

УДК 539.3

## МЕТОД БЛОЧНОГО ЭЛЕМЕНТА В ПРОБЛЕМЕ ПРОГНОЗА ПОДГОТОВКИ ЦУНАМИ

Академик РАН В. А. Бабешко<sup>1,2,\*</sup>, О. В. Евдокимова<sup>1,\*\*</sup>, О. М. Бабешко<sup>1,2</sup>

Поступило 12.03.2019 г.

Построена модель подготовки океанического стартового землетрясения в скалярном варианте вертикальных воздействий на океанический слой и на литосферные плиты и найдены условия возникновения цунами.

*Ключевые слова:* блочный элемент, литосферные плиты, топология, методы дифференциальной факторизации, внешние формы, блочные структуры, граничные задачи, стартовые землетрясения, цунами, субдукция.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869-56524883256-262>

### ВВЕДЕНИЕ

Ранее в работах авторов выявлен новый тип землетрясений, названных стартовыми, для которых при надлежащем мониторинге зоны разломов литосферных плит можно прогнозировать их место, время и магнитуду. Достаточно интенсивно возникающие в последнее время цунами при всей имеющейся технологии их обнаружения пока удаётся обнаруживать только после произошедшего океанического землетрясения. В лучшем случае для подготовки встречи с ним отводится лишь время прохода уединённой поверхностной волны от эпицентра землетрясения до ближайшего побережья. Как правило, это время очень ограниченное. Анализ последствий стартовых землетрясений на континентах показал, что практически все последствия подвижек или разломов на поверхности Земли в эпицентре совпадают с одним из типов стартовых землетрясений, определяемых видами нагружения литосферных плит и контактными условиями в зоне эпицентра. В океанических случаях землетрясения чаще всего случаются в сейсмофокальных зонах Беньофа, которые имеют наиболее благоприятные условия для возникновения стартовых землетрясений. Модель субдукций, в которых обнаруживаются зоны Беньофа, объясняет сказанное. Исходя из этого в работе поставлена цель поиска предвестников подготовки землетрясений, способных вызывать цунами, и одновременного выяснения причин, по-

чему некоторые даже очень сильные землетрясения не порождают цунами. Решение этой задачи позволило бы значительно увеличить время встречи с цунами на побережье. Исследование осуществлено методом блочного элемента, которым ранее было обнаружено стартовое землетрясение. Построена модель подготовки океанического стартового землетрясения в скалярном варианте вертикальных воздействий на океанический слой и на литосферную плиту и найдены условия возникновения цунами.

Различные аспекты явления цунами исследовались во многих работах. К ним относятся вопросы распространения уединённых волн в океанической среде. Установлено, что это волна большой длины, не заметная в океане, и только при приближении к берегу её длина резко уменьшается, а амплитуда возрастает до больших размеров, допускаемых энергией, которую она переносит [1–3]. Ряд исследований связан с оценкой последствий воздействия цунами на прибрежные объекты [4, 5]. Имеются работы, связанные с попытками математического моделирования явления цунами как численно, так и аналитически [6, 7]. Ряд исследований проводились с целью улавливания факта движения цунами с помощью специального подводного оборудования с передачей предупредительных радиосигналов на берег [8, 9]. Предпринимаются попытки обнаружения цунами из космоса с использованием лазерной локации поверхности океана [10, 11]. Изучаются вопросы порождения цунами как подводными землетрясениями, так и подводными и прибрежными оползнями, приводящими к резким воздействиям на водные массы твёрдых сред [12, 13]. Однако исследований подготовки причин, вызывающих землетрясения, практически не проводилось. Если бы были найдены надёж-

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр  
Южный научный центр Российской Академии наук,  
Ростов-на-Дону

<sup>2</sup> Кубанский государственный университет, Краснодар

\*E-mail: babeshko41@mail.ru

\*\*E-mail: evdokimova.olga@mail.ru

ные сведения о складывающейся физической обстановке в океанической среде к причине, гарантированно генерирующей цунами, то времени для подготовки к встрече с ним было бы больше. С целью выяснения механизма зарождения цунами в результате стартовых землетрясений в работе, по-видимому, впервые построена методом блочного элемента модель землетрясения, которое может возникнуть в океанической зоне и вызвать цунами.

### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В качестве литосферных плит с учётом масштаба Земли и размеров её коры в зонах суши и океана приняты полубесконечные пластины Кирхгофа, расположенные на деформируемом основании и достаточно надёжно оправдавшие своё применение в разных работах. Торцы литосферных плит параллельны и расположены встречно. Подводная плита имеет толщину, меньшую, чем плита суши. Океанический слой с учётом масштаба описывается уравнениями мелкой воды. С учётом приливных колебаний исследуется случай контакта литосферных плит с основанием при пренебрежимо малых касательных контактных напряжениях и низкочастотных гармонических вертикальных воздействиях. Описанная проблема рассматривается в четырёхблочной структуре, в каждом блоке которой поставлены соответствующие граничные задачи. Методом блочного элемента исследование сводится к изучению системы функциональных уравнений, позволяющих выявить условия возникновения стартового землетрясения.

Исследованиям стартовых землетрясений посвящено значительное количество работ, в частности [14, 15]. Однако во всех этих работах предполагалось, что рассматривается трёхблочная структура, моделирующая континентальный тектонический процесс вне водного акватория. В этих работах хорошо изучены процессы подготовки землетрясений и их последствия для окружающей среды только на суше. В настоящей работе рассматривается случай исследования океанической зоны в предположении наличия океанической плиты, покрытой водным слоем.

Для проведения исследований при наличии водного акватория воспользуемся построениями, выполненными при описании поведения блочных структур [14], считая, что покрытия представляют полуплоскости с параллельными границами, удалённые друг от друга на расстояние  $2\theta$ , и находятся на некотором линейно деформируемом основании. Твёрдые литосферные плиты моделируются пластинами Кирхгофа, а жидкий океанический слой — уравнениями мелкой воды. Считаем, что жидкость

идеальная, несжимаемая, а процесс безвихревой. Уравнения мелкой воды не предполагают зависимости процесса от вертикальной координаты. Считаем, что на слой жидкости и плиту действуют внешние гармонические во времени силы, направленные вертикально. В локальной системе координат  $x_1x_2x_3$  с началом в плоскости  $x_1x_2$ , совпадающей со срединной плоскостью пластины, осью  $Ox_3$ , направленной вверх по нормали к пластине, осью  $Ox_1$ , направленной по касательной к границе разлома, осью  $Ox_2$  — по нормали к его границе. Область, занятая левой плитой, обозначается  $\lambda$  и описывается соотношениями  $|x_1| \leq \infty$ ,  $x_2 \leq -\theta$ , а занятая правой — индексом  $r$  и координатами  $|x_1| \leq \infty$ ,  $\theta \leq x_2$ . Для твёрдых литосферных плит уравнение Кирхгофа для фрагментов  $b = \lambda, r$ , занимающих области  $\Omega_b$  с границами  $\partial\Omega_b$ , при вертикальных гармонических воздействиях напряжением  $t_{3b}e^{-i\omega t}$  сверху и  $g_{3b}e^{-i\omega t}$  снизу после исключения временного параметра имеет вид

$$\begin{aligned} & \mathbf{R}_b(\partial x_1, \partial x_2)u_{3b} + \varepsilon_{53b}(t_{3b} - g_{3b}) \equiv \\ & \equiv \left( \frac{\partial^4}{\partial x_1^4} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^4}{\partial x_2^4} - \varepsilon_{43b} \right) u_{3b} + \\ & \quad + \varepsilon_{53b}(g_{3b} - t_{3b}) = 0, \\ & \mathbf{R}_b(-i\alpha_1, -i\alpha_2)U_{3b} = [(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 - \varepsilon_{43b}]U_{3b}, \\ & U_{3b} = \mathbf{F}_2 u_{3b}, \quad G_{3b} = \mathbf{F}_2 g_{3b}, \quad T_{3b} = \mathbf{F}_2 t_{3b}, \quad b = \lambda, r, \\ & m_b = -D_{b1} \left( \frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_2^2} + \nu_b \frac{\partial^2 u_{3b}}{\partial x_1^2} \right) = f_{3b}(\partial\Omega_b), \\ & D_{b1} = \frac{D_b}{H^2}, \quad D_{b2} = \frac{D_b}{H^3}, \quad x_{k0} = Hx_k, \quad k = 1, 2, \\ & q_b = -D_{b2} \left( \frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_2^3} + (2 - \nu_b) \frac{\partial^3 u_{3b}}{\partial x_1^2 \partial x_2} \right) = f_{4b}(\partial\Omega_b), \\ & u_{3b} = f_{1b}(\partial\Omega_b), \quad \frac{\partial u_{3b}}{H \partial x_2} = f_{2b}(\partial\Omega_b), \quad D_b = \frac{E_b h_b^3}{12(1 - \nu_b^2)}, \\ & \varepsilon_{43b} = \omega^2 \rho_b \frac{(1 - \nu_b^2)12H^4}{E h_b^2}, \quad \varepsilon_{53b} = \frac{(1 - \nu_b^2)12H^4}{E_b h_b^3}, \\ & \varepsilon_6^{-1} = \frac{(1 - \nu)H}{\mu}. \end{aligned}$$

Здесь для пластин приняты обозначения:  $\nu_b$  — коэффициент Пуассона,  $E_b$  — модуль Юнга,  $h_b$  — толщины пластин,  $\rho_b$  — плотность,  $\omega$  — частота колебаний.  $g_{3b}$ ,  $t_{3b}$  — значения контактных напряжений со стороны основания и давлений на пластины слоя жидкости сверху, действующих вдоль оси  $x_3$  в области  $\Omega_b$ .  $\mathbf{F}_2 \equiv \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2)$  и  $\mathbf{F}_1 \equiv \mathbf{F}_1(\alpha_1)$  — двумерный и одномерный операторы преобразования Фурье соответственно,  $m_b$  и  $q_b$  — изгибающий момент и

перерезывающая сила;  $f_1(\partial\Omega_b)$  – вертикальное перемещение на границе;  $f_2(\partial\Omega_b)$  – угол поворота срединной плоскости вокруг оси  $x_1$  в системе координат  $x_1Ox_2$ ;  $h_b$  – толщины пластин,  $H$  – размерный параметр подложки, например, толщина деформируемого слоя с верхней границей Конрада.

Поведение блочного элемента, которым является слой толщины  $H_1$  несжимаемой жидкости  $\Omega_0$  на океанической литосферной плите, описывается уравнениями мелкой воды следующего вида:

$$p = \left( i\omega\rho\varphi + \rho g \frac{ih_b}{\omega H_1^2} \Delta\varphi \right) e^{-i\omega t} - w e^{-i\omega t}.$$

Здесь  $p$  – давление в слое жидкости,  $\rho$  – плотность жидкости,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\varphi$  – потенциал скоростей в жидкости,  $w$  – внешнее воздействие на слой. Учитывая, что на верхней границе литосферной плиты на неё оказывается давление слоя жидкости, с учётом взятой модели необходимо принять

$$t_{3b} = p \text{ и } u_{3b} = \frac{h_b}{i\omega H_1^2} \Delta\varphi_b.$$

В результате дифференциальное уравнение относительно потенциала скоростей принимает вид

$$\Delta^3\varphi_b + (\varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b})\Delta\varphi_b + \varepsilon_{53b}\rho \frac{\omega^2 H_1^2}{h_b} \varphi_b - i\varepsilon_{53b} \frac{\omega H_1^2}{h_b} (g_{3b} - w_b) = 0.$$

### МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для использования метода блочного элемента необходимо применить его алгоритм, включающий этапы внешней алгебры, внешнего анализа и фактор-топологии. На этапе внешней алгебры погрузим граничную задачу в топологическую структуру, индуцированную евклидовой метрикой, и построим функциональные уравнения вида [14, 15]

$$\begin{aligned} N_b(\alpha_1, \alpha_2) \Phi_b(\alpha_1, \alpha_2) &= \int_{\partial\Omega_b} \omega_b(\alpha_1, \alpha_2) + S_b(\alpha_1, \alpha_2), \\ N_b(\alpha_1, \alpha_2) &= (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^3 + (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) \times \\ &\times (\varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b}) - \varepsilon_{53b} R_b, \\ S_b(\alpha_1, \alpha_2) &= i\varepsilon_{53b} \frac{\omega H_1^2}{h_b} F_2(\alpha_1, \alpha_2) (g_{3b} - w_b), \\ \Phi_b(\alpha_1, \alpha_2) &= F_2(\alpha_1, \alpha_2) \varphi_b, \quad R_b = \rho \frac{\omega^2 H_1^2}{h_b}. \end{aligned} \tag{1}$$

В условиях мелкой воды потенциал скоростей зависит от зон каждой литосферной плиты. Внешняя форма для левой плиты имеет вид

$$\begin{aligned} \omega_\lambda(\alpha_1, \alpha_2) &= e^{i(\alpha_1 x_1 - \alpha_2 \theta)} \left[ \frac{\partial^5 \varphi}{\partial x_2^5} - i\alpha_2 \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x_2^4} - \right. \\ &- (\alpha_2^2 + 3\alpha_1^2) \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x_2^3} + (i\alpha_2^3 + 3\alpha_2 \alpha_1^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \\ &+ (\alpha_2^4 + 3\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b}) \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} - \\ &\left. \langle i\alpha_2^5 + 3i\alpha_2^3 \alpha_1^2 + i\alpha_2 3\alpha_1^4 + i\alpha_2 (\varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b}) \rangle \varphi \right] dx_1. \end{aligned}$$

Аналогично для правой

$$\begin{aligned} \omega_r(\alpha_1, \alpha_2) &= -e^{i(\alpha_1 x_1 + \alpha_2 \theta)} \left[ \frac{\partial^5 \varphi}{\partial x_2^5} - i\alpha_2 \frac{\partial^4 \varphi}{\partial x_2^4} - \right. \\ &- (\alpha_2^2 + 3\alpha_1^2) \frac{\partial^3 \varphi}{\partial x_2^3} + (i\alpha_2^3 + 3\alpha_2 \alpha_1^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \\ &+ (\alpha_2^4 + 3\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b}) \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} - \\ &\left. - \langle i\alpha_2^5 + 3i\alpha_2^3 \alpha_1^2 + i\alpha_2 3\alpha_1^4 + i\alpha_2 (\varepsilon_{53b}\rho g - \varepsilon_{43b}) \rangle \varphi \right] dx_1. \end{aligned}$$

Среди шести корней каждого коэффициента  $N_b(\alpha_1, \alpha_2)$  функционального уравнения (1) в дальнейшем берутся по три корня  $\alpha_{2n+}(\alpha_1)$ ,  $n = 1, 2, 3$ , при  $b = \lambda$  в верхней  $\Omega_+$  и  $\alpha_{2n-}(\alpha_1)$ ,  $n = 1, 2, 3$ , при  $b = r$  в нижней  $\Omega_-$  полуплоскостях как функции параметра  $\alpha_1$ . Они определяются в аналитическом виде и опубликованы во многих работах. Внося во внешние формы значения входных параметров граничных задач, получаем следующие их представления для левой плиты:

$$\begin{aligned} \omega_\lambda(\alpha_1, \alpha_2) &= -e^{-i\alpha_2 \theta} \{ B_{1\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) Q_\lambda(\alpha_1, -\theta) + \\ &+ B_{2\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) M_\lambda(\alpha_1, -\theta) + B_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) U_{3\lambda\partial x_2}(\alpha_1, -\theta) + \\ &+ B_{4\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) U_{3\lambda}(\alpha_1, -\theta) + B_{5\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) P(\alpha_1, -\theta) + \\ &+ B_{6\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) V_\lambda(\alpha_1, -\theta) \}, \quad Q_\lambda(\alpha_1, -\theta) = F_1(\alpha_1) q_\lambda(x_1, -\theta), \\ M_\lambda(\alpha_1, -\theta) &= F_1(\alpha_1) m_\lambda(x_1, -\theta), \\ U_{3\lambda\partial x_2}(\alpha_1, -\theta) &= F_1(\alpha_1) u_{3\lambda\partial x_2}(x_1, -\theta), \\ U_{3\lambda}(\alpha_1, -\theta) &= F_1(\alpha_1) u_{3\lambda}(x_1, -\theta), \\ U_{3\lambda\partial x_2}(\alpha_1, -\theta) &= F_1(\alpha_1) u_{3\lambda\partial x_2}(x_1, -\theta), \\ V_\lambda(\alpha_1, -\theta) &= F_1(\alpha_1) v_\lambda(x_1, -\theta) \end{aligned}$$

и для правой:

$$\begin{aligned} \omega_r(\alpha_1, \alpha_2) &= e^{i\alpha_2 \theta} \{ B_{1r}(\alpha_1, \alpha_2) Q_r(\alpha_1, \theta) + \\ &+ B_{2r}(\alpha_1, \alpha_2) M_r(\alpha_1, \theta) + B_{3r}(\alpha_1, \alpha_2) U_{3r\partial x_2}(\alpha_1, \theta) + \\ &+ B_{4r}(\alpha_1, \alpha_2) U_{3r}(\alpha_1, \theta) + B_{5r}(\alpha_1, \alpha_2) P(\alpha_1, \theta) + \\ &+ B_{6r}(\alpha_1, \alpha_2) V_r(\alpha_1, \theta) \}, \quad Q_r(\alpha_1, \theta) = F_1(\alpha_1) q_r(x_1, \theta), \\ M_r(\alpha_1, \theta) &= F_1(\alpha_1) m_r(x_1, \theta), \\ U_{3r\partial x_2}(\alpha_1, \theta) &= F_1(\alpha_1) u_{3r\partial x_2}(x_1, \theta), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_{3r\alpha_2}(\alpha_1, \theta) &= \mathbf{F}_1(\alpha_1)u_{3r\alpha_2}(x_1, \theta), \\ U_{3r}(\alpha_1, \theta) &= \mathbf{F}_1(\alpha_1)u_{3r}(x_1, \theta), \\ V_r(\alpha_1, \theta) &= \mathbf{F}_1(\alpha_1)v_r(x_1, \theta). \end{aligned}$$

Здесь функции  $B_{kb}(\alpha_1, \alpha_2)$ ,  $k=1, 2, \dots, 6$ ,  $b=\lambda, r$ , являются полиномами параметров  $\alpha_1, \alpha_2$  порядка не выше пятого, которые ради краткости опущены. Связь между граничными напряжениями и перемещениями на поверхности упругой среды, на которой находятся плиты, имеет вид

$$\begin{aligned} u_{3m}(x_1, x_2) &= \varepsilon_6^{-1} \sum_{n=1}^2 \iint_{\Omega_n} k(x_1 - \xi_1, x_2 - \xi_2) \times \\ &\times g_{3n}(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \quad x_1, x_2 \in \Omega_m, \quad m=1, 2, 3, \\ u_{31} &= u_{3\lambda}, \quad u_{32} = g_{3r}, \quad u_{33} = u_{3\theta}, \quad g_{31} = g_{3\lambda}, \quad g_{32} = g_{3r}, \\ \Omega_1 &\equiv \Omega_\lambda (|x_1| \leq \infty; x_2 \leq -\theta), \\ \Omega_2 &\equiv \Omega_r (|x_1| \leq \infty; \theta \leq x_2), \\ \Omega_3 &\equiv \Omega_\theta (|x_1| \leq \infty; -\theta \leq x_2 \leq \theta) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} u_{3m}(x_1, x_2) &= \frac{1}{4\pi^2 \varepsilon_6} \sum_{n=1}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K(\alpha_1, \alpha_2) G_{3n}(\alpha_1, \alpha_2) \times \\ &\times e^{-i\langle \alpha, x \rangle} d\alpha_1 d\alpha_2, \quad K(\alpha_1, \alpha_2) = \mathbf{F}_2(\alpha_1, \alpha_2) k(x_1, x_2), \\ \langle \alpha, x \rangle &= \alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2, \quad K(\alpha_1, \alpha_2, 0) = O(A^{-1}), \\ A &= \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2} \rightarrow \infty. \end{aligned}$$

$K(\alpha_1, \alpha_2)$  – аналитическая функция двух комплексных переменных  $\alpha_1, \alpha_2$ , в частности, мероморфная, разные её примеры приведены в многочисленных публикациях [14, 15].

Применим к исследованию функциональных уравнений этап внешнего анализа, названного так, поскольку дифференциальные операции совершаются над внешними формами. С этой целью представим функциональные уравнения в виде

$$U_{3b}(\alpha_1, \alpha_2) = N_b^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) [\omega_b(\alpha_1, \alpha_2) + \varepsilon_{53b} S_{3b}(\alpha_1, \alpha_2)]. \quad (2)$$

Потребуем выполнение автоморфизма, одним из способов осуществления которого является обращение в ноль форм-вычетов Лере лишь в тех нулях  $\alpha_{2n\pm} = \alpha_{2n\pm}(\alpha_1)$  функции  $N_b^{-1}(\alpha_1, \alpha_2)$ , которые обеспечивают каждой из граничных задач в качестве носителей только свои литосферные плиты. Псевдодифференциальные уравнения, вырождающиеся в алгебраические, с учётом принятых обозначений можно представить для левой и правой плиты в форме

$$\begin{aligned} -e^{-i\alpha_2 \theta} \{ &B_{1\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-}) Q_\lambda(\alpha_1, -\theta) + B_{2\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-}) \times \\ &\times M_\lambda(\alpha_1, -\theta) + B_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-}) U_{3\lambda\alpha_2}(\alpha_1, -\theta) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ B_{4\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-}) U_{3\lambda}(\alpha_1, -\theta) + B_{5\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-}) P_\lambda(\alpha_1, -\theta) + \\ &+ B_{6\lambda}(\alpha_1, \alpha_{2n-}) V_{x_2}(\alpha_1, -\theta) \} + S_\lambda(\alpha_1, \alpha_{2n-}) = 0, \quad n=1, 2, 3, \\ e^{i\alpha_2 k + \theta} \{ &B_{1r}(\alpha_1, \alpha_{2n+}) Q_r(\alpha_1, \theta) + B_{2r}(\alpha_1, \alpha_{2n+}) M_r(\alpha_1, \theta) + \\ &+ B_{3r}(\alpha_1, \alpha_{2n+}) U_{3r\alpha_2}(\alpha_1, \theta) + B_{4r}(\alpha_1, \alpha_{2n+}) U_{3r}(\alpha_1, \theta) + \\ &+ B_{5r}(\alpha_1, \alpha_{2n+}) P_r(\alpha_1, \theta) + B_{6r}(\alpha_1, \alpha_{2n+}) V_{rx_2}(\alpha_1, \theta) \} + \\ &+ S_r(\alpha_1, \alpha_{2n+}) = 0, \quad n=1, 2, 3. \end{aligned}$$

Неизвестными в функциональных уравнениях являются задаваемые на торцах литосферных плит, т.е. при  $x_2 = \pm\theta$ , граничные значения в форме преобразований Фурье, представленные группами для левой и правой литосферных плит в виде

$$\begin{aligned} Q_\lambda(\alpha_1, -\theta), \quad M_\lambda(\alpha_1, -\theta), \quad U_{3\lambda\alpha_2}(\alpha_1, -\theta), \quad U_{3\lambda}(\alpha_1, -\theta), \\ P_\lambda(\alpha_1, -\theta), \quad V_{\lambda x_2}(\alpha_1, -\theta), \\ Q_r(\alpha_1, \theta), \quad M_r(\alpha_1, \theta), \quad U_{3r\alpha_2}(\alpha_1, \theta), \quad U_{3r}(\alpha_1, \theta), \\ P_r(\alpha_1, \theta), \quad V_{rx_2}(\alpha_1, \theta). \end{aligned}$$

В каждой из двух групп псевдодифференциальных уравнений в соответствии с постановки той или иной граничной задачи можно задавать по три граничных условия на торцах литосферных плит и на сечениях водного слоя, определяемых по торцам литосферных плит. Остальные неизвестные определяются в результате решения псевдодифференциальных уравнений.

Внося найденные неизвестные во внешние формы в (2), получаем упакованные блочные элементы для литосферных плит и слоёв жидкости над ними.

Таким образом, этап внешнего анализа для рассматриваемой блочной структуры завершён, поскольку по построению блочный элемент основания, имеющий неограниченный носитель, является всегда упакованным. Таким же можно было считать и океанический слой жидкости. Однако, полагая, что левая и правая литосферные плиты могут иметь разные толщины в связи с субдукцией, рассматривается более сложная граничная задача с учётом разделения океанического слоя на блочные элементы с носителями литосферных плит. Этап фактор-топологии предполагает осуществление сопряжения друг с другом блочных элементов как топологических многообразий с краем.

Отношениями эквивалентности являются продиктованные интересами исследования, принятые в рассматриваемых граничных задачах граничные условия. Для сопряжения блочных элементов с основанием сопрягаются граничные перемещения и контактные напряжения литосферных плит и основания. Для перемещений имеем

$$U_{3\lambda} + U_{3r} + U_{3\theta} = U_3.$$

Здесь  $U_{3\theta}$  – объём жидкости в области между торцами литосферных плит и верхней границей поверхности океана. Поскольку плотность воды намного меньше плотности материала литосферных плит, его воздействием на основание можно пренебречь. При сближившихся литосферных плитах функция  $U_{3\theta}$  исчезает.

Последнее соотношение можно, выделив контактные напряжения  $G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2)$ ,  $G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2)$ ,  $G_3(\alpha_1, \alpha_2)$ , представить в виде

$$N_{\lambda}^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \langle \omega_{\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) + \varepsilon_{53\lambda} iR_{\lambda} [G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) - W_{\lambda}] \rangle + U_{3\theta} + N_r^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \langle \omega_r(\alpha_1, \alpha_2) + \varepsilon_{53r} iR_r [G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2) - W_r] \rangle = \varepsilon_6^{-1} K(\alpha_1, \alpha_2) G_3(\alpha_1, \alpha_2).$$

Приняв во внимание, что

$$G_3(\alpha_1, \alpha_2) = -G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) - G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2),$$

и введя обозначения

$$G_{3\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) = G^{-}(\alpha_1, \alpha_2), \quad G_{3r}(\alpha_1, \alpha_2) = G^{+}(\alpha_1, \alpha_2),$$

получим следующие функциональные уравнения типа Винера–Хопфа для определения контактных напряжений для двух случаев:  $\theta > 0$ ;  $\theta = 0$  при  $U_{3\theta\lambda} = 0$  в виде

$$M_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) G^{+}(\alpha_1, \alpha_2) = G^{-}(\alpha_1, \alpha_2) + T_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) + U_{3\theta\lambda}.$$

Функции  $G^{+}(\alpha_1, \alpha_2)$ ,  $G^{-}(\alpha_1, \alpha_2)$  регулярны по параметру  $\alpha_2$  в верхней и нижней полуплоскостях соответственно. Здесь приняты обозначения

$$\begin{aligned} -[N_{\lambda}^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \varepsilon_{53\lambda} iR_{\lambda} + \varepsilon_6^{-1} K(\alpha_1, \alpha_2)] &= M_{\lambda}(\alpha_1, \alpha_2), \\ [N_r^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \varepsilon_{53r} iR_r + \varepsilon_6^{-1} K(\alpha_1, \alpha_2)] &= M_r(\alpha_1, \alpha_2), \\ N_{\lambda}^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \omega_{\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) - N_{\lambda}^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \varepsilon_{53\lambda} iR_{\lambda} W_{\lambda} &= \\ = T_{\lambda}(\alpha_1, \alpha_2), \quad N_r^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \omega_r(\alpha_1, \alpha_2) - \\ - N_r^{-1}(\alpha_1, \alpha_2) \varepsilon_{53r} iR_r W_r &= T_r(\alpha_1, \alpha_2), \\ M_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) &= M_r(\alpha_1, \alpha_2) M_{\lambda}^{-1}(\alpha_1, \alpha_2), \quad U_{3\theta\lambda} = U_{3\theta}, \\ T_{r\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) &= [T_{\lambda}(\alpha_1, \alpha_2) - T_r(\alpha_1, \alpha_2)] M_{\lambda}^{-1}(\alpha_1, \alpha_2). \end{aligned}$$

Дальнейший анализ полученных функциональных уравнений и их решение детально изложены в [14, 15].

### РЕЗУЛЬТАТЫ

При исследовании решения первого уравнения,  $\theta > 0$ , доказано, что имеют место следующие свойства контактных напряжений между плитами и основанием:

$$\begin{aligned} g_{3\lambda}(x_1, x_2) &= \sigma_{1\lambda}(x_1, x_2)(-x_2 - \theta)^{-1/2}, \quad x_2 < -\theta, \\ g_{3r}(x_1, x_2) &= \sigma_{1r}(x_1, x_2)(x_2 - \theta)^{-1/2}, \quad x_2 > \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_{1b}(x_1, x_2)$ ,  $b = \lambda, r$ , – непрерывные по обеим координатам функции. Обращение второго уравнения при  $\theta = 0$  строится традиционным методом Винера–Хопфа и приводит при  $x_2 \rightarrow 0$  к следующим свойствам решений:

$$\begin{aligned} g_{3\lambda}(x_1, x_2) &\rightarrow \sigma_{2\lambda}(x_1, x_2)x_2^{-1} + \sigma_{3\lambda}(x_1, x_2) \ln|x_2| + \\ + \sigma_{4\lambda}(x_1, x_2) \operatorname{sgn} x_2, \quad g_{3r}(x_1, x_2) &\rightarrow \sigma_{2r}(x_1, x_2)x_2^{-1} + \\ + \sigma_{3r}(x_1, x_2) \ln|x_2| + \sigma_{4r}(x_1, x_2) \operatorname{sgn} x_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Функции  $\sigma_{nb}(x_1, x_2)$ ,  $b = \lambda, r$ ;  $n = 2, 3, 4$ , непрерывны по обоим параметрам.

Таким образом, первые члены в правой части содержат сингулярные члены. Заметим, что для полного завершения решения граничных задач и установления всех функциональных зависимостей входных параметров необходимо определить после построения решений последних функциональных уравнений некоторые функционалы, возникающие в псевдодифференциальных уравнениях, как это сделано в [14, 15]. Они не изменяют формул (3), (4).

### ВЫВОДЫ

Принимая во внимание, что учёт временного параметра  $\exp(-i\omega t)$ , сокращённого при решении гармонической граничной задачи, приводит к представлению физических напряжений  $\sigma_{3b}(x_1, x_2, t)$  в форме

$$\begin{aligned} \sigma_{3b}(x_1, x_2, t) &= \operatorname{Re} \sigma_{3b}(x_1, x_2) e^{-i\omega t} \equiv \\ \equiv \operatorname{Re} \sigma_{3b}(x_1, x_2) \cos \omega t + \operatorname{Im} \sigma_{3b}(x_1, x_2) \sin \omega t. \end{aligned}$$

Это означает, что среда в зоне сближения литосферных плит испытывает сконцентрированные в этой области большие (сингулярные) контактные напряжения, описываемые формулой (4), медленно вместе с приливной периодичностью гармонически меняющиеся во времени. Внешние воздействия такого типа приводят к явлению усталостного разрушения среды. Таким образом, гармоническое воздействие на литосферные плиты является, по сравнению со статическим случаем, дополнительным фактором, способствующим разрушению среды и провоцирующим землетрясение в зоне сближения литосферных плит. Однако надо иметь в виду, что частота гармонических воздействий с периодичностью 6 часов мала, а явление землетрясения скоротечное, носит ударный характер. Поэтому в момент землетрясения гармонические колебания на параметры землетрясения не влияют. В этом случае,

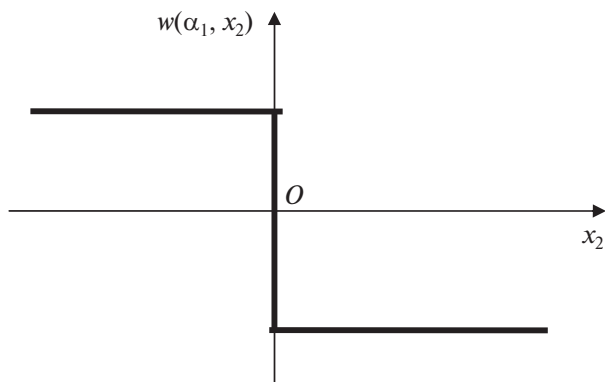


Рис. 1. Расчёт поведения поверхностей литосферных плит в эпицентре стартового землетрясения.

производя расчёт, как и в статическом случае [14], в зоне эпицентра стартового землетрясения обнаруживается появление ступенчатого поведения поверхности (рис. 1, 2). Это означает, что произошёл практически мгновенный вертикальный раскол основания по линии раздела литосферных плит, и одна из них оказалась ниже второй. В масштабе теории мелкой воды такое же мгновенное ступенчатое поведение в результате удара по слою жидкости со стороны дна будет иметь и поверхность океана, неожиданно вызвав тем самым волну-убийцу огромной высоты. Перетекание огромных водных масс из повышенной зоны в пониженную породит волну цунами.

Таким образом, скалярное стартовое землетрясение, возникающее от вертикальных воздействий на океанический слой, может вызывать цунами. Повидимому, векторные стартовые землетрясения [15] даже большой магнитуды, возникающие только от горизонтальных воздействий на литосферные плиты, не приводящие к скачку уровней поверхности дна океана, не смогут вызвать цунами.

В настоящей работе построена модель зарождения цунами, все её параметры доступны для анализа, мониторинг которых можно реализовать для целей возможного прогноза приближения этого явления.

**Источники финансирования.** Отдельные фрагменты работы выполнены в рамках реализации госзадания Минобрнауки России на 2019 г. (проект 9.8753.2017/8.9), ЮНЦ РАН на 2019 г. (проект 00–1–04, номер государственной регистрации 01201354241), программ Президиума РАН I-16 (проект 00–18–21) и I-52 (проект 00–18–29) и при поддержке грантов РФФИ (19–41–230003, 19–41–230004, 19–48–230014, 17–08–00323, 18–08–00465, 18–01–00384, 18–05–80008).



Рис. 2. Уступ излома в зоне максимального взброса на участке между Спитаком и селом Гехасар, качественно совпадающий с расчётным [14].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багрянцев В.И., Куликов Е.А., Пул С.Л. и др. Изменение длинных волн в открытом океане. В сб.: Волновые процессы в северо-западной части Тихого океана. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1980. С. 11–27.
2. Бернштейн В.А. Цунами и рельеф океанического дна. Новосибирск: Наука, 1972. 142 с.
3. Hebenstreit G.T., Murty T.S. Tsunami Amplitudes from Local Earthquakes in the Pacific Northwest Region of North America, Pt 1. The Outer Coast // Marine Geodesy. 1989. V. 13. P. 101–146.
4. Ng M., LeBlond P.H., Murty T.S. Numerical Simulation of Tsunami Amplitudes on the Coast of British Columbia Due to Local Earthquakes // Marine Geodesy. 1990. V. 13. P. 101–146.
5. Miloh T., Striem H.L. Tsunami Effects at Coast Sites Due to Offshore Faulting // Technophys. 1978. V. 46. P. 347–356.
6. Fine I.V., Rabinovich A.B., Thomson R.E., Kulikov E.A. Numerical Modeling of Tsunami Generated by Submarine and Subaerial Landslides. In: Submarine Landslides and Tsunamis Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2003. P. 72–93.
7. Го Ч.Н. О статистическом изучении распределения высот волн цунами вдоль побережья. В сб.: Геодинамика тектоносферы зоны сочленения Тихого океана с Евразией. Южно-Сахалинск: ИМГиГ ДВО РАН, 1997. С. 73–79.
8. Kulikov E.A., Spirin E.A., Rabinovich A.I., Poole A.B., Soloviev S.L. Registration on of Tsunamis in the Open Ocean // Marine Geodesy. V. 6. № 3/4. P. 303–309.
9. Filloux J.H. Tsunami Recorded on the Open Ocean Floor // Geophys. Res. Lett. 1983. V. 9. № 1. P. 25–28.
10. Куликов Е.А., Медведев П.П., Ланно С.С. Регистрация из космоса цунами 26 декабря 2004 г. в Индийском океане. 2005 // ДАН. Т. 401. № 4. С. 537–542.

11. *Levin B., Kaistrenko V., Kharlamov A., Chepareva M., Kryshny V.* Physical Processes in the Ocean as Indicators for Direct Tsunami Registration from Satellite / Proc. IUGG/IOC Intern. Tsunami Symp., Wakayama, 1993. P. 309–320.
12. *Kowalik Z.* Landslide-Generated Tsunami in Skagway, Alaska // *Sci. Tsunami Hazards*. 1997. V. 15. № 2. P. 89–106.
13. *Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bornhold B.D., Fine I.V., Kulikov E.A.* Numerical Modelling of Tsunamis Generated by Hypothetical Landslides in the Strait of Georgia, British Columbia // *Pure Appl. Geophys.* 2003. V. 160. № 7. P. 1273–1313.
14. *Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M.* On the Possibility of Predicting Some Types of Earthquake by a Mechanical Approach // *Acta Mechanica*. 2018. V. 229. № 5. P. 2163–2175. <https://doi.org/10.1007/s0707-017-2092-0>
15. *Babeshko V.A., Evdokimova O.V., Babeshko O.M.* On a Mechanical Approach to the Prediction of Earthquakes during Horizontal Motion of Lithospheric Plates // *Acta Mechanica*. 2018. V. 229. № 11. P. 4727–4739. <https://doi.org/10.1007/s00707-018-2255-7>

## APPLICATION OF THE BLOCK ELEMENT METHOD IN THE PROBLEM TO PREDICT THE PREPARATION OF TSUNAMI

**Academician of the RAS V. A. Babeshko<sup>1,2</sup>, O. V. Evdokimova<sup>1</sup>, O. M. Babeshko<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Federal Research Center The Southern Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences, Rostov-on-Don, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Kuban State University, Krasnodar, Russian Federation*

Received March 12, 2019

The model of preparation of the starting ocean earthquake is created for vertical impacts on the ocean layer and lithospheric plates, and the conditions of occurrence of a tsunami are found.

*Keywords:* block element, lithospheric plates topology, differential factorization methods, exterior forms, block structures, boundary problems, starting earthquakes, tsunami, subduction.