

УДК 550.3+551.26

© А. Я. Гольмшток

Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П. П. Ширшова РАН
golmshtok@gmail.com

МНОГОКАНАЛЬНОЕ СЕЙСМИЧЕСКОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ, ГАЗОВЫЕ ГИДРАТЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ УСЛОВИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ГРЯЗЕВЫХ ВУЛКАНОВ НА ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

Статья поступила в редакцию 26.08.2015 г., после доработки 13.07.2016 г.

Показано, что возникновение ундулирующей кажущейся сейсмической границы, выявленной в 1992 г. на озере Байкал, могло бы быть объяснено наличием здесь тепловой конвективной ячейки. Однако гипотеза о тектонической природе этого явления представляется более вероятной. Выполняется численное моделирование эволюции термогидродинамического режима грязевого вулкана «Маленький» на озере Байкал. Моделирование основано на решении задачи о фазовом переходе гидрат метана — метан-газ в пористой осадочной среде. Выбор адекватной модели и ее параметров осуществляется путем анализа данных многоканального сейсмического профилирования. Значительный приток воды в подводящий канал объясняется действием сдвиговых разломов. Выполненная оценка сверхгидростатического давления метана-газа, вызванного разложением гидратов метана, показала, что это давление невелико. Оно не может быть причиной образования трещин в придонных отложениях и последующего нисходящего движения по ним озерной воды. Предложен способ численной оценки как максимальной скорости втекающей в канал воды, так и возраста грязевых вулканов, формировавшихся в условиях разложения газовых гидратов. Применение этого способа позволило установить, в частности, что грязевой вулкан «Маленький» сформировался не ранее 6.4 и не позднее 5 тыс. лет тому назад при максимальной скорости воды, втекающей в канал снизу, равной 7.7 ± 1.4 см/год.

Ключевые слова: задача о фазовом переходе, газогидраты, разломообразование, тепловая конвекция, сейсмическое профилирование, Байкал.

A. Ya. Golmshtok

Saint-Petersburg Department of the P. P. Shirshov Institute of Oceanology of RAS, Russia

MULTICHANNEL SEISMIC PROFILING, GAS HYDRATES AND THE NUMERICAL SIMULATION OF THE MUD VOLCANOES FORMATION CONDITIONS IN LAKE BAIKAL

Received 26.08.2015, in final from 13.07.2016.

It is shown, that such a phenomenon as the undulating bottom simulating reflector, which was revealed in 1992 in Lake Baikal, could be explained by the presence here of the thermal convection cell. However, the hypothesis of the tectonic origin of this phenomenon is more probable. The numerical modelling of the thermohydrodynamic regime evolution of the «Malenkij» mud volcano in Lake Baikal is carried out. It is based on solving of the problem of methane hydrate phase transition in porous sediments. The choice of an adequate model and its parameters is carried out by analyzing the data of the multichannel seismic profiling. The large inflow of water in the volcan channel might be explained by the action of shear faults. Estimations of the over-hydrostatic pressure of the methane-gas, generated by dissociation of methane hydrates, show that this pressure is low. It can not be the cause of the breaking of near-bottom sediments and subsequent downward flow of lake water along formed fractures. The method of simultaneous numerical evaluation both the maximum velocity of the water inflow into the channel and the age of the mud volcanoes, formed in the decomposition conditions of gas hydrates, is proposed. Using this method it was found, in particular, that the mud volcano «Malenkij» was formed not earlier than 6.4 and not later than 5 thousand years ago at the maximum velocity of the water inflow through the channel's base equal 7.7 ± 1.4 cm/yr.

Key words: phase transition problem, gas hydrates, faulting, thermal convection, seismic profiling, Baikal.

Ссылка для цитирования: Гольмшток А. Я. Многоканальное сейсмическое профилирование, газовые гидраты и моделирование условий образования грязевых вулканов на озере Байкал // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2016. Т. 9, № 3. С. 18—31.

For citation: *Golmshtok A. Ya.* Multichannel seismic profiling, gas hydrates and the numerical simulation of the mud volcanoes formation conditions in Lake Baikal. *Fundamentalnaya i prikladnaya gidrofizika*. 2016, 9, 3, 18—31.

Байкальская Рифтовая Зона (БРЗ) в Центральной Азии является активным внутриконтинентальным рифтом. Это один из самых глубоких рифтов на планете, содержащий глубочайшее озеро на Земле (озеро Байкал).

Наиболее полные данные о глубинной структуре Байкальской Рифтовой Зоны и осадочном заполнении впадин озера Байкал были получены в результате многоканальных сейсмических исследований, выполненных на акватории озера в 1989 и 1992 гг. геофизической лабораторией Южного отделения Института океанологии РАН (г. Геленджик), возглавляемой автором настоящей статьи. В 1992 г. работы велись совместно с группой сотрудников Атлантического отделения морской геологии Геологической Службы США (USGS) и научными группами из Мичиганского университета и Университета Дьюка.

Результаты исследований показали, что мощность осадочного покрова под дном озера достигает по крайней мере 9—10 км в Южной и Центральной впадинах [1, 2]. В Северной впадине максимальная мощность осадков составляет немногим больше 4 км. Были выявлены основные характеристики глубинного разломообразования и особенности морфологии поверхности фундамента. Сделан вывод о различном возрасте Южной и Центральной рифтовых впадин с одной стороны и Северной впадины с другой. Установлено, что структура рифта представляет собой полуграбен, ограниченный с запада и северо-запада глубинными граничными разломами листрического типа. Кристаллический фундамент и осадочный покров в пределах рифта нарушены множеством преимущественно нормальных сбросов. Помимо этого в пределах рифта были выявлены разломы сдвигового и сбросо-сдвигового типа.

В результате исследований методом многоканального сейсмического профилирования впервые в мировой практике в осадочном слое под дном пресноводного водоема были обнаружены кажущиеся сейсмические границы (BSR, «*bottom simulating reflector*») [3, 4], являющиеся практически бесспорным признаком наличия газовых гидратов в осадочном покрове и по РТ-условиям соответствующие нижней границе зоны стабильности гидратов метана.

Было установлено, что BSR присутствует в Южной и Центральной впадинах Байкала во всех областях, где глубина озера превосходит 500—700 м и уже на дне в соответствии с [5] имеются условия стабильности гидрата метана. Поэтому можно полагать, что газовые гидраты равномерно распределены в порах осадка между дном и подошвой зоны стабильности (BSR) на глубинах от 35—40 до 450 м.

По результатам многоканального профилирования были построены карты мощности гидратсодержащих осадков (с учетом вышеприведенного предположения) для Южной и Центральной впадин [3, 4]. В Северной впадине BSR не обнаружена. Карты глубин BSR были пересчитаны нами [3] в карты теплового потока, аналогично тому, как это было впервые сделано в работе [6].

В Мировом океане скопления газовых гидратов в донных осадках обнаруживаются, как правило, в аккреционных призмах современных активных континентальных окраин, т. е. в типичных областях сжатия [7, 8]. В байкальских же осадках действуют преимущественно напряжения растяжения, установленные по решению механизмов землетрясений и тектонически проявляющиеся в множестве упомянутых нормальных сбросов, выявленных многоканальным сейсмическим профилированием. Чтобы объяснить такой феномен, следует учесть наличие в осадочном теле вышеуказанных сдвиговых разломов, в местах существенного искривления которых должны возникать локальные зоны сжатия или растяжения, что может создать благоприятные условия для перемещения по латерали и вверх больших масс воды с метаном.

Наличие газовых гидратов, предсказанное по результатам наших сейсмических исследований, было позднее подтверждено глубоководным бурением в Южной впадине в 1997 г. [9]. Кроме того, в ряде мест разгрузки флюидов (очаги разгрузки, в том числе грязевые вулканы, обнаружены с помощью локатора бокового обзора) путем пробоотбора на дне озера были выявлены поверхностные скопления гидратов метана [10]. Эти скопления затем исследовались и с помощью глубоководных обитаемых аппаратов «Мир» (результаты этих работ широко освещались в средствах массовой информации).

В конце 1990-х и начале 2000-х гг. площадь в Южной впадине Байкала с грязевыми вулканами вблизи нашего профиля В92-03 (на котором BSR характеризуется описанным ниже аномальным поведением) была детально исследована группой бельгийских ученых с применением одноканального сейсмического профилирования и измерений теплового потока в достаточно густой сети пунктов [11—14].

Условия, при которых образуются донные скопления газовых гидратов в очагах разгрузки флюидов, в настоящее время до конца не выяснены. Их исследование имеет несомненный научный и практический интерес. С учетом этого в предлагаемой работе делается попытка раскрытия механизма

формирования грязевых вулканов и приповерхностных скоплений гидратов путем численного моделирования процесса их возникновения и эволюции на примере вышеупомянутой области с аномальным поведением BSR. В частности, предполагается найти способ оценки как возраста вулкана, так и скорости воды, втекающей в его подводящий канал снизу.

Особенности строения осадочного чехла в районе исследования и параметры для моделирования. Рассматриваемая область располагается к югу от Посольской банки непосредственно у ее подножия (рис. 1, см. вклейку). Здесь обнаружено несколько грязевых вулканов, два из которых («Большой» и «Маленький») изображены на представленной карте глубинных разломов фундамента, построенной автором по данным многоканального сейсмического профилирования.

Ундулирующая BSR. В указанной области на разрезе вдоль профиля В92-03 нами была выявлена BSR, отличающаяся своим аномальным поведением (рис. 2, см. вклейку). В отличие от обычных BSR, идущих конформно дну водоема, эта кажущаяся отражающая граница имеет волнообразный характер (с длиной волны λ). Под приподнятыми участками BSR в разрезе можно выделить мелкие разломы, достигающие уровня кажущейся границы. Под более глубокой частью BSR разломы не отмечаются. Такая картина позволила нам высказать предположение о том, что по разломам поднималась глубинная теплая вода. Эта вода нагревала окружающие массивы пород, что приводило к нарушению условий стабильности гидратов метана вблизи разломов и смещению вверх нижней границы в этой зоне. Между разломами нагрев осадков был незначительным и BSR практически не смещалась [4].

Группой бельгийских специалистов для объяснения необычного поведения кажущейся границы был предложен ряд механизмов движения фильтрующейся поровой воды с образованием конвективной ячейки [13]. Эти гипотезы были умозрительными («speculative» — по определению самих авторов) и без каких-либо количественных оценок. Тепловой механизм не рассматривался.

В этой связи оценим возможность того, что здесь существует тепловая конвекция в пористом слое, обусловленная разностью температур T_h на его подошве (глубина h_c) и T_w на его поверхности (дне озера). При этом будем считать, что до начала движения поровой воды в слое существует только кондуктивный теплоперенос.

Из линейного анализа начальной фазы конвективного движения в пористой среде следует, что минимальному значению критического числа Релея Ra_{cr} соответствует $h_c = \lambda/2$, а само значение этого числа равно $\min(Ra_{cr}) = 4\pi^2$ [15]. При конвекции в пористом слое с учетом выражения для числа Релея имеем уравнение

$$Ra_{cr} = \frac{\kappa \alpha_w \rho_w^2 g C_w h_c^2}{\mu_w \bar{\lambda}_m} \cdot \frac{(T_h - T_w)}{h_c} = 4\pi^2 .$$

Здесь: $\alpha_w = 3.6 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ — среднее значение коэффициента объемного теплового расширения воды в диапазоне температур 5—80 °С; $\rho_w = 1000 \text{ кг/м}^3$ — плотность пресной воды; $g = 9.80625 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения; $C_w = 4187 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ — теплоемкость воды; $\mu_w = 0.001 \text{ Па}\cdot\text{с}$ — динамическая вязкость воды; κ — гидравлическая проницаемость пористой среды (м^2); $\bar{\lambda}_m$ — средний для слоя коэффициент теплопроводности среды ($\text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$). Отсюда находим

$$\frac{dT_c}{dz} \approx \frac{T_h - T_w}{h_c} = \frac{2.67 \cdot 10^{-9} \bar{\lambda}_m}{h_c^2 \kappa} . \quad (1)$$

Отмеченное на рис. 2 расстояние между центрами поднятий в рельефе BSR или длина волны конвекции составляет $\lambda \approx 4 \text{ км}$. Таким образом, чтобы началась конвекция, необходимая мощность слоя должна быть не менее 2 км. На рис. 10 в работе [13] вертикальный размер предполагаемой конвективной ячейки не превышает 1 км!

Решим задачу (уравнение $\partial(\lambda_e \partial T / \partial z) / \partial z = 0$, λ_e — коэффициент эффективной теплопроводности в слое, зависящий от z) о стационарном распределении температуры в слое мощностью $h_c = 2000 \text{ м}$ с зависящей от глубины z (начало координат помещено на поверхность слоя, ось z направлена вверх) пористостью $\phi = \phi_0 \exp(\tilde{k} z)$ [16] при $\tilde{k} = 4.7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ и $\phi_0 = 0.65$, как было определено нами для Южного Байкала [3].

Будем считать, что выше заданного уровня $z = z_{ph}^0 = -z_{BSR} = -300 \text{ м}$ (это следует из карты мощности гидратосодержащего слоя [3]) в порах слоя присутствует гидрат метана с гидратонасыщенностью

$\delta_h = 0.1$ [9]. Объемные доли воды и свободного газа в поровом пространстве равны, соответственно, $\delta_w = 0.882$ и $\delta_g = 0.018$. Ниже уровня в порах находится только вода ($\delta_w = 1, \delta_g = \delta_h = 0$).

В качестве граничных условий примем: $T(z = 0) = T_w$ и $T(z = z_{ph}^0) = T_{ph}$. Здесь $T_{ph} = T_{ph}(p)$ — равновесная температура при гидростатическом давлении, равном $p = p_a + \rho_w g(h_w + z_{BSR})$, где $h_w = 1320$ м — глубина озера у вулкана «Маленький», $p_a = 101325$ Па — атмосферное давление на поверхности озера.

Используя «метод эффективной среды» [17], будем вычислять λ_e путем решения уравнения четвертой степени

$$\frac{1}{\lambda_e} = 3 \left[\frac{1 - \phi}{2\lambda_e + \lambda_{sk}} + \frac{\phi\delta_w}{2\lambda_e + \lambda_w} + \frac{\phi\delta_g}{2\lambda_e + \lambda_g} + \frac{\phi\delta_h}{2\lambda_e + \lambda_h} \right]. \quad (2)$$

Здесь: $\lambda_{sk} = 2.5$ Вт/(м·К), $\lambda_w = 0.6$ Вт/(м·К), $\lambda_g = 0.037$ Вт/(м·К), $\lambda_h = 0.4$ Вт/(м·К) — теплопроводности скелетного вещества, воды, метана-газа [18] и гидрата метана [5, 18].

Решая задачу, находим стационарный кондуктивный тепловой поток в слое $q_{st} = 52$ мВт/м², температуру на подошве слоя $T_h = 348$ К, среднее значение теплопроводности $\bar{\lambda}_m = 1.46$ Вт/(м·К) и средний температурный градиент в слое указанной мощности. Поскольку температура дна в Южной впадине Байкала равна $T_w = 276.45$ К (3.3 °С), то $dT/dz \approx 36$ К/км.

Подставляя эти величины в выражение (1), находим, что в этом районе конвективное движение поровой воды при $dT/dz \geq 36$ К/км возможно, если $k \geq 2.7 \cdot 10^{-14}$ м². Такая проницаемость здесь вероятна и может быть даже большей [19].

Возникает, однако, вопрос: почему такая картина не наблюдается в других районах Байкала? Может, причина в нахождении этой площади висячем боку крупного древнего разлома (рис. 1), где присутствует множество разломов разного размера и вергентности? Но этот разлом прослеживается на большом расстоянии в Южной впадине и на нашей карте протягивается в юго-западную часть Центральной впадины. Это позволяет заключить, что наша первоначальная гипотеза о тектонической природе ундулирующей BSR на линии В92-03 продолжает оставаться весьма вероятной.

Тектонические условия и возможный механизм притока воды в восходящие каналы. Другой особенностью выбранной для анализа области является наличие здесь нескольких грязевых вулканов с окружающими их скоплениями гидратов метана вблизи поверхности дна и непосредственно на дне озера.

Как следует из рис. 1, оба изображенных грязевых вулкана («Большой» и «Маленький») располагаются над уступом в поверхности фундамента, образованном древним разломом-сбросом («*Posolsky Bank Fault*» в обозначении авторов работы [20]). Разлом остается действующим и в настоящее время, о чем свидетельствуют сбросового типа смещения отражающих границ в верхних частях сейсмических разрезов, пересекающих древний разлом. Разрез по сейсмическому профилю В92-2, проходящему почти меридионально с юга на север приблизительно в 2-х км западнее грязевого вулкана «Маленький», наглядно демонстрирует вышесказанное (рис. 3, см. вклейку).

Вертикальная амплитуда смещения превышает, по-видимому, 3 км. Столь значительная ступень в рельефе непроницаемого кристаллического фундамента должна служить препятствием для движения флюидов, подходящих к ней с южных направлений, если в нижней толще существуют необходимые перепады давления. В этом случае поток фильтрующейся воды должен отклоняться вверх. Учитывая наличие здесь длительно живущей разломной зоны и, как следствие, ее высокие пористость и гидравлическую проницаемость, можно предположить, что отклоняемый водный поток движется вверх по разломной зоне и опережающим ее разломам. По-видимому, необходимые перепады давления обеспечиваются действием упомянутых выше сдвиговых разломов.

Один из таких разломов (сдвиг с незначительной сбросовой компонентой), показан на рис. 1. Он протягивается с запада на восток практически на широте 52° с.ш. Существует также трактовка этого разлома в качестве обычного сброса [20]. Мнение автора настоящей статьи о сдвиговой природе этого разлома подкрепляется нестандартными процедурами, выполненными нами на этапе дополнительной обработки многоканальных сейсмических данных. На разрезе вдоль профиля В92-2 (рис. 3) крутопадающий разлом-сдвиг показан в северной части профиля (пункты взрыва 560–590). Угол его падения близок к 80°, тогда как обычные сбросы на Байкале имеют, в среднем, углы около 55°. Сдвиговый

характер разлома проявляется, также, в наличии в его верхней части своеобразной ветвистой разломной структуры («flower structure»), типичной для сдвигов.

Грязевой вулкан «Маленький» и свойства среды. В рассматриваемом районе наиболее изученный грязевой вулкан «Маленький» является, наиболее подходящим объектом для численного моделирования его эволюции, оценки его возраста и скорости движения воды в подводном канале. Кратер вулкана расположен на глубине озера $h_w = 1320$ м и имеет в плане форму, близкую к эллипсу с осями 500 и 800 м [12].

Один из профилей упомянутой одноканальной сейсмической съемки проходит через центр кратера грязевого вулкана. Минимальная глубина BSR на этой линии составляет $h_{\min} = 150$ м (в центре кратера) [13]. Фоновое значение этой глубины в окрестности вулкана составляет 300 м.

По тому же профилю на шести станциях измерены значения теплового потока через дно озера. Максимальная величина теплового потока, равная $q_{\max} = 165$ мВт/м², зафиксирована в центре кратера [13]. С удалением от центра поток симметрично понижается по обе стороны до фонового значения, которое в соответствии с нашей картой потока составляет ~ 70 мВт/м² [3].

Для расчетов упростим модель и примем, что подводный канал имеет форму вертикального цилиндра, горизонтальное сечение которого равно велико эллиптическому кратеру. Радиус цилиндра равен тогда $r_0 \approx 320$ м. Высоту цилиндра (канала) H выберем равной глубине верхнего ребра уступа в рельефе поверхности фундамента, образованного древним сбросом. Это — естественный выбор, определяемый представлением о том, что отклоняемая непроницаемым уступом вода втекает снизу в разломную зону выше ребра и создает в ней аномальный фильтрационный поток. Вулкан «Маленький» связан с одним из антитетических сбросов [14], оперяющих древний разлом и, как показывает рис. 3, достигающих верхнего ребра уступа. Интерполяция глубин верхнего ребра на линиях В92-2, В92-4 и В92-26, ближайших к вулкану «Маленький», дает $H \approx 4500$ м.

На дне озера все время поддерживаются температура T_w и давление p_0 при плотности воды ρ_w , т. е. $p_0 = p_a + \rho_w g h_w$. Будем считать, что на нижней границе слоя (на уровне $z = -H$) вертикальная составляющая кондуктивного теплового потока постоянна и равна q_0 .

Примем, что начало формирования обусловленного разломообразованием канала, подводного воду и свободный газ к очагу разгрузки на дне озера, совпадает с моментом $t = 0$. Продолжительность процесса образования рассматриваемого разлома (от начала до затухания) обозначим $\Theta = 2\tau$.

При $t \leq 0$ пористость $\phi_s(z)$ внутри этого горизонтально-однородного слоя изменяется только с глубиной. Так же только с глубиной изменяется эффективная проницаемость $\kappa_s^{(e)}(z)$ осадочного материала, являющаяся функцией пористости. Вдалеке от канала пористость и проницаемость осадочного материала все время остаются такими же, как до разломообразования. После завершения процесса разломообразования за счет раздробленности осадочного материала пористость $\phi_c(z)$ на оси возникшего канала убывает с глубиной заметно медленнее по сравнению с $\phi_s(z)$. Проницаемость $\kappa_c^{(e)}(z)$ на оси существенно возрастает по сравнению с $\kappa_s^{(e)}(z)$.

Примем, что изменение пористости с глубиной в терригенных отложениях происходит в соответствии с упомянутым выше законом Ати [13], т. е. $\phi_s(z) = \phi_0 \exp(\tilde{k}_s z)$, $\phi_c(z) = \phi_0 \exp(\tilde{k}_c z)$, где $\phi_0 = 0.65$ — пористость на дне озера. Для определенности примем $\tilde{k} = 4.7 \cdot 10^{-4}$ м⁻¹ и $\tilde{k}_c = \tilde{k}_s / 5$ [3].

Предположим, что при формировании канала степень раздробленности осадочной породы и ее механические свойства плавно изменяются как во времени в течение периода Θ , так и в промежутке $r_0 - \Delta r_0 \leq r \leq r_0 + \Delta r_0$, от значений на оси канала до их величин вдали от нее (первоначальных, характеризовавших среду до образования флюидопроводника). Выражение для пористости запишем тогда в виде

$$\phi = \phi(r, z, t) = \phi_s(z) + [\phi_c(z) - \phi_s(z)]F(r, t), \quad (3)$$

где $F(r, t)$ — плавная неотрицательная функция, причем $0 \leq F(r, t) \leq 1$. Нулевое значение она принимает, если $t \leq 0$ или/и $r \geq r_0 + \Delta r_0$. Функция равна единице, когда совместно $t \geq \Theta$ и $r \leq r_0 - \Delta r_0$. Аналогично выражаются проницаемость, коэффициент теплопроводности и другие физические свойства, зависящие от пористости.

С началом формирования канала в него снизу просачивается вода. Запишем выражение для вертикальной скорости фильтрации воды через подошву осадочного слоя ($z = -H$) в виде

$$v_b(r, t) = v_a F(r, t), \quad (4)$$

где v_a — скорость втекающей воды на оси канала. Помимо этого, вода в канал может поступать или уходить из него через его боковую поверхность, поскольку образующийся гидравлически проницаемый канал изменяет существовавшее здесь поле давлений.

Когда по каналу поднимается глубинная, а потому нагретая вода, она прогревает окружающее осадочное вещество. Увеличение температуры в среде или/и уменьшение в ней давления может вызвать диссоциацию газовых гидратов, а также смещение фазовой границы (подошва гидратсодержащих осадков). Разложение гидратов сопровождается выделением в осадки дополнительной воды и свободного газа-метана. Доля газового гидрата $\tilde{\delta}_h$ в поровом пространстве уменьшается от δ_h к началу диссоциации до нуля после ее полного завершения, завися от температуры T и давления p в поровой воде, меняющихся в процессе разложения. При этом массовая доля воды, выделяющейся при диссоциации гидрата метана, составляет $\gamma_w = \gamma = (0.87—0.88)$, тогда как массовая доля выделяющегося свободного метана-газа равна $\gamma_g = 1 - \gamma = (0.12—0.13)$ [21].

Будем полагать, так же, как в работе [22], что механические свойства гидрата метана не отличаются от аналогичных свойств скелета осадка.

До начала разломообразования нижняя граница зоны стабильности гидратов метана располагалась на уровне $z = z_{ph}^0 = -300$ м. Выше этой границы относительная часть $\delta_h = 0.1$ [9] порового пространства была заполнена газовым гидратом, доля $\delta_w^0 = (1 - \delta_h)s_w^0$ — водой и доля $\delta_g^0 = (1 - \delta_h)s_g^0$ — свободным метаном-газом. Здесь s_w^0 и s_g^0 — насыщенности водой и газом порового пространства, свободного от твердого вещества (скелет и гидрат), до диссоциации гидрата. При этом, $s_w^0 + s_g^0 = 1$.

После разложения гидрата при повышении температуры осадка или понижения в нем порового давления, доли воды и газа в поровом пространстве, как легко непосредственно убедиться, составляют

$$\delta_w = (1 - \delta_h)s_w^0 + \gamma \frac{\rho_h}{\rho_w} \delta_h, \quad \delta_g = (1 - \delta_h)s_g^0 + \left(1 - \gamma \frac{\rho_h}{\rho_w}\right) \delta_h. \quad (5)$$

Теплоемкость вещества при постоянном давлении является производной энтальпии по температуре [23]. При фазовом переходе гидрат метана — метан-газ энтальпия скачкообразно изменяется, поэтому выражение для эффективной объемной теплоемкости осадков следует записать в виде [24]:

$$\overline{\rho C_e} = \overline{\rho C} + L \rho_h \phi \delta_h \delta(T - T_{ph}), \quad (6)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака; L — скрытая теплота кристаллизации (диссоциации) гидрата метана; $\overline{\rho C}$ — объемная теплоемкость осадка без учета скачка энтальпии при диссоциации гидрата и в пренебрежении вкладом газа, ввиду его относительно небольших плотности и насыщенности.

В любой момент времени $t > 0$ в любой вертикальной колонке через весь слой последний подразделяется на две области. В первой или нижней области поры осадочной породы заполнены только водой. Верхней границей этой области является поверхность $z = z_{ph}^0$.

Второй является область, где протекает реакция разложения гидратов метана при нарушении в среде условий их стабильности из-за образования проницаемого канала, сопровождающегося изменением в нем теплофизических свойств осадочного материала и дополнительным тепломассопереносом за счет фильтрационного течения воды. Будем считать, что гидратонасыщенность порового пространства постоянна и равна δ_h везде между фазовой границей и дном озера.

Теплопроводность и теплоемкость в среде описывается, как и ранее, выражениями (2), (6) и равенством (14), приведенным ниже, где пористость определяется равенством (3). При этом, в уравнении (2) заменим δ_w на $(1 - \delta_h)s_w$ и δ_h на $(1 - \delta_h)s_g$.

В дальнейшем будем считать, что гидрат полностью диссоциирует на поверхности фазового перехода и выразим эффективную долю $\tilde{\delta}_h$ гидрата в порах в виде следующей зависимости

$$\tilde{\delta}_h = \delta_h \left[1 - \sigma(T - T_{ph})\right], \quad (7)$$

где $T_{ph} = T_{ph}(p_w)$ — равновесная температура (температура фазового перехода) при давлении p_w в поровой воде; $\sigma(x)$ — функция Хэвисайда (единичного скачка).

Обозначим в обобщенном виде доли воды β_w и газа β_g в порах осадков, используя выражения (5):

$$\begin{aligned}\beta_w &= \delta_w^0 + (\delta_w - \delta_w^0) \sigma(T - T_{ph}) = (1 - \delta_h) s_w^0 + \gamma \frac{\rho_h}{\rho_w} \delta_h \sigma(T - T_{ph}, \Delta T), \\ \beta_g &= \delta_g^0 + (\delta_g - \delta_g^0) \sigma(T - T_{ph}) = (1 - \delta_h) s_g^0 + \left(1 - \gamma \frac{\rho_h}{\rho_w}\right) \delta_h \sigma(T - T_{ph}).\end{aligned}\quad (8)$$

Пусть s_w — насыщенность водой свободного порового пространства, а $s_g = 1 - s_w$ — насыщенность этого пространства газом, причем насыщенности могут изменяться в пространстве и во времени. Очевидно, что до разломообразования $s_w = s_w^0$ и $s_g = s_g^0$.

С учетом (8) целесообразно представить насыщенности s_w, s_g и $\phi_e s_w, \phi_e s_g$ в виде:

$$s_w = \frac{\beta_w}{1 - \tilde{\delta}_h}, \quad s_g = \frac{\beta_g}{1 - \tilde{\delta}_h}, \quad (9)$$

$$\phi_e s_w = \beta_w \phi, \quad \phi_e s_g = \beta_g \phi. \quad (10)$$

Проницаемость пористой среды для воды будем определять, используя формулу Козени-Кармана [25, 26] в представлении Лейбензона [27]. Запишем эффективные проницаемости для воды и газа в общей для обеих областей форме:

$$\kappa_e^{(w)} = \kappa_{s,w}^{(e)} + [\kappa_{c,w}^{(e)} - \kappa_{s,w}^{(e)}] F(r, t), \quad \kappa_e^{(g)} = \kappa_{s,g}^{(e)} + [\kappa_{c,g}^{(e)} - \kappa_{s,g}^{(e)}] F(r, t). \quad (11)$$

Обозначим: $\bar{\phi}_s = \phi_s^{(e)} = 1$ и $\bar{\phi}_c = \phi_c^{(e)} = 1$, если $z < z_{ph}^0$, или $\bar{\phi}_s = \beta_w \phi_s$, $\phi_s^{(e)} = (1 - \tilde{\delta}_h) \phi_s$ и $\bar{\phi}_c = \beta_w \phi_c$, $\phi_c^{(e)} = (1 - \tilde{\delta}_h) \phi_c$, когда $z \geq z_{ph}^0$. Имеем для воды

$$\kappa_{s,w}^{(e)} = \kappa_0^{(s)} \frac{\bar{\phi}_s^3}{[1 - \phi_s^{(e)}]^2}, \quad \kappa_{c,w}^{(e)} = \kappa_0^{(c)} \frac{\bar{\phi}_c^3}{[1 - \phi_c^{(e)}]^2}, \quad (12)$$

тогда как для газа при $z \geq z_{ph}^0$ (при $z < z_{ph}^0$ проницаемость для газа равна нулю), обозначая $\bar{\bar{\phi}}_s = \beta_g \phi_s$ и $\bar{\bar{\phi}}_c = \beta_g \phi_c$, имеем

$$\kappa_{s,g}^{(e)} = \kappa_0^{(s)} \frac{\bar{\bar{\phi}}_s^3}{[1 - \phi_s^{(e)}]^2} (1 + 3s_w), \quad \kappa_{c,g}^{(e)} = \kappa_0^{(c)} \frac{\bar{\bar{\phi}}_c^3}{[1 - \phi_c^{(e)}]^2} (1 + 3s_w), \quad (13)$$

где $\kappa_0^{(s)}$ и $\kappa_0^{(c)}$ — коэффициенты, зависящие от структуры осадка и имеющие размерность площади.

Выражение для $\bar{\rho C}$ в формуле (6) с учетом соотношений (9), (10) имеет вид

$$\bar{\rho C} = (1 - \phi) \rho_{sk} C_{sk} + \phi \tilde{\delta}_h \rho_h C_h + \phi_e s_w \rho_w C_w; \quad (14)$$

ρ_{sk} — плотность минерального скелетного вещества; ρ_h — плотность гидрата метана; C_{sk}, C_w, C_h — теплоемкости скелетного вещества, воды и гидрата метана, соответственно.

Скорость v_w фильтрации поровой воды в соответствии с законом Дарси равна

$$v_w = - \frac{\kappa_e^{(w)}}{\mu_w} (\nabla p_w + \rho_w g e_z), \quad (15)$$

где e_z — единичный вектор вдоль оси z .

Для газа массовой гравитационной силой обычно пренебрегают. Поэтому уравнение для скорости фильтрации газа имеет вид

$$v_g = - \frac{\kappa_e^{(g)}}{\mu_g} \nabla p_g, \quad (16)$$

где $\mu_g \approx 10^{-5}$ Па·с — динамическая вязкость газа, принимаемая нами так же постоянной.

Плотность ρ_g метана-газа определяется уравнением состояния реального газа

$$\rho_g = \frac{p_g}{Z R_g T}, \quad (17)$$

где $R_g = 518.35$ Дж/(кг·К) — газовая постоянная для метана; $Z = Z(p, T)$ — коэффициент сверхсжимаемости метана, значения которого лежат в диапазоне 0.73–0.87, если давление в осадках изменяется

в пределах $p = 7\text{--}25$ МПа, а температура $T = 275\text{--}300$ К [28]. Примем для коэффициента сверхсжимаемости его среднее здесь значение $Z = 0.8$.

Давления p_g и p_w в газовой и водной фазах отличаются в поровых каналах на величину капиллярного давления $P_k(s_w) = p_g - p_w$, зависящего от насыщенности s_w в виде $P_k(s_w) = \alpha \sqrt{\phi_e} \cos \Theta_0 J(s_w) / \sqrt{\kappa_e^{(w)}}$, где $J(s_w)$ — монотонно убывающая с ростом водонасыщенности функция Лаверетта, определяемая экспериментально для каждого типа осадочных пород; α — межфазное поверхностное натяжение в Н/м; угол Θ_0 — интегральная характеристика смачиваемости в системе пористая среда — жидкость [29].

Поскольку в сильно водонасыщенных придонных осадках, типичных для нахождения там газовых гидратов, капиллярное давление значительно меньше гидростатического, в соответствии с работой [19] будем считать, что пористость ϕ является функцией только p_w . При определении характера изменения пористости с давлением будем полагать, что все свободное поровое пространство заполнено только водой.

При расчетах вместо функции Дирака $\delta(x)$ и функции Хэвисайда $\sigma(x)$ в (6)—(8) будем использовать их сглаженные на интервале $2\Delta x$ аналоги $\bar{\delta}(x, \Delta x)$ и $\bar{\sigma}(x, \Delta x)$:

$$\bar{\sigma}(x, \Delta x) = \begin{cases} 0, & x < -\Delta x, \\ \tilde{\sigma}(x, \Delta x), & -\Delta x \leq x \leq \Delta x, \\ 1, & x > \Delta x; \end{cases} \quad \bar{\delta}(x, \Delta x) = \begin{cases} 0, & x < -\Delta x, \\ \tilde{\delta}(x, \Delta x), & -\Delta x \leq x \leq \Delta x, \\ 0, & x > \Delta x; \end{cases}$$

Выберем в качестве функции $\tilde{\delta}(x, \Delta x)$ такую, чтобы она сама и ее первые две производные по x были равны нулю в точках $x = \pm\Delta x$, а при $x = 0$ она принимала максимальное значение. Удобной для вычислений является $\tilde{\delta}(x, \Delta x) = A(1 - y^2)^3$, где A — некоторый коэффициент, а $y = x/\Delta x$. С целью найти коэффициент, проинтегрируем эту функцию от $-\Delta x$ до x и потребуем, чтобы при $x = \Delta x$ интеграл был равен единице. В результате находим как $A = 35/(32\Delta x)$, так и интеграл $\tilde{\sigma}(x, \Delta x) = (16 + 35y - 35y^3 + 21y^5 - 5y^7)/32$, входящий в выражение для сглаженной функции скачка.

Функцию $F(r, t)$ запишем в форме:

$$F(r, t) = [1 - \bar{\sigma}(r - r_0, \Delta r_0)] \bar{\sigma}(t - \tau, \tau).$$

Для моделирования влияния образующегося флюидопроводника примем следующие значения параметров: $\Delta r_0 = r_0/10$; $\tau = 1500$ лет; $v_a = 7.7$ см/год (обоснование такого выбора приводится далее); $\Delta T = 0.1$ К — полуширина области перехода в сглаженных аналогах функций Хэвисайда и Дирака от аргумента $T - T_{ph}$; $L = 430$ кДж/кг [5, 18]; $\rho_{sk} = 2670$ кг/м³; $\rho_h = 913$ кг/м³; $C_{sk} \approx 1000$ Дж/(кг·К); $C_w = 4187$ Дж/(кг·К); $C_h = 2080$ Дж/(кг·К) [5, 18]; $s_w^0 = 0.98$; $s_g^0 = 0.02$; $\kappa_0^{(s)} = 5 \cdot 10^{-13}$ м²; $\kappa_0^{(c)} = 1000 \kappa_0^{(s)}$ [19].

Эволюция теплового и фильтрационного режимов вулкана «Маленький» и его окружения.

После разложения газового гидрата выделившаяся вода, которую будем считать несжимаемой, занимает, вместе с уже существовавшей в порах, причитающийся ей объем порового пространства. К метану-газу, заполнявшему часть порового пространства до разложения гидрата, за счет диссоциации последнего добавляется высвободившийся свободный метан. В элементарном объеме ΔV пористой среды он занимает оставшийся ему ограниченный объем порового пространства $\Delta V_g = [(1 - \delta_h)s_g^0 + (1 - \gamma\rho_h/\rho_w)\delta_h]\phi\Delta V$. Поскольку в элементе объема суммарная масса первичного и выделившегося метана составляет $\Delta m_g = [(1 - \delta_h)s_g^0\rho_g^0 + (1 - \gamma)\delta_h\rho_h]\phi\Delta V$ (ρ_g^0 — плотность метана до диссоциации гидрата), то в непроницаемых осадках плотность метана $\rho_g = \Delta m_g/\Delta V_g$ может сильно повыситься в зависимости от δ_h , а его давление в соответствии с выражением (17) достигнуть многих десятков МПа. Этот эффект отмечен в ряде работ [22, 30, 31]. С повышением проницаемости среды давление газа, естественно, должно падать за счет его интенсивной фильтрации в другие части осадочной среды. Очевидно, что высокие давления должны существенно замедлять сам процесс фазового перехода или препятствовать его протеканию. Поэтому, прежде чем выполнять непосредственное моделирование термогидродинамического режима вулкана, оценим давление метана-газа в поровом пространстве.

Оценка давления газа при разложении гидратов метана в процессе формирования флюидопроводника. Предварительно решим задачу об изменении температуры и давления в рассматриваемом осадочном слое при образовании в нем вертикального канала, но без учета разложения газовых гидратов.

Режим в канале и его окрестности без учета разложения гидратов метана. Из уравнения сохранения массы воды в этом случае следует:

$$\tilde{\beta}_w S \frac{\partial p_w}{\partial t} + \nabla \cdot \left[-\frac{\kappa_e^{(w)}}{\mu_v} (\nabla p_w + \rho_w g e_z) \right] = 0, \quad (18)$$

где $\tilde{\beta}_w = 1$, если $z < z_{ph}^0$, или $\tilde{\beta}_w = (1 - \delta_h) s_w^0$ в противном случае; пористость ϕ и проницаемость $\kappa_e^{(w)}$ определяются выражениями (3), (11), (12), причем здесь $\tilde{\delta}_h = \delta_h$; функция S равна

$$S = \frac{\phi}{K_w} + \frac{(\bar{\alpha} - \phi)}{K_s}, \quad (19)$$

$K_s \approx 4 \cdot 10^{10}$ Па — модуль всестороннего сжатия минерального вещества скелета, $K_w \approx 2.2 \cdot 10^9$ Па — модуль всестороннего сжатия воды, $\bar{\alpha}$ — коэффициент Био (для слабоуплотненных терригенных осадков $\bar{\alpha} \approx 0.75$ [32]).

Температура T при выполнении граничных и начальных условий находится из решения уравнения теплопроводности:

$$\overline{\rho C} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T) = -\rho_w C_w \mathbf{v}_w \cdot \nabla T. \quad (20)$$

Здесь $\overline{\rho C} = (1 - \phi) \rho_{sk} C_{sk} + k_\delta \phi \delta_h \rho_h C_h + \tilde{\beta}_w \phi \rho_w C_w$, где $k_\delta = 0$, если $z < z_{ph}^0$, или $k_\delta = 1$ при $z \geq z_{ph}^0$.

Граничные условия для задачи (18), (20): $p_w(r, z = 0, t) = p_a + \rho_w g h_w$, вертикальная скорость на подошве $v_z(r, z = -H, t) = v_b(r, t)$ из выражения (4); $T(r, z = 0, t) = T_w$, $(-\lambda_e dT/dz)|_{z=-H} = q_0$, где q_0 — кондуктивный тепловой поток на подошве слоя. Кроме того, на границе $z = z_{ph}^0$ непрерывны давление, вертикальная скорость фильтрации воды, температура и полный вертикальный тепловой поток.

Начальные условия для этой задачи легко находятся:

$$\begin{aligned} T(r, z \leq z_{ph}^0, t = 0) &= T_{ph}^0 + q_0 e^{(-)}(z); & T(r, z \geq z_{ph}^0, t = 0) &= T_w + q_0 e^{(+)}(z); \\ p(z) = p^0(z) &= p_a + \rho_w g (h_w - z); & q_0 &= (T_{ph}^0 - T_w) / e^{(+)}(z_{ph}^0); \end{aligned} \quad (21)$$

$$e^{(-)}(z) = \int_z^{z_{ph}^0} dz / \lambda^{(-)}(z); \quad e^{(+)}(z) = \int_z^0 dz / \lambda^{(+)}(z),$$

где $\lambda_e = \lambda^{(-)}(z)$ — коэффициент теплопроводности в области $z < z_{ph}^0$, определяемый из уравнения (2) при $\delta_w = 1$, $\delta_g = \delta_h = 0$; $\lambda_e = \lambda^{(+)}(z)$ — коэффициент теплопроводности в области $z \geq z_{ph}^0$ при $\delta_w = (1 - \delta_h) s_w^0$ и $\delta_g = (1 - \delta_h) s_g^0$ в уравнении (2); T_{ph}^0 — равновесная температура при давлении $p(z_{ph}^0) = p_a + \rho_w g (h_w - z_{ph}^0)$.

Численное решение краевой задачи (19), (21) вместе с указанными здесь граничными и начальными условиями осуществлялось методом конечных элементов в среде численного моделирования и решения уравнений математической физики COMSOL Multiphysics [33].

Обозначим как $\delta T(t) = T(r = 0, z = z_{ph}^0, t) - T(r = 0, z = z_{ph}^0, t = 0)$ вычисленное приращение температуры на оси канала ($r = 0$) при уровне $z = z_{ph}^0 = -300$ м. График этой функции показан пунктиром на рис. 4. Очевидно, что δT превосходит приращение температуры на том же уровне при решении той же задачи, но с учетом фазового перехода гидрат метана — метан-газ.

Давление газа в эквивалентном слое при разложении гидрата. Рассмотрим каково влияние проницаемости пористой среды на величину аномального давления газа, выделяющегося при диссоциации газовых гидратов, вследствие образования грязевого вулкана «Маленький».

Решим задачу о фазовом переходе гидрат метана — метан-газ в горизонтальном слое толщиной $h = -z_{ph}^0 = 300$ м, заполненном осадками с пористостью ϕ . Поместим начало координат на нижнюю границу слоя, ось z направим вверх.

Как и ранее, доля гидрата метана в поровом пространстве составляет $\delta_h = 0.1$. До момента $t = 0$ давление p и температура T в слое были постоянными и равными, соответственно, $p = p^0 = p_a + \rho_w g(h_w - z_{ph}^0) \approx 15.9$ МПа и $T = T_0 = 290.7$ К. Начиная с этого момента, температура на подошве слоя ($z = 0$) быстро возрастает и становится выше температуры фазового перехода, тем самым запуская реакцию диссоциации гидрата метана. При этом на верхней границе слоя ($z = h$) давление и температура продолжают поддерживаться равными $p = p^0$ и $T = T^0$. Абсолютная проницаемость для газа определяется, например, первой зависимостью в (13), где $\kappa_0^{(s)} = \kappa_0$, $\phi_s = \beta_g \phi$, s_w находится из первого равенства (9).

Так же, как и в упоминавшейся выше работе [22], будем считать поровую воду неподвижной ($v_w = 0$), а нижнюю границу слоя газонепроницаемой, т. е. $(\partial p / \partial z)|_{z=0} = 0$ в соответствии с выражением (16). Кроме того, не будем учитывать как конвективный теплоперенос при движении свободного газа, так и отличие давлений в воде и газе. Поскольку нас интересует оценка сверху для давления газа, не будем также учитывать растворимость газа в воде.

Принимая во внимание разложение гидрата метана, уравнение сохранения массы газа представим после преобразований в виде

$$\frac{\rho_g \beta_g \phi}{p} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \left(-\rho_g \frac{\kappa_e^{(g)}}{\mu_g} \nabla p \right) = \phi \left[\frac{\rho_g \beta_g}{T} + \delta_h U \delta(T - T_{ph}) \right] \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (22)$$

где $U = (1 - \gamma)\rho_h - \rho_g \left(1 - \gamma \frac{\rho_h}{\rho_w} \right)$.

Множитель при $\partial p / \partial t$ в уравнении (22) отличается от аналогичного множителя, приведенного в [19] и содержащего лишнее слагаемое. При этом результаты в [19] получены с использованием правильного выражения (22).

Входящая в равенство (16) проницаемость для газа $\kappa_e^{(g)}$ находится из выражения (13).

Решение любой задачи о фазовом превращении газовых гидратов в пористой среде должно удовлетворять условию на поверхности фазового перехода. Для определения этого условия выберем элемент объема в виде тонкого прямоугольного параллелепипеда, заключающего в себе участок фазовой границы с точкой A на ней. Основания параллелепипеда площадью ΔS параллельны фазовой поверхности, а его высота равна Δn . Суммарная площадь боковых граней имеет второй порядок малости по сравнению с ΔS .

Составляя баланс массы газа в параллелепипеде с учетом разложения гидрата, находим условие на фазовой границе, нормаль к которой направлена в область с газогидратами,

$$\rho_g^A \left(v_n^{g+} - v_n^{g-} \right) \Big|_{n=n_A} - \phi \delta_h U \Big|_{n=n_A} \frac{dn}{dt} \Big|_{n=n_A} = 0, \quad (23)$$

свидетельствующее о положительном скачке скорости фильтрации газа на этой границе. Здесь: ρ_g^A — плотность газа в этой точке; v_n^{g+} — нормальная к поверхности составляющая скорости газа в области с газогидратом, v_n^{g-} — такая же скорость, но в области, где гидрат уже разложился; $(dn/dt)|_{n=n_A}$ — нормальная составляющая скорости движения фазовой поверхности в точке A .

Можно показать, что присутствие дельта-функции Дирака в правой части уравнения (22) обеспечивает автоматическое выполнение условия (23).

Действительно, примем, что в момент t в достаточно малой окрестности точки A на фазовой границе температура и давление фазового перехода везде одинаковы. В таких условиях имеем здесь $\nabla p = (\partial p / \partial n) \mathbf{n}$, откуда $\mathbf{v}_g = v_n^g \mathbf{n}$ и $\nabla \cdot (\rho_g \mathbf{v}_g) = \partial (\rho_g v_n^g) / \partial n$.

Проинтегрируем по нормали уравнение (22) в пределах от $n_A - \Delta n$ до $n_A + \Delta n$ при малом значении Δn . Или

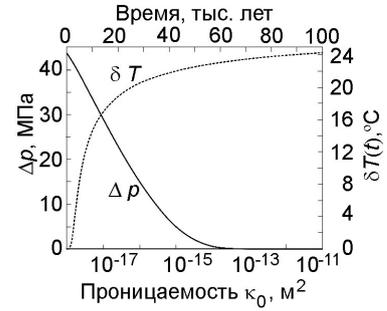


Рис. 4. Приращение температуры $\delta T(t)$ и изменение давления $\Delta p(\kappa_0)$ на нижней границе слоя.

$$\int_{n_A-\Delta n}^{n_A+\Delta n} \frac{\rho_g \beta_g \phi}{p} \frac{\partial p}{\partial t} dn + \int_{n_A-\Delta n}^{n_A+\Delta n} \frac{\partial}{\partial n} (\rho_g v_n^g) dn = \int_{n_A-\Delta n}^{n_A+\Delta n} \frac{\rho_g \beta_g \phi}{T} \frac{\partial T}{\partial t} dn + \int_{n_A-\Delta n}^{n_A+\Delta n} \phi U \delta_h \delta (T - T_{ph}) \frac{\partial T}{\partial t} dn, \quad (24)$$

Вследствие ограниченности их подынтегральных функций первый и третий интегралы стремятся к нулю при $\Delta n \rightarrow 0$. Вторым интеграл, очевидно, равен $J_2 = \rho_g^A (v_n^{g+} - v_n^{g-})$. В четвертом интеграле $\partial T / \partial t \geq 0$. Тогда имеем $\partial T / \partial t = -(\partial T / \partial n)(dn / dt)$, поскольку $dn / dt \geq 0$, а $\partial T / \partial n \leq 0$ при фазовом переходе гидрат метана — метан газ. Учитывая это, находим

$$J_4 = \int_{n_A-\Delta n}^{n_A+\Delta n} \phi U \delta_h \delta (T - T_{ph}) \frac{\partial T}{\partial t} dn = \int_{T(n_A+\Delta n)}^{T(n_A-\Delta n)} \phi U \delta_h \delta (T - T_{ph}) \frac{dn}{dt} dT = \phi U \Big|_{n=n_A} \delta_h \frac{dn}{dt} \Big|_{n=n_A}.$$

Подставляя J_2 и J_4 в равенство (24), получаем условие (23) на фазовой границе.

Температура T в выражении (22) находится при совместном с этим уравнением решении уравнения теплопроводности

$$\overline{\rho C_e} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T) = 0, \quad (25)$$

где $\overline{\rho C_e}$ определяется выражениями (6), (10) и (14).

Функции Хэвисайда и Дирака, входящие в выражения (6), (9)–(11), (13), (14) и (22), при вычислениях заменяются их сглаженными аналогами $\overline{\sigma}(T - T_{ph}, \Delta T)$ и $\overline{\delta}(T - T_{ph}, \Delta T)$, приведенными выше.

Приращение температуры на подошве слоя при $t > 0$ примем равным $\delta T(t)$. Таким образом, нижнее граничное условие представляет собой $T(z = 0) = T^0 + \delta T(t)$. Пористость ϕ будем считать постоянной во всем слое.

На рис. 4 показан график изменения приращения давления $\Delta p = p(z = 0) - p^0$ на нижней границе слоя (здесь давление газа максимально) в зависимости от κ_0 . Этот результат получен путем решения задачи (22), (25) с перебором значений κ_0 в диапазоне 10^{-18} – 10^{-11} м².

Как следует из рис. 4, в рассматриваемом нами случае, когда гидратонасыщенность в порах равна $\delta_h = 0.1$, а температура на подошве слоя возрастает как δT , приращение давления газа быстро понижается при возрастании проницаемости. Для наглядности некоторые его значения приведены в таблице.

Осадочные образования, слагающие верхние этажи разреза под дном Байкала и содержащие газовые гидраты, часто представлены неуплотненными песчано-глинистыми, алевроитовыми и глинисто-алевритовыми отложениями с добавками диатомитов в разных концентрациях [34]. Проницаемость таких осадков, как правило, достаточно высока и, вероятно, $\kappa_0 > 10^{-13}$ м² [19].

Полученные оценки, как указывалось выше, являются оценками сверху. Отсюда следует, что в осадках, подобных здесь описанным, аномальное давление, вызванное выделением свободного газа при разложении газогидратов, крайне мало при гидратонасыщенности $\delta_h = 0.1$ и его можно не учитывать при решении задачи фазового перехода гидрат метана — метан-газ в условиях среды с формирующимся флюидопроводником.

Представляется, что такое незначительное приращение давления газа не может быть причиной образования трещин в придонных осадках и, как следствие, проникновения по ним вниз озерной воды, охлаждающей осадки, как предполагают авторы работ [13, 14].

Термогидродинамический режим среды с подводным каналом в условиях разложения гидратов метана. Получив оценки сверхгидростатического давления газа при разложении гидратов метана в хорошо проницаемой пористой среде, не будем принимать во внимание влияние газа и ограничимся

Зависимость приращения давления газа от проницаемости

| κ_0 , м ² | 10^{-18} | 10^{-17} | 10^{-16} | 10^{-15} | 10^{-14} | 10^{-13} | 10^{-12} | 10^{-11} |
|-----------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| Δp , МПа | 43.756 | 29.034 | 15.0 | 4.954 | 0.602 | 0.0567 | 0.00565 | 0.000564 |

рассмотрением только изменений температуры и скорости фильтрации воды (как в процессе формирования флюидопроводника, так и после его завершения).

С учетом разложения гидрата метана, уравнение сохранения массы воды после преобразований и с учетом закона Дарси (15) (плотность воды ρ_w постоянна) представим в виде [19]

$$\beta_w S \frac{\partial p_w}{\partial t} + \nabla \cdot \left[-\frac{\kappa_e^{(w)}}{\mu_w} (\nabla p_w + \rho_w g \mathbf{e}_z) \right] = 0, \quad (26)$$

где коэффициенты β_w , S и $\kappa_e^{(w)}$ определяются выражениями (8), (10)—(12) и (19).

Как следует из уравнения (26), в нем нет дельта-функции Дирака $\delta(T - T_{ph})$, отражающей резко протекающие процессы при разложении гидратов метана. Это означает, что выделение воды практически не участвует в повышении давления в порах и, тем самым, не способствует образованию трещин в верхних частях осадочного разреза, как это предполагается в цитированных выше работах [12—14].

Для нахождения температуры в среде используем уравнение теплопроводности

$$\overline{\rho C_e} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T) = -\rho_w C_w \mathbf{v}_w \cdot \nabla T, \quad (27)$$

где объемная теплоемкость $\overline{\rho C_e}$ определяется из выражений (6), (14), а эффективная теплопроводность λ_e из уравнения (2).

Используем начальные условия (21) и для совместного решения уравнений (26) и (27).

Практически все граничные условия, указанные выше, сохраняются и для рассматриваемой задачи. Исключением является то, что скорость v_a в выражении (4) неизвестна. Чтобы выполнить моделирование теплового и фильтрационного режимов (в нашей постановке), эта скорость должна быть определена.

Для нахождения максимальной скорости воды, втекающей в канал снизу, и оценки возраста грязевого вулкана «Маленький» решим задачу (26) и (27), перебирая значения v_a . Для каждого значения этой скорости определим времена t_z и t_q после начала формирования канала, на которых достигаются минимальная глубина $h_{\min} = 150$ м фазовой границы на оси канала и величина кондуктивного теплового потока $q_{\max} = 165$ мВт/м² в центре кратера, соответственно.

На рис. 5 приведены рассчитанные графики зависимостей $t_z(v_a)$ и $t_q(v_a)$. Как следует из этого рисунка, времена t_z и t_q совпадают при $v_a = 7.7$ см/год. Такому значению скорости соответствует время $t_a = t_z = t_q = 5.5$ тыс. лет, имеющее смысл возраста грязевого вулкана.

Значения v_a и t_a получены без учета погрешностей измерения глубины BSR и теплового потока. Погрешности определения глубины сейсмической границы, располагающейся в первых сотнях метров под дном водоема, как правило, невелики и их можно не учитывать в нашем случае. Относительную погрешность измерения теплового потока его исследователи оценивают в пределах 10 % [13]. Для определенности примем, что абсолютная погрешность составляет $\Delta q = 15$ мВт/м² и в центре кратера значение теплового потока находится в диапазоне от $q_{\max}^{(-)} = q_{\max} - \Delta q = 150$ мВт/м² до $q_{\max}^{(+)} = q_{\max} + \Delta q = 180$ мВт/м². Для каждой скорости v_a этим значениям соответствуют $t_q^{(-)}$ и $t_q^{(+)}$. Кривые зависимостей $t_q^{(-)}$ и $t_q^{(+)}$ от v_a также приведены на рис.5. Пересечения этих кривых с кривой t_z дают возможность оценить погрешность определения как максимальной скорости втекающей в канал воды, так и возраста вулкана.

Как следует из рис. 5, канал образовался не ранее 6.4 тыс. лет и не позднее 5 тыс. лет тому назад. Наиболее вероятный возраст равен $v_a = 5.5$ тыс. лет. Максимальная скорость фильтрации воды в канале составляет $v_a = 7.7 \pm 1.4$ см/год.

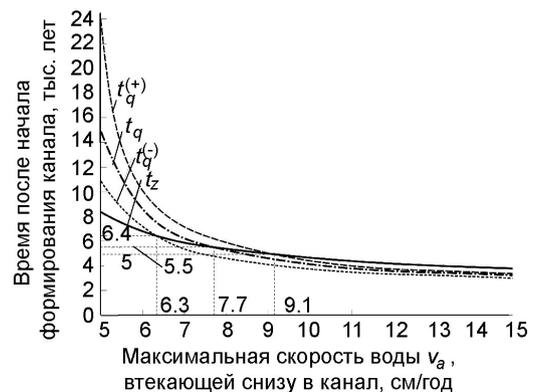


Рис. 5. Оценка возраста грязевого вулкана «Маленький» и скорости втекающей в канал воды.

t_z — время, требующееся для подъема нижней границы зоны стабильности газогидратов на оси вулкана до минимальной глубины $h_{\min} = 150$ м; t_q — время, необходимое для достижения кондуктивным тепловым потоком измеренного значения $q_m = 165$ мВт/м² в центре кратера; $t_q^{(-)}$ — время достижения потоком значения $q^{(-)} = q_m - \Delta q$, где $\Delta q = 15$ мВт/м² — возможная абсолютная погрешность измерения потока; $t_q^{(+)}$ — время достижения потоком значения $t_q^{(+)} = q_m + \Delta q$.

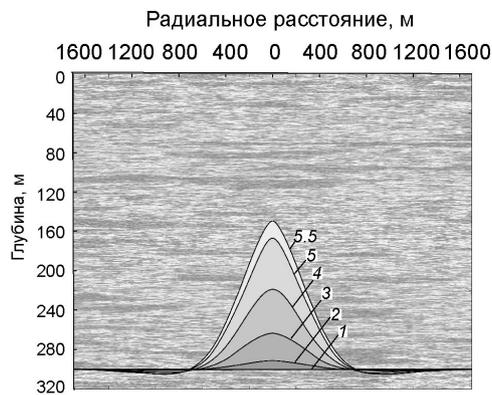


Рис. 6. Глубина нижней границы зоны стабильности гидратов метана в окрестности вулкана «Маленький». Индекс кривых — время с начала образования канала, тыс. лет. Чем светлее область, ограниченная кривой и линией $z = 300$ м, тем больше газа выделилось под нижней границей зоны стабильности при ее подъеме в ходе разложения газового гидрата.

ные не должны существенно влиять из-за пластичности осадочного вещества), то заданные значения теплового потока и глубины фазовой границы достигаются при возрасте разлома 4 ± 0.7 тыс. лет, амплитуды скорости воды v_a изменяются от 13 до 19 см/год, а наиболее вероятной является 15.5 см/год. Несмотря на довольно умозрительную модель пульсаций, принятую для оценки их влияния, и в этом случае грязевой вулкан вместе с подводным каналом является продуктом тектонических действий в голоцене.

Основные результаты выполненной работы состоят в следующем.

1) Построенная карта разломов фундамента и дополнительная интерпретация данных многоканального сейсмического профилирования позволили выбрать модель среды и ее параметры для численного моделирования термогидродинамических режимов грязевых вулканов в зоне древнего глубинного разлома в Южной впадине.

2) Показано, что ундулирующий характер BSR на линии B92-03 может быть объяснен, в принципе, наличием здесь тепловой конвективной ячейки. Однако поскольку такая картина с волнообразной BSR больше нигде в аналогичных геологических условиях на озере Байкал не наблюдается, ранее высказанная гипотеза о тектонической природе этого явления представляется более вероятной.

3) Путем численного решения одномерной задачи о фазовом переходе гидрат метана — метан-газ в слое осадков показано, что при проницаемости гидратсодержащих осадочных образований и скорости нарастания температуры на подошве слоя, характерных для района грязевых вулканов в Южной впадине Байкала, избыточное давление свободного газа, высвобождающегося в процессе фазового превращения гидрата, может быть крайне незначительным и его можно не учитывать при моделировании термогидродинамического режима вулкана и его окрестностей. Такое незначительное приращение давления газа не может также быть причиной образования трещин в придонных осадках и проникновения по ним вниз озерной воды, охлаждающей среду.

4) Установлено, что вода, выделяющаяся при разложении гидрата, при малом избыточном давлении газа ведет себя пассивно и не участвует в повышении давления в порах, тем самым не способствуя образованию трещин в верхних частях осадочного разреза.

5) Предложен способ оценки возраста грязевого вулкана и максимальной скорости воды, втекающей в канал снизу. Способ основан на решении задачи о фазовом превращении гидрата метана с перебором значений этой скорости. Оба искомым значения находятся, когда при одной и той же скорости рассчитанное время подъема фазовой границы до минимальной измеренной глубины на оси канала совпадает с временем достижения тепловым потоком измеренного максимального значения в центре

Таким образом, грязевой вулкан «Маленький» образовался в голоцене в результате неотектонических процессов.

Решение этой же задачи для нескольких значений длины канала H ($H = 1500, 2500, 4000$ м) показывает, что распределение давления и температуры в среде практически не зависит от длины канала. Оно определяется исключительно первоначальным положением фазовой границы и граничными условиями. Найденное значение $v_a = 7.7 \pm 1.4$ см/год объясняет его использование выше.

Эволюция геометрии зоны стабильности газовых гидратов, обусловленная изменениями температуры и давления при образовании канала в условиях фазового перехода гидрат метана — метан-газ, демонстрируется на рис. 6.

Если предположить, что на втекающий поток, обусловленный действием сдвиговых разломов, накладываются связанные с землетрясениями пульсации гармонического типа, то есть представить скорость воды, втекающей в канал снизу, как $v_b(r, t) = 0.5v_a [1 + \sin(\omega t)] F(r, t)$ при $\tau = 10 \tilde{T}$, $\omega = 2\pi/\tilde{T}$, $\tilde{T} = 100$ лет (землетрясения с очагами вблизи канала случаются на Байкале, по-видимому, достаточно редко, а удаленные

кратера. Этот способ может использоваться при решении аналогичных задач для любого грязевого вулкана, связанного с разложением газовых гидратов.

б) В рамках принятой модели (со скоростью фильтрации воды в канале, монотонно меняющейся во времени) показано, что грязевой вулкан «Маленький» образовался в голоцене не ранее 6.4 и не позднее 5 тыс. лет тому назад (наиболее вероятный возраст вулкана — 5.5 тыс. лет тому назад) при максимальной скорости фильтрации воды в канале 7.7 ± 1.4 см/год. Оценка, выполненная также для одного частного вида пульсирующего потока («учет» возможных землетрясений вблизи вулкана?!), не меняет вывода о молодом возрасте вулкана.

Литература

1. *Hutchinson D. R., Golmshtok A. Ya., Zonenshain L. P., Moore T. C., Scholz C. A., Klitgord K. D.* Depositional and tectonic framework of the rift basins of Lake Baikal from multichannel seismic data // *Geology*. 1992. V. 20, N. 7. P. 589—592.
2. *Зоненшайн Л. П., Гольмшток А. Я., Хатчинсон Д. Р.* Структура Байкальского рифта // *Геотектоника*. 1992. № 5. С. 63—77.
3. *Гольмшток А. Я., Дучков А. Д., Хатчинсон Д. Р., Ханукаев С. Б., Ельников А. И.* Оценки теплового потока на озере Байкал по сейсмическим данным о нижней границе слоя газогидратов // *Геология и геофизика*. 1997. № 38. С. 1677—1691.
4. *Golmshtok A. Y., Duchkov A. D., Hutchinson D. R., Khanukaev S. B.* Heat flow and gas hydrates of the Baikal Rift Zone // *Int. J. Earth Sci.* 2000. V. 89. P. 193—211.
5. *Sloan E. D. Jr., Koh C.* Clathrate Hydrates of Natural Gases. Third edition. N.Y.: CRC Press, 2007. 758 p.
6. *Yamano M., Uyeda S., Aoki Y. et al.* Estimates of heat flow derived from hydrates // *Geology*. 1982. V. 10 (7). P. 339—343.
7. *Kvenvolden K. A.* Gas hydrates — geological perspectives and global change // *Reviews of Geophysics*. 1993. V. 31. P. 173—187.
8. *Гинсбург Г. Д., Соловьев В. А.* Субмаринные газовые гидраты. СПб.: ВНИИОкеангеология, 1994. 199 с.
9. *Кузьмин М. И., Калмычков Г. В., Гелетий В. Ф.* и др. Первое обнаружение газогидратов в осадках озера Байкал // *Докл. РАН*. 1998. Т. 362, № 4. С. 541—543.
10. *Matveeva T. V., Mazurenko L. L., Soloviev V. A., Klerkx J., Kaulio V. V., Prasolov E. M.* Gas hydrate accumulation in the subsurface sediments of Lake Baikal (Eastern Siberia) // *Geo-Marine Letters*. 2003. N. 23/3—4. P. 289—299.
11. *De Batist M., Klerkx J., van Rensbergen P., Vanneste M., Poort J., Golmshtok A., Kremlev A., Khlystov O., Krinitsky P.* Active Hydrate Destabilization in Lake Baikal, Siberia // *Terra Nova*. 2002. V. 14(6). P. 436—442.
12. *Van Rensbergen P., De Batist M., Klerkx J., Hus R., Poort J., Vanneste M., Granin N., Khlystov O., Krinitsky P.* Sublacustrine mud volcanoes and methane seeps caused by dissociation of gas hydrates in Lake Baikal // *Geology*. 2002. V. 30. P. 631—634
13. *Vanneste M., Poort J., De Batist M., Klerkx J.* Atypical heat-flow near gas hydrate irregularities and cold seeps in the Baikal Rift Zone // *Marine and Petroleum Geology*. 2003. V. 19. P. 1257—1274.
14. *Klerkx J., De Batist M., Poort J., Hus R., Van Rensbergen P., Khlystov O., Granin N.* Tectonically controlled methane escape in Lake Baikal // *Advances in the geological storage of carbon dioxide: international approaches to reduce anthropogenic greenhouse gas emissions*. 2006. V. 65. P. 203—219.
15. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред. Ч. 2. М.: Мир, 1985. 360 с.
16. *Athy L. F.* Density, porosity and compaction of sedimentary rocks // *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.* 1930. V. 14. P. 1—24.
17. *Allen P. A., Allen J. R.* Basin Analysis. Principles and Applications. Oxford: Blackwell Scientific Publications, 2005. 549 p.
18. *Sultan N., Foucher J. P., Cochonat P., Tonnerre T., Bourillet J. F., Ondreas H., Cauquil E., Grauls D.* Dynamics of gas hydrate: case of the Congo continental slope // *Marine Geology*. 2004. V. 206. P. 1—18.
19. *Гольмшток А. Я.* Разломообразование и условия стабильности газовых гидратов в осадках озера Байкал // *Физика Земли*. 2014. № 4. С. 70—85.
20. *Scholz C. A., Hutchinson D. R.* Stratigraphic and Structural Evolution of the Selenga Delta Accommodation Zone, Lake Baikal Rift, Siberia // *Int. J. Earth Sci.* 2000. V. 89. P. 212—228.
21. *Дядин Ю. А.* Супрамолекулярная химия: клатратные соединения // *Соровский Образовательный Журнал*. 1998. № 2. С. 79—88.
22. *Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Насырова Л. А.* «Тепловой удар» в пористой среде, насыщенной газогидратом // *Доклады РАН*. 1999. Т. 366, № 3. С. 337—340.
23. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.—Л.: ГИТТЛ, 1940. 223 с.
24. *Bonacia C., Comini G., Fasano A., Primicerio M.* Numerical solution of phase-change problems // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1973. V. 16. P. 1825—1832.
25. *Kozeny J.* Ueber kapillare Leitung des Wassers in Boden // *Sitzungsber Akad. Wiss. Wien*. 1927. V. 136(2a). P. 271—306.
26. *Carman P.* Fluid flow through a granular bed // *Trans. Inst. Chem. Eng.* 1937. V. 15. P. 150—167.
27. *Лейбензон Л. С.* Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.—Л.: ОГИЗ, 1947. 244 с.
28. *Чекалюк Э. Б.* Термодинамика нефтяного пласта. М.: Недра, 1965. 236 с.
29. *Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М.* Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 208 с.
30. *Максимов А. М., Якушев В. С., Чувикин Е. Н.* Оценка возможностей выбросов газа при разложении газовых гидратов // *Докл. РАН*. 1997. Т. 352, № 4. С. 532—534.
31. *Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Сыртланов В. Р.* Автомодельная задача о разложении газогидратов в пористой среде при депрессии и нагреве // *Прикладная механика и техническая физика*. 1998. Т. 39, № 3. С. 111—118.
32. *Rice J. R., Cleary M. P.* Some basic stress-diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents // *Reviews of Geophysics and Space Physics*. 1976. V. 14. P. 227—241.
33. COMSOL Multiphysics . 2008. License No:1034054.
34. *Семинский К. Ж., Карабанов Е. Б., Кузьмин М. И.* Тектонические нарушения осадков озера Байкал (по материалам исследования бурового керна BDP-98) // *Геология и геофизика*. 2001. Т. 42, № 1—2. С. 308—318.

К статье *Богданов В. И., Малова Т. И. Проблемы современной концепции...*

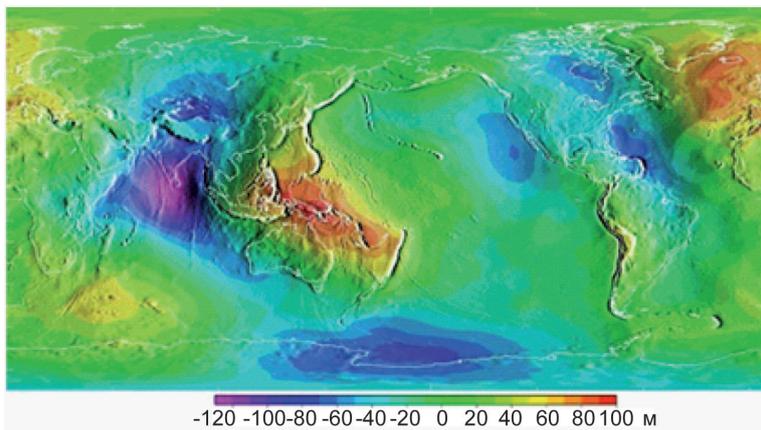


Рис. 3. Модель геоида Земли КА «GOCE» Европейского Космического Агентства [11].

К статье *Гольмиток А. Я. Многоканальное сейсмическое профилирование...*

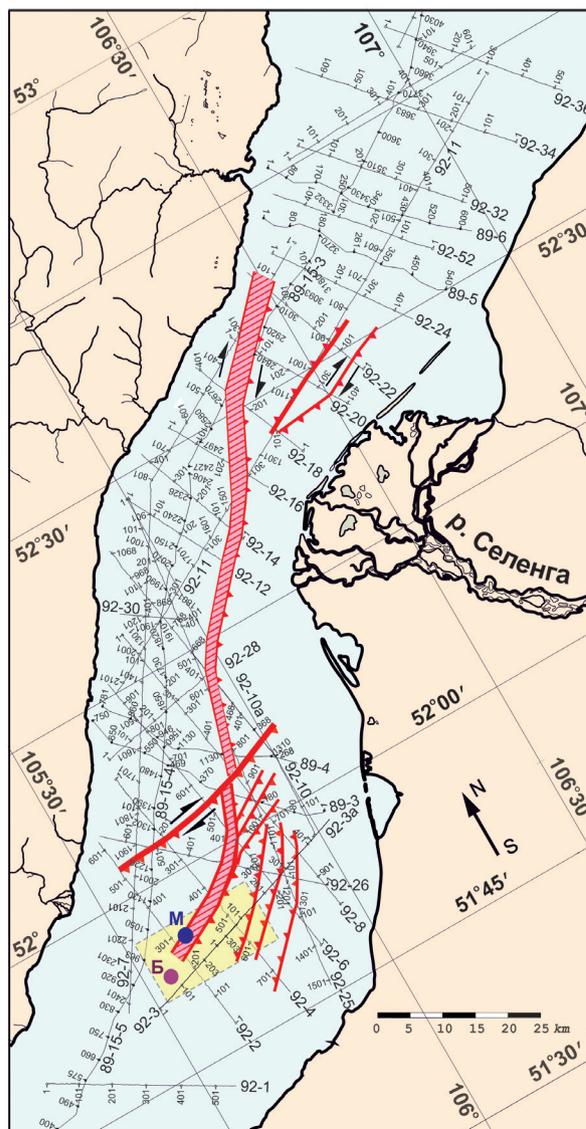


Рис. 1. Карта глубинных разломов фундамента на озере Байкал вблизи дельты р. Селенги. Малиновая заштрихованная полоса — уступ в рельефе поверхности фундамента, образованный древним разломом. Ограничивающая полоса красная линия — верхнее ребро уступа; красная линия с бергштрихами — нижнее ребро уступа с указанием направления падения сброса; черные полустрелки указывают направление смещения бортов сдвигового разлома; красные линии с бергштрихами — сбросы с указанием направления падения; синий кружок с литерой **М** — грязевой вулкан «Маленький»; фиолетовый кружок с литерой **Б** — грязевой вулкан «Большой»; тонкая линия с обозначением типа В92-4 — многоканальное сейсмическое профилирование; черточки на линиях с цифрами — пункты возбуждения упругих колебаний; светло-жёлтый прямоугольник — район детальных работ [12—14].

К статье Гольмиток А. Я. Многоканальное сейсмическое профилирование...

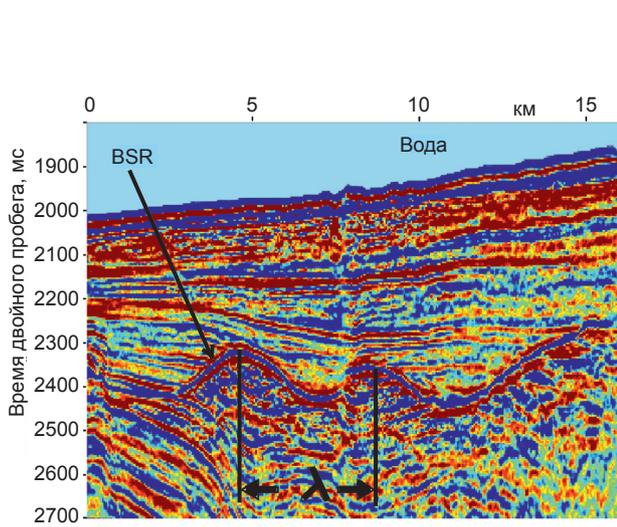


Рис. 2. Временной сейсмический разрез вдоль профиля В92-03 с ундулирующей BSR. λ — пространственная длина волн.

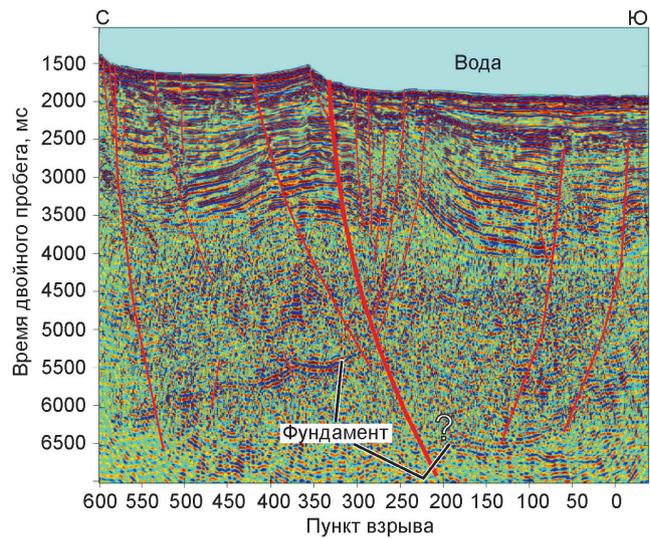


Рис. 3. Временной сейсмический разрез вдоль профиля В92-02. Красные линии — разломы.

К статье Эзау И. Н., Дэви Р. Эффекты, обусловленные...

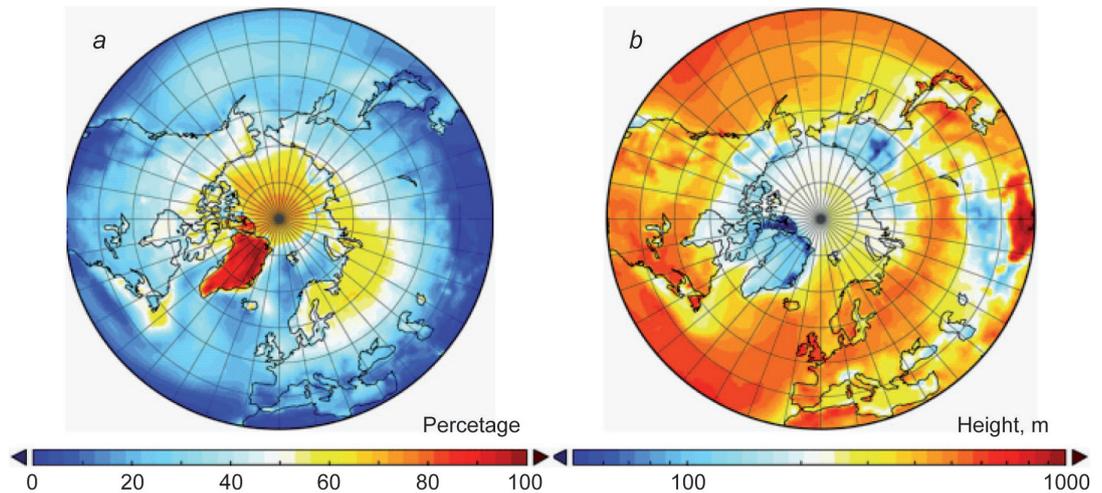


Fig. 2. Climatology of the stably stratified planetary boundary layer (SBL) for the period 1979-2014. *a* — frequency of occurrence of the SBL in the ERA-Interim reanalysis data given as a percentage of days with at least 12 hours with the negative (downward) surface sensible heat flux; *b* — the mean SBL depth, defined as $\bar{h} = 1/(\overline{1/h})$ only for the cases with the negative surface sensible heat flux.

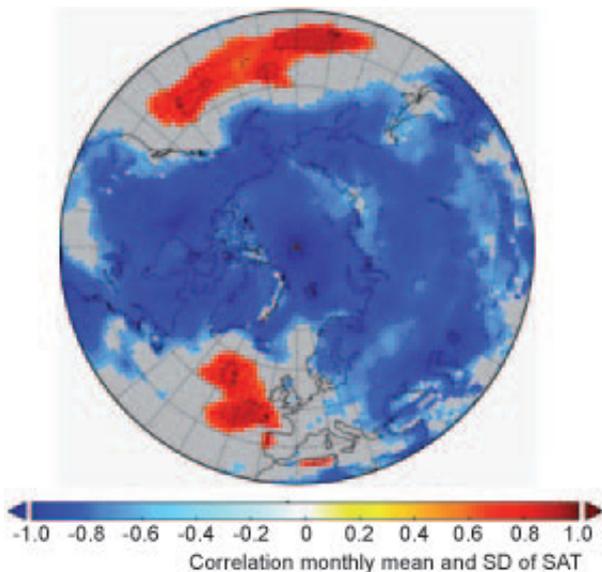


Fig. 3. The monthly intra-annual correlation of the SAT mean and the SAT standard deviation from ERA-Interim reanalysis over 1979—2014.