

УДК 551.2, 551.14, 532.5

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СКЛОНАХ ПОДНЯТИЙ

© 2024 г. А. А. Кирдяшкин¹, *¹Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,
просп. Академика Коптюга, д. 3, 630090 Новосибирск, Россия

*e-mail: aak@igm.nsc.ru

Поступила в редакцию 26.09.2023 г.

После доработки 14.04.2024 г.

Принята в печать 19.04.2024 г.

Проанализирована структура течения, создающегося в вязкой среде при постоянном угле наклона свободной поверхности склона поднятия. Определено поле скорости движения в высоковязком склоне поднятия в условиях горизонтального градиента давления, возникающего при уменьшении высоты склона по мере удаления от главного хребта. При постоянной динамической вязкости склона поднятия скорость течения в нем уменьшается с удалением от оси главного хребта. В этом случае склон поднятия находится в условиях сжимающих напряжений, следствием которых являются надрывы и складки сжатия. Растягивающие напряжения в склоне поднятия могут существовать при увеличении скорости движения в слое по мере удаления от оси главного хребта. Скорость течения может возрастать с уменьшением вязкости в слое по мере удаления от главного хребта. Распределение вязкости на подошве склона поднятия при удалении от оси главного хребта поднятия определено из условия существования растяжения в склоне поднятия. Представлены выражения и оценены величины сил, вызывающих образование разрыва между блоками склона поднятия. Получено соотношение, представляющее условие образования разрыва между блоками. Образование разрывов определяется изменением вязкости вдоль склона поднятия и изменением скорости течения в нем. При разрыве между блоками возникают свободные вертикальные границы блоков. Движение в высоковязкой среде при образовании свободной вертикальной границы блока исследовано экспериментально при истечении жидкости из прямоугольного сосуда. В экспериментах выявлено два режима истечения: (i) режим постоянной толщины слоя жидкости; (ii) режим уменьшающейся толщины слоя. На основе экспериментального моделирования оценено время первого периода после образования разрыва поднятия и свободного объема между блоками, когда высота слоя (склона) практически постоянная и возрастает горизонтальный размер слоя. Рассмотрен процесс заполнения свободного пространства между блоками высоковязким материалом склона. Как показывает моделирование, скорость заполнения свободного объема между расходящимися блоками склона поднятия много больше скорости образования свободного объема между ними. Определены параметры блоков склонов поднятия (вязкости блоков, высоты склона, скорости течения, силы, действующие на блоки). Представлено изменение структуры поверхности склона поднятия во времени. Наблюдается качественное соответствие результатов моделирования с профилем склона поднятия северо-западного Кавказа.

Ключевые слова: склон поднятия, высоковязкая жидкость, горизонтальный градиент давления, скорость течения, свободная поверхность склона, гравитационная сила, блоковая структура, хребет

DOI: 10.31857/S0016853X24020029, EDN: EBCWBVY

ВВЕДЕНИЕ

Исследование строения различных слоев Земли, их истории, движущих сил, обуславливающих их развитие, осуществляется при знании конечных граничных условий в верхнем (коровом) слое, полученных геологическими, геофизическими и геохимическими методами. Это означает, что исследования строения Земли тесно связаны с решением обратных задач, для которых известны только конечные граничные условия, то есть эти исследования связаны с изучением истории раз-

вития Земли. Основополагающими являются знания, полученные при изучении истории развития Земли по сохранившимся следам происходивших ранее процессов и при комплексном исследовании их взаимосвязей.

Устойчивое состояние дневной поверхности имеет место, когда литостатическое давление на фиксированной глубине постоянно по горизонтали, то есть при отсутствии горизонтального градиента давления. Поднятия поверхности образуются под действием локализованных сил, направленных вертикально вверх.

На существование таких сил указывал В.В. Белоусов [1]. Они возникают в мантии в местах существования локальных каналов с пониженной вязкостью и повышенной интенсивностью тепловых потоков. В.В. Белоусов оценивал понижение вязкости в этих локализованных областях на несколько порядков по сравнению с окружающей мантией. В настоящее время такие локализованные области (каналы) названы каналами плюмов [4, 34].

Таким образом, В.В. Белоусов предсказал существование мантийных плюмов и указал, что они ответственны за существование поднятий на поверхности Земли [1]. Это термохимические плюмы, которые зарождаются на границе ядро–мантия в областях повышенной концентрации химических добавок, понижающих температуру плавления мантийного вещества [4, 34].

В зависимости от тепловой мощности, подводимой на подошве плюма, плюм может не выйти на дневную поверхность или может выйти на поверхность при различных режимах излияния расплава [6]. Вертикальные локализованные силы создаются термохимическими плюмами, не вышедшими на поверхность и имеющими тепловую мощность $N < 1.38 \cdot 10^{10}$ Вт [5, 7].

В работах [30, 32, 35, 36, 44] на основании геологических данных показано, что образование поднятий земной поверхности вызывается подъемом мантийных плюмов. Наибольшая высота плато, связанных с горячими точками на континентах, может составлять 800–4000 м [44]. Вместе с процессами рифтогенеза и крупными магматическими провинциями поднятия поверхности представляют собой один из главных индикаторов плюмовой активности [35].

Поднятие поверхности над плюмами приводит к горизонтальным девиаторным напряжениям, которые могут ускорить значительное растяжение континента [41]. Подъем плюмов к литосфере может приводить к континентальному рифтогенезу [44]. При этом трансконтинентальный рифтогенез характеризуется связью магматизма со сводовыми региональными и локальными поднятиями, которые контролируются мантийными плюмами [2, 37].

Процесс образования поднятия в континентальной и океанической областях может быть исследован с использованием теоретического анализа, численного и лабораторного моделирования [31, 33, 39–41, 43]. Проводятся измерения подъема и оседания свободной поверхности, вызванных проникновением низковязкого, плавучего плюма к основанию модельной литосферы [39].

В численных моделях взаимодействия головы плюма с континентальной литосферой вводится расслоенная литосфера со сложной реологией [29, 40]. При этом плюм представляется как восходящий конвективный поток нагретого материала, без определения тепловой мощности источника плюма на границе ядро–мантия [29, 34, 40, 42, 45].

Расплав в канале плюма имеет более высокую температуру, чем окружающий массив. Поэтому под кровлей плюма, не вышедшего на дневную поверхность, создается сверхлитостатическое давление ΔP . Оно имеет величину $\Delta P = 2.8 \cdot 10^8$ Па = 2.8 кбар [5]. Под воздействием сверхлитостатического давления создается вертикально направленное течение в высоковязком массиве над кровлей плюма и образуется поднятие дневной поверхности над каналом плюма, не вышедшего на поверхность и остановившегося в литосфере или коре [5, 7].

В зависимости от глубины расположения кровли плюма, не вышедшего на поверхность, изменяется горизонтальный размер основания поднятия поверхности, образовавшегося над плюмом: с уменьшением глубины залегания кровли плюма уменьшается размер основания поднятия. Под воздействием семейств плюмов, не вышедших на поверхность, могут образовываться крупные поднятия (горные хребты и плато) [7].

В нашей модели, согласно которой семейства плюмов, не вышедших на поверхность, ответственны за образование поднятий, хребет Кавказ может представлять собой поднятие дневной поверхности над плюмами. Кровли плюмов расположены на глубине ~30 км, количество таких плюмов ~8–10 [5].

Угол между горизонтальной плоскостью и плоскостью, проведенной по склону поднятия, составляет ~4°. Согласно расчетам, общая протяженность поднятия, образованного группой плюмов, равна 1000–1200 км, максимальная высота поднятия составляет 4700 м, горизонтальный размер основной части склона поднятия ~70–80 км [5], эти значения близки к параметрам поднятия Кавказа [1, 28].

Вопросы взаимосвязи геологической структуры и рельефа всегда были одними из ключевых в исследованиях строения и геологической истории Кавказа.

При рассмотрении структуры и рельефа Кавказа Л.И. Маруашвили [9] отмечал, что на северном склоне Западного Кавказа между продольными депрессиями возвышаются три моноклинальных

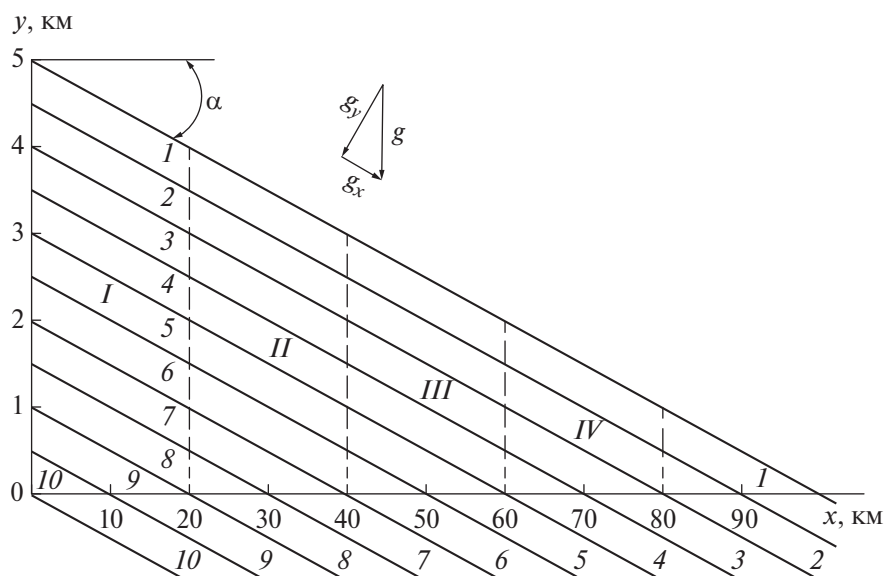


Рис. 1. Схема склона поднятия.

Обозначено: 1–10 – номера слоев, слагающих склон поднятия; I–IV – блоки склона поднятия

продольных хребта, причем эти хребты ассиметричны, имеют более крутой южный склон и полого снижаются к северу.

Для поднятия Кавказа характерно сложное распределение обстановок растяжения и сжатия во времени и пространстве [10, 13–15].

При выборе тектонической концепции для объяснения истории новейшего этапа необходимо учитывать широкое распространение структур, образование которых связано с продольным и поперечным растяжением мегасвода Большого Кавказа [13]. Согласно [10], северные склоны Западного Кавказа могут находиться в состоянии растяжения.

В настоящей статье представлены результаты теоретического и экспериментального моделирования движений на склонах поднятия, вызывающих образование хребтов, оси которых параллельны оси главного хребта.

Целью нашего исследования является определение природы сил, вызывающих движение, и условий образования хребтов на склонах поднятия, в которые входит определение:

- поля скорости движения высоковязкого склона поднятия в условиях горизонтального градиента давления;
- закономерности распределения вязкости на подошве склона поднятия при удалении от главного хребта поднятия, при котором наблюдается растяжение в склоне поднятия;
- условий образования блоковой системы в склоне поднятия;

– процессов заполнения свободного объема между блоками;

– изменения свободной поверхности поднятия во времени, приводящего к образованию структур по типу хребтов на склоне поднятия.

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В СЛОЕ С НАКЛОННОЙ КРОВЛЕЙ В УСЛОВИЯХ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Согласно модели [5, 7], поднятие над плюмом, не достигшим поверхности, образуется в результате гидродинамического воздействия сверхлитостатического давления на массив над кровлей плюма, остановившегося в литосфере. Горизонтальный размер основной части поднятия X_1 возрастает с увеличением глубины залегания кровли плюма Y по линейному закону: $X_1 = 2Y$.

Расчеты для глубины залегания кровли плюма $Y = 30$ км показывают, что горизонтальный размер основной части поднятия $X_1 = 63$ км для времени $t = 3–15$ млн лет, и тангенс угла склона поднятия $\operatorname{tg} \alpha = 0.075$ для наибольшей высоты поднятия поверхности над плюмом $h_{\max} = 4.7$ км [5].

Проанализируем геодинамические процессы в склоне поднятия, сформированного плюмом, рассматривая в качестве модели склона поднятия слой вязкой ньютоновской жидкости с наклонной верхней границей. Представлена схема поднятия в плоскости, нормальной к оси главного хребта (рис. 1).

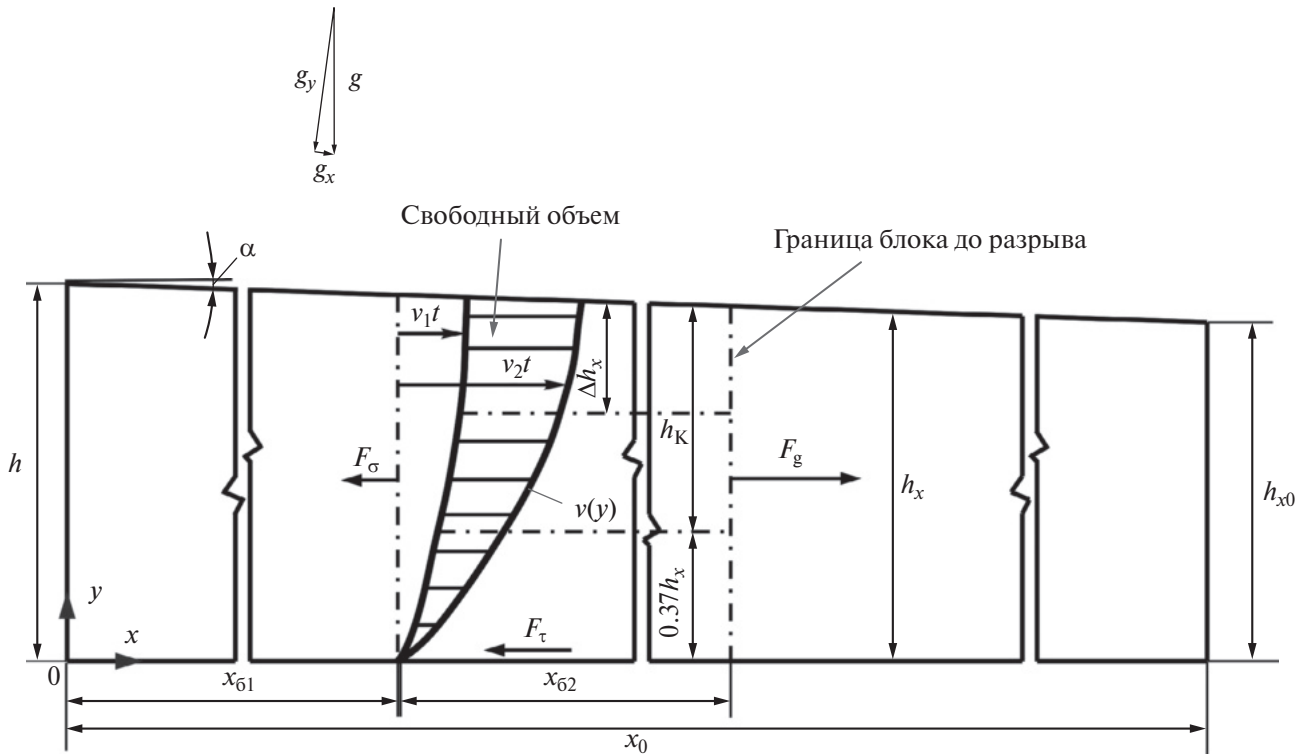


Рис. 2. Схема течения в склоне поднятия и силы, действующие на блок склона поднятия в период образования разрыва между блоками.

Обозначено: $x_{б1}$ и $x_{б2}$ – длина блоков; $v_1 t$ и $v_2 t$ – размеры свободного объема между блоками, образующегося за время t

Угол наклона свободной поверхности склона поднятия равен α . Вектор силы тяжести (g) есть сумма векторов: нормального к поверхности склона (g_y) и вдоль поверхности склона (g_x). По мере удаления от вертикальной плоскости, проходящей через главный хребет ($x=0$), происходит уменьшение литостатического давления на основании поднятия ($y=0$).

Таким образом, существует горизонтальный градиент давления в склоне поднятия. При наличии горизонтального градиента давления в высоковязком слое (склоне поднятия) создаются горизонтальные движения. Эти течения возникают при сколь угодно малом горизонтальном градиенте давления без порога устойчивости.

Согласно В.В. Белоусову [1], в задачи геотектоники входит определение закономерностей развития структурообразующих движений во времени и пространстве. Обратимся к закономерностям развития структурообразующих движений в склоне поднятия, которые определяются гравитационными силами в слое поднятия с наклонной верхней (свободной) границей в условиях горизонтального градиента давления.

Рассмотрим течение, создающееся в вязкой среде при постоянном угле наклона свободной

поверхности слоя (склона поднятия) $\alpha = \text{const}$ (см. рис. 1, рис. 2), где

$$\alpha = \arctg[(h - h_{x0})/x_0], \quad \text{tg} \alpha = (h - h_{x0})/x_0, \quad (1)$$

где h – толщина слоя при $x=0$, h_{x0} – толщина слоя при значении горизонтальной координаты $x=x_0$ (см. рис. 2).

Толщина слоя h_x уменьшается по мере удаления x от его торца, имеющего координату $x=0$:

$$h_x = h - [x(h - h_{x0})/x_0]. \quad (2)$$

Литостатическое давление в слое

$$P(x, y) = \rho g (h_x - y), \quad (3)$$

где ρ – плотность вещества слоя, g – гравитационное ускорение, y – вертикальная координата. Давление на основании слоя (при $y=0$): $P_0 = \rho g h_x$.

Согласно соотношениям (2) и (3), горизонтальный градиент давления в слое при $y=0$ равен:

$$dP(x, 0)/dx = -\rho g (h - h_{x0})/x_0. \quad (4)$$

В области $0 \leq y \leq h - h_{x0}$ горизонтальный градиент давления dP/dx имеет постоянное значение. При $y > h - h_{x0}$ величина горизонтального градиента давления изменяется от $\rho g (h - h_{x0})/x_0$ до значений, близких к нулю. У свободной поверхности

слоя в качестве первого приближения примем величину градиента давления в слое $dP/dx = \text{const}$ для малого угла наклона свободной поверхности.

При малом угле наклона $\alpha = \text{const}$ свободной верхней границы слоя в первом приближении можно принять, что профиль скорости течения в слое автомоделен для различных x .

При больших значениях динамической вязкости η и при малых скоростях течения v , и, следовательно, при малых значениях критерия Рейнольдса $Re = \rho v h / \eta$ (при так называемом ползущем течении) можно пренебречь инерционными членами в уравнении движения [27].

Тогда уравнение движения имеет вид:

$$\eta(d^2v/dy^2) = dP/dx, \quad (5)$$

где динамическая вязкость η имеет размерность $(\text{Н} \cdot \text{с})/\text{м}^2$. Граничные условия к уравнению (5):

$$\begin{aligned} v &= 0 \text{ при } y = 0; \\ dv/dy &= 0 \text{ при } y = h_x. \end{aligned} \quad (6)$$

С учетом соотношения (4) решение уравнения (5) с граничными условиями (6) имеет вид:

$$\frac{dv}{dy} = \frac{\rho g(h - h_{x_0})}{\eta x_0} (h_x - y), \quad (7)$$

$$v = \frac{\rho g(h - h_{x_0})}{\eta x_0} \left(h_x y - \frac{y^2}{2} \right). \quad (8)$$

Максимальное значение скорости течения v_{max} достигается при $y = h_x$:

$$v_{\text{max}} = \frac{\rho g(h - h_{x_0}) h_x^2}{2\eta x_0}. \quad (9)$$

Учитывая равенство (9), представим соотношение (8) в безразмерных значениях скорости $\bar{v} = v/v_{\text{max}}$ и координаты $\bar{y} = y/h_x$:

$$\bar{v} = 2\bar{y} - \bar{y}^2. \quad (10)$$

Значение безразмерной скорости \bar{v} , усредненное по \bar{y} :

$$\bar{v}_{\text{cp}} = \frac{1}{\bar{y}} \int_0^1 \bar{v} d\bar{y} = 2/3.$$

Тогда с учетом соотношения (9) среднее значение скорости течения по толщине слоя h_x равно:

$$v_{\text{cp}} = (2/3)v_{\text{max}} = \rho g(h - h_{x_0}) h_x^2 / 3\eta x_0. \quad (11)$$

Касательное напряжение (напряжение трения) на подошве слоя при $y = 0$ равно:

$$\tau_0 = \eta(dv/dy)_{y=0}. \quad (12)$$

Используя соотношения (7) и (12), находим:

$$\tau_0 = \rho g(h - h_{x_0}) h_x / x_0. \quad (13)$$

Для $\rho = 2900 \text{ кг/м}^3$, $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, $h = 5 \cdot 10^3 \text{ м}$, $h_{x_0} = 10^3 \text{ м}$, $h_x = 4.5 \cdot 10^3 \text{ м}$ и $x_0 = 8 \cdot 10^4 \text{ м}$ из соотношения (12) получаем $\tau_0 = 6.4 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$. Для $h_x = 1.5 \cdot 10^3 \text{ м}$ и при тех же самых значениях остальных параметров $\tau_0 = 2.13 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$.

ВЯЗКОЕ ТЕЧЕНИЕ В СКЛОНЕ ПОДНЯТИЯ

Как следует из соотношения (13), касательное напряжение τ_0 зависит от толщины слоя h_x , но не зависит от вязкости. Согласно соотношениям (8) и (9), при $\eta = \text{const}$ скорость течения уменьшается с уменьшением толщины слоя h_x . Таким образом, переходя к рассмотрению склона поднятия, следует отметить, что при постоянной динамической вязкости слоя (склона поднятия) скорость течения падает с удалением от оси главного хребта. В этом случае склон поднятия находится в условиях сжимающих напряжений, следствием которых являются надвиги и складки сжатия.

По данным Е.Е. Милановского [10], использованного геофизические данные о толщинах земной коры при рассмотрении образования и развития тектонических структур Кавказа, для северных склонов Кавказа может быть характерным значительное преобладание зон растяжения (рис. 3).

Е.Е. Милановский [10] относит зоны растяжения на северных склонах Кавказа к различным фазам позднеорогенной стадии или ко всей позднеорогенной стадии. Растягивающие напряжения в склоне поднятия могут существовать при увеличении скорости движения в слое (склоне) по мере удаления от оси главного хребта. Скорость течения может возрастать с уменьшением вязкости в слое по мере увеличения x , то есть по мере удаления от главного хребта, что следует из соотношений (8) и (9).

Оценим, при каких значениях коэффициента динамической вязкости η максимальная скорость v_{max} будет постоянной. Представим соотношение (2) в виде

$$h_x = h(1 - \varepsilon \bar{x}), \quad (14)$$

где безразмерная величина $\varepsilon = (h - h_{x_0})/h$ и безразмерная координата $\bar{x} = x/x_0$.

Для Кавказа принимаем $h = 5 \cdot 10^3 \text{ м}$, $x_0 = 8 \cdot 10^4 \text{ м}$ и $h_{x_0} = 10^3 \text{ м}$, и тогда $\varepsilon = 0.8$ и $h_x = h(1 - 0.8\bar{x})$. Согласно соотношению (9), максимальная скорость

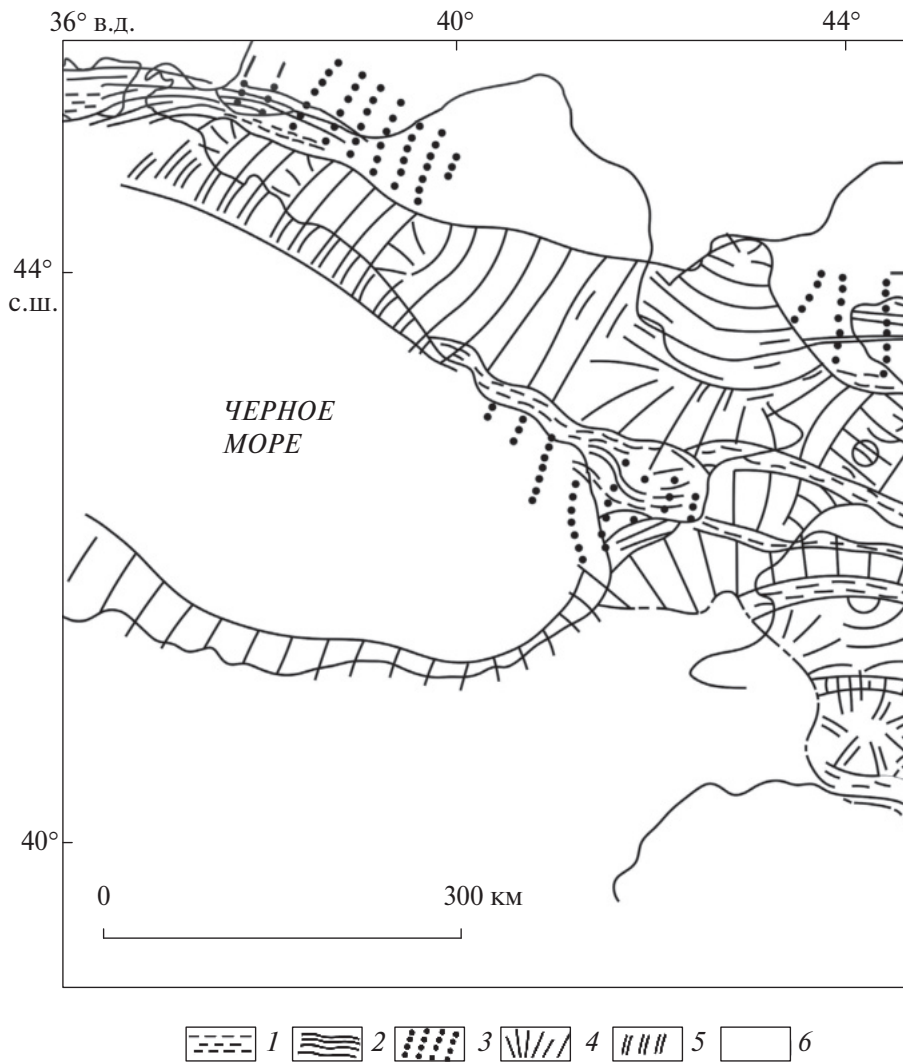


Рис. 3. Положение зон растяжения и сжатия в верхних горизонтах земной коры Западного Кавказа на позднеорогенной стадии (по данным [10], с изменениями).

1–2 – зоны сжатия в позднеорогенной стадии: 1 – первая фаза, 2 – вторая и третья фазы;
 3–5 – зоны растяжения в позднеорогенной стадии (показана ориентация осей растягивающих напряжений): 3 – первая фаза, 4 – вторая и третья фазы; 5 – зоны особенно сильного растяжения во второй и третьей фазах;
 6 – зоны отсутствия (или слабые проявления) растяжения и сжатия

течения для склона Кавказа v_{\max} будет постоянной при

$$\eta = \eta_0 (1 - \varepsilon \bar{x})^2, \quad (15)$$

где η_0 – вязкость при $\bar{x}=0$.

Как следует из равенства (15), вязкость склона должна уменьшаться от значения η_0 на оси главного хребта (при $\bar{x}=0$) до величины $0.04\eta_0$ при $\bar{x}=1$ ($x=x_0$), т.е. вязкость склона должна уменьшаться в 25 раз. В этом случае скорость v_{\max} будет постоянной.

Таким образом, для того, чтобы северный склон Кавказа находился в условиях растяжения, необходимо уменьшение вязкости η более чем

в 25 раз по сравнению с вязкостью у подошвы склона главного хребта (при $\bar{x}=0$).

Рассмотрим возможные причины, вызывающие уменьшение вязкости склона поднятия по мере удаления от оси главного хребта. Поднятие возникает над кровлей термохимического плюма, не вышедшего на поверхность [7]. Склон поднятия представлен в виде слоистой структуры, которая была и до образования поднятия (см. рис. 1).

Толщина каждого слоя равна 500 м. Подошва каждого из слоев находится под литостатическим давлением $P_n = \rho g H_n$, где n – номер слоя ($n=1, 2, \dots, 10$) и глубина залегания подошвы n -го слоя $H_n = 5 \cdot 10^2 n$ м.

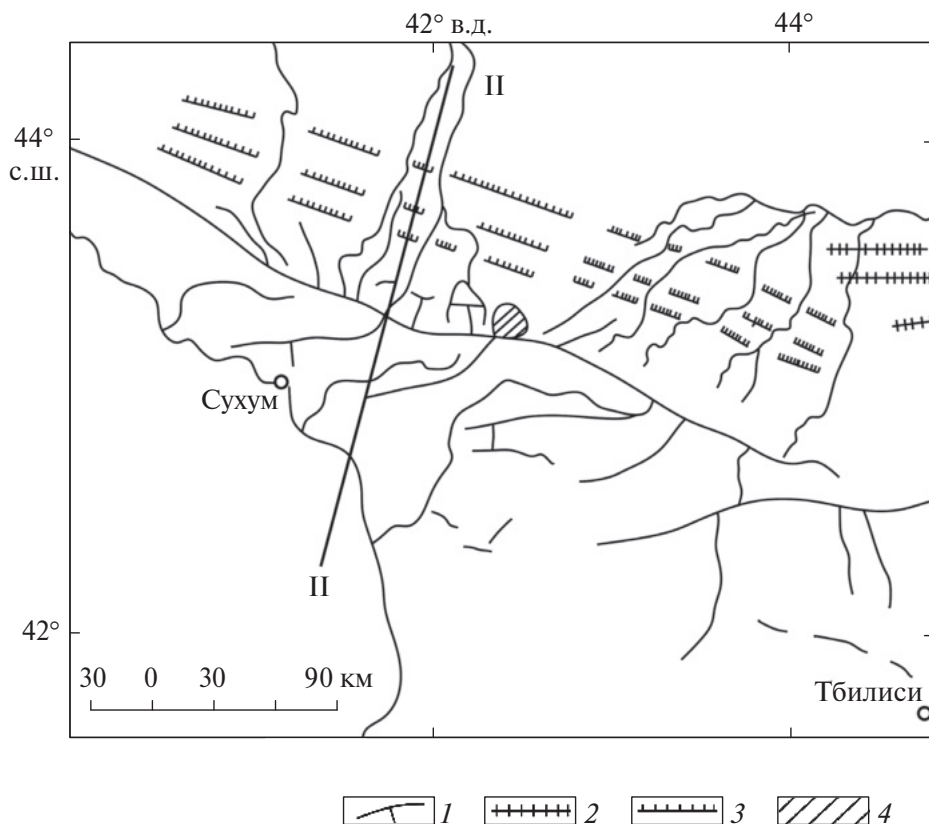


Рис. 4. Положение хребтов северо-западного склона поднятия Кавказа (по данным [9], с изменениями).

Линия разреза по II–II (с использованием данных [23]). Разрез по линии II–II приведен на рис. 9.

1 – главные хребты эпейрогенно-эрозионного происхождения, не находящиеся в правильной связи со складками;
2–3 – хребты: 2 – антиклинальные, 3 – моноклинальные;
4 – вулканические сооружения четвертичного возраста

Давление на подошве каждого слоя постоянное, поэтому для $n=1$ (самого верхнего слоя) литостатическое давление на подошве $P_1 = 5 \cdot 10^2 \rho g$, для $n=10$ (самого нижнего слоя) имеем $P_{10} = 5 \cdot 10^3 \rho g$, т.е. $P_{10} = 10P_1$.

При удельном геотермальном тепловом потоке $q = 0.055$ Вт/м² перепад температуры между слоями с номерами $n=1$ и $n=10$ будет $\Delta T = qH_0/\lambda = 82.5^\circ\text{C}$ для величины $H_0 = 45 \cdot 10^2$ м и коэффициента теплопроводности $\lambda = 3$ Вт/м \cdot °С.

Таким образом, на подошве слоя с номером $n=10$ литостатическое давление $P_{10} = 10P_1$, температура слоя с номером $n=10$ отличается на $\Delta T = 82.5^\circ\text{C}$ от температуры слоя с номером $n=1$. Такой уровень изменения температуры не может вызвать большого изменения вязкости в слоях $n=1$ и $n=10$.

Вероятно, причиной изменения вязкости слоев является давление, которое, как показано выше, между слоями 1 и 10 отличается на порядок. Слой, находящийся под большим давлением, уплотняется и структурно изменяется и по этой причине увеличивается вязкость. Кроме того, вязкость сло-

ев может изменяться из-за различного химического состава и структуры пород слоев.

На северном склоне западного Кавказа, помимо главного хребта, существует система трех моноклинальных хребтов, оси которых параллельны главному хребту. Оси этих хребтов – Скалистого, Пастбищного и Лесистого – расположены соответственно в среднем на расстоянии 40, 52 и 70 км от оси главного хребта [9] (рис. 4).

Образование таких хребтов указывает на разрыв течения склона поднятия. В рассматриваемом случае разрывы течения разделяют склоны поднятия главного хребта на четыре блока с образованием трех указанных хребтов. Модельный склон поднятия условно разделен на четыре равных по длине блока (I–IV) (см. рис. 1).

Каждый блок имеет основанием поднятия слой со своими номерами (см. рис. 1):

- I – $n=10$ и $n=9$;
- II – $n=8$ и $n=7$;
- III – $n=6$ и $n=5$;
- V – $n=4$ и $n=3$.

Показан профиль скорости течения в склоне поднятия $v(y)$, определенный по соотношению (8) (см. рис. 2). Наибольший градиент скорости dv/dy существует вблизи основания склона (при $y=0$). Поэтому наибольшее влияние на величину скорости течения оказывает коэффициент динамической вязкости η при $y=0$.

Северные склоны поднятия Кавказа могут находиться в состоянии растяжения [10]. Как указывалось ранее, для реализации этого состояния скорость течения в склоне поднятия должна возрастать по мере удаления от главного хребта, что возможно с уменьшением вязкости по мере увеличения горизонтальной координаты x согласно соотношениям (8) и (9). Величина уменьшения вязкости должна соответствовать условиям растяжения в склоне поднятия.

Для блока I скорость течения в основном зависит от величины вязкости слоев $n=9$ и $n=10$, являющихся его основанием и находящихся при наибольшем давлении по сравнению со слоями $n=3$ и $n=4$, лежащих в основании блока IV (см. рис. 1).

Разломы на склонах поднятия указывают на вязкоупругие реологические свойства склона поднятия. Рассмотрим влияние вязких и упругих свойств среды на движение в склоне поднятия. В случае деформации сдвига, вызванной касательным напряжением τ_y , для упругого состояния характерна линейная зависимость указанного касательного напряжения от относительной деформации $d\xi/dy$:

$$\tau_y = \mu(d\xi/dy), \quad (16)$$

где μ – модуль сдвига (Н/м^2), ξ – смещение в направлении оси x . Это закон Гука для упругого тела.

В случае линейной упругости (при растяжении) связь между нормальными напряжениями σ и относительным удлинением $d\xi/dx$ в направлении силы имеет вид

$$\sigma = E(d\xi/dx), \quad (17)$$

где E – модуль Юнга, ξ – линейная деформация.

Для вязкой (ньютоновской) жидкости характерна зависимость касательного напряжения τ_b от скорости деформации:

$$\tau_b = \eta(dv/dy), \quad (18)$$

где скорость деформации $v = d\xi/dt$, t – время. Это закон Ньютона для вязкой жидкости.

На склоне поднятия при наличии горизонтального градиента давления вязкие деформации не

имеют порога устойчивости, то есть проявляются при сколь угодно малых и сколь угодно больших градиентах давления. Упругие же деформации имеют порог устойчивости. Если величина напряжения превышает предел прочности (критическое нормальное напряжение $\sigma_{кр}$, критическое касательное напряжение $\tau_{y,кр}$), то тело разрушается. Нарушается сплошность среды, что выражается в образовании разрыва или разлома (в зависимости от вида деформации).

При наличии сил, действующих на вязкоупругое тело, при возрастании вязкой деформации будет увеличиваться и упругая деформация до ее предельного значения, до образования разрыва или разлома. Возникает блоковая структура, разделенная нарушениями сплошности массива. Итак, наличие порога устойчивости при упругой деформации и отсутствие порога устойчивости при вязкой деформации являются причинами образования блоковой структуры в процессе движения вязкоупругого массива.

Движение склона поднятия происходит под действием горизонтального градиента давления, возникающего при уменьшении высоты склона по мере удаления от главного хребта и уменьшении вязкости от η_0 при $\bar{x}=0$ до $\eta < 0.04\eta_0$ при $\bar{x}=1$.

При слоистости поднятия основание каждого блока представляют слои, различающиеся по вязкости. Средняя скорость течения каждого блока различная, увеличивающаяся по мере удаления блока от главного хребта. Упругие свойства разрыва будут проявляться по границам блоков.

На северном склоне Кавказа в его западном крыле имеется главный хребет и три хребта, протягивающиеся параллельно ему (см. рис. 4). Поэтому будем рассматривать структуру склона поднятия, состоящего из четырех блоков, принимая средний горизонтальный размер блока $x_6 = 2 \cdot 10^4$ м (20 км) (см. рис. 1). Рассмотрим условия, при которых происходит разрыв между блоками склона поднятия.

УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ РАЗРЫВА МЕЖДУ БЛОКАМИ СКЛОНА ПОДНЯТИЯ

Представлена схема блока, находящегося в условиях растяжения, с действующими на него силами в период образования разрыва (см. рис. 2). На блок склона поднятия в период образования разрыва действуют следующие силы. На левую границу блока действует сила упругой деформации разрыва F_σ , сдерживающая движение блока,

$$F_{\sigma} = h_x \sigma_{кр}, \quad (19)$$

где $\sigma_{кр}$ – критическое значение нормального напряжения, которое принимаем равным $\sigma_{кр} = 6 \cdot 10^6$ Н/м² [3]. Величина силы F_{σ} уменьшается с уменьшением высоты склона от $h_x = 5 \cdot 10^3$ м на оси главного хребта до $h_x = 1.5 \cdot 10^3$ м. Уменьшение высоты h_x происходит в соответствии с соотношением (2).

Гравитационную (движущую) силу обозначим как F_g (см. рис. 2).

С учетом соотношения (13) эта сила $F_g = (dP/dx)h_x x_6 = \tau_0 x_6$, где горизонтальный градиент давления dP/dx определяется согласно соотношению (4). Касательное напряжение на подошве блока τ_0 зависит от высоты h_x и, согласно вышеприведенным оценкам с использованием соотношения (13), уменьшается от $\tau_0 = 6.4 \cdot 10^6$ до $\tau_0 = 2.13 \cdot 10^6$ Н/м² с увеличением координаты x . Напряжения $\sigma_{кр}$ и τ_0 соизмеримы по величине. Используя соотношения (9) и (13), представим силу F_g в следующем виде:

$$F_g = \tau_0 x_6 = 2v_{max} \eta x_6 / h_x. \quad (20)$$

При наличии силы упругой деформации F_{σ} , сдерживающей движение, профиль скорости по толщине склона подобен профилю скорости при отсутствии F_{σ} , и касательное напряжение на подошве блока при образовании разрыва слоя (склона) $\tau_1 = 2v_{max} \eta / h_x$, где v_{max} – скорость движения, при которой происходит разрыв слоя (склона) и образование границы между его блоками.

В этом случае сила трения на подошве блока $F_{\tau} = \tau_1 x_6$ (см. рис. 2) определяется из соотношения:

$$F_{\tau} = 2v_{max} \eta x_6 / h_x, \quad (21)$$

В соотношениях (19)–(21) F_{σ} , F_g и F_{τ} – это силы, приложенные на один погонный метр вдоль хребта, т.е., их размерность – Н/м.

Разрыв между блоками произойдет при выполнении равенства $F_{\sigma} = F_g - F_{\tau}$. Учитывая в этом равенстве соотношения (19)–(21), получаем:

$$\sigma_{кр} h_x / 2\eta \bar{x}_6 = v_{max} - v_{max1}, \quad (22)$$

где $\bar{x}_6 = x_6 / h_x$ – безразмерная длина блока.

Член в левой части равенства (22) имеет размерность скорости, поэтому обозначим его как

$$v_{\sigma} = \sigma_{кр} h_x / 2\eta \bar{x}_6. \quad (23)$$

Максимальная скорость течения v_{max} , которая входит в правую часть равенства (22), определяется из соотношения (9). Тогда скорость v_{max1} , при

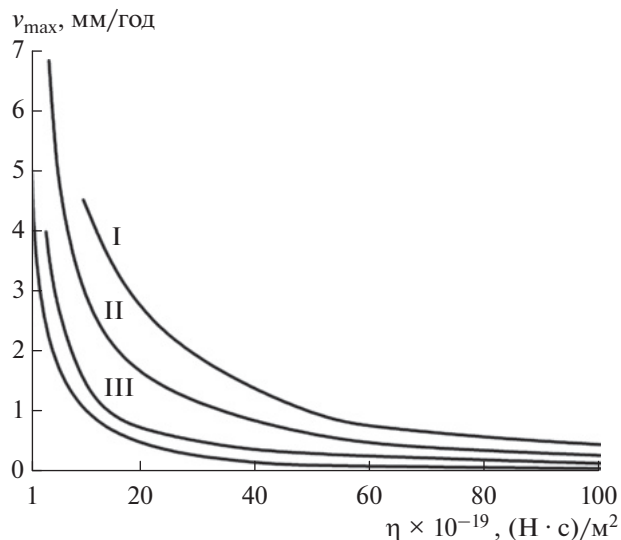


Рис. 5. Зависимость максимальной скорости течения для блоков I–IV от вязкости.

которой происходит разрыв слоя и образование границы между блоками, определяется из равенства (22).

Величина вязкости блоков нам неизвестна. При этом известны расстояния между хребтами для склонов Кавказа [9, 23]. Например, известны расстояния между осью Главного хребта и осями хребтов, протягивающихся параллельно ему, для северного склона западного крыла Кавказа [9] (см. рис. 4).

Расчеты скорости течения модельного склона поднятия проводились для начальной длины блоков этого склона $x_6 = 2 \cdot 10^4$ м.

Представлены скорости течения v_{max} для блоков склона поднятия I–IV, рассчитанные по соотношению (9) в зависимости от динамической вязкости η , лежащей в интервале от 10^{19} до 10^{21} (Н·с)/м² (см. рис. 1, рис. 5).

Расчеты показали, что при $\eta < 10^{19}$ (Н·с)/м² величина скорости v_{max} может быть значительно больше возможных значений для склона поднятия, которые могут быть оценены на основании расстояний между Главным хребтом и параллельными ему хребтами склонов поднятия и оценок возраста для Кавказа [1].

Напротив, при $\eta > 10^{21}$ (Н·с)/м² максимальная скорость достаточно мала ($v_{max} < 0.3$ мм/год). Наиболее вероятные значения вязкости на подошве склона поднятия, отвечающие возможным значениям скорости для него, могут составлять $\eta = 2 \cdot 10^{19} - 8 \cdot 10^{20}$ (Н·с)/м².

Длина блоков в многом определяется разностью их скоростей Δv_{max} , которая, в свою очередь,

зависит от величины изменения динамической вязкости блоков η . При горизонтальном размере блоков $x_6 = 2 \cdot 10^4$ м (20 км) и разности их скоростей порядка 1 мм/год были приняты следующие значения динамической вязкости для блоков:

$$\begin{aligned} -I - \eta_I &= 10^{21} (\text{Н} \cdot \text{с}) / \text{м}^2; \\ -II - \eta_{II} &= 1.2 \cdot 10^{20} (\text{Н} \cdot \text{с}) / \text{м}^2; \\ -III - \eta_{III} &= 4 \cdot 10^{19} (\text{Н} \cdot \text{с}) / \text{м}^2; \\ -IV - \eta_{IV} &= 1.2 \cdot 10^{19} (\text{Н} \cdot \text{с}) / \text{м}^2. \end{aligned}$$

Принимаем следующие значения параметров: $\rho = 2900$ кг/м³, $\sigma_{кр} = 6 \cdot 10^6$ Н/м², $g = 9.8$ м/с², $x_6 = 2 \cdot 10^4$ м, $h = 5 \cdot 10^3$ м, $h_{x0} = 10^3$ м, $h_x = 4.5 \cdot 10^3$ м, и $x_0 = 8 \cdot 10^4$ м. Для этих значений, используя соотношения (9) и (23), получаем величину отношения характерной скорости v_σ и максимальной скорости течения $v_\sigma/v_{max} = 0.21$. Тогда, исходя из соотношения (19), скорость образования разрыва между блоками $v_{max1} = v_{max} - v_\sigma = 0.79v_{max}$.

Оценивая величину силы упругой деформации F_σ и гравитационной (движущей) силы F_g с использованием соотношений (19) и (20), для вышеуказанных значений параметров склона и значений динамической вязкости блоков получаем, что в период образования разрыва сила упругой деформации F_σ составляет 21% от движущей силы F_g . Отношение двух этих сил, действующих на блоки, $F_g/F_\sigma = 4.7$.

Как указано выше, длина блоков x_6 зависит от разности скоростей между блоками, то есть от величины средней вязкости для различных блоков. Расстояние между блоками изменяется в зависимости от времени раздвижения блоков, как будет выяснено ниже.

Рассмотрим процессы раздвижения границ блоков и заполнения образовавшегося свободного (воздушного) объема с использованием модели вязкой ньютоновской жидкости для склона поднятия. Уравнение движения высоковязкой жидкости в приближениях нашей задачи — это линейное дифференциальное уравнение второго порядка, и поэтому процессы расхождения блоков и заполнения возникающего свободного объема между блоками будем рассматривать как сумму решений.

При разрыве между блоками возникают свободные вертикальные границы блоков. Вследствие различия скоростей блоков происходит увеличение образующегося свободного объема между границами блоков (см. рис. 2).

Свободные вертикальные границы блоков находятся в условиях больших разностей плотностей

$\rho - \rho_b$, где ρ — средняя плотность блока, ρ_b — плотность воздуха. Под действием гравитационных сил, вызванных разностью плотностей $\Delta\rho = \rho - \rho_b$, на свободной границе разрыва возникает движение. Происходит процесс заполнения образовавшегося объема между блоками.

Этот процесс в геологических условиях происходит при малых значениях критерия Рейнольдса, характеризующего гидродинамический режим потока жидкости, $Re = v h / \nu \sim 10^{-24} - 10^{-23}$, где ν — скорость течения, $\nu = \eta / \rho$ — кинематическая вязкость жидкости. Течения вязкой жидкости при малых числах Рейнольдса называются ползущими течениями.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ВЕЩЕСТВА СКЛОНА ПОДНЯТИЯ ПОСЛЕ ОБРАЗОВАНИЯ РАЗРЫВА

Течение высоковязкой жидкости при образовании вертикальной свободной поверхности (вертикальной границы блока), исследовали с использованием метода лабораторного моделирования. Экспериментально исследовалось истечение вязкой жидкости из прозрачного прямоугольного сосуда объемом $50 \times 70 \times 80$ мм³. Открытая сторона сосуда имела площадь 50×70 мм².

Рабочей вязкой жидкостью служил мед, декристаллизованный при 100°C. Вязкость меда определялась с помощью падающего в нем стального шарика. Значение динамической вязкости прозрачного жидкого гомогенного меда при температуре $T = 0.5^\circ\text{C}$ равно $\eta = 4.58 \cdot 10^3$ (Н·с)/м², при $T = 5^\circ\text{C}$ — $\eta = 4.062 \cdot 10^3$ (Н·с)/м².

Критерием подобия, характеризующим гидродинамический режим потока в экспериментах, служит критерий Рейнольдса $Re = v_{cp} h / \nu$, где $\nu = \eta / \rho$ — кинематическая вязкость жидкости, ρ — ее плотность. Эксперименты были выполнены при $Re \approx 10^{-6}$, т.е., при малых числах Рейнольдса. Таким образом, приближение ползущего течения, принятое в теоретическом анализе, справедливо.

Следует отметить, что в теоретическом и лабораторном моделировании исследуются течения в склоне поднятия, организуемые под действием гравитационной силы, и не требуется дополнительного воздействия внешних (сторонних) сил для создания таких течений. Само поднятие поверхности формируется вследствие воздействия сверхлитостатического давления на кровлю плюма, не вышедшего на поверхность.

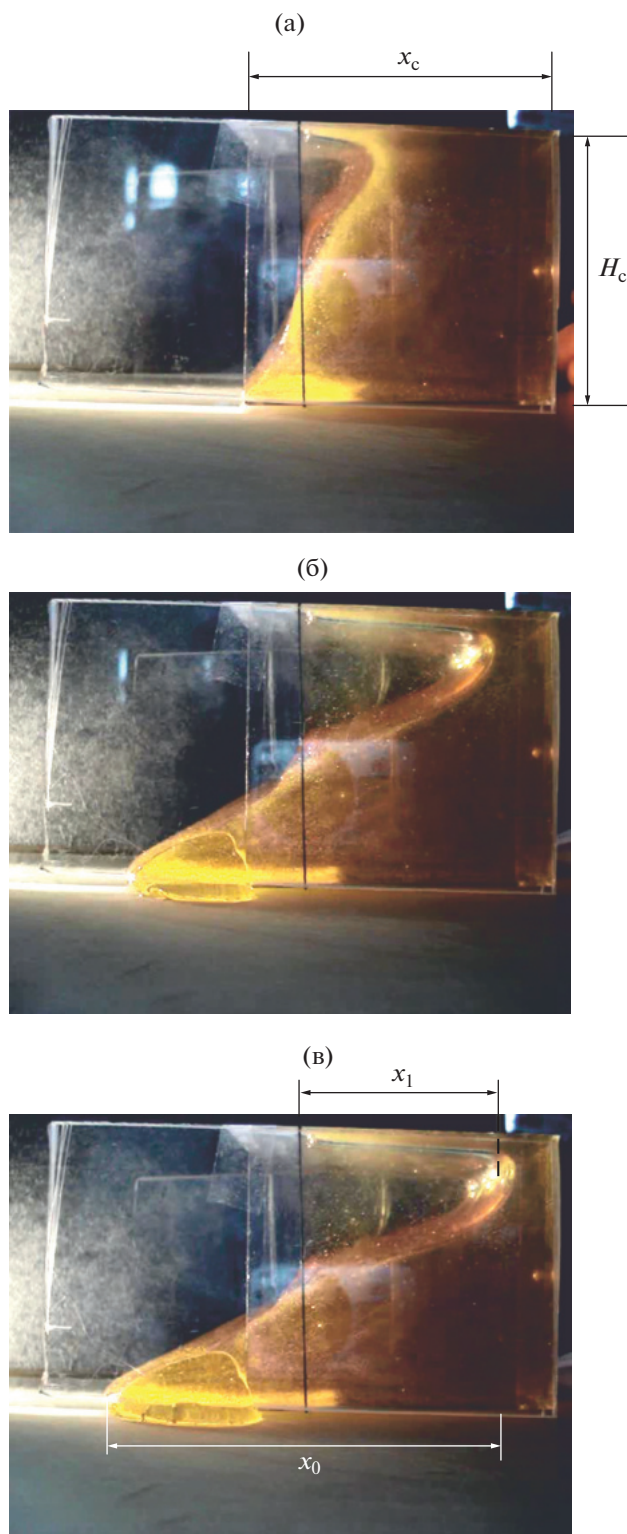


Рис. 6. Истечение вязкой жидкости из прямоугольного сосуда.

(а) – $t = 26$ с; (б) – $t = 94$ с; (в) – $t = 111$ с.

Фотографии течения представлены для различных моментов времени t . В момент времени $t = 0$ свободная поверхность жидкости была приведена в вертикальное положение.

Высота сосуда $H_c = 70$ мм, длина сосуда $x_c = 80$ мм.

Для истечения из сосуда создавали свободную вертикальную поверхность вязкой жидкости, находящейся в нем. Сосуд с горизонтальной свободной поверхностью площадью 50×70 мм², практически мгновенно переводился в положение, в котором свободная поверхность жидкости становилась вертикальной. Соответственно, свободная вертикальная поверхность вязкой жидкости имела начальную высоту (начальный вертикальный размер) $H_c = 70$ мм.

В условиях разности плотностей $\rho - \rho_v$ (ρ – плотность вязкой жидкости (меда), ρ_v – плотность воздуха) свободная вертикальная поверхность жидкости сразу (в течение времени ~ 1 с) приходила в движение и жидкость начинала вытекать из сосуда. Истечение вязкой жидкости из прямоугольного сосуда фиксировалось во времени с использованием видеосъемки. Видеофильмы были сняты при различных значениях температуры вязкой жидкости. Истечение жидкости из сосуда происходило на горизонтальную поверхность, являющуюся продолжением подошвы слоя жидкости в сосуде.

В экспериментах наблюдаются два режима истечения жидкости из сосуда (рис. 6):

– режим, когда толщина слоя жидкости постоянна ($h_c = \text{const}$) и горизонтальный размер слоя вытекающей жидкости x_0 увеличивается с течением времени;

– режим, когда толщина слоя жидкости уменьшается во времени и достигается горизонтальный размер $x_0 = 2x_1$, где x_1 – характерный горизонтальный размер, соизмеримый с длиной сосуда.

Представлены фотографии свободной поверхности жидкости в вертикальной плоскости в первый период истечения, отвечающий режиму постоянной толщины слоя жидкости (см. рис. 6а, б).

Представлена фотография свободной поверхности жидкости, когда толщина слоя жидкости уменьшилась и достигнуто значение $x_0 = 2x_1$ (см. рис. 6в).

Представлена зависимость относительной высоты положения свободной поверхности жидкости y/H_c от относительной горизонтальной координаты x/x_0 (рис. 7).

Эта зависимость получена с использованием фотографий положения свободной поверхности жидкости, вытекающей из прямоугольного сосуда. Рисунок 7 представляет собой результат обработки многочисленных снимков, взятых из видеофильмов, снятых при различных температурах жидкости и различных высотах h_c .

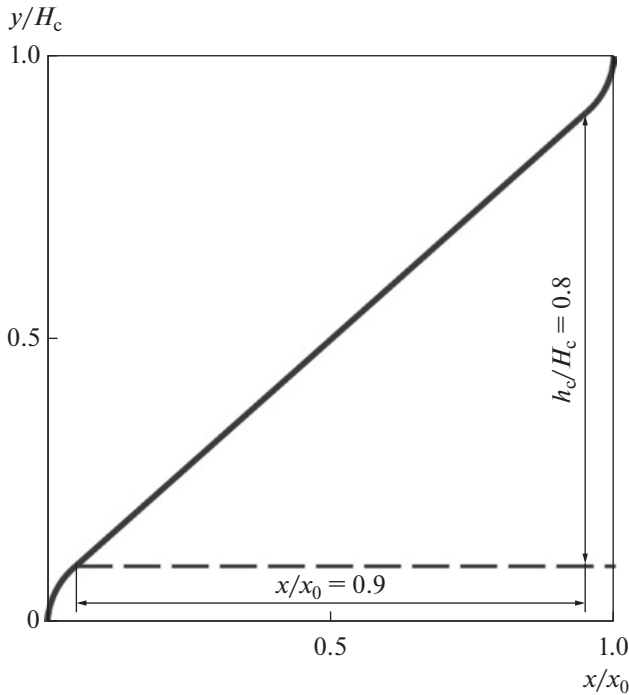


Рис. 7. Зависимость относительной высоты положения свободной поверхности y/H_c от относительной горизонтальной координаты x/x_0 при истечении жидкости из прямоугольного сосуда.

Как видно из рис. 7, существует линейная зависимость относительной вертикальной координаты y/H_c от относительной горизонтальной координаты x/x_0 . Тогда, согласно соотношению (4), полученному для течения при постоянном угле наклона свободной поверхности жидкости, горизонтальный градиент давления на подошве слоя жидкости (при $y = 0$) постоянный:

$$dP(x,0)/dx = -\rho gh/x_0. \quad (24)$$

Поскольку в нашем случае $h_{x0} = 0$ (см. рис. 6), то слой, в котором $dP/dx = \text{const}$ отсутствует, и горизонтальный градиент давления уменьшается линейно от y от значения $(dP/dx)_{y=0}$ на подошве слоя до нуля на свободной поверхности. Поэтому в первом приближении распределение скорости течения по толщине такого клинообразного слоя жидкости h_c будем определять с использованием среднего значения горизонтального градиента давления:

$$dP/dx = -\rho gh_c/2x_0. \quad (25)$$

Объем жидкости, истекающей из сосуда, равен образовавшемуся свободному объему в сосуде. Другими словами, объем жидкости, истекшей из сосуда, равен объему жидкости, протекающей в слое в сечении $x/x_0=0.5$ ($x=x_0/2$) (см. рис. 7).

В сечении $x=x_0/2$ толщина слоя $h_x=h_c/2$. В рассматриваемом случае истечения жидкости из сосуда $h_{x0}=0$, тогда $h_c-h_{x0}=h_c$, и горизонтальный градиент давления определяется соотношением (25). Учитывая, что $h_x=h_c/2$ и $h_{x0}=0$, из соотношения (11) определяем среднее значение скорости течения жидкости в сечении $x=x_0/2$:

$$v_{cp,0.5} = \rho gh_c^3/24\eta x_0. \quad (26)$$

В первом периоде истечения жидкости из прямоугольного сосуда имеем $h=h_c=\text{const}$, и горизонтальный размер для жидкости, истекающей из сосуда, увеличивается за время t_1 от начального значения $x_0=x_{0н}$ до конечного значения $x_0=x_{0к}=2x_1$. Найдем среднюю скорость истечения жидкости v_{cp} при изменении горизонтального размера x_0 . Представим в безразмерном виде: $X_0=x_0/h_c$. Для первого периода истечения имеем $X_{0н}=x_{0н}/h_c$. С учетом этих равенств, используя соотношение (26), определяем среднюю скорость течения v_{cp} в зависимости от x_0 :

$$v_{cp} = \frac{1}{x_0} \int_{x_{0н}}^{x_0} v_{cp,0.5} dx = \frac{\rho gh_c^2 (\ln X_{0к} - \ln X_{0н})}{24\eta X_{0к}}. \quad (27)$$

Конечное значение для первого периода истечения $X_{0к} = 2x_1/h_c$. Зависимость y/H_c от x/x_0 (см. рис. 7) справедлива, по нашим оценкам, при $x_{0н}/h_c > 0.15$, т.е. при $\ln X_{0н} = -1.9$.

Поэтому соотношение (27) можно записать в виде

$$v_{cp} = \frac{\rho gh_c^2 (\ln X_{0к} + 1.9)}{24\eta X_{0к}}. \quad (28)$$

В первом периоде истечения количество жидкости, протекающей в сечении $x = x_0/2$ и $h_x = h_c/2$ за время t_1 , будет равно $v_{cp}(h_c/2)t_1$. Это количество равно количеству жидкости, вытекшей из сосуда, которое составляет $(x_1/2)(h_c/2)$.

Таким образом, исходя из равенства вышеуказанных количеств жидкости, получаем время истечения жидкости в первом периоде

$$t_1 = x_1/2v_{cp}. \quad (29)$$

В эксперименте время, за которое длина слоя жидкости, вытекающей из прямоугольного сосуда x_0 , увеличилась до значения $x_0=2x_1$, составляет $t_1=110$ с. Значения параметров, при которых проводились экспериментальные исследования течения в первом периоде: $h_c=50$ мм, $x_1=65$ мм и $\eta=4.58 \cdot 10^3$ (Н·с)/м².

Согласно соотношениям (28) и (29), время истечения жидкости из сосуда в первом периоде составляет $t_1 = 95$ с для указанных значений параметров и плотности жидкости (меда) $\rho = 1400$ кг/м³. Наблюдается удовлетворительное соответствие экспериментально полученного и вычисленного по (28) и (29) значений t_1 . Это указывает на достоверность принятого нами теоретического метода решения задачи.

Перейдем от результатов экспериментально исследования истечения вязкой жидкости из прямоугольного сосуда к рассмотрению движений в склоне поднятия. Сначала оценим для склона поднятия время первого периода t_1 после образования разрыва поднятия и свободного объема между блоками. Как следует из лабораторного моделирования, в первом периоде высота слоя практически постоянна, и протяженность слоя x_0 возрастает во времени.

Для значений параметров склона поднятия $h = 3 \cdot 10^3$ м, $x_{0к} = 3 \cdot 10^3$ м, $\eta = 10^{20}$ (Н·с)/м² и $\rho = 2900$ кг/м³, согласно соотношениям (28) и (29) получаем, что $t_1 = 235$ тыс. лет. Время t_1 увеличивается с возрастанием вязкости η . Например, для значения $\eta = 5 \cdot 10^{20}$ (Н·с)/м², также входящего в определенный выше интервал наиболее вероятных значений вязкости, $t_1 = 1.18$ млн лет.

Из соотношения (28) следует, что для вышеуказанных параметров средняя скорость течения $v_{cp} = 1.3 - 6.4$ мм/год для $\eta = 10^{20} - 5 \cdot 10^{20}$ (Н·с)/м². Тогда для кинематической вязкости $\nu = \eta/\rho = 3.4 \cdot 10^{16} - 1.7 \cdot 10^{17}$ м²/с получаем значения числа Рейнольдса для вязкого течения в области раздвигания блоков: $Re = v_{cp}h/\nu = 7.1 \cdot 10^{-25} - 1.8 \cdot 10^{-23}$, т.е. в этой области имеет место ползущее течение.

Как показывают вышеприведенные оценки, время t_1 значительно меньше времени существования склона поднятия $t_{ск} \sim 10$ млн лет [1]. Поэтому второй период после образования разрыва наиболее длительный ($t_2 = t_{ск} - t_1$). Как следует из экспериментов, во втором периоде непрерывно изменяется высота слоя h и слабо меняется его длина x_0 .

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАЗДВИГАНИИ БЛОКОВ СКЛОНА ПОДНЯТИЯ

Рассмотрим процессы, протекающие в области раздвигания блоков, и заполнение свободного пространства между блоками высоковязким материалом склона во втором периоде. Течение

в склоне поднятия в течение этого периода проанализируем на основе представленной гидродинамической модели истечения вязкой жидкости из прямоугольного сосуда.

В экспериментах во втором периоде истечения вязкой жидкости из прямоугольного сосуда непрерывно изменяется высота слоя жидкости и мало изменяется его длина. Для определения средней скорости течения во втором периоде будем использовать соотношение (11). В первом приближении примем величину $h - h_{x0} \approx h$, и среднее значение скорости течения обозначим как V . Используя соотношение (11), запишем:

$$V = \rho gh^3 / 3\eta x_{02}, \quad (30)$$

где x_{02} — горизонтальный размер слоя жидкости для второго периода истечения.

Средняя величина скорости течения при изменении толщины слоя от h до нуля:

$$V_{cp} = \frac{1}{h} \int_0^h V dy = \rho gh^3 / (12\eta x_{02}). \quad (31)$$

Из соотношений (30) и (31) следует, что при значении $h_k = (1/4)^{1/3} h = 0.63h$ скорость $V = V_{cp}$, то есть при толщине слоя (высоте склона) $h_k = 0.63h$ может быть заполнено образующееся свободное пространство в месте разлома, объем этого пространства равен объему поступающей в него высоковязкой среды (породы склона). Понижение свободной поверхности склона, создающееся в области расхождения блоков, составляет величину $\Delta h_x = h_x - h_k = h_x - 0.63h_x$, т.е.

$$\Delta h_x = 0.37h_x. \quad (32)$$

Средняя скорость расхождения двух соседних блоков $\Delta v_{cp} = v_{cp2} - v_{cp1}$, где v_{cp1} — средняя скорость течения для одного блока, v_{cp2} — средняя скорость течения для другого блока. Получим отношение средней скорости расхождения блоков Δv_{cp} и средней скорости заполнения свободного объема между этими блоками V_{cp} .

Используя соотношения (11) и (31) и принимая $h - h_{x0} = h$, получаем отношение вышеуказанных скоростей:

$$\Delta v_{cp} / V_{cp} = x_{02} / x_0, \quad (33)$$

где x_{02} — длина области опускания свободной поверхности между расходящимися блоками.

Для диапазона изменения $x_{02} = 5 \cdot 10^2 - 10^4$ м и значения $x_0 = 10^5$ м из соотношения (33) следует, что величина отношения $\Delta v_{cp} / V_{cp}$ изменяется от

$5 \cdot 10^{-3}$ до 10^{-1} . Таким образом, скорость заполнения свободного объема между блоками много больше скорости его образования ($V_{cp} \gg \Delta v_{cp}$).

Поэтому образование свободного объема является лимитирующим в процессах, происходящих при формировании хребтов в области расходящихся границ блоков.

Увеличение свободного объема W между расходящимися блоками за время t происходит со скоростью расхождения этих блоков Δv_{cp} :

$$W = \Delta v_{cp} h_x t. \quad (34)$$

Заполнение свободного объема происходит с двух сторон образовавшегося разлома. Согласно соотношению (32), в результате заполнения свободного объема происходит понижение свободной поверхности склона на величину Δh_x и возрастание во времени горизонтального размера области понижения поверхности на величину x_{02} . Как показывает вышеприведенная оценка величины отношения $\Delta v_{cp}/V_{cp}$, полученная с использованием равенства (33), заполнение свободного объема происходит при $\Delta v_{cp} \ll V_{cp}$.

За относительно малое (в геологическом масштабе) время достигается квазистационарный режим, когда скорость образования свободного объема и скорость его заполнения становятся равными, т.е. имеем равенство $W = W_2$, где $W_2 = x_{02} \Delta h_x$ – свободный объем в склоне поднятия, образовавшийся вследствие опускания свободной поверхности склона, объемы W и W_2 рассчитываются на погонный метр вдоль оси хребта.

Учитывая соотношения (32) и (34), из условия $W = W_2$ получаем:

$$x_{02} = 2.7 \Delta v_{cp} t. \quad (35)$$

СТРУКТУРА И ПАРАМЕТРЫ СКЛОНА ПОДНЯТИЯ

Структура склона поднятия была построена по результатам расчетов (табл. 1, табл. 2).

Представлены параметры для блоков склона поднятия I–IV для различных сечений x (км) (см. табл. 1).

Значения динамической вязкости блоков η были приняты нами ранее (см. табл. 1, столбец 4). Были вычислены следующие параметры:

- высоты склона h_x – по соотношению (2);
- максимальные скорости течения v_{max} (см. табл. 1, столбцы 5 и 6) – по соотношению (9);
- средние скорости течения v_{cp} – по соотношению (11);

– касательные напряжения τ_0 – по соотношению (13);

– сила упругой деформации F_σ – по соотношению (19);

– гравитационная (движущая) сила F_g – по отношению (20);

– скорость v_σ – по соотношению (23);

– скорость v_{max1} – по соотношению (22).

С уменьшением динамической вязкости блоков возрастают максимальные и средние скорости течения по мере увеличения координаты x , или, другими словами, с удалением от осевой части главного хребта (см. табл. 1).

Возрастают также и скорость образования разрывов между блоками и характерная скорость v_σ . Величина силы упругой деформации F_σ уменьшается от $2.7 \cdot 10^{10}$ до $0.9 \cdot 10^{10}$ Н/м при уменьшении высоты склона поднятия h_x от 4.5 до 1.5 км.

Величина гравитационной (движущей) силы F_g уменьшается от $12.8 \cdot 10^{10}$ до $4.3 \cdot 10^{10}$ Н/м с убыванием вязкости от 10^{21} до $1.2 \cdot 10^{19}$ (Н·с)/м². Отношение движущей силы к силе упругой деформации $F_g/F_\sigma = 4.7$.

Представлены параметры в области разломов блоков, рассчитанные для трех сечений x (км) (см. табл. 2). Были определены следующие параметры:

– высоты склона h_x – по соотношению (2);

– наибольшие скорости течения v_{max} – по отношению (9);

– величины $v_{max} t$ (км) (см. табл. 2, столбцы 4 и 5) для моментов времени $t = 3$ и 7 млн лет;

– средняя скорость расхождения блоков

$\Delta v_{cp} = v_{cp2} - v_{cp1}$ – по соотношению (11);

– значения горизонтального размера области опускания поверхности склона x_{02} для времен $t = 1, 3$ и 7 млн лет (см. табл. 2, столбцы 7–9) – по соотношению (35);

– понижение поверхности склона Δh_x – по отношению (32).

Разность средних скоростей блоков склона поднятия Δv_{cp} уменьшается с ростом горизонтальной координаты x и, соответственно, уменьшением высоты блоков склона h_x (см. табл. 2).

Протяженность областей понижения свободной поверхности склона в области расхождения блоков x_{02} уменьшается с падением средней скорости расхождения и возрастает со временем. Например, для $t = 1–7$ млн лет в сечении $x = 20$ км длина $x_{02} = 3.3–23.1$ км при скорости расхождения блоков $\Delta v_{cp} = 1.22$ км/млн лет, в то время как для сечения $x = 60$ км величина $x_{02} = 1.3–8.9$ км при $\Delta v_{cp} = 0.47$ км/млн лет.

Таблица 1. Параметры блоков склона поднятия

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
№ блока	x , км	h_x , км	η , (Н · с)/м ²	v_{\max} , мм/ГОД	v_{\max} , км/млн лет	$v_{\text{ср}}$, км/млн лет	$\tau_0 \cdot 10^{-6}$, Н/м ²	$F_{\sigma} \cdot 10^{-10}$, Н/м	$F_g \cdot 10^{-10}$, Н/м	v_{σ} , мм/ГОД	$v_{\max 1}$, мм/ГОД
I	10	4.5	10^{21}	0.45	0.45	0.3	6.39	2.7	12.8	0.096	0.36
II	30	3.5	$1.2 \cdot 10^{20}$	2.29	2.29	1.52	4.97	2.1	9.9	0.48	1.8
III	50	2.5	$4 \cdot 10^{19}$	3.5	3.5	2.33	3.55	1.5	7.1	0.74	2.76
IV	70	1.5	$1.2 \cdot 10^{19}$	4.2	4.2	2.8	2.13	0.9	4.3	0.89	3.31

Примечание. Численные значения, используемые при расчетах параметров блоков: $\rho = 2.9 \cdot 10^3$ кг/м³, $h = 5 \cdot 10^3$ м, $h_{x0} = 10^3$ м, $x_0 = 8 \cdot 10^4$ м, $x_6 = 2 \cdot 10^4$ м, $\sigma_{кр} = 6 \cdot 10^6$ Н/м².

Величина понижения поверхности склона Δh_x уменьшается от 1.5 до 0.7 км с увеличением координаты x .

Показаны изменения структуры поверхности склона поднятия во времени (рис. 8).

Структура склона поднятия строилась следующим образом. На рельеф склона поднятия в области разлома наносились в масштабе изображения рельефа профили скорости для границ

блоков, образующихся за время t (см. рис. 8, линии 1 и 2).

Протяженность каждого блока составляет 20 км. Профили скорости 1 и 2 – условные, т.е. это профили скорости, существующие при отсутствии процессов заполнения свободного объема между расходящимися блоками. Затем определялась координата, определяющая положение средней максимальной скорости $(v_{\max 1} + v_{\max 2})/2$,

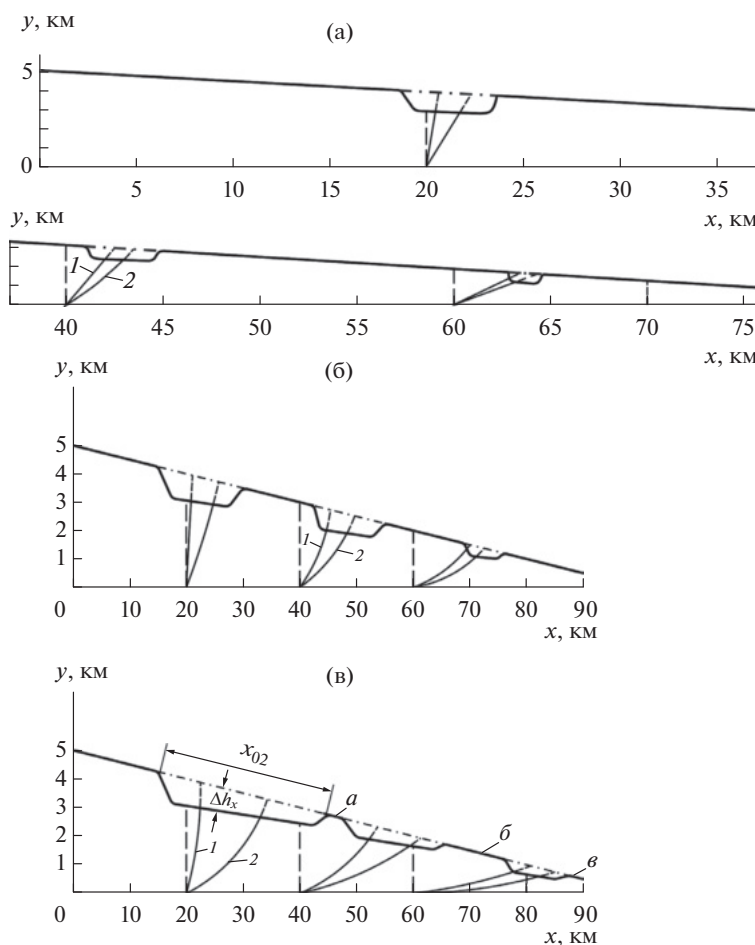


Рис. 8. Структура склона поднятия, формирующаяся, начиная с момента возникновения движения, для различных моментов времени t .

(а) – $t = 1$ млн лет; (б) – $t = 3$ млн лет; (в) – $t = 7$ млн лет. Обозначено: 1–2 – профили скорости для границ блоков.

Таблица 2. Параметры в областях раздвижения блоков склона поднятия

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
x , км	h_x , км	v_{\max} , км/млн лет	$3v_{\max}$, км	$7v_{\max}$, км	$\Delta v_{\text{ср}}$, км/млн лет	x_{02} , км	$3x_{02}$, км	$7x_{02}$, км	Δh_x , км
20	4.0	0.45–2.29	1.35–6.87	3.15–16.03	1.23	3.32	9.96	23.24	1.48
40	3.0	2.29–3.5	6.87–10.5	16.03–24.5	0.81	2.19	6.57	15.33	1.11
60	2.0	3.5–4.2	10.5–12.6	24.5–29.4	0.47	1.27	3.81	8.89	0.74

Примечание. Численные значения, используемые при расчетах параметров в областях разломов блоков: $\rho = 2.9 \cdot 10^3$ кг/м³, $h = 5 \cdot 10^3$ м, $h_{x0} = 10^3$ м, $x_0 = 8 \cdot 10^4$ м, $x_6 = 2 \cdot 10^4$ м.

и от этой координаты вправо и влево откладывалось значение $0.5x_{02}$, взятое из табл. 2 для соответствующего времени $t = 1, 3$ и 7 млн лет (см. табл. 2, столбцы 7–9).

Таким образом, определялась протяженность x_{02} области опускания свободной поверхности склона (депрессии) (см. рис. 8).

Нижняя граница депрессии построена с использованием значений Δh_x (см. табл. 2, столбец 10).

С увеличением времени существования склона поднятия происходит смещение областей образовавшихся опусканий поверхности склона к подножию поднятия. Протяженность этих впадин растет со временем (см. рис. 8).

Таким образом, структура склона поднятия изменяется во времени. Она зависит от изменения величины вязкости на подошве поднятия (при $u = 0$), т.е. от первоначального местоположения разломов между блоками и от количества образовавшихся блоков в склоне поднятия.

Согласно оценке В.В. Белоусова [1], возраст поднятия Кавказа составляет ~ 10 млн лет. При $t = 7$ млн лет на модельном склоне поднятия создаются структуры по типу хребтов (см. рис. 8, в (а, б и в)).

Представлен рельеф склона поднятия северо-западного Кавказа в сечении II–II [23] (рис. 9).

Наблюдается качественное соответствие результатов моделирования с профилем склона поднятия. На протяжении первых ~ 15 км профиля показан Главный хребет (см. рис. 9). К северу от него наблюдается понижение поверхности склона поднятия, за которым следует хребет, протягивающийся параллельно Главному хребту. Севернее этого хребта вновь располагается область значительного понижения поверхности склона поднятия (депрессия), и далее к северу наблюдается тот же характерный рельеф – поднятие поверхности склона (хребет) и область понижения рельефа (депрессия), к северу от которой снова располагается поднятие. Следует отметить, что в расчетах не учи-

тывается влияние во времени процессов эрозии поверхности склона.

Расположение хребтов на склоне поднятия во многом зависит от места первоначального образования разломов, т.е. от величины вязкости в отдельных блоках склона поднятия.

При знании времени существования хребтов на склоне поднятия и их взаимного расположения возможно методом последовательного приближения оценить места возникновения первоначального места разрыва между блоками и вязкость отдельных блоков.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате исследования движений в склоне поднятия установлено, что существование порога устойчивости при упругой деформации и отсутствие порога устойчивости при вязкой деформации обуславливают формирование блоковой структуры в процессе движения вязкоупругого массива. Разрыв между блоками поднятия, находящегося в условиях растяжения, образуется, когда сила упругой деформации становится равной разности движущей гравитационной силы и силы трения на подошве блока.

На образование большого числа новейших блоковых и разрывных структур в условиях растяжения указывают недавние исследования мегасвода Большого Кавказа. Так, неоструктурное районирование Центрального и Казбекского сегментов мегасвода Большого Кавказа показало преобладание в них новейших блоковых и разрывных структур, связанных с орогеническим воздыманием [14, 15].

Новейшие структуры формировались в условиях преобладающего растяжения, в отличие от более древних, формировавшихся в обстановке с преобладанием горизонтального сжатия. Следует отметить, что блоковые структуры Казбекского сегмента отличаются широтной ориентировкой, и значительная часть параллельных разрывных

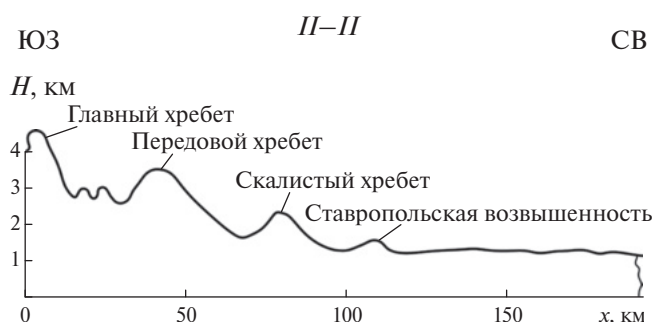


Рис. 9. Структура склона поднятия Кавказа в его северо-западном крыле в разрезе по линии II-II (по [23], с изменениями).

Линия разреза — см. рис. 4.

структур, ограничивающих блоки, формировалась в обстановке растяжения [15].

Детальные GPS измерения указывают на увеличение ширины зоны Главного хребта и всего Большого Кавказа [8, 24–26]. В то же время решения механизмов очагов землетрясений и инверсия напряжений с использованием катакластического анализа сейсмологических индикаторов деформаций дают преобладание сжимающих напряжений в верхней части коры Большого Кавказа [8, 19].

В работах [8, 25, 26] противоречие между геодезическими и сейсмологическими данными предлагается разрешить с помощью поступления дополнительных объемов минерального вещества посредством восходящих потоков глубинных флюидов, глубинных гидротерм, создающего обстановку расприания вмещающих пород.

Согласно результатам исследований Е.Е. Милановского [10], использовавшего данные глубинных сейсмических зондирований о толщинах земной коры в зонах краевых и межгорных прогибов и проанализировавшего формирование и развитие тектонических структур Кавказа на позднеорогенной стадии, для северных склонов Кавказа характерно преобладание зон растяжения.

Модель движений в склоне поднятия, находящегося в условиях растяжения, предложена на основании этих данных и с учетом данных о новейших структурах Кавказа, формировавшихся в условиях растяжения [13–15]. Она позволяет объяснить увеличение ширины поднятия. Согласно этой модели, под воздействием плюма малой тепловой мощности, не достигшего поверхности, формируется поднятие массива над кровлей плюма. Движение в высоковязком склоне поднятия, сформировавшегося под воздействием плюма, создается под действием гравитационной силы,

обусловленной уменьшением высоты свободной поверхности склона.

Как показали соотношения (9) и (15), при уменьшении вязкости склона поднятия более чем в 25 раз по мере удаления от главного хребта создаются условия растяжения и, соответственно, расширения поднятия.

Ранее было показано, что Кавказский хребет может представлять собой поднятие поверхности над группой плюмов малой тепловой мощности [5]. По данным геофизических исследований, выполненных методом микросейсмического зондирования, под северной частью Кавказа обнаружены низкоскоростные тела, коррелирующиеся с областями воздымания на позднеорогенном этапе [22].

Низкоскоростные тела можно ассоциировать с легкими (низкоплотными) объемами в коре, которые могут оказывать распирающее действие на горное сооружение [11]. Эти тела можно связать с мантийными плюмами малой тепловой мощности, которые представляют собой каналы расплава, выплавляющиеся от границы ядро–мантия и не достигшие поверхности (остановившиеся в земной коре).

Таким образом, кроме проанализированного в настоящей статье модельного случая уменьшения вязкости склона поднятия с удалением от главного хребта, вызывающего увеличение скорости течения и, следовательно, растяжение склона поднятия, в качестве усложнения модели можно рассматривать распирающее воздействие канала плюма малой мощности на поднятие.

Наличие восходящих потоков глубинных гидротерм, обеспечивающих поступление дополнительного минерального вещества и определяющего увеличение объема пород, слагающих земную кору Большого Кавказа, может быть объяснено увеличением теплового потока, обусловленным деятельностью семейства плюмов, не достигших поверхности.

Исследования структурно-тектонических зон Кавказа свидетельствуют о возможной неоднократной перестройке и смене полей напряжений во времени [12, 16].

Предложенная модель течения в склоне поднятия дает возможность исследовать геодинамические процессы в склонах поднятий, находящихся в условиях растяжения, и применена только к части поднятия Кавказа (северному склону западного крыла Кавказа), в которой, по данным [10], могут преобладать условия растяжения.

Анализируя предложенную модель, можно рассматривать смену вида действующих на склон

поднятия напряжений от горизонтального растяжения к горизонтальному сжатию. В работах [17, 18, 20, 21] предложен возможный механизм смены напряженных состояний земной коры. Показано, что подъем горных пород, вызванный вертикальными восходящими движениями и сопровождающийся эрозией поверхности, может создавать избыточное горизонтальное сжатие в земной коре, вследствие чего возможна смена режима напряженного состояния коры от горизонтального растяжения к горизонтальному сжатию [17, 18, 20].

Вулканизм и магматизм также способны привести к изменению напряженного состояния коры от режима горизонтального растяжения к режиму горизонтального сдвига [18, 21]. На основе теоретического моделирования возможно выяснение структуры склона поднятия в случае смены условий растяжения склона на условия сжатия, которые, как показали представленные результаты исследования, возникают при постоянной динамической вязкости склона, при которой скорость течения в нем уменьшается с удалением от оси главного хребта.

ВЫВОДЫ

В результате проведенного исследования геодинамических процессов в склоне поднятия, образовавшегося под воздействием плюма, не вышедшего на поверхность, автор пришел к следующим выводам.

1. Движущие силы в склоне поднятия — это гравитационные силы, проявляющиеся в условиях падения высоты свободной поверхности склона при удалении от оси главного хребта, то есть силы, возникающие в условиях горизонтального градиента давления.

2. Определено поле скорости движения в высоковязком склоне поднятия в условиях горизонтального градиента давления в склоне поднятия.

3. Растягивающие напряжения в склоне поднятия могут существовать при увеличении скорости движения в нем по мере удаления от оси главного хребта поднятия. Скорость течения возрастает с уменьшением вязкости склона, происходящем с удалением от главного хребта. Из условия существования растяжения склона поднятия найдено распределение вязкости на подошве склона при удалении от оси главного хребта.

4. Образование системы блоков в склоне поднятия вязкоупругой реологии есть следствие наличия порога устойчивости при упругой деформации

и отсутствия порога устойчивости при вязкой деформации.

5. Скорость заполнения свободного объема между расходящимися блоками много больше скорости образования свободного объема между расходящимися блоками склона поднятия. Поэтому образование свободного объема является лимитирующим в процессах, происходящих при образовании хребтов в области расходящихся границ блоков.

6. Взаимодействие процессов образования свободного объема между блоками и его заполнения порождает опускание свободной поверхности склона на величину $\Delta h_x = 0.37h_x$, где h_x — высота склона.

7. В условиях растяжения образование хребтов на склонах поднятия есть следствие образования разломов в склонах поднятия и блоковой системы склона, а также следствие увеличения областей опускания свободной поверхности между расходящимися блоками и их смещения от главного хребта поднятия к его подножию по мере увеличения времени существования склона поднятия.

Благодарности. Автор посвящает статью отцу — другу и коллеге А.Г. Кирдяшкину, д.т.н., лауреату Государственной премии РФ в области науки и техники, заслуженному деятелю науки РФ (ИГМ СО РАН, лаборатория физического и химического моделирования геологических процессов, г. Новосибирск, Россия), внесшему значительный вклад в исследование.

Автор благодарен к.г.-м.н. В.Э. Дистанову и к.г.-м.н. С.В. Зиновьеву (ИГМ СО РАН, г. Новосибирск, Россия) за плодотворное обсуждение. Автор признателен рецензенту Ю.Л. Ребецкому (ИФЗ РАН, г. Москва, Россия) и анонимному рецензенту за полезные комментарии и редактору М.Н. Шуплецовой (ГИН РАН, г. Москва, Россия) за тщательное редактирование.

Финансирование. Работа выполнена по государственному заданию ИГМ СО РАН (№ 122041400057-2).

Конфликт интересов. Автор заявляет, что не имеет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белоусов В.В. Основы геотектоники. — М.: Недра, 1989. 382 с.
2. Гурбанов А.Г., Богатиков О.А., Докучаев А.Я., Газеев В.М., Лексин А.Б., Ляшенко О.В. Транскавказское направление вулканизма: причина, следствия и эпitherмальная минерализация // Вестн. Владикавказ. НЦ. 2007. Т. 7. № 3. С. 25–44.

3. *Кашиников Ю.А., Ашихмин С.Г.* Механика горных пород при разработке месторождений углеводородного сырья. – М.: Недра-Бизнесцентр, 2007. 467 с.
4. *Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г.* Термохимические плюмы // Геология и геофизика. 2004. Т. 45. № 9. С. 1057–1073.
5. *Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г.* Условия формирования поднятия плюмом, не вышедшим на поверхность // Геотектоника. 2022. № 6. С. 114–124.
6. *Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Дистанов В.Э., Гладков И.Н.* Геодинамические режимы мантийных термохимических плюмов // Геология и геофизика. 2016. Т. 57. № 6. С. 1092–1105.
7. *Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А.* Мантийные термохимические плюмы и их влияние на формирование поднятий // Геотектоника. 2015. № 4. С. 86–96.
8. *Лукк А.А., Шевченко В.И.* Сейсмичность, тектоника и GPS-геодинамика Кавказа // Физика Земли. 2019. № 4. С. 99–123.
9. *Маруашвили Л.И.* Структура и рельеф Большого Кавказа // Природа. 1937. № 4. С. 34–44.
10. *Милановский Е.Е.* Новейшая тектоника Кавказа. – М.: Недра, 1968. 483 с.
11. *Милуков В.К., Миронов А.П., Овсюченко А.Н., Рогожин Е.А., Горбатилов А.В., Дробышев В.Н., Хубаев Х.М., Николаев А.В.* Скорости современных горизонтальных движений в центральном секторе Большого Кавказа (по данным GPS-наблюдений) и их связь с тектоникой и глубинным строением земной коры // ДАН. 2018. Т. 481. № 3. С. 291–295.
12. *Несмеянов С.А.* Инженерная геотектоника. – М.: Наука. 2004, 780 с.
13. *Несмеянов С.А.* Неоструктурное районирование Северо-Западного Кавказа (Опережающие исследования для инженерных изысканий). – М.: Недра, 1992. 254 с.
14. *Несмеянов С.А., Воейкова О.А., Комаревская М.Н.* Неоструктурное районирование Российской части Центрального сегмента мегасвода Большого Кавказа (опережающие исследования для инженерных изысканий) // Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология. 2023. № 1. С. 3–20.
15. *Несмеянов С.А., Никитин М.Ю., Воейкова О.А., Комаревская М.Н.* Неоструктурное районирование Российской части Казбекского сегмента мегасвода Большого Кавказа // Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология. Геокриология. 2023. № 3. С. 5–14.
16. *Николаев П.Н.* Методика тектоно-динамического анализа. – Под ред. Н.И. Николаева – М.: Недра. 1992. 295 с.
17. *Ребецкий Ю.Л.* Механизм генерации тектонических напряжений в областях больших вертикальных движений // Физическая мезомеханика. 2008. Т. 11. № 1. С. 66–73.
18. *Ребецкий Ю.Л.* О механизмах генерации избыточного горизонтального сжатия в континентальной коре // Физика Земли. 2023. № 3. С. 63–77.
19. *Ребецкий Ю.Л.* Современное напряженное состояние коры Кавказа по данным объединенного каталога механизмов очагов землетрясений // Геодинамика и тектонофизика. 2020. Т. 11. № 1. С. 17–29. <https://doi.org/10.5800/GT-2020-11-1-0459>
20. *Ребецкий Ю.Л., Сим Л.А., Козырев А.А.* О возможном механизме генерации избыточного горизонтального сжатия рудных узлов Кольского полуострова (Хибинь, Ловозеро, Ковдор) // Геология рудн. месторождений. 2017. Т. 59. № 4. С. 263–280.
21. *Ребецкий Ю.Л., Стефанов Ю.П.* О механизме взаимодействия сильных землетрясений и вулканизма в зонах субдукции // Вестн. КРАУНЦ. Науки о Земле. 2022. № 4 (56). С. 41–58. <https://doi.org/10.31431/1816-5524-2022-4-56-41-58>
22. *Рогожин Е.А., Горбатилов А.В., Степанова М.Ю., Овсюченко А.Н., Андреева Н.В., Харазова Ю.В.* Структура и современная геодинамика мегантиклинория Большого Кавказа в свете новых данных о глубинном строении // Геотектоника. 2015. № 2. С. 36–49.
23. *Сафронов И.Н.* Геоморфология Северного Кавказа. – Ростов-на-Дону: РостовГУ, 1969. 218 с.
24. *Шевченко В.И., Гусева Т.В., Лукк А.А., Мишин А.В., Прилепин М.Т., Рейлинджер Р.Э., Хамбургер М.У., Шемпелев А.Г., Юнга С.Л.* Современная геодинамика Кавказа (по результатам GPS измерений и сейсмическим данным) // Физика Земли. 1999. № 9. С. 3–18.
25. *Шевченко В.И., Гусева Т.В., Лукк А.А., Прилепин М.Т., Стеблов Г.М., Милуков В.К., Миронов А.П., Кусраев А.Г., Дробышев В.Н., Хубаев Х.М.* Неплейт-тектоническая GPS-геодинамика Большого Кавказа. – В сб.: *Тектоника, геодинамика и рудогенез складчатых поясов и платформ.* – Мат-лы XLVIII Тектонического совещания. Т. 2. – Под ред. К.Е. Дегтярева – М.: ГЕОС, 2016. С. 295–299.
26. *Шевченко В.И., Лукк А.А., Гусева Т.В.* Автономная и плейт-тектоническая геодинамика некоторых подвижных поясов и сооружений. – М.: ГЕОС, 2017. 612 с.
27. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. 742 с.
28. *Шолло В.Н., Рогожин Е.А., Гончаров М.А.* Складчатость Большого Кавказа. – Под ред. Е.Е. Милановского – М.: Наука, 1993. 192 с.
29. *Burov E., Guillou-Frottier L.* The plume head–continental lithosphere interaction using a tectonically realistic formulation for the lithosphere // *Geophys. J. Int.* 2005. Vol. 161. P. 469–490.
30. *Camp V.E., Ross M.E.* Mantle dynamics and genesis of mafic magmatism in the intermontane Pacific Northwest // *J. Geophys. Res.* 2004. Vol. 109. Art. B08204. <https://doi.org/10.1029/2003JB002838>
31. *Choudhuri M., Nemčok M.* Mantle plumes and their effects. – (Springer, Cham, Switzerland. 2017), pp.137.
32. *Condie K.C.* Mantle plumes and their record in Earth history. – (Cambridge Univ. Press, NY, USA. 2001), pp. 306.
33. *D’Acremont E., Leroy S., Burov E.B.* Numerical modeling of a mantle plume: the plume head–lithosphere interaction in the formation of an oceanic large igneous province // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2003. Vol. 206. P. 379–396.

34. Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Vernikovskiy V.A., Gladkov I.N. Modelling of thermochemical plumes and implications for the origin of the Siberian traps // *Lithos*. 2008. Vol. 100. P. 66–92.
35. Ernst R.E. Large igneous provinces. – (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK. 2014), pp.653.
36. Ernst R.E., Buchan K.L. Recognizing mantle plumes in the geological record // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 2003. Vol. 31. P. 469–523.
37. Goes S., Spakman W., Bijwaard H. A lower mantle source for Central European volcanism // *Science*. 1999. Vol. 286. No. 5446. P. 1928–1931.
38. Griffiths R.W., Campbell I.H. Interaction of mantle plume heads with the Earth's surface and onset of small-scale convection // *J. Geophys. Res.* 1991. Vol. 96. No. B11. P. 18295–18310.
39. Griffiths R.W., Gurnis M., Eitelberg G. Holographic measurements of surface topography in laboratory models of mantle hotspots // *Geophys. J.* 1989. Vol. 96. P. 477–495.
40. Guillou-Frottier L., Burov E., Nehlig P., Wyns R. Deciphering plume–lithosphere interactions beneath Europe from topographic signatures // *Global Planet. Change*. 2007. Vol. 58. P. 119–140.
41. Hill R.I. Starting plumes and continental break-up // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1991. Vol. 104. P. 398–416.
42. Manea V.C., Manea M., Leeman W.P., Schutt D.L. The influence of plume roof–lithosphere interaction on magmatism associated with the Yellowstone hotspot track // *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 2009. Vol. 188. P. 68–85.
43. Olson P., Nam I.S. Formation of seafloor swells by mantle plumes // *J. Geophys. Res.* 1986. Vol. 91. No B7. P. 7181–7191.
44. Sengör A.M.C. Elevation as indicator of mantle–plume activity // *GSA Spec. Pap.* 2001. Vol. 352. P. 183–225.
45. Yang T., Leng W. Dynamics of hidden hotspot tracks beneath the continental lithosphere // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2014. Vol. 401. P. 294–300.

Theoretical and Experimental Modeling of Geodynamic Processes in Uplift Slopes

A. A. Kirdyashkin^{a, *}

^a*V.S. Sobolev Institute of Geology and Mineralogy, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Academician Koptyug prosp., bld. 3, 630090 Novosibirsk, Russia*

**e-mail: aak@igm.nsc.ru*

The flow structure created in a viscous medium at a constant inclination angle of the free surface of the uplift slope is analyzed. The velocity field in a high-viscosity uplift slope is determined under conditions of a horizontal pressure gradient. This pressure gradient occurs when the slope height decreases with distance from the main ridge. With a constant dynamic viscosity of the uplift slope, the flow velocity in it decreases with distance from the axis of the main ridge. In this case, the uplift slope is in conditions of compressive stresses, the consequence of which are thrusts and compression folds. Tensile stresses in the uplift slope exist with an increase in the flow velocity in the layer with distance from the main ridge axis. The flow velocity increases with decreasing viscosity of the layer with distance from the main ridge. The viscosity distribution on the base of the uplift slope at a distance from the axis of the main ridge is determined using the tension condition in the uplift slope. Expressions are presented for the forces causing the formation of a disruption between the blocks of the uplift slope. The magnitudes of these forces are estimated. A relation representing the condition for the formation of a disruption between the blocks is obtained. The formation of disruptions is governed by the change in viscosity along the uplift slope and the change in the flow velocity in it. When the disruption between the uplift slope is formed, free vertical boundaries of the blocks appear. The motion of a highly viscous liquid during the formation of a free vertical boundary of the block has been studied experimentally when the liquid flows out from a rectangular vessel. The experiments have revealed two outflow regimes: (i) the regime of constant thickness of the liquid layer; (ii) the regime of decreasing layer thickness. On the basis of experimental modeling the time of the first period after the formation of the slope rupture and the formation of the free volume between the blocks is estimated. During this period the height of the layer (slope) is practically constant and the layer length increases. The process of filling the free volume between the blocks with a high-viscosity slope material is considered. As the modeling shows, the filling rate of the free volume between the diverging blocks of the uplift slope is much higher than the formation rate of the free volume between these blocks. The parameters of the uplift slope blocks are determined. Among these parameters are block viscosity, slope height, flow velocity and forces acting on the blocks. The time-varying structure of the surface of the uplift slope is presented. There is a qualitative correspondence between the modeling results and the profile of the uplift slope for the north-western Caucasus.

Keywords: uplift slope, highly viscous liquid, horizontal pressure gradient, flow velocity, free slope surface, gravitational force, block structure, ridge