

ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ТЕКТОНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ТРИГГЕРНЫЙ МЕХАНИЗМ АКТИВИЗАЦИИ ЭМИССИИ МЕТАНА В АРКТИКЕ

И. А. Гарагаш

ФГБУН Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта РАН (Москва, Российская Федерация)

Л. И. Лобковский

ФГБУН Институт океанологии имени П. П. Ширшова РАН (Москва, Российская Федерация), Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (Долгопрудный, Московская область, Российская Федерация)

Статья поступила в редакцию 27 октября 2020 г.

Рассматривается модель тектонических волн в литосфере, вызванных сильнейшими землетрясениями в Алеутской зоне субдукции и распространяющихся от нее в область арктического шельфа и сопредельных участков суши. Возмущения напряжений в литосфере, связанные с этими волнами, согласно гипотезе Л. И. Лобковского приводят к активизации эмиссии метана и наступлению резких фаз потепления современного климата в Арктике.

Ключевые слова: деформационные тектонические волны, литосфера, астеносфера, фазовый переход, температура солидуса, Арктика, Алеутская зона субдукции, сейсмогенно-триггерный механизм, эмиссия метана, мерзлота, газогидраты, потепление климата.

Введение

В работе Л. И. Лобковского [1] был предложен сейсмогенно-триггерный механизм возникновения периодов активизации эмиссии метана в Арктической зоне, с которыми, как предполагается, связаны две фазы потепления климата в Арктике в XX и XXI вв.: первая фаза имела место в интервале 1920—1940 гг., а вторая началась в 1980 г. и продолжается до настоящего времени. Суть предложенного механизма заключается в том, что серии сильнейших землетрясений, произошедших в Алеутской островной дуге в начале и середине XX в., вызвали большие возмущения в прилегающих к дуге участках литосферы, которые в виде тектонических волн распространились по литосфере на значительные расстояния порядка нескольких тысяч километров со скоростью около 100 км/год и, достигнув области арктического

шельфа, привели к высвобождению метана из многолетнемерзлых пород и метастабильных газогидратов с последующей эмиссией парникового газа в атмосферу. Хронологически обе фазы потепления климата в Арктике начинались примерно через 20 лет после ударных серий сильнейших землетрясений в Алеутской дуге, что и явилось исходным пунктом рассуждений о сейсмогенно-триггерном механизме, связывающем посредством тектонических волн эти совершенно разноплановые по физической природе события. Действительно, в начале XX в. в Алеутской дуге произошли три сильнейших землетрясения: землетрясение магнитудой 8,0 в 1899 г. и два землетрясения магнитудой 8,3 и 8,4 в 1906 г. Возникшие тектонические волны, достигнув арктического шельфа, активизировали эмиссию метана, приведя к началу первой фазы потепления климата в 1920 г. В середине XX в. в этой же дуге снова произошли три мегаземлетрясения: землетрясение магнитудой 8,6 в 1957 г., землетря-

сение магнитудой 9,3 в 1964 г. и землетрясение магнитудой 8,7 в 1965 г. Они привели к повышенной эмиссии метана и началу второй фазы потепления в 1980 г.

Предложенный в [1] сейсмогенно-триггерный механизм, объясняющий данную корреляцию событий, опирается на описанный впервые В. Эльзасером в 1987 г. феномен тектонической диффузии напряжений и деформаций в системе упругой литосферы, подстилаемой вязкой астеносферой, характерная скорость распространения которой оказалась порядка 100 км/год [2]. Данная модель получила развитие в последующих работах, касающихся анализа миграции сейсмической активности в различных регионах Земли. В частности, в [3] был описан процесс миграции афтершоков со скоростью около 100 км/год после сильнейшего Алеутского землетрясения 1957 г. на расстояние от очага около 300 км. Однако диффузионная модель В. Эльзасера, в которой рассматривались только горизонтальные деформации литосферы, не подходила для масштабов в тысячи километров, приводя к слишком сильному затуханию начальных возмущений на таких расстояниях. Кроме того, она не описывала волновой процесс. Поэтому возникла задача описания волновых эффектов в системе литосферы, подстилаемой вязкой астеносферой, в которой тектонические волны распространяются достаточно далеко (на первые тысячи километров) со скоростью порядка 100 км/год и при этом относительно слабо затухают по амплитуде. Наиболее естественной основой для постановки такой задачи является термомеханическая модель вертикальных колебаний литосферы, лежащей на вязкой частично расплавленной астеносфере с учетом фазовых эффектов плавления и кристаллизации вещества на подошве литосферы, которая была предложена в [4].

Термомеханическая модель колебательно-волновых движений литосферы

Колебательные движения земной поверхности распространены повсеместно и прослеживаются по геологическим данным на протяжении всего существования Земли. Их периоды, оцениваемые по данным наблюдений за вертикальными современными движениями земной коры, могут составлять тысячи и сотни лет [5]. Анализ глобальной сейсмичности за исторический период свидетельствуют о возможном существовании тектонических волн с еще меньшими периодами [6].

В [1] высказано предположение, что тектонические волны, вызванные двумя сериями сильнейших землетрясений в Алеутской зоне субдукции, произошедшими в начале и середине прошлого столетия, донесли соответствующие возмущения литосферы в область арктического шельфа на расстояние около 2000 км со скоростью порядка 100 км/год и способствовали высвобождению метана из многолетнемерзлых осадочных пород и метастабильных га-

зогидратов с последующими выбросами парникового газа в атмосферу, приведя к двум фазам резкого потепления климата, начавшимся в 1920 и 1980 гг.

Рассмотрим возможность распространения быстрых тектонических волн, исходя из того, что некоперенные вертикальные движения земной поверхности связаны с фазовым переходом на границе жесткой литосферы и вязкой астеносферы [4]. Механизм этого процесса можно проследить на примере блока, плавающего на вязкой жидкости, при условии, что нижняя граница покоящегося блока является линией солидуса. Подплавление погружающегося блока приводит к несовпадению скорости перемещения его основания со скоростью движения его поверхности, и вязкая реакция астеносферы становится функцией кинетики процесса плавления. В результате движение блока к новому положению равновесия сопровождается его затухающими колебаниями.

Рассмотрим разбитый на блоки литосферный слой, расположенный вместе с вышележащей земной корой и осадочной толщей на вязком астеносферном слое (рис. 1). Блоки с характерным горизонтальным размером S разделены зонами разломов шириной s . В покоящемся слое верхней границей астеносферы, отстоящей от поверхности на расстоянии $h(x_i, t)$, служит линия солидуса, на которой пересекается зависящие от давления $p(x_i)$ ($i = 1, 2, 3$) геотермический градиент $T_g[p(x_i), x_i]$ и линия фазового превращения $T_s[p(x_i), x_i]$ литосферы (рис. 1). При этом весовая доля расплава не превышает 1—2% [7] и уменьшением плотности можно пренебречь. Плотность верхнего слоя толщиной h_c , моделирующего земную кору, обозначим ρ_c , а плотность нижнего астеносферного слоя — $\rho_a > \rho_c$.

Если вывести литосферный слой из состояния равновесия, его верхняя поверхность придет в движение и сместится вниз на величину $W = W(x_1, x_2, t)$, а нижняя поверхность частично расплавится и переместится на величину $U = U(x_1, x_2, t)$.

Для определения реакции астеносферы рассмотрим жесткий литосферный блок, покоящийся вместе с вышележащей земной корой на вязком астеносферном слое, ниже которого располагается твердая мезосфера (рис. 2а). В результате возмущения верхняя поверхность сместится вниз на величину W , а нижняя поверхность блока частично расплавится и погрузится на глубину $H_0 + V$ (рис. 2б). При этом толщина блока изменится на величину

$$U = W - V. \quad (1)$$

На погружающийся i -й блок литосферы кроме выталкивающей архимедовой силы действует сила вязкого сопротивления. По закону Ньютона для линейной вязкой жидкости напряжение σ пропорционально скорости деформации $\dot{\epsilon}$:

$$\sigma_v = \mu \dot{\epsilon}, \quad (2)$$

где μ — коэффициент вязкости.

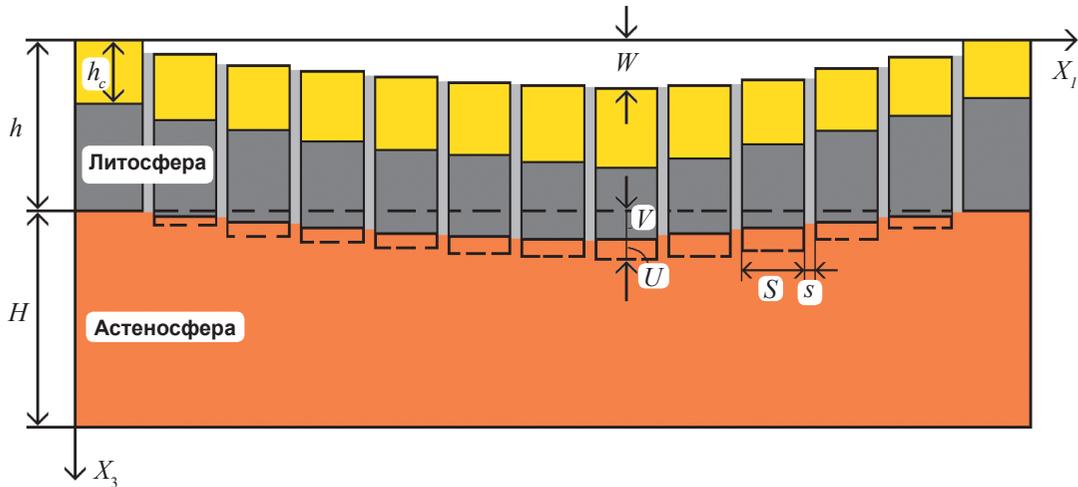


Рис. 1. Схема перемещений границ. Пунктиром показаны начальное состояние нижней границы литосферы и подошва погруженных блоков, сплошной линией – положение подошвы в случае подплавления

Fig. 1. Border displacement scheme. The dotted line shows the initial state of the lower boundary of the lithosphere and the bottom of submerged blocks, the solid line marks the position of the bottom in the absence of partial melting

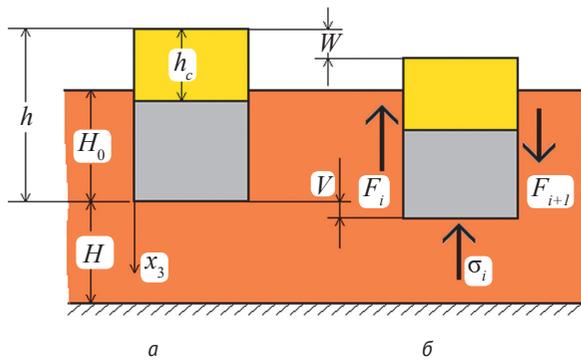


Рис. 2. Положение литосферного блока в покое (а) и в возмущенном состоянии (б)

Fig. 2. Position of the lithospheric block at rest (a) and in a disturbed state (b)

Для рассматриваемой задачи скорость деформирования под блоком в первом приближении, полагая справедливым линейное изменение скорости вертикального перемещения по толщине, определим следующим выражением:

$$\dot{\epsilon} = \dot{V} / H, \quad (3)$$

где H — толщина слоя жидкости (точка над символом, как принято, обозначает производную по времени).

Далее, по краям i -го блока действуют касательные напряжения τ_i и τ_{i+1} , которые определим следующим образом:

$$\tau_i = \frac{G}{S}(W_i - W_{i-1}), \quad \tau_{i+1} = \frac{G}{S}(W_{i+1} - W_i), \quad (4)$$

где G — модуль сдвига геосреды межблокового прослая.

Соотношения (4) позволяют определить усилия на границах $F_i = h\tau_i$ и $F_{i+1} = h\tau_{i+1}$, а затем суммарное усилие

$$P_i = F_{i+1} - F_i = G_{ds}h(W_{i+1} - 2W_i + W_{i-1}), \quad (5)$$

где $G_{ds} = \frac{G}{S}$.

Составим условие баланса сил, действующих на литосферный блок (рис. 2б). Кроме соотношений (3) и (2) учтем, что в состоянии покоя выполняется изостатическое условие $\rho_c g h_c + \rho_a g (h - h_c) - \rho_a g H_0 = 0$.

Поскольку в возмущенном состоянии имеет место соотношение

$$\rho_c g h_c + \rho_a g (h - h_c - U_i) - \rho_a g (H_0 + V_i) = \eta \dot{V}_i S - \frac{P_i}{S}, \quad (6)$$

уравнение движения блока примет вид

$$\eta \dot{V}_i + \rho_a g W_i - G_d \frac{h}{S}(W_{i+1} - 2W_i + W_{i-1}) = 0, \quad (7)$$

где $\eta = \mu / H$ — приведенная вязкость жидкости; g — ускорение свободного падения.

Совершая предельный переход и заменяя центральные конечные разности соответствующими производными, преобразуем дифференциально-разностное уравнение (7) к виду

$$\eta \dot{V}_i + \rho_a g W - G_d h S W_{,11} = 0, \quad (8)$$

где запятая внизу обозначает вторую производную по горизонтальной координате.

Переходя к полному механическому равновесию литосферного слоя (см. рис. 1), добавим в уравнение (8) силу сопротивления Q_b :

$$\eta \dot{V}_i + \rho_a g W - G_d h S W_{,11} + Q_b = 0, \quad (9)$$

обусловленную изгибной жесткостью литосферы. Для определения Q_b воспользуемся известными соотношениями теории изгиба пластин [8]. Поскольку $U \ll H$, влиянием изменения толщины литосферы на изгиб можно пренебречь и принять, что

$$Q_b = D W_{,1111}, \quad (10)$$

где $D = E h^3 / 12(1 - \nu^2)$ — цилиндрическая жесткость пластины; E и ν — модуль упругости и коэффициент Пуассона.

В результате уравнение колебаний литосферного слоя (9) запишется в виде

$$\eta \dot{V}_i + \rho_a g W - G_d h S W_{,11} + D W_{,1111} = 0. \quad (11)$$

Скорость изменения толщины слоя $\dot{U}(x_1, t)$ зависит от кинетики процесса плавления и условий теплообмена на границе расплава и твердой фазы. Движущей силой фазового превращения является разность свободных энергий, сосуществующих в метастабильном состоянии фаз [9]. Прогрессирующее плавление вещества становится возможным только при существовании перегрева ΔT на фронте плавления [10; 11]. В первом приближении предположим, что скорость движения границы линейно зависит от перегрева [10]:

$$\dot{U} = K \Delta T, \quad (12)$$

где K — кинетический коэффициент, характеризующий скорость обмена атомами между твердой и жидкой фазами.

При небольших значениях ΔT коэффициент K можно определить по формуле [12]

$$K = \frac{16}{9} \frac{r_a v_a M Q_c}{R T_k^2} \exp(-E_a / R T_k), \quad (13)$$

где r_a — радиус атома; v_a — частота колебаний атомов в окрестности границы; M — молярный вес; Q_c — теплота превращения на единицу массы; T_k — критическая температура по Кельвину; R — универсальная газовая постоянная; E_a — энергия активации диффузионной ползучести.

Заметим, что в классической постановке задачи Стефана температура на границе двух фаз задается равной температуре фазового превращения. В этом случае $\Delta T = 0$, и из рассмотрения исключается кинетика фазового превращения.

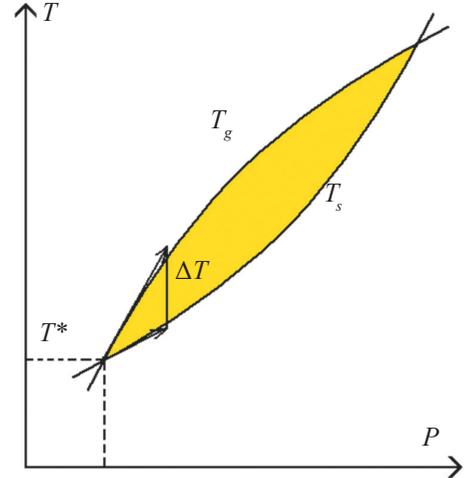


Рис. 3. Линии геотермического градиента T_g и солидуса T_s
Fig. 3. Geothermal gradient T_g and solidus temperature T_s lines

Следует отметить, что величина ΔT заранее неизвестна и может быть найдена в результате решения уравнения теплопроводности. Задачу можно упростить, если допустить, что скачок температуры ΔT на фронте фазового перехода равен разнице температур между линией геотермического градиента $T_g(P)$ и линией солидуса $T_s(P)$, пересекающихся на глубине H при литостатическом давлении $P = P_0 = \rho_a g H$ (рис. 3).

Разлагая геотермический градиент и линию фазового превращения в окрестности точки пересечения в ряды, в линейном приближении получим

$$\Delta T = (B - b) \rho_a g V, \quad (14)$$

где $B = d[T_g(P)]/dP$; $b = d[T_s(P)]/dP$ при $P = P_0$.

Заметим, что соотношение (14) соответствует максимально возможному перегреву ΔT на фронте плавления.

В соответствии с (14) кинетическое уравнение (12) примет вид

$$\dot{U} = \rho_a g K (B - b) V. \quad (15)$$

Используя соотношение (15), представим уравнение (11) в виде

$$\ddot{U} + \frac{\rho_a g}{\eta} \left(\dot{U} + \frac{1}{\rho_a g} D \dot{U}_{,1111} - G_d h S \frac{1}{\rho_a g} \dot{U}_{,11} \right) + \frac{\rho_a g K (B - b)}{\eta} (\rho_a g U + D U_{,1111} - G_d h S U_{,11}) = 0. \quad (16)$$

Будем искать решение в виде бегущей волны

$$U = U(\xi), \quad (17)$$

где $\xi = kx - \omega t$; ω — частота; $k = \frac{\pi}{L}$ — волновое

число; L — длина полуволны возмущения.

В этом случае уравнение (16) примет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \frac{\rho_a g}{\eta \omega} \left[\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{k^2}{\rho_a g K (B-b)} \times \right. \\ & \times \left(Dk^2 \frac{\partial^5 U}{\partial \xi^5} - G_d h S \frac{\partial^3 U}{\partial \xi^3} \right) \left. + \right. \\ & + \frac{\rho_a g K (B-b)}{\eta \omega^2} \left[\rho_a g U + k^2 \left(Dk^2 \frac{\partial^4 U}{\partial \xi^4} - \right. \right. \\ & \left. \left. - G_d h S \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Полагая

$$U(\xi) = C_1 \sin \xi + C_2 \cos \xi, \quad (19)$$

получим дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} & \omega^2 - i \frac{\rho_a g}{\eta} \left(1 + \frac{D^* k^4}{\rho_a g} \right) \omega - \\ & - \frac{(\rho_a g)^2}{\eta} K (B-b) \left(1 + \frac{D^* k^4}{\rho_a g} \right) = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

решение которого имеет вид

$$\omega = a + id, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \left(1 + \frac{D^* k^4}{\rho_a g} \right) \frac{\rho_a g}{2\eta} \sqrt{4\eta \frac{K(B-b)}{\left(1 + \frac{D^* k^4}{\rho_a g} \right)} - 1}; \\ d &= \frac{\rho_a g}{2\eta} \left(1 + \frac{D^* k^4}{\rho_a g} \right); \quad D^* = D - G_d h S / k^2; \end{aligned} \quad (22)$$

C_1 и C_2 — произвольные постоянные.

Используя выражение (21), представим решение (19) в виде

$$\begin{aligned} U &= \exp(-dt) \times \\ & \times \left[C_1 \sin(kx - at) + C_2 \cos(kx - at) \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Заметим, что полученное решение имеет смысл при условии, что параметр a является действительным числом. Отсюда следует неравенство

$$4K(B-b) > \left(1 + \frac{D^* k^4}{\rho_a g} \right) / \eta. \quad (24)$$

Задавшись следующими числовыми значениями параметров [7]: $\rho_a = 3,3 \text{ г/см}^3$, $\mu = 10^{19} \text{ Па}\cdot\text{с}$, $(B-b) = 2 \cdot 10^{-7} \text{ град./Па}$, $r_a = 10^{-8} \text{ см}$, $v_a = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $Q_0 = 75 \text{ ккал/град.}$, $T_k = 1500 \text{ К}$, $M = 16 \text{ г/моль}$ и $E = 5 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $S = 100 \text{ км}$, $s = 6 \text{ км}$, $H = 100 \text{ км}$, $h = 150 \text{ км}$, найдем, что условие (20) выполнится при $E_a < 55 \text{ ккал/моль}$. Отсюда следует возможность колебательных движений, поскольку энергия активации, необходимая для диффузии в твердой фазе, у силикатов обычно составляет от 20 до 100 ккал/моль [7].

Отметим, что эффект немонотонного погружения литосферы существенно зависит не только от энергии активации E_a , но и от параметра $(B-b)$, представляющего собой разность между геотермическим градиентом и линией солидуса. Этот параметр может меняться в широких пределах. Выбранная величина $(B-b) = 2 \cdot 10^{-7} \text{ град./Па}$ соответствует градиенту примерно 10°C на километр. Чем больше $(B-b)$, тем быстрее движется линия солидуса, и при больших значениях E_a реализуется колебательный режим движения.

Оценим зависимость скорости движения волны a/k от ее длины L при заданных параметрах. На рис. 4а построена зависимость скорости бегущей волны от длины волны при разных значениях вязкости астеносферы μ и фиксированном значении энергии активации $E_a = 33 \text{ ккал/моль}$. Затухание амплитуды волны $\exp(-dt)$ показано на рис. 4б. Если зафиксировать длину волны, например $L = 300 \text{ км}$, то ее скорость будет меняться от 139 до 80 км/год при изменении вязкости μ от $1 \cdot 10^{20}$ до $3 \cdot 10^{20} \text{ Па}\cdot\text{с}$ (рис. 4а). При этом волна пройдет расстояние в 2000 км за время от 14 до 25 лет. Соответственно амплитуда составит от 37% до 71% первоначального значения (рис. 4б).

Заметим, что вклад изгибной жесткости невелик и не превышает 3% при изменении модуля упругости на порядок. Это связано с тем, что движения системы блоков, образующих литосферный слой (см. рис. 1), дают наибольший вклад в вертикальные перемещения.

Полученное решение (23) позволяет оценить величину вертикальных напряжений в слое. Для этого сначала запишем выражение для вертикального смещения W . Используя соотношения (1) и (15), получим, что

$$\begin{aligned} W &= \exp(-dt) \times \\ & \times \left\{ C_1 \left[(1 + \alpha d) \sin(kx - at) - \alpha a \cos(kx - at) \right] + \right. \\ & \left. + C_2 \left[(1 + \alpha d) \cos(kx - at) + \alpha a \sin(kx - at) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{1}{\rho_a g K (B-b)}.$$

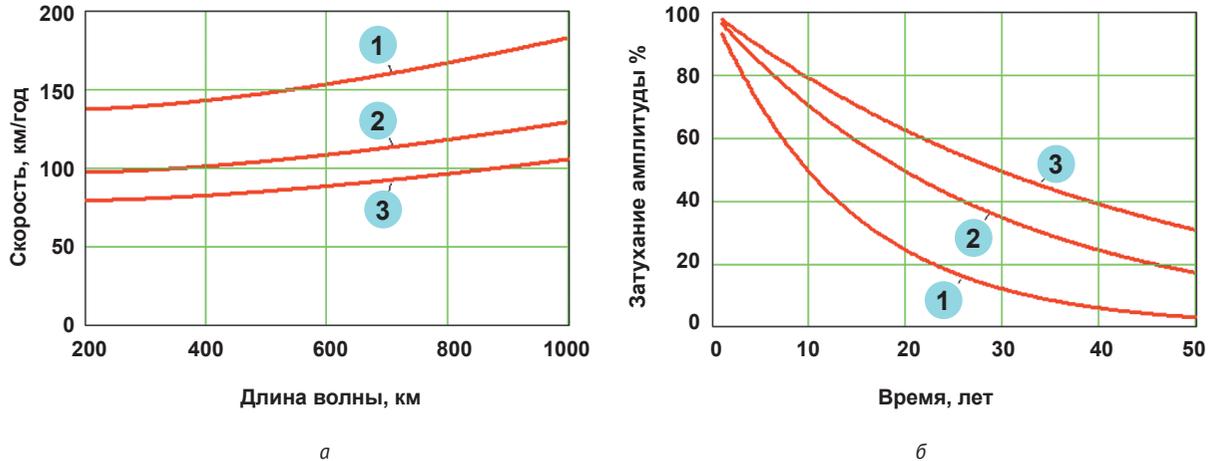


Рис. 4. Зависимость скорости бегущей волны от длины волны L (а) и кривая затухания (б) при разных значениях вязкости астеносферы: $\mu = 1 \cdot 10^{20}$ Па·с (кривая 1), $2 \cdot 10^{20}$ Па·с (кривая 2), $3 \cdot 10^{20}$ Па·с (кривая 3)

Fig. 4. Dependence of the traveling wave speed on the wavelength L (a) and attenuation (damping) curve (b) at different values of the asthenosphere viscosity: $\mu = 1 \cdot 10^{20}$ Pa·sec (curve 1), $2 \cdot 10^{20}$ Pa·sec (curve 2), $3 \cdot 10^{20}$ Pa·sec (curve 3)

Определим константы C_1 и C_2 , полагая, что при $(kx - at) = 0$ перемещение $W = W_0$ и скорость $\dot{W} = 0$. В этом случае

$$W = \frac{W_0}{\det} \exp(-dt) \times \left\{ \begin{aligned} & d \left[(\alpha a)^2 - (1 + \alpha d)^2 \right] \sin(kx - at) + \\ & + a \left[1 + \alpha d(4 + 3\alpha d) + (\alpha a)^2 \right] \cos(kx - at) \end{aligned} \right\}, \quad (26)$$

где $\det = \alpha a \left[d + \alpha(a^2 + d^2) \right] + a(1 + 2\alpha d)(1 + \alpha d)$.

При $(kx - at) = 0$

$$W = W_0 \exp\left(-\frac{dk}{a}x\right). \quad (27)$$

Предположим, что после сильного землетрясения перемещение литосферного блока составляет $W_0 = 1$ м.

Соотношение (26) позволяет определить максимальные нормальные напряжения σ_{11} , возникающие при изгибе слоя [8]:

$$\sigma_{11} = -\frac{E}{2(1 - \nu^2)} h W_{,11}. \quad (28)$$

Подставляя (26) в (27), получим, что при $(kx - at) = 0$

$$\sigma_{11}^{\max} = \frac{E}{2(1 - \nu^2)} h k^2 W_0 \frac{a}{\det} \times \left[1 + \alpha d(4 + 3\alpha d) + (\alpha a)^2 \right] \exp\left(-\frac{dk}{a}x\right). \quad (29)$$

На рис. 5 построены графики зависимости вертикальных перемещений (рис. 5а) и максимальных изгибных напряжений (рис. 5б) для длины бегущей волны $L = 300$ км на разных расстояниях от места землетрясения при максимальном вертикальном начальном смещении литосферы $W_0 = 1$ м и вязкости астеносферы $\mu = 1 \cdot 10^{20}$ Па·с, $2 \cdot 10^{20}$ Па·с, $3 \cdot 10^{20}$ Па·с.

Анализ графиков позволяет сделать вывод, что возникающие напряжения невелики, однако они могут служить триггером для реализации процессов, находящихся в критической точке бифуркации. Это утверждение основано на анализе корреляции между сейсмичностью и сейсмическим шумом и колебаниями естественных геофизических полей [13]. Так, в [14] в результате анализа около 450 000 сейсмических событий установлено, что выделение сейсмической энергии увеличивается, когда приливная деформационная волна приподнимает земную поверхность на максимальную высоту до 25 см. Сопутствующее кратковременное (суточное) уменьшение средних нормальных напряжений на величину менее $4 \cdot 10^3$ Па приводит к падению эффективной прочности деформируемой среды. В рассматриваемом нами случае проходящая тектоническая волна генерирует уменьшение нормальных напряжений в разных зонах приповерхностного слоя литосферы достаточно длительное время (порядка нескольких месяцев), приводя к эмиссии метана из зон скопления запортого газа в мерзлых породах и метастабильных реликтовых газогидратов [15].

Закключение

Предложенная в работе модель возникновения знакопеременных вертикальных движений земной поверхности в результате фазовых превращений на границе жесткой литосферы и вязкой астеносферы позволила объяснить распространение быстрых тектонических волн в литосфере.

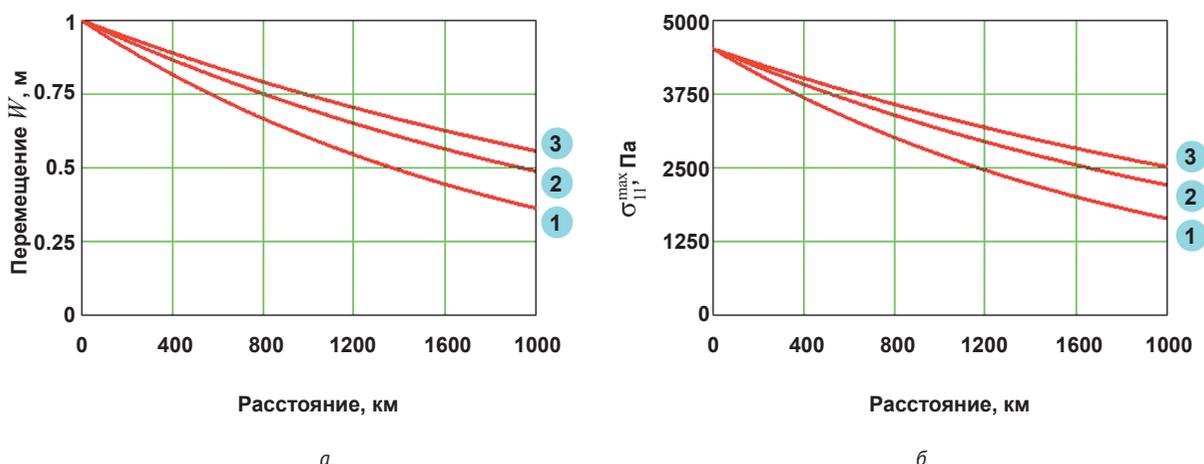


Рис. 5. Графики значений зависимости вертикальных перемещений (а) и максимальных изгибных напряжений (б) на разных расстояниях от места землетрясения при максимальном начальном вертикальном перемещении $W_0 = 1$ м и разных значениях вязкости астеносферы: $\mu = 1 \cdot 10^{20}$ Па·с (кривая 1), $2 \cdot 10^{20}$ Па·с (кривая 2), $3 \cdot 10^{20}$ Па·с (кривая 3)

Fig. 5. Graphs of the dependence values of vertical displacements (a) and maximum bending stresses (б) at different distances from the earthquake site at the maximum initial vertical displacement $W_0 = 1$ m and different values of the asthenosphere viscosity: $\mu = 1 \cdot 10^{20}$ Pa·sec (curve 1), $2 \cdot 10^{20}$ Pa·sec (curve 2), $3 \cdot 10^{20}$ Pa·c (curve 3)

Показано, что вызываемые тектоническими волнами напряжения соизмеримы с напряжениями, создаваемыми приливными деформационными волнами, и могут служить триггером эмиссии метана из зон скопления запертого газа в мерзлых породах и метастабильных реликтовых газогидратов.

Получено математическое обоснование гипотезы Л. И. Лобковского о возможной связи активизации эмиссии метана и наступлении резких фаз потепления современного климата в Арктике с серией сильнейших землетрясений, произошедших в Алеутской островной дуге в начале и середине XX в.

Работа выполнена по темам госзадания Минобрнауки № АААА-А17-117051110248-3 «Изучение механики процессов в литосфере Земли, порождающих быстрые изменения геосреды» Института физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН и № 0149-2019-0005 Института океанологии им. П. П. Ширшова РАН при поддержке гранта РФФИ № 18-05-70012 (ре-сурсы Арктики).

Литература

1. Лобковский Л. И. Возможный сейсмогенно-триггерный механизм резкой активизации эмиссии метана и потепления климата в Арктике // Арктика: экология и экономика. — 2020. — № 3 (39). — С. 62—72. — DOI: 10.25283/2223-4594-2020-3-62-72.
2. Elsasser W. V. Convection and stress propagation in the upper mantle // The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors / Ed. by S. K. Run-icorn. — N.Y.: John Wiley, 1967. — P. 223—246.

3. Melosh H. J. Nonlinear stress propagation in the Earth's upper mantle // J. Geophys. Res. — 1976. — № 32 (81). — P. 5621—5632.
4. Гарагаш И. А. Фазовые переходы как возможный источник колебательных движений литосферы // Докл. АН СССР. — 1984. — № 5 (297). — С. 1069—1073.
5. Магницкий В. А. Слой низких скоростей в верхней мантии Земли. — М.: Наука, 1968. — 29 с.
6. Губерман Ш. А. D-волны землетрясения // Вычисл. сейсмология. — 1979. — Вып. 12. — С. 158—188.
7. Жарнов В. Н. Внутреннее строение Земли и планет. — М.: Наука, 1983. — 416 с.
8. Вольмир А. С. Устойчивость деформируемых систем. — М.: Наука, 1967. — 984 с.
9. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. — Т. 3. — М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1959. — 460 с.
10. Любов Б. Я. Теория кристаллизации в больших объемах. — М.: Наука, 1975. — 256 с.
11. Putnis A., McConnell J. D. C. Principles of mineral behavior. — Oxford; Boston, 1980. — 304 p.
12. Govers R. Dynamics of lithospheric extension: a modeling study // Geologica Ultraiectina. — 1995. — Vol. 105. — 240 p.
13. Колосова Е. А., Лукк А. А., Серова О. А., Сидорин А. Я. Природные и техногенные источники триггерной активности сейсмичности и сейсмический шум // Наука и технол. разработки. — 2015. — Т. 94, № 4. — С. 30—43.
14. Metivier L., Viron O., Conrad C. P. et al. Evidence of earthquake trigger-ing by the solid earth tides // Earth Planet. Sci. Lett. — 2009. — Vol. 278. — P. 370—375.
15. Якушев В. С. Природный газ и газовые гидраты в криолитозоне. — М.: ВНИИГАЗ, 2009. — 192 с.

Информация об авторах

Гарагаш Игорь Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией геомеханики, Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН (123242, Россия, Москва, Б. Грузинская ул., д. 10, стр. 1), e-mail: garagash@mail.ru.

Лобковский Леопольд Исаевич, доктор физико-математических наук, академик РАН, профессор, заведующий отделом геологии и геодинамики, Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН (117997, Россия, Москва, Нахимовский просп., д. 36), руководитель лаборатории геофизических исследований Арктики и континентальных окраин Мирового океана, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9), e-mail: llobkovsky@ocean.ru.

Библиографическое описание данной статьи

Гарагаш И. А., Лобковский Л. И. Деформационные тектонические волны как возможный триггерный механизм активизации эмиссии метана в Арктике // Арктика: экология и экономика. — 2021. — Т. 11, № 1. — С. 42—50. — DOI: 10.25283/2223-4594-2021-1-42-50.

DEFORMATION TECTONIC WAVES AS A POSSIBLE TRIGGER MECHANISM FOR THE ACTIVATION OF METHANE EMISSIONS IN THE ARCTIC

Garagash I. A.

O.Y. Shmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences (Moscow, Russian Federation)

Lobkovsky L. I.

P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences (Moscow, Russian Federation), Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University) (Dolgoprudny, Moscow Region, Russian Federation)

The article was received on October 27, 2020

Abstract

The authors consider a model of tectonic waves in the lithosphere, caused by the strongest earthquakes in the Aleutian subduction zone and propagating from it into the Arctic shelf and adjacent land areas. They demonstrate that changes in thermodynamic conditions at the boundary between the rigid lithosphere and viscous asthenosphere can generate traveling wave disturbances. The mechanism of this phenomenon is associated with the fact that the rate of movement of the base of the lithosphere, which is the solidus line, does not coincide with the rate of movement of its surface, and the viscous reaction of the asthenosphere becomes a function of the kinetics of the melting process. The emerging traveling tectonic wave generates a decrease in normal stresses in the near-surface layer of the earth's crust, which, according to the L. I. Lobkovsky hypothesis, leads to the activation of methane emission from the accumulation zones of metastable relict gas hydrates and the onset of sharp warming phases of the actual climate in the Arctic.

Keywords: *deformation tectonic waves, lithosphere, asthenosphere, phase transition, solidus temperature, Arctic, Aleutian subduction zone, seismogenic trigger mechanism, methane emission, permafrost, gas hydrates, climate warming.*

The research was performed within the framework of the state assignments of the O.Y. Shmidt Institute of Physics of the Earth, RAS (theme no. AAAA-A17-117051110248-3) "Study of the mechanics of processes in the lithosphere of the Earth that generate rapid changes in the geo-medium" and P. P. Shirshov Institute of Oceanology, RAS (theme no. 0149-2019-0005) with the support of the RFBR grant 18-05-70012 (Arctic resources).

References

1. *Lobkovskii L. I.* Vozmozhnyi seismogenno-triggernyi mekhanizm rezkoi aktivizatsii emissii metana i po-tepleniya klimata v Arktike. [Possible seismogenic trigger mechanism of abrupt activation of methane emission and climate warming in the Arctic]. *Arktika: ekologiya i ekonomika*, 2020, no. 3 (39), pp. 62—72. DOI: 10.25283/2223-4594-2020-3-62-72. (In Russian).
2. *Elsasser W. V.* Convection and stress propagation in the upper mantle. The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors. Ed. by S. K. Run-corn. N.Y.: John Wiley, 1967, pp. 223—246.
3. *Melosh H. J.* Nonlinear stress propagation in the Earth's upper mantle. *J. Geophys. Res.*, 1976, no. 32 (81), pp. 5621—5632.
4. *Garagash I. A.* Fazovye perekhody kak vozmozhnyi istochnik kolebatel'nykh dvizhenii litosfery. [Phase transitions as possible origin of the lithosphere's oscillating motion]. *Dokl. AN SSSR*, 1984, no. 5 (297), pp. 1069—1073. (In Russian).
5. *Magnitskii V. A.* Sloi nizkikh skorostei v verkhnei manti Zemli. [The layer of low velocities in upper mantle of the Earth]. Moscow, Nauka, 1968, 29 p. (In Russian).
6. *Guberman Sh. A.* D-volny i zemletryaseniya. [D-waves and earthquakes]. *Vychisl. seismologiya*, 1979, iss. 12, pp. 158—188. (In Russian).
7. *Zharkov V. N.* Vnutrennee stroenie Zemli i planet. [The internal structure of the Earth and planets]. Moscow, Nauka, 1983, 416 p. (In Russian).
8. *Vol'mir A. S.* Ustoichivost' deformiruemykh sistem. [Stability of deformable systems]. Moscow, Nauka, 1967, 984 p. (In Russian).
9. *Frenkel' Ya. I.* Kineticheskaya teoriya zhidkostei. [Kinetic theory of liquids. Vol. 3]. Moscow; Leningrad, Izd-vo AN SSSR, 1959, 460 p. (In Russian).
10. *Lyubov B. Ya.* Teoriya kristallizatsii v bol'shikh ob'emakh. [Theory of crystallization in large volumes]. Moscow, Nauka, 1975, 256 p. (In Russian).
11. *Putnis A., McConnell J. D. C.* Principles of mineral behavior. Oxford; Boston, 1980, 304 p.
12. *Govers R.* Dynamics of lithospheric extension: a modeling study. *Geologica Ultraiectina*, 1995, vol. 105, 240 p.
13. *Kolosova E. A., Lukk A. A., Serova O. A., Sidorin A. Ya.* Prirodnye i tekhnogennye istochniki triggernoi aktivnosti seismichnosti i seismicheskii shum. [Natural and technogenic origin of trigger activity of seismicity and seismic noise]. *Nauka i tekhnol. razrabotki*, 2015, vol. 94, no. 4, pp. 30—43. (In Russian).
14. *Metivier L., Viron O., Conrad C. P., Renault S., Diamant M., Patau G.* Evidence of earthquake triggering by the solid earth tides. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2009, vol. 278, pp. 370—375.
15. *Yakushev V. S.* Prirodnyi gaz i gazovye gidraty v kriolitozone. [Natural gas and gas hydrates in the cryolite zone]. Moscow, VNIIGAZ, 2009, 192 p. (In Russian).

Information about the authors

Garagash Igor Aleksandrovich, Doctor of Physics and Mathematical Sciences, Professor, Head of Laboratory of Geomechanics, O.Y. Shmidt Institute of Physics of the Earth of RAS (10, 1 build., B. Gruzinskaya st., Moscow, Russia, 123242), e-mail: garagash@mail.ru.

Lobkovsky Leopold Isaevich, Doctor of Physics and Mathematical Sciences, Academician of RAS, Professor, Head of Geology and Geodynamic department, P.P. Shirshov Institute of Oceanology of RAS (36, Nahimovskiy prosp., Moscow, Russia, 117997), Head of Laboratory for Geophysical Research of the Arctic and Continental Margins of the World Ocean, Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University) (9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, Russia, 141701), e-mail: llobkovsky@ocean.ru.

Bibliographic description of authors

Garagash I. A., Lobkovsky L. I. Deformation tectonic waves as a possible trigger mechanism for the activation of methane emissions in the Arctic. *Arktika: ekologiya i ekonomika*. [Arctic: Ecology and Economy], 2021, vol. 11, no. 1, pp. 42—50. DOI: 10.25283/2223-4594-2021-1-42-50. (In Russian).

© Garagash I. A., Lobkovsky L. I., 2021