numerical simulations of water waves generated by subaerial granular and solid-block landslides: Validation, comparison, and predictive equations. *Ocean Eng.*, 266(3): 112853.
- Sepulveda S., Serey A. (2009). Tsunamigenic, earthquake-triggered rock slope failures during the April 21, 2007 Aisen earthquake, southern Chile (45.5° S). *Andean Geology*, 36(1): 131–136.
- Ward S.N., Day S. (2011). The 1963 landslide and flood at Vaiont Reservoir Italy. A tsunami ball simulation. *Italian J. Geosciences*, 130: 16–26.
- Xu W.-J., Dong X.-Y. (2021). Simulation and verification of landslide tsunamis using a 3D SPH-DEM coupling method. *Computers and Geotechnics*, 129: 103803.