

12. Christensen U. Convection with pressure- and temperature-dependent non-Newtonian rheology // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1984. Vol. 77, N 2. P. 343–384.
13. Yuen D.A., Peltier W.R. Mantle plumes and the thermal stability of the  $D''$  layer // *Geophys. Res. Lett.* 1980. Vol. 7, N 9. P. 625–628.
14. Karato S. Low  $Q$  zone at the base of the mantle: evidence for lower mantle convection? // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 1980. Vol. 22, N 2. P. 155–161.
15. Christensen U. Instability of a hot boundary layer and initiation of thermo-chemical plumes // *Ann. Geophys.* Vol. 2, N 3. P. 311–320.

УДК 550.311:551.24

## **ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ОСАДОЧНОГО БАССЕЙНА В РЕЗУЛЬТАТЕ ОБРАЗОВАНИЯ И ПОСЛЕДУЮЩЕГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА МАГМАТИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ В ВЕРХНЕЙ МАНТИИ**

*А.Т. Исмаил-заде, Л.И. Лобковский, Б.М. Наймарк*

### **A HYDRODYNAMIC MODEL OF SEDIMENTARY BASIN FORMATION BASED ON DEVELOPMENT AND SUBSEQUENT PHASE TRANSFORMATION OF A MAGMATIC LENS IN THE UPPER MANTLE**

*A.T. Ismail-zadeh, L.I. Lobkovsky and B.M. Naimark*

We present a sedimentary basin formation mechanism based on the subsidence of an eclogite lens in the upper mantle. After the extension of the lithosphere a hot asthenospheric component is advected to the base of the lithosphere into the space created by that process. If the lithosphere/asthenosphere boundary prevents further magma uplift a magmatic lens concentrates due to its buoyancy at the roof of the asthenospheric bulge. We assume that basalt melt in the asthenospheric bulge has not been transported onto the surface and stays in the magmatic lens. According to experimental data, basalt melts turn into eclogite of an increased density during the process of general cooling and crystallization at pressures of 18–22 Kbar and temperatures of 1000–1200°C (at 60–80 km depth). Hence the eclogite lens causes crustal subsidence resulting in sedimentary basin formation. A bicubic spline finite element method is used for a quantitative analysis of the proposed subsidence mechanism. The model region comprises a cross section through the lithosphere and the upper part of the asthenosphere. We assume the Newtonian rheology with variable density and viscosity. An approximate topography is calculated from the normal stress at the free-slip surface boundary for several sample models. The model can be applied to study intracratonic sedimentary basin evolution.

## **ВВЕДЕНИЕ**

Одной из важнейших задач современной геодинамики является выяснение механизмов образования осадочных бассейнов различного типа. Постоянное внимание многих ученых к этой проблеме обусловлено, помимо ее большой научной значимости, соображениями прикладного характера, так как с осадочными бассейнами, как известно, связаны основные нефтегазовые запасы и ресурсы Земли.

Несмотря на большое число работ, посвященных анализу причин и условий прогибания земной коры, сопровождаемого осадконакоплением и образованием осадочных бассейнов, в этой проблеме до сих пор остается много неясного. В частности, предметом оживленных дискуссий являются различные механизмы погружения осадочных бассейнов, модели их эволюции, движущие тектонические силы, приводящие к рифтогенезу, горообразованию и другим процессам, генетически связанным с формированием осадочных бассейнов соответствующего типа и т.д.

В зависимости от историко-геологических условий своего формирования, осадочные бассейны делятся на несколько категорий или типов, характеризующихся различными

механизмами погружения их фундамента. В наиболее распространенной классификации выделяются: а) внутриконтинентальные рифтовые (пострифтовые) и эпирифтовые бассейны; б) бассейны современных пассивных континентальных окраин; в) бассейны древних пассивных континентальных окраин; г) бассейны современных активных континентальных окраин; д) бассейны коллизионных орогенов. Существуют, однако, бассейны, которые не вписываются в данную классификационную систему, например, бассейны, образующиеся в условиях сдвига (pull apart), или внутрикратонные бассейны изометрической формы и, по-видимому, нерифтогенной природы (Мичиганский бассейн).

Самый простой тип осадочных бассейнов (с точки зрения их строения и характера эволюции) – это внутриконтинентальные пострифтовые бассейны, а также генетически родственные им бассейны современных пассивных окраин континентов. Наиболее популярная модель их образования, предложенная в 1978 году Д.Маккензи [1], предполагает наличие двух главных фаз процесса, а именно: 1) первоначальное быстрое однородное растяжение литосферы, приводящее к механическому утонению земной коры, сопровождаемому, как правило, изостатическим опусканием ее поверхности (синрифтовая стадия погружения) и "принудительным" подъемом изотерм подкоровой части литосферы, что эквивалентно ее "мгновенному" нагреву; 2) последующее медленное остывание утоненного участка литосферы (пострифтовая фаза погружения).

Модель Д. Маккензи (так называемая схема "чистого сдвига") на некоторое время стала основной парадигмой в исследованиях, посвященных рифтовым зонам и пострифтовым осадочным бассейнам. После ее опубликования появилось большое количество работ, в которых рассматривались различные модификации и усовершенствования этой модели, в том числе учитывающие неоднородное по глубине растяжение литосферы [2–4], асимметричные схемы "простого сдвига", при котором растяжение литосферы реализуется вдоль одного пологого разлома [5, 6], разные комбинации чистого и простого сдвига [7–9] и т.д.

В то же время были установлены аномальные явления, которые не объяснились моделью Д. Маккензи и требовали разработки альтернативных подходов [10, 11]. К таким аномальным фактам, например, относятся значительные расхождения (иногда в несколько раз!) между величинами растяжения, утонения и погружения коры, предсказываемыми по модели Д. Маккензи, и их наблюдаемыми (по геолого-геофизическим данным) значениями для конкретных осадочных бассейнов, в частности, для Северного моря [12].

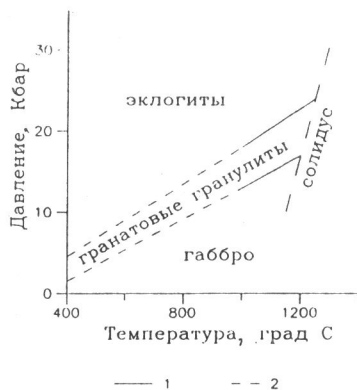
Одним из принципиальных выводов, который был сделан на основании анализа кривых погружения фундамента пострифтовых осадочных бассейнов, заключается в том, что помимо погружения литосферы, связанного с ее пострифтовым остыванием, существует нетермическая компонента тектонического погружения, которая в ряде случаев может быть доминирующей [12–14]. В качестве возможного физического механизма, ответственного за нетермическое погружение коры осадочного бассейна, в литературе уже давно обсуждается гипотеза фазового перехода "габбро–эклогит" в нижнем слое континентальной коры [15–19].

Такого рода фазовые переходы, происходящие при высоких температурах и давлениях, были экспериментально установлены в лабораторных условиях разными авторами [20–23]. Характерный интервал давления  $P$  и температур  $T$ , при которых проводились эксперименты, был, соответственно,  $P = 12\text{--}30$  Кбар и  $T = 1000^\circ\text{--}1200^\circ\text{C}$ . Плотность при фазовом переходе габбро в эклогит меняется с  $3.0 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup> до  $3.5 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Такое значительное увеличение плотности пород, если оно происходит в природных условиях, очевидно, должно приводить к очень существенным геологическим следствиям, на чем основаны некоторые тектонические гипотезы [24].

Представление о наличии фазового перехода габбро в эклогит в нижнем слое коры, которое используется как возможный механизм погружения осадочных бассейнов,

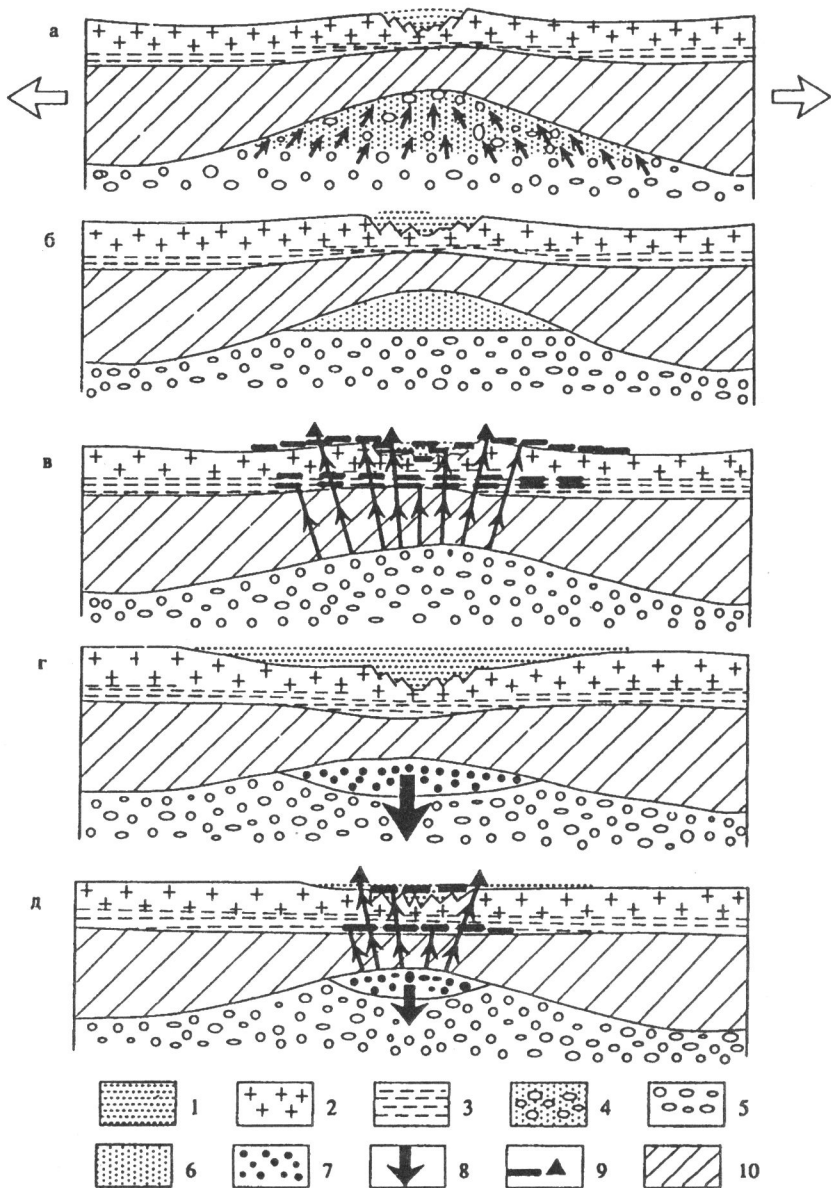
основано на линейной экстраполяции экспериментально полученной  $P$ - $T$  кривой в область относительно низких давлений и температур, отвечающих низам континентальной коры (рис. 1). Однако до настоящего времени не существует ни экспериментальных, ни убедительных теоретических доказательств справедливости такой экстраполяции, хотя попытки ее обоснования предпринимались разными авторами [22, 25, 26]. Более того, экспериментальные исследования последних лет, посвященные условиям образования эклогитов, показывают, что кривые соответствующих фазовых переходов (как для "сухих" условий, так и при содержании воды в породах) имеют существенно нелинейный характер: при снижении температуры фазового перехода до нижнекоровых значений давление перехода остается высоким, отвечая подкорковым верхнемантийным глубинам [27]. Отсюда следует, что образование крупных эклогитовых масс в низах континентальной коры вряд ли возможно, и поэтому гипотеза погружения осадочных бассейнов, основанная на "эклогитизации" коры, является весьма проблематичной. С другой стороны, экспериментальные данные наводят на мысль о том, что если бы в процессе рифтогенеза в верхней мантии каким-либо способом образовывались достаточно крупные магматические базальтовые линзы, то при последующем охлаждении они неизбежно испытывали бы фазовый переход, превращаясь в аномально плотные эклогитовые тела, которые стремились бы погружаться в окружающую их более легкую мантию, вызывая соответствующие прогибы фундамента осадочных бассейнов.

Рис. 1.  $P$ - $T$  диаграмма фазового состояния кварцевого толеита по [23]  
 1 — экспериментальные данные;  
 2 — экстраполяция экспериментальных данных



В работе [28] это соображение было использовано при формулировке качественной схемы формирования осадочного бассейна за счет образования в верхней мантии (путем фильтрации и аккумуляции расплава) магматических линз и их последующей трансформации в тяжелые эклогитовые тела, погружающиеся в более легкую мантийную среду. Настоящая работа развивает этот подход, описывая в рамках гидродинамики неоднородной вязкости жидкости процесс погружения аномально плотной линзы в верхнюю мантию, что приводит к характерному прогибу поверхности литосферы.

**Фильтрационный механизм образования магматических линз в верхней мантии.** Рассмотрим кратко физический механизм, приводящий к формированию крупных эклогитовых магматических линз в верхней мантии. В его основе лежат представления о частично расплавленной вязкодеформируемой астеносферной среде, в которой развиваются процессы фильтрации магматического расплава, сопровождаемые объемным сжатием (консолидацией) или расширением тугоплавкого кристаллического скелета. Математическое описание движения такой среды было дано в ряде работ [29–33]. Здесь важно подчеркнуть одно фундаментальное свойство двухфазной насыщенной расплавом проницаемой пористой среды с вязкодеформируемым скелетом. Оно заключается в том, что в силу разности плотности между жидкой и твердой компонентами и способности кристаллического скелета к объемным вязким деформациям в такой среде



Р и с. 2. Схема различных вариантов пострифтовой эволюции внутриконтинентальной системы литосфера-астеносфера и ее поверхностных проявлений:

*a* – рифтовая стадия эволюции – образование астеносферного выступа с фильтрацией магматического расплава; *б* – стадия аккумуляции расплава в верхней части астеносферного выступа и образования магматической линзы; *в* – стадия полного опустошения магматической линзы, сопровождаемая мощным вулканизмом, а также внедрением и кристаллизацией расплава в нижнем слое коры; *г* – стадия фазового превращения магматической линзы в эклогитовую линзу, ее последующего погружения и образования глубокого осадочного бассейна; *д* – стадия частичного опорожнения магматической линзы и фазового превращения оставшейся ее части в эклогиты, сопровождаемая умеренным вулканизмом, относительно небольшим погружением коры и образованием осадочного бассейна

1 – осадки; 2 – верхняя хрупкая часть континентальной коры; 3 – нижний пластичный слой коры; 4 – частично расплавленная среда; 5 – астеносфера; 6 – расплав в магматической линзе; 7 – эклогитовые породы; 8 – направление погружения эклогитовой линзы; 9 – магматические проявления на поверхности и в низах коры; 10 – подкорвая часть литосферы

всегда будут развиваться процессы сегрегации расплава из кристаллической матрицы и его аккумуляции при определенных условиях в форме магматических линз, расположенных в пределах астеносферы [30, 32]. Последнее обстоятельство обычно ускользало от внимания исследователей, хотя в геолого-геофизической литературе широко распространены представления о крупных магматических резервуарах, питающих подводные и надводные вулканы, а также осевые зоны срединно-океанических хребтов.

Применительно к проблеме континентального рифтогенеза и пострифтовой эволюции осадочных бассейнов учет эффектов частично расплавленной мантийной среды приводит к следующей схеме взаимодействия литосферы и астеносферы. При развитии рифтогенеза, независимо от того, преобладает "пассивный" или "активный" механизм, растяжения [34], главной характеристикой процесса является утонение литосферы снизу и, соответственно, подъем кровли подстилающей астеносферы [35–39]. В большинстве случаев континентальный рифтогенез обусловлен "пассивным" растяжением литосферы тектоническими силами, приложенными достаточно далеко от зоны утонения (шейкообразования) литосферы [12], хотя наблюдаются ситуации (в областях так называемых горячих точек), когда большую роль играет "активный" механизм рифтогенеза.

Подъем кровли астеносферы (которую обычно отождествляют с изотермой, близкой к солидусу мантийных пород) приводит к смещению вверх нагретого до субсолидусных температур мантийного вещества и его частичному плавлению вследствие уменьшения давления [39]. Возникает типичная глубинная структура рифтовой зоны с частично расплавленным астеносферным выступом (рис. 2, а). Поскольку разность плотности между расплавом и кристаллическим скелетом достаточно велика (составляет от  $0.1 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup> до  $0.4 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup> в зависимости от глубины), то внутри астеносферного выступа сразу же начинает развиваться процесс вертикальной фильтрации более легкой магмы. Особенно интенсивной такая фильтрация будет в самых верхних горизонтах астеносферного выступа из-за большей проницаемости среды и большей разности плотности между расплавом и скелетом. Поскольку предполагается, что материал пластичного нижнего слоя литосферы, перекрывающего астеносферный выступ, является непроницаемым для расплава, последний будет накапливаться вблизи кровли этого выступа, играющей, таким образом, роль структурной магматической ловушки (рис. 2, б). Ситуация здесь аналогична образованию нефтегазовых резервуаров, когда миграция легких углеводородов сквозь пористопроницаемые породы-коллекторы наталкивается на непроницаемые покрышки-флюидоупоры, изогнутые и обращенные выпуклой стороной вверх и образующие структурные антиклинальные ловушки [40].

Дальнейшая эволюция системы "литосфера – астеносферный выступ – магматическая линза" может идти по трем основным направлениям, приводящим к различным геологическим и тектоническим следствиям.

Первый вариант развития системы реализуется, если все вещество магматической линзы прорывается на поверхность Земли, приводя к интенсивной вулканической деятельности (рис. 2, в). В результате образуются так называемые "вулканические" рифтовые зоны или пассивные окраины, трапповые провинции, вулканические поля. Важно отметить при этом, что, как правило, области интенсивного вулканизма после прекращения активной тектонической деятельности не испытывают сколько-нибудь значительных погружений и могут сохранять высокое гипсометрическое положение десятки и даже сотни миллионов лет.

Второй крайний вариант эволюции рассматриваемой системы имеет место, когда все накопленное вещество магматической линзы сохраняется в литосферной ловушке, и после прекращения растяжения литосферы расплав линзы кристаллизуется под большим гидростатическим давлением и затем превращается в аномально плотные эклогитовые породы. Тяжелая эклогитовая линза начинает тонуть в более легкой

мантии (астеносфере), плотность которой составляет приблизительно  $3.3 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$ . Погружение линзы вызывает течение в окружающей среде и деформацию поверхности литосферы, которая приводит к формированию достаточно глубокого осадочно-го бассейна (рис. 2, з). Следует заметить, что такой сценарий развития геологических событий в целом подтверждается фактическими данными: действительно, обычно "сухие" амагматичные рифтовые зоны, невулканические пассивные окраины и пострифтовые осадочные бассейны, формирующиеся без проявления вулканической деятельности, погружаются на значительную глубину.

Наконец, теоретически существует третий промежуточный вариант эволюции системы, характеризующийся тем, что магматическая линза опорожняется лишь частично, и в итоге одна часть ее материала поднимается, достигая поверхности или кристаллизуясь внутри земной коры, а другая – застывает на месте, превращаясь в плотную эклогитовую фазу (рис. 2, д). В этом случае рифтовые зоны и пострифтовые осадочные бассейны также должны испытывать погружение, но значительно меньшее по амплитуде, чем в предыдущем случае.

Ниже мы будем подробно рассматривать только второй вариант эволюции системы "литосфера – астеносферный выступ – магматическая линза", предполагая сохранение магматической линзы в "ловушке" и ее последующую трансформацию в тяжелую эклогитовую массу, погружающуюся в верхнюю мантию и вызывающую опускание земной коры (фундамента осадочного бассейна). Мы рассматриваем численные модели погружения эклогитовой линзы, в основе которых лежат следующие допущения.

1. Очевидно, что образование эклогитовой линзы зависит от условий остывания базальтового расплава магматической линзы, которые в данных моделях не рассматриваются. Мы предполагаем, что погружение начинается после окончательного формирования линзы.

2. Предполагается, что нет резкой границы между эклогитовой линзой и окружающей ее средой: иначе говоря, плотность является непрерывной функцией координат.

3. Не учитываются процессы эрозии и осадконакопления.

4. Модель является чисто механической, в ней не учитываются тепловые эффекты.

5. В модели принимаются Ньютоновская реология.

6. Модель является двумерной и рассматривается прямоугольная область, на границах которой задаются условия идеального скольжения.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается двумерная область  $\Omega: 0 \leq x \leq L, -H \leq z \leq 0$ , которая моделирует литосферу и верхний слой астеносферы (рис. 3). Мы пренебрегаем кривизной Земли и используем декартовы координаты. Ниже используются условные обозначения, сведенные в табл. 1. Ось  $z$  направлена вертикально вверх,  $z = 0$  соответствует земной поверхности; ось  $x$  – слева направо. Предполагается, что физические параметры жидкости являются переменными и задаются в начальный момент времени. В процессе движения значения плотности и вязкости переносятся вместе со средой: для описания модели мы используем метод Эйлера. В результате большие деформации исследуются без перестройки аппроксимирующих элементов.

Мы используем классические уравнения движения жидкости [41]. Уравнение сохранения импульса имеет следующий вид (в задачах геодинамики можно пренебречь инерционными членами)

$$-\nabla P + \nabla \cdot \tau + \rho g = 0, \quad (1)$$

где  $P$  – давление;  $\tau$  – девиатор тензора напряжений;  $\rho$  – плотность;  $g$  – ускорение силы тяжести.

Скорость тензора деформаций  $\partial \varepsilon_{ij} / \partial t$  задается в форме

$$\frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial t} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad i, j, = 1, 2, \quad (2)$$

где  $\mathbf{v} = (v_1, v_2)$  – скорость,  $x_1 = x$ ,  $x_2 = z$ .

Реологический закон, связывающий напряжения и скорость деформаций, представ-

Р и с. 3. Область  $\Omega$  с изолиниями начального распределения плотности и с указанием граничных условий



ляется в виде

$$\tau_{ij} = 2\mu \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial t}, \quad i, j, = 1, 2, \quad (3)$$

где  $\mu$  – вязкость.

Уравнение неразрывности задается в форме

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (4)$$

Предположение несжимаемости позволяет ввести функцию тока  $\psi$  и представить скорость  $\mathbf{v}$  как

$$v_1 = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (5)$$

Дифференцируя  $x$  – компоненту уравнения (1) по  $z$  и  $z$  – компоненту уравнения (1) по  $x$ , вычитая один результат из другого и используя (2)–(5), приходим к эллиптическому уравнению для функции тока

$$4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mu \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) = -g \frac{\partial \rho}{\partial x}. \quad (6)$$

Перенос плотности  $\rho$  и вязкости  $\mu$  описывается уравнением

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial A}{\partial x}, \quad (7)$$

где  $A$  обозначает плотность или вязкость среды.

Принимаются следующие граничные условия. На верхней и нижней границе (см. рис. 3) задаются условия непротекания ( $v_2 = 0$ ) и свободного скольжения ( $\tau_{12} = 0$ ). На боковых границах мы используем условия симметрии. Тогда для функции тока гранич-

## Условные обозначения

Символ	Значение	Номер уравнения
$A(x, z, t)$	Плотность или вязкость	(7)
$A_0(x, z)$	Начальное распределение $A(x, z, t)$	(9)
$a_{ij}$	Коэффициенты разложения по сплайнам $\rho$	(10), (11), (12)
$b_{ij}$	Коэффициенты разложения по сплайнам $\mu$	(10), (13)
$c_{ij}$	Коэффициенты разложения по сплайнам $\psi$	(10), (11)
$\partial \varepsilon_{ij} / \partial t$	Скорость деформаций	(2), (3)
$\eta$	Величина погружения поверхности	
$g$	Ускорение силы тяжести	(1), (6)
$H$	Высота модели	
$\Delta h$	Заданное достаточно малое смещение	
$L$	Длина модели	
$M$	Полная масса жидкости	
$\mu$	Вязкость	
$\mu_{MN}$	Приближенное значение вязкости	(10)
$P$	Давление	(1)
$\psi$	Функция тока	(5), (6), (7)
$\psi_{MN}$	Приближенное значение функции тока	(10)
$\rho$	Плотность	
$\rho_{MN}$	Приближенное значение плотности	(10)
$sp_i(x)sp_j(z)$	Базисные бикубические сплайны для $\psi$	(10)
$\hat{sp}_i(x)\hat{sp}_j(z)$	Базисные бикубические сплайны для $\rho$ и $\mu$	(10)
$t$	Время	
$\Delta t$	Шаг по времени	
$\tau$	Девiator напряжения	(1), (3)
$\mathbf{v} = (v_1, v_2)$	Скорость	
$v_1$	Компонента $\mathbf{v}$ в направлениях $x_1$	(1), (3)
$v_2$	Компонента $\mathbf{v}$ в направлениях $x_2$	(2), (4), (5)
$v_{\max}$	Максимальная скорость движения	
$x_1 = x$	Горизонтальная координата	
$x_2 = z$	Вертикальная координата	
$\Omega$	Область переменных: $0 \leq x \leq L, -H \leq z \leq 0$	

ные условия принимают вид

$$\begin{aligned} \psi = \partial^2 \psi / \partial z^2 = 0 \quad \text{при} \quad z = -H, \quad z = 0, \\ \psi = \partial^2 \psi / \partial x^2 = 0 \quad \text{при} \quad x = 0, \quad x = L. \end{aligned} \quad (8)$$

Мы также полагаем  $\partial \rho / \partial x = \partial \mu / \partial x = 0$  при  $x = 0$  и  $x = L$  ввиду тех же условий симметрии и требования дифференцируемости  $\rho$  и  $\mu$  по  $x$ . Кроме граничных условий должны выполняться еще и начальные:

$$\lim_{t \rightarrow +0} A(x, z, t) = A_0(x, z), \quad (9)$$

где  $A_0(x, z)$  – начальное распределение плотности или вязкости.

Таким образом, задача состоит в расчете функций  $\psi(x, z, t)$  и  $A(x, z, t)$ , удовлетворяющих в области  $\Omega$  уравнениям (6) и (7), граничным условиям (8) и начальным условиям (9).

**Численный метод.** Численное решение задачи основано на применении метода конечных элементов (метода Галеркина) к эллиптическому уравнению (6) для функции тока и метода Рунге–Кутты четвертого порядка к уравнениям переноса плотности и вязкости (7). Численный метод в деталях описан в работе [42]. Мы используем



разбиение  $\Omega$  на квадратные элементы: 14 элементов в направлении  $x$  и 13 элементов в направлении  $z$  (сетка размером  $M \times N$ ,  $M = 15$ ,  $N = 14$ ). Функции  $\rho$ ,  $\mu$  и  $\psi$  приближаются бикубическими сплайнами:

$$\begin{aligned}\Psi_{MN} &= \sum_{i,j=1}^{M,N} c_{ij}(t) sp_i(x) sp_j(z), \\ \rho_{MN} &= \sum_{i,j=1}^{M,N} a_{ij}(t) s\hat{p}_i(x) s\hat{p}_j(z), \\ \mu_{MN} &= \sum_{i,j=1}^{M,N} b_{ij}(t) s\hat{p}_i(x) s\hat{p}_j(z),\end{aligned}\tag{10}$$

где  $sp_i(x)sp_j(z)$  и  $s\hat{p}_i(x)s\hat{p}_j(z)$ ,  $i = 1, \dots, M, j = 1, \dots, N$  – базисные бикубические сплайны [43];  $c_{ij}(t)$ ,  $a_{ij}(t)$ ,  $b_{ij}(t)$ , – коэффициенты разложения. Специальный выбор кубических сплайнов обеспечивает выполнение граничных условий [42]. Для удобства читателя построение базисных сплайнов кратко описано в Приложении А.

Применяя метод Галеркина к уравнениям (6) и (7) [42, 44], получим (см. Приложение Б)

$$\sum_{i,j=1}^{M,N} c_{ij}(t) C_{ijrs} = \sum_{k,l=1}^{M,N} a_{kl}(t) F_{klrs},\tag{11}$$

$$\sum_{k,l=1}^{M,N} (da_{kl} / dt) D_{klrs} = \sum_{k,l=1}^{M,N} a_{kl}(t) E_{klrs},\tag{12}$$

$$\sum_{p,q=1}^{M,N} (db_{pq} / dt) D_{pqrs} = \sum_{p,q=1}^{M,N} b_{pq}(t) E_{pqrs},\tag{13}$$

где  $r = 1, \dots, M, s = 1, \dots, N$ .

Опишем схему решения. Зная начальные распределения плотности и вязкости, можно найти коэффициенты  $a_{kl}(0)$  и  $b_{pq}(0)$  их разложения по базисным сплайнам. Тогда по  $a_{kl}$  и  $b_{pq}$  можно решить систему линейных алгебраических уравнений (11) относительно  $c_{ij}$ . Затем, зная  $a_{kl}$ ,  $b_{pq}$  и  $c_{ij}$ , легко вычислить правые части систем обыкновенных дифференциальных уравнений (12) и (13). Решая эти системы методом Рунге–Кутты четвертого порядка [45], можно найти  $a_{kl}$  и  $b_{pq}$  на следующем шаге по времени  $\Delta t$ . Таким образом, для нахождения  $a_{ij}$ ,  $b_{ij}$  и  $c_{ij}$  на последовательных шагах по времени необходимо всякий раз решать системы обыкновенных дифференциальных уравнений (12) и (13) относительно  $a_{ij}$  и  $b_{ij}$  и затем систему (11) относительно  $c_{ij}$ . Заметим, что шаг по времени  $\Delta t$  выбирается автоматически так, чтобы максимальное смещение материальных точек среды не превосходило заданной достаточно малой величины  $\Delta h$ . Для этого отыскивается  $v_{\max} = \max[(\partial\psi/\partial z)^2 + (\partial\psi/\partial x)^2]^{1/2}$  в вершинах элементов, а затем полагается  $\Delta t = \Delta h/v_{\max}$ .

**Уточнение решения.** Известно, что кубический полином плохо приближает быстро меняющуюся функцию. Соответствующее приближение претерпевает несколько колебаний, амплитуда которых уменьшается по мере удаления от участков быстрого изменения функции. Сами ложные колебания не очень велики, однако они входят в решение в качестве начальных возмущений на каждом шаге по времени. Такие возмущения порождают ложные диапиры. Эти последние, в свою очередь, связаны с появлением новых паразитных колебаний, начинают расти новые диапиры и т.д. Подобный эффект может приводить к неверным выводам о перемешивании жидкости, внезапном образовании совокупности диапировых структур и т.п.

Чтобы избежать подобного явления, мы используем метод обратного хода по траекториям [42]. Суть метода заключается в том, что по вычисленным траекториям материальных точек среды и известным начальным распределениям плотности и вязкости можно рассчитать значения плотности и вязкости в любой точке в любой момент времени. Для этого необходимо провести через эту точку траекторию в направлении уменьшения времени и рассчитать значения плотности и вязкости в начальной точке траектории.

**Вычисление топографии поверхности.** Погружение поверхности в каждый момент времени вычисляется по формуле [46–48]

$$\eta(x) = [-P(x, z = 0) + \tau_{22}(x, z = 0)] / (\rho(x, z = 0)g).$$

Давление  $P$  можно определить, интегрируя в уравнении (1)  $x$ -компоненту по  $x$  в пределах  $0 \leq x \leq x_0$  и затем  $z$ -компоненту по  $z$  в пределах  $-H \leq z \leq 0$  при  $x = x_0$ . Выражение под знаком интеграла содержит третьи производные функции  $\psi$ . Поскольку  $\psi$  аппроксимируется бикубическими сплайнами, эти производные являются кусочно-постоянными функциями. Приближая эти функции более плавными сплайнами и выполняя интегрирование, приходим к искомому значению давления.

Этот способ вычисления топографии поверхности является приближенным, потому что граница  $z = 0$  не является свободной: мы задали условия свободного скольжения. Однако в недавней работе [49] было показано, что при небольших скачках плотности традиционный способ вычисления топографии хорошо работает в задачах Рэлея–Тейлора.

## ПРОВЕРКА МЕТОДА

Проверить точность численного решения не просто, если не имеется аналитического решения задачи. Данный метод вычисления проверялся с помощью нескольких простых тестов. Первый тест состоял в проверке точности решения уравнения (6) отдельно от уравнения (7). Для этого задавалась функция  $\psi = \sin(k\pi x/L)\sin(l\pi z/H)$ , где  $k$  и  $l$  – целые положительные числа и  $\mu = \text{const}$ . Очевидно, тогда  $\Delta\Delta\psi = \pi^2(k^2/L^2 + l^2/H^2)^2\psi$ . Решая это уравнение численно и сравнивая полученное решение с аналитическим, можно оценить ошибку. При заданной сетке ( $M = 15, N = 14$ ) и  $k = l = 1$  получается точность порядка 0.5%, а при  $k = l = 4$  – не хуже 2%. Проверка точности решения уравнения (7) отдельно от (6) проводилась аналогичным способом. Общую проверку провести нельзя, поскольку хотя бы какое-нибудь аналитическое решение неизвестно.

Мы следили, как выполняется закон сохранения массы. Общая масса  $M$  в области  $\Omega$  легко вычисляется в каждый момент времени  $t = t^*$ :

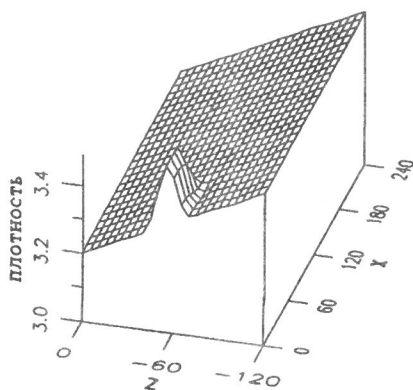
$$M(t^*) = \iint_{\Omega} \rho(x, z, t^*) dx dz = \sum_{i,j=1}^{M,N} a_{ij}(t^*) \iint_{\Omega} \hat{s}\hat{p}_i(x)\hat{s}\hat{p}_j(z) dx dz.$$

По закону сохранения, масса не изменяется внутри области  $\Omega$  с течением времени. Было установлено, что изменение массы не превышает 0.4% на 100-м шаге по времени.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

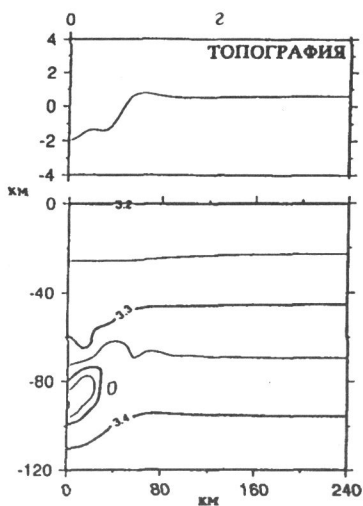
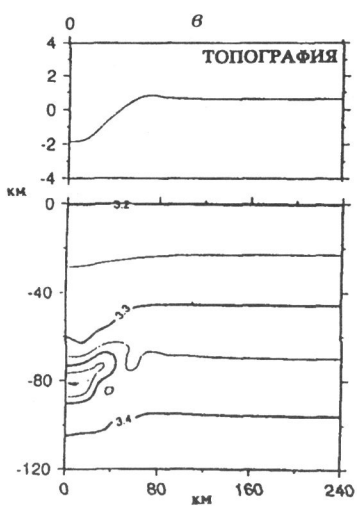
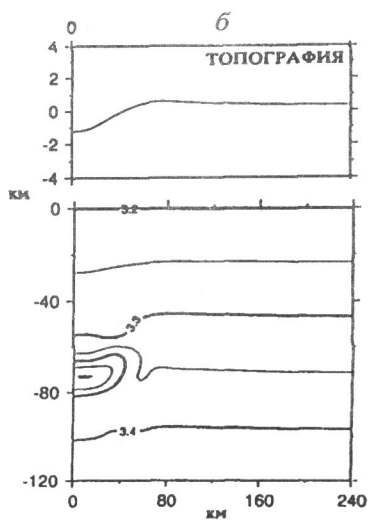
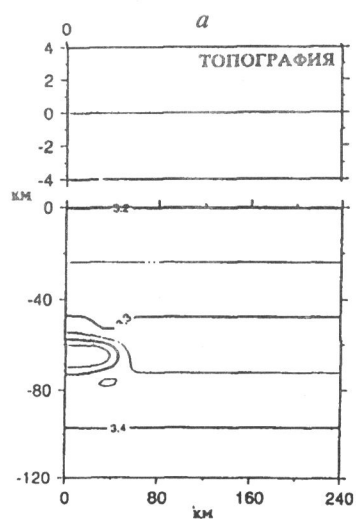
При расчетах были приняты следующие характерные значения параметров:  $H = 120$  км,  $L = 2H = 240$  км,  $\rho_0 = 3.5 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu_0 = 10^{22}$  Па · с. Как видно из рис. 4, плотность моделируемой среды линейно увеличивается с глубиной с  $3.2 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup> до  $3.45 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Плотность эклогитовой линзы составляет  $3.5 \times 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Мы изучали два варианта модели предложенного механизма формирования осадочного бассейна.

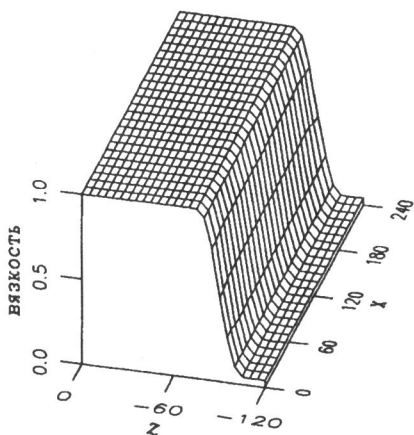
Р и с. 4. Начальное распределение плотности  $\rho$



Р и с. 5. Изолинии плотности и поверхностная топография для первого варианта модели (постоянная вязкость) в различные моменты времени

*a* – начальный; *б* – 21 млн. лет; *в* – 72 млн. лет; *г* – 143 млн. лет

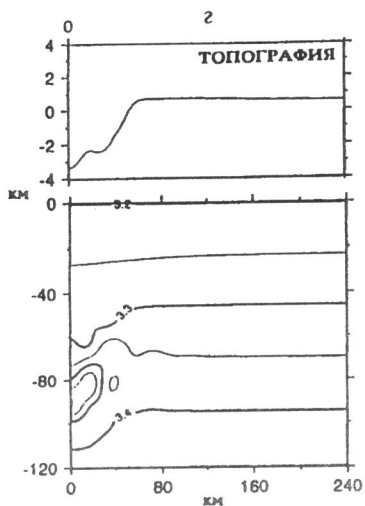
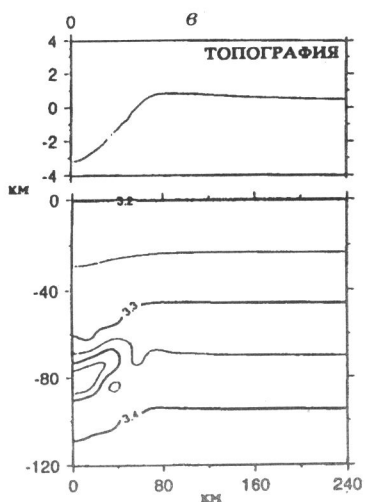
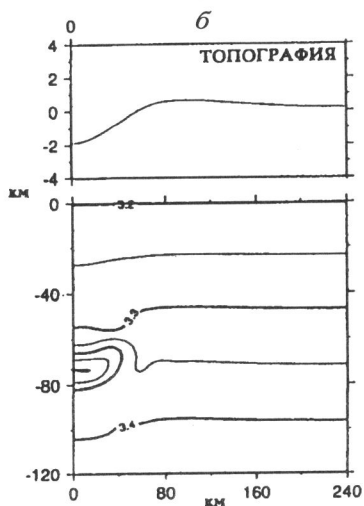
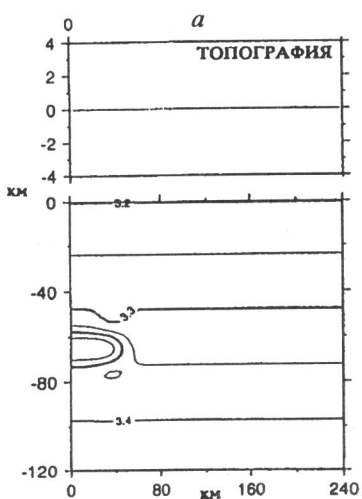




Р и с. 6. Начальное распределение вязкости  $\mu$

Р и с. 7. Изолинии плотности и поверхностная топография для второго варианта модели (переменная вязкость) в различные моменты времени

*a* – начальный; *б* – 12 млн. лет; *в* – 40 млн. лет; *г* – 92 млн. лет



В первом варианте модели вязкость принимается постоянной внутри области  $\Omega$ . На рис. 5 приводятся изолинии плотностей и топография поверхности для четырех стадий развития процесса. Численные расчеты показывают, что развитие процесса ведет к погружению эклогитовой линзы; это, в свою очередь, приводит к формированию осадочного бассейна. Общее погружение в этом случае составляет 2 км за 143 млн. лет.

Второй вариант модели отличается от первого вертикальным распределением вязкости (рис. 6). Вязкость литосферы равна  $10^{22}$  Па · с и уменьшается с глубиной на два порядка. На рис. 7 показана динамика поля плотностей и топография для последовательных моментов времени. Общее погружение коры равно 3.5 км за 92 млн. лет. Расчеты показывают, что пониженная вязкость астеносферы ведет к возрастанию интенсивности процесса погружения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен механизм формирования осадочных бассейнов, основанный на погружении аномально плотных эклогитовых тел. Такие тела образуются в верхней мантии в результате вертикальной фильтрации расплава и его аккумуляции в форме крупных магматических линз. Последующий фазовый переход переводит вещество магматических линз в эклогитовые породы. Результаты численного моделирования согласуются с наблюдениями.

Эта модель применима к широкому классу внутриконтинентальных пострифтовых осадочных бассейнов, а также к бассейнам современных пассивных окраин континентов. Модель работает независимо от того, каким путем образуется частично расплавленный астеносферный выступ: вследствие "пассивного" растяжения литосферы или в результате тепловых и механических эффектов, связанных с "активным" процессом типа горячей точки. В частности, ее можно использовать для описания эволюции внутрикратонных осадочных бассейнов изометрической формы, примерами которых являются Мичиганский, Уиллистонский и Иллинойский бассейны палеозойского возраста, расположенные на Северо-Американской платформе.

Данная модель является приближенной из-за допущений, перечисленных во введении. Авторы надеются усовершенствовать модель, включая в нее тепловые эффекты и математическое описание формирования эклогитовой линзы, задавая при этом более реалистичные граничные условия.

Авторы выражают благодарность академику В.И. Кейлис-Бороку за поддержку работы. Авторы признательны профессору С. Клутиngu за обсуждение результатов работы и предоставленную возможность проведения расчетов на SUN Spark-station на Геологическом факультете Амстердамского Университета (Vrije Universiteit).

## ПРИЛОЖЕНИЕ А.

### Кубические и бикубические сплайны

Базисные сплайны строятся следующим образом. Рассмотрим семь функций  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$ ,  $\delta(x)$ ,  $\gamma(x)$ ,  $\delta^*(x) = \delta(3-x)$ ,  $\beta^*(x) = \beta(3-x)$  и  $\alpha^*(x) = \alpha(3-x)$ , удовлетворяющих следующим условиям:

- 1) функции  $\alpha(x)$ ,  $\beta(x)$  и  $\delta(x)$  равны нулю всюду, кроме интервала  $0 \leq x \leq 3$ , а  $\gamma(x)$  равна нулю всюду, кроме интервала  $0 \leq x \leq 4$ ;
- 2) все эти функции непрерывны вместе со своими производными до второго порядка включительно;
- 3) на отрезках  $j \leq x \leq j+1$ , где  $j$  – целое число, они являются кубическими многочленами;

Коэффициенты кубических многочленов составляющих стандартные сплайны

Интервал	$\alpha(x)$				$\beta(x)$				$\delta(x)$				$\gamma(x)$			
	$e_0$	$e_1$	$e_2$	$e_3$	$e_0$	$e_1$	$e_2$	$e_3$	$e_0$	$e_1$	$e_2$	$e_3$	$e_0$	$e_1$	$e_2$	$e_3$
1	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{11}{36}$	0	1	0	$-\frac{1}{3}$	1	0	0	$-\frac{1}{6}$	0	0	0	$\frac{1}{4}$
2	$\frac{7}{36}$	$\frac{1}{12}$	$-\frac{5}{12}$	$\frac{7}{36}$	$\frac{2}{3}$	0	-1	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{6}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{3}{4}$	$-\frac{3}{4}$
3	$\frac{1}{18}$	$-\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{18}$	$\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{6}$	1	0	$-\frac{3}{2}$	$\frac{3}{4}$
4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	$\frac{1}{4}$	$-\frac{3}{4}$	$\frac{3}{4}$	$-\frac{1}{4}$

4) эти функции удовлетворяют следующим условиям при  $x = 0, x = 2, x = 3$  и  $x = 4$ :

$$\alpha(0) = 0, \alpha'(0) = 0, \alpha''(0) = 1; \alpha(3) = \alpha'(3) = \alpha''(3) = 0;$$

$$\beta(0) = 0, \beta'(0) = 1, \beta''(0) = 0; \beta(3) = \beta'(3) = \beta''(3) = 0;$$

$$\delta(0) = 1, \delta'(0) = 0, \delta''(0) = 0; \delta(3) = \delta'(3) = \delta''(3) = 0;$$

$$\gamma(0) = \gamma'(0) = \gamma''(0) = \gamma(4) = \gamma'(4) = \gamma''(4) = 0, \gamma(2) = 1.$$

В табл. 2 приводятся значения коэффициентов  $e_0, e_1, e_2$  и  $e_3$  многочленов  $e_0 + e_1(x-j) + e_2(x-j)^2 + e_3(x-j)^3$ , составляющих функции  $\alpha(x), \beta(x), \delta(x)$  и  $\gamma(x)$  на интервалах  $j \leq x \leq j+1, j = 0, 1, 2, 3$ . Читатель легко проверить, что такие функции удовлетворяют всем перечисленным условиям. Функции  $\alpha(x), \beta(x), \delta(x), \gamma(x), \delta^*(x), \beta^*(x)$  и  $\alpha^*(x)$  называются стандартными сплайнами.

Базисные бикубические сплайны  $sp_i(x)sp_j(z)$  и  $\hat{sp}_i(x)\hat{sp}_j(z)$  строятся в области  $\Omega$  следующим образом. Положим для простоты, что область  $\Omega: 0 \leq x \leq M, 0 \leq z \leq N$ , где  $M$  и  $N$  – целые числа, разделена на прямоугольные области прямыми  $x = i, i = 0, 1, \dots, M-1$  и  $z = j, j = 0, 1, \dots, T-1$ . Функция тока  $\psi$  раскладывается по всевозможным произведениям  $s_i(x)sp_j(z)$ , где

$$sp_1(x) = \alpha(x), \quad sp_2(x) = \beta(x), \quad sp_3(x) = \gamma(x),$$

$$sp_4(x) = \gamma(x-1), \quad sp_5(x) = \gamma(x-2), \dots, sp_{M-2}(x) = \gamma(x-(M-5)),$$

$$sp_{M-1}(x) = \beta^*(x-(M-4)), \quad sp_M(x) = \alpha^*(x-(M-4));$$

$$sp_1(z) = \alpha(z), \quad sp_2(z) = \beta(z), \quad sp_3(z) = \nu(z),$$

$$sp_4(z) = \gamma(z-1), \quad sp_5(z) = \gamma(z-2), \dots, sp_{N-2}(z) = \gamma(z-(N-5)),$$

$$sp_{N-1}(z) = \beta^*(z-(N-4)), \quad sp_N(z) = \alpha^*(z-(N-4)).$$

Если  $\psi$  удовлетворяет условиям свободного скольжения, то нужно приравнять к нулю коэффициенты при базисных сплайнах, содержащих  $\alpha(x), \alpha(z), \alpha^*(x)$  и  $\alpha^*(z)$ .

Плотность  $\rho$  или вязкость  $\mu$  раскладываются по всевозможным произведениям  $\hat{sp}_i(x)\hat{sp}_j(z)$ , где

$$\hat{sp}_1(x) = \delta(x), \quad \hat{sp}_2(x) = \alpha(x), \quad \hat{sp}_3(x) = \gamma(x),$$

$$s\hat{p}_4(x) = \gamma(x-1), \quad s\hat{p}_5(x) = \gamma(x-2), \dots, s\hat{p}_{M-2}(x) = \gamma(x-(M-5)),$$

$$s\hat{p}_{M-1}(x) = \alpha^*(x-(M-4)), \quad s\hat{p}_M(x) = \delta^*(x-(M-4));$$

$$s\hat{p}_1(z) = \delta(z), \quad s\hat{p}_2(z) = \beta(z), \quad s\hat{p}_3(z) = \gamma(z),$$

$$s\hat{p}_4(z) = \gamma(z-1), \quad s\hat{p}_5(z) = \gamma(z-2), \dots, s\hat{p}_{N-2}(z) = \gamma(z-(N-5)),$$

$$s\hat{p}_{N-1}(z) = \beta^*(z-(N-4)), \quad s\hat{p}_N(z) = \delta^*(z-(N-4)).$$

Изменением масштабов по  $x$  и  $z$  легко получить базисные сплайны в области  $\Omega$  со сторонами заданной длины.

## ПРИЛОЖЕНИЕ Б

### Коэффициенты в уравнениях для расчетов

Величины  $C_{ijrs}$ ,  $F_{klrs}$ ,  $D_{klrs}$  и  $E_{klrs}$  получаются путем подстановки искомого решения (10) в (6) и (7), умножением (6) на  $sp_r(x)sp_s(z)$ , (7) на  $s\hat{p}_r(x)s\hat{p}_s(z)$  и интегрированием по области  $0 \leq x \leq 1$ ,  $0 \leq z \leq 1$  (после соответствующего изменения масштабов). В результате получаются следующие формулы:

$$C_{ijrs} = \sum_{p,q} b_{pq} [4A_{ikp}^{110} B_{jlq}^{110} + A_{ikp}^{000} B_{jlq}^{220} - A_{ikp}^{200} B_{jlq}^{020} - A_{ikp}^{020} B_{jlq}^{200} + A_{ikp}^{220} B_{jlq}^{000}],$$

$$F_{klrs} = -(g/\alpha) \int_0^1 s\hat{p}'_k(x) sp_r(x) dx \int_0^1 s\hat{p}_l(z) sp_s(z) dz,$$

$$D_{klrs} = \int_0^1 s\hat{p}_k(x) s\hat{p}'_r(x) dx \int_0^1 s\hat{p}_l(z) s\hat{p}'_s(z) dz,$$

$$E_{klrs} = \sum_{p,q=1}^{M,N} C_{pq} [A_{krp}^{001} B_{lsq}^{100} - A_{krp}^{100} B_{lsq}^{001}],$$

где

$$A_{ikp}^{110} = (1/\alpha^2) \int_0^1 sp'_i(x) sp'_k(x) \hat{p}_p(x) dx,$$

$$A_{ikp}^{000} = \int_0^1 sp_i(x) sp_k(x) \hat{p}_p(x) dx,$$

$$A_{ikp}^{200} = (1/\alpha^2) \int_0^1 sp''_i(x) sp_k(x) \hat{p}_p(x) dx,$$

$$A_{ikp}^{020} = (1/\alpha^2) \int_0^1 sp_i(x) sp''_k(x) \hat{p}_p(x) dx,$$

$$A_{ikp}^{220} = (1/\alpha^4) \int_0^1 sp''_i(x) sp''_k(x) \hat{p}_p(x) dx,$$

$$A_{krp}^{001} = (1/\alpha) \int_0^1 s\hat{p}_k(x) s\hat{p}'_r(x) \hat{p}_p(x) dx,$$

$$A_{krp}^{100} = (1/\alpha) \int_0^1 s\hat{p}'_k(x) s\hat{p}_r(x) \hat{p}_p(x) dx,$$

$$B_{jlq}^{110} = \int_0^1 sp'_j(z)sp'_l(z)s\hat{p}_q(z)dz, \quad B_{jlq}^{220} = \int_0^1 sp''_j(z)sp''_l(z)s\hat{p}_q(z)dz,$$

$$B_{jlq}^{020} = \int_0^1 sp_j(z)sp''_l(z)s\hat{p}_q(z)dz, \quad B_{jlq}^{200} = \int_0^1 sp''_j(z)sp_l(z)s\hat{p}_q(z)dz,$$

$$B_{jlq}^{000} = \int_0^1 sp_j(z)sp_l(z)s\hat{p}_q(z)dz, \quad B_{lsq}^{100} = \int_0^1 s\hat{p}'_l(z)sp_s(z)sp_q(z)dz,$$

$$B_{lsq}^{001} = \int_0^1 s\hat{p}'_l(z)sp_s(z)sp'_q(z)dz, \quad \alpha = L / H.$$

Здесь одним и двумя штрихами обозначаются соответственно первые и вторые производные.

Приведенные выражения содержат интегралы от различных произведений базисных сплайнов и их производных. Поскольку каждый из базисных сплайнов является кусочно-кубической функцией, эти интегралы легко вычисляются и результаты размещаются в таблицах. Специальная организация этих таблиц приводит к существенному сокращению затрат машинного времени и памяти ЭВМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. McKenzie D.P. Some remarks on the development of sedimentary basins // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1978. Vol. 40. P. 25–32.
2. Royden L., Keen C.E. Rifting process and thermal evolution of the continental margin of eastern Canada determined from subsidence curves // *Earth Planet. Sci. Lett.* 1980. Vol. 51. P. 343–361.
3. Beaumont C., Keen C.E., Boutilier R. On the evolution of rifted continental margins: Comparison of models and observations for the Nova Scotian margins // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1982. Vol. 70. P. 667–715.
4. Rowley D.B., Sahagian D. Depth-dependent stretching: A different approach // *Geology.* 1986. Vol. 14. P. 32–35.
5. Wernicke B. Uniform-sense normal simple shear of the continental lithosphere // *Can. J. Earth Sci.* 1985. Vol. 22. P. 331–339.
6. Davis G.A., Lister G.S., Reyno S.J. Structural evolution of the Whipple and South Mountains shear zones, Southwestern United States // *Geology.* 1986. Vol. 14. P. 7–10.
7. Gibbs A.D. Linked tectonics of the Northern North Sea Basin // *Mem. Can. Soc. Pet. Geol.* 1987. Vol. 12. P. 163–171.
8. Kuszniir N.J., Karner G.D., Edan S. Geometric, thermal and isostatic consequences of detachment in continental lithosphere and basin formation // *Mem. Can. Soc. Pet. Geol.* 1987. Vol. 12. P. 185–203.
9. Reston T.J. Shear in the lower crust during extension: Not so pure and simple // *Tectonophysics.* 1990. Vol. 173. P. 175–183.
10. Moretti I., Pinet B. Discrepancy between lower and upper crustal thinning // *Mem. Can. Soc. Pet. Geol.* 1987. Vol. 12. P. 233–239.
11. Braun J., Beaumont C. A physical explanation for the relationship between flank uplift and the breakup unconformity of rifted continental margins // *Geology.* 1989. Vol. 17. P. 760–764.
12. Ziegler P.A. Geological atlas of western and Central Europe. Shell International Petroleum Maatschappij B.V., 1990. 239 p.
13. Artyushkov E.V., Baer M.A. Formation of hydrocarbon basin: Subsidence without stretching in West Siberia / edited B. Pinet and C. Bois. *The Potential of Deep Seismic Profiling for Hydrocarbon Exploration.* Paris: 1990. P. 45–61.
14. Cloetingh S., Kooi H. Intraplate stresses and dynamical aspects of rifted basins // *Tectonophysics.* 1992. Vol. 215. P. 28–37.
15. Joyner W.B. Basalt-eclogite transition as a cause for subsidence and uplift // *J. Geophys. Res.* 1967. Vol. 72. P. 4977–4998.
16. Collette B.J. On the subsidence of the North Sea / edited D.T. Donovan. *Geology of Shelf Seas.* Edinburg: Oliver and Boyd, 1968. P. 15–30.
17. Falvey D.A. The development of continental margins in plate tectonic theory // *Austral. Petrol. Explor. Assoc.* 1974. Vol. 14. P. 95–106.
18. Haxby W.F., Turcotte D.L., Bird J.M. Thermal and mechanical evolution of the Michigan Basin // *Tectonophysics.* 1976. Vol. 36. P. 57–76.
19. Артюшков Е.В. Геодинамика. М.: Наука, 1979. 327 с.
20. Boyd F.R., England J.L. Experimentation at high pressures and temperatures // *Carnegie Inst. Wash. Yearb.* 1959. Vol. 58. P. 82–89.



21. Yoder H.S., Tilley C.E. Origin of basalt magmas: An experimental study of natural and synthetic rock system // J. Petrol. 1962. Vol. 3. P. 342–352.
22. Green D.H., Ringwood A.E. A comparison of recent experimental data on the gabbro-garnet granulite-eclogite transition // J. Geology. 1972. Vol. 80. P. 277–288.
23. Ringwood A.E., Green D.H. An experimental investigation of the gabbro-eclogite transformation and some geophysical implications // Tectonophysics. 1966. Vol. 3. P. 383–427.
24. Green D.H., Ringwood A.E. An experimental investigation of the gabbro to eclogite transformation and its petrological applications // Geoch. Cosm. Acta. 1967. Vol. 31. P. 767–833.
25. Ahrens T.J., Schubert G. Gabbro – eclogite reaction rate and its geophysical significance // Rev. Geophys. Space Phys. 1975. Vol. 13. P. 383–400.
26. Artyushkov E.V., Sobolev S.V. Mechanism of passive margins and inland sea formation // Amer. Assoc. Petrol. Geol. Memoir. 1982. Vol. 34. 689–702.
27. Carswell D.A. Eclogite facies rocks. N.-Y.: Blackie & Son; Chapman & Hall, 1990. 396 p.
28. Лобковский Л.И., Милановский Е.Е., Никушин А.М., Клутинг С. Новые механизмы погружения пострифтовых осадочных бассейнов и их приложение к бассейнам, расположенным на территории бывшего СССР // Тезисы Международного симпозиума "Геодинамическая эволюция осадочных бассейнов". М.: 1992. С. 89.
29. Karakin A.V., Lobkovsky L.I. Mechanics of porous two-phase visco-deformed medium and its geophysical applications // Lett. Appl. Eng. Sci. 1979. Vol. 17. P. 797–801.
30. Каракин А.В., Лобковский Л.И. Гидродинамика и структура двухфазной астеносферы // Докл. АН СССР. 1982. Vol. 268, № 2. С. 324–329.
31. Каракин А.В., Лобковский Л.И. К выводу уравнений трехкомпонентной среды (кора и астеносфера) // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 12. С. 3–13.
32. McKenzie D. Heat generation and compaction of partially molten rocks // J. Petrol. 1984. Vol. 25. P. 713–765.
33. Richter F.M., McKenzie D. Dynamical models for melt segregation from a deformable matrix // J. Geology. 1984. Vol. 92. P. 279–340.
34. Turcotte D.L., Emerman S.H. Mechanism of active and passive rifting // Tectonophysics. 1983. Vol. 94. P. 39–50.
35. Richter F.M., McKenzie D. Simple plate models of mantle convection // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 44. P. 441–478.
36. Neugebauer H.J. Mechanical aspects of continental rifting // Tectonophysics. 1983. Vol. 94. P. 91–108.
37. Morgan P., Baker B.H. Introduction – process of continental rifting // Tectonophysics. 1983. Vol. 94. P. 1–10.
38. Spohn T., Schubert G. Convective thinning of the lithosphere: A mechanism for rifting and mid-plate volcanism on Earth, Venus and Mars // Tectonophysics. 1983. Vol. 94. P. 67–90.
39. McKenzie D., Bickle M.J. The volume and composition of melts generated by extension of the lithosphere // J. Petrol. 1988. Vol. 29. P. 625–679.
40. Леворсен А.И. Геология нефти и газа. М.: Мир, 1970. 638 с.
41. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford: Clarendon Press, 1961. 652 p.
42. Наймарк Б.М. Общая теория и приближенные методы решения задач гравитационно-тепловой неустойчивости вязких несжимаемых жидкостей: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.12. М.: ИФЗ АН СССР, 1986. 243 с.
43. Алберг Дж, Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир, 1972. 316 с.
44. Митчелл Э., Уэйт Р. Метод конечных элементов для уравнений с частными производными. М.: Мир, 1981. 216 с.
45. Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. Т. 2. М.: Физматгиз, 1962. 638 с.
46. McKenzie D.P. Surface deformation, gravity anomalies and convection // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1977. Vol. 48. P. 211–238.
47. Fleitout L., Froidevaux C., Yuen D. Active lithospheric thinning // Tectonophysics. 1986. Vol. 132. P. 271–278.
48. Christensen U.R. An Eulerian technique for thermomechanical modelling of lithospheric extension // J. Geophys. Res. 1992. Vol. 97. P. 2015–2036.
49. Poliakov A., Podladchikov Y. Diapirism and topography // Geoph. J. Inter. 1992. Vol. 109. P. 553–564.