

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ ИМ. С. И. СУББОТИНА

На правах рукописи

Арясова Ольга Викторовна

УДК 551.2: 552.323

**ГЕОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИТОСФЕРЕ И
КИМБЕРЛИТОВЫЙ МАГМАТИЗМ**

04.00.22 — геофизика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант
Хазан Яков Моисеевич,
доктор физ.-мат. наук

Киев — 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЙ	8
ВСТУПЛЕНИЕ	10
РАЗДЕЛ 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	22
1.1. Моделирование теплового состояния стационарной литосферы	22
1.2. Генерация кимберлитового магматизма горячими мантийными поднятиями	26
1.3. Правило Клиффорда.....	29
1.4. Химические и физические особенности литосферной мантии кратонов	31
1.5. Просачивание расплава через частично расплавленную горную породу.....	32
1.6. Геотермометры и геобарометры.....	36
1.6.1. Обзор геотермометров.....	36
1.6.2. Обзор геобарометров.....	39
1.6.3. Тестирование пар термометра и барометра	42
РАЗДЕЛ 2 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАНТИЙНОЙ КОНВЕКЦИИ С КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ И ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРОЙ.....	52
2.1. Введение	52
2.2. Структура модели.....	55
2.3. Океанический регион.....	58
2.3.1. ХПС отсутствует	58

2.3.2.	Упрощенное аналитическое решение	61
2.3.3.	Численные решения	64
2.4.	Стационарная континентальная литосфера	67
2.4.1.	ППУ-решение для континентальной литосферы.....	67
2.4.2.	Субконтинентальная мантия: упрощенное аналитическое решение	69
2.4.3.	Континентальный регион: численные оценки	73
2.4.4.	Влияние изменения теплового потока в коре на геотерму и КПС 76	
2.4.5.	Сравнение результатов моделирования с данными термобарометрии.....	79
2.5.	Обсуждение	85
2.6.	Выводы	90
РАЗДЕЛ 3 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОРЯЧИХ МАНТИЙНЫХ ПОДНЯТИЙ С КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ ЛИТОСФЕРОЙ ПО ДАННЫМ ПРО КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СОСТАВОМ МАГМ И МОЩНОСТЬЮ ЛИТОСФЕРЫ		
3.1.	Введение	92
3.2.	Расширенная трактовка «правила Клиффорда»	94
3.3.	Наблюдения, подтверждающие генерацию кимберлитов восходящими мантийными течениями, проникающими до подошвы деплетированной литосферы	96
3.3.1.	Карбонатиты и кимберлиты, синхронные платобазальтам	96
3.3.2.	Возможные причины синхронности магматизмов	110
3.4.	Приближенная оценка глубины проникновения мантийной конвекции по результатам термобарометрии	112

3.4.1.	Термобарометрия ксенолитов кимберлитов	112
3.4.2.	Параметризация кондуктивных геотерм в литосфере	115
3.4.3.	Оценка РТП и P_{max}	116
3.4.4.	Результаты термобарометрии: связь между тепловым состоянием литосферы и глубиной источников кимберлитового магматизма.....	119
3.5.	Обсуждение.....	122
3.6.	Выводы	123

РАЗДЕЛ 4 ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ФРАКЦИОНИРОВАНИЕ		
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В МАНТИИ КРАТОНОВ: АНАЛИЗ		
НАБЛЮДЕНИЙ, МОДЕЛЬ И СВЯЗЬ С КИМБЕРЛИТООБРАЗОВАНИЕМ....		
	125
4.1.	Введение	125
4.2.	Зависимость концентраций РЗЭ в клинопироксене и гранате мантии кратонов от давления	127
4.3.	Эволюция содержания примесей в породе, состоящей из сферических зерен.....	133
4.4.	Интерпретация.....	139
4.5.	Основная модель	142
4.6.	Параметры модели	143
4.7.	Численные результаты	146
4.7.1.	Распределения РЗЭ в верхней мантии до начала плавления....	146
4.7.2.	Влияние продолжительности сегрегации и размера зерен минералов на пространственное фракционирование РЗЭ в мантии кратонов	149
4.7.3.	Равновесная дифференциация	150

4.7.4.	Неравновесная дифференциация: плавление фертильного перидотита	152
4.7.5.	Неравновесная дифференциация: плавление деплетированного перидотита	153
4.7.6.	Различие между легкими и тяжелыми РЗЭ	154
4.7.7.	Различие между клинопироксеном и гранатом	156
4.7.8.	Наблюдательная проверка модели	158
4.8.	Деплетирование мантии и проблема источников кимберлитов.....	158
4.9.	Выводы	160
РАЗДЕЛ 5 СПЕКТРЫ РЕДКИХ И РАССЕЯННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В КИМБЕРЛИТАХ: ПРИЧИНЫ ПОДОБИЯ И МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ		
		162
5.1.	Введение	162
5.2.	Независимость содержаний редких и рассеянных элементов в насыщенном расплаве от модального состава источника	166
5.3.	Наблюдательные свидетельства диффузионной уравниваемости мантийных пород	169
5.1.	Время диффузионной релаксации	173
5.2.	Время установления диффузионного равновесия в литосферной мантии	176
5.3.	Эволюция состава расплава в процессе его насыщения	179
5.4.	Состав источников кимберлитов	184
5.5.	Обсуждение	188
5.6.	Выводы	190

РАЗДЕЛ 6 СЕГРЕГАЦИЯ РАСПЛАВА В ЧАСТИЧНО

РАСПЛАВЛЕННОЙ ЗОНЕ.....	193
6.1. Введение.....	193
6.2. Уравнение неразрывности двухфазной смеси.....	195
6.3. Одномерная изотермическая сегрегация расплава.....	204
6.4. Сегрегация расплава в предельном случае $\gamma_c=0$	206
6.5. Миграция расплава в предельном случае $\gamma_c \rightarrow \infty$	208
6.6. Общий случай.....	212
6.7. Время сегрегации.....	218
6.8. Обсуждение и следствия.....	219
6.9. Выводы.....	226

РАЗДЕЛ 7 УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВЯЗНОЙ СИСТЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЙ РАСПЛАВОВ В ЧАСТИЧНО РАСПЛАВЛЕННЫХ

ПОЛИМИНЕРАЛЬНЫХ АГРЕГАТАХ.....	228
7.1. Связность включений расплава при плавлении по граням зерен кристаллической структуры.....	228
7.1.1. Введение.....	228
7.1.2. Проницаемость и электропроводность системы расплавных включений, расположенных по граням кубической решетки.....	233
7.1.3. Протекание электрического тока или жидкости через четырёхполюсник.....	239
7.1.4. Обсуждение результатов.....	242
7.2. Порог протекания и проницаемость системы расплавных включений при плавлении по ребрам кристаллической структуры.....	249
7.2.1. Введение.....	249

7.2.2. Проницаемость системы расплавных включений, расположенных на ребрах кубической решетки.....	251
7.2.3. Обсуждение результатов.....	255
7.3. Выводы.....	261
ВЫВОДЫ.....	262
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	266
ПРИЛОЖЕНИЕ А ПОЛНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕРМОБАРОМЕТРИИ	316
ПРИЛОЖЕНИЕ В ХАРАКТЕРНОЕ ВРЕМЯ ТЕПЛОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ	322

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ, ОБОЗНАЧЕНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЙ

Литосфера — верхний слой Земли, включающий кору и литосферную мантию, в котором теплоперенос является чисто кондуктивным.

Конвектирующая мантия — лежащая ниже литосферы область интенсивного конвективного перемешивания с преимущественно конвективным теплопереносом.

Конвективный пограничный слой (КПС) — слой, в котором происходит переход от кондуктивной литосферы к конвектирующей мантии.

Литосфера и КПС составляют **тепловой пограничный слой (ТПС)** мантийной конвекции.

Химический пограничный слой (ХПС) — слой, состоящий из коры и слоя деплетированных пород, потерявших базальтовую составляющую и воду в результате плавления высокой степени. Составляет часть литосферы (возможно совпадает с ней).

Принцип предельной устойчивости (ППУ) заключается в том, что при стационарной развитой конвекции пограничные слои находятся на пределе устойчивости.

ППУ-метод — метод моделирования теплового состояния литосферы, основывающийся на ППУ.

ППУ-решение — решение, полученное ППУ-методом.

Деплетированная литосфера — литосфера, совпадающая с ХПС.

T_p — потенциальная температура (температура вещества, приведенного адиабатически к давлению 10^5 Па).

H_{rh} — реологическая глубина (глубина, на которой лежит основание литосферы, если ХПС отсутствует).

H_{Ch} — мощность ХПС (глубина, на которой располагается нижняя граница ХПС).

z_i — глубина нижней границы КПС (глубина, на которой пересекаются мантийная адиабата и литосферная геотерма).

НС11 — однопараметрическое семейство модельных геотерм, построенное Хастероком и Чепменом в работах [218, 219] с поверхностным тепловым потоком как параметром.

Референтный тепловой поток (РТП) — тепловой поток, определяемый для геотермы из семейства НС11.

СОХ — срединно-океанические хребты.

РЗЭ — редкоземельные элементы.

ЛРЗЭ — легкие редкоземельные элементы.

ТРЗЭ — тяжелые редкоземельные элементы.

РРЭ — редкие и рассеянные элементы.

Пространственное фракционирование РЗЭ — изменение межэлементных соотношений РЗЭ с глубиной вдоль литосферной мантии.

Химическая дифференциация — диффузионное распределение химического элемента между контактирующими фазами. Если при диффузионном распределении химического элемента между контактирующими фазами контакт между фазами является достаточно длительным и успевает установиться полное диффузионное равновесие, мы называем такую дифференциацию **равновесной**, в противном случае мы говорим о **неравновесной дифференциации**.

ВСТУПЛЕНИЕ

Актуальность темы. В настоящей работе в согласии с плитотектоническими представлениями принимается, что литосфера представляет собой верхний слой Земли, в котором теплоперенос является чисто кондуктивным. От области интенсивного конвективного перемешивания с преимущественно конвективным теплопереносом (конвектирующей мантии) литосфера отделена конвективным пограничным слоем, и вещество литосферы не участвует в конвективном перемешивании.

Вопрос о том, какие физико-химические механизмы определяют положение подошвы литосферы и мощность последней, представляет значительный интерес и в течение нескольких десятилетий активно обсуждается в литературе. Несмотря на это, в настоящее время нет ясности в фундаментальном вопросе о том, где размещается подошва континентальной литосферы. Так, поскольку реология горных пород сильно зависит от температуры, переход от континентальной литосферы к конвектирующей мантии часто связывается с конкретными значениями температуры (например, 1300°C [9999, 304]), или с приближением к температуре солидуса, или пересечением геотермы и мантийной адиабаты [341, 357, 363]. Кроме того, обсуждаются варианты, рассматривающие подошву литосферы как границу между разуплотненным деплетированным слоем и фертильной конвектирующей мантией (например, [153, 155, 226, 253, 292, 303, 329, 358; 401, 404]).

Для океанической литосферы ситуация несколько отличная. С одной стороны, существует большое количество наблюдений теплового потока и измерений глубины океана и их зависимости от возраста океанической коры (например, [390, 380]), а также численные модели глобальной конвекции, в которых неизбежно возникает жесткий пограничный слой, идентифицируемый с литосферой (например, [381, 382, 278]). С другой

стороны, теория, объясняющая формирование океанической литосферы и позволяющая рассчитать зависимость мощности литосферы от потенциальной температуры, отсутствует, и интерпретация, а точнее параметризация результатов наблюдений теплового потока и батиметрии основывается на чисто кинематических моделях ("модель плиты" [332] и модель CHABLIS [171]), не имеющих под собой реальной физической базы. Единственное исследование, в котором была предложена последовательная физическая картина формирования океанической литосферы [333], базируется на упрощенной модельной реологии горных пород.

В настоящей работе построена динамическая теория взаимодействия мантийной конвекции с литосферой. Эта теория опирается на экспериментальные данные о реологии горных пород [234] и корректное определение критического значения числа Рэлея [278]. Результатом теории является новая технология теплового моделирования литосферы, которая гарантирует, что результирующая литосферная геотерма соответствует реальному квазистационарному состоянию мантийной конвекции, и позволяет получить количественные соотношения между тепловым состоянием континентальной литосферы, потенциальной температурой конвектирующей мантии и мощностью литосферы. Для океанического региона теория определяет зависимость мощности литосферы и теплового потока от потенциальной температуры. Поскольку состав магм зависит от давления, при котором они выплавляются, теория предсказывает существование определенных связей между составом магм, порождаемых одним и тем же источником (мантийный плюм или горячая точка), и мощностью литосферы. Результаты настоящей работы согласуются с данными Чалапати Рао и Леманн [148] и наблюдениями Девиса и др. [295].

Другая линия проверки предсказаний модели использует результаты изучения составов кимберлитов и их ксенолитов. В литературе имеется большое количество термобарометрических (РТ) определений, однако они

выполнены при помощи различных сочетаний геотермометров и геобарометров, дающих значительно различающиеся палеотемпературы даже для полностью уравновешенных образцов [323]. Чтобы получить выборку РТ определений однородного качества, в настоящей работе выполнено большое количество РТ определений для ксенолитов/ксенокристов из 39 кимберлитов с помощью одного и того же одноклинопироксенового термобарометра Нимиса и Тейлора [326]. Эти данные использованы для проверки и подтверждения развиваемой теории.

Большой интерес и активную дискуссию вызывают процессы в источниках кимберлитового магматизма. Одним из важных вопросов является вопрос о том, как кимберлитовые расплавы, являющиеся продуктами плавления низкой степени, собираются в макроскопические резервуары, из которых впоследствии извергаются на поверхность. Этот процесс обычно описывают в рамках гидродинамики многофазных сред. При этом используется система определяющих уравнений, введенная в геофизическую практику Маккензи [302]. Однако оказалось, что уравнение связи для этой системы, предполагающее равенство давлений фаз, неприменимо в случае, если пористость заполнена кимберлитовой/карбонатитовой жидкостью из-за большого контраста вязкости жидкости и матрицы. В настоящей работе сформулировано общее уравнение связи, выражающее в явном виде условие согласованности просачивания расплава и неупругой деформации матрицы и замыкающее систему определяющих уравнений. Это уравнение, в частности, применимо в случае сегрегации кимберлитовых/карбонатитовых магм, который подробно рассматривается в диссертации.

С другой стороны, с точки зрения макроскопических свойств частично расплавленных горных пород динамика сегрегации магмы определяется связностью расплавных включений. Поэтому в диссертационной работе изучается зависимость проницаемости и проводимости пород со случайным

распределением включений расплава на гранях или ребрах зерен кристаллической структуры от концентрации включений.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

Исследования выполнялись в отделе тектонофизики Института геофизики им. С. И. Субботина НАН Украины согласно планам научных исследований в рамках следующих тем:

- Тектонофизические факторы структурного контроля магматизма платформ и щитов, стресс-метаморфизма пород и рудосодержащих комплексов (2011—2015 гг., номер госрегистрации 0111U000228).
- Глубинное строение и геодинамическое развитие Ингульского мегаблока Украинского щита в связи с поисками стратегических видов полезных ископаемых (2013—2015 гг., номер госрегистрации 0113U002502).
- Закономерности размещения месторождений стратегических минеральных ресурсов на территории Украины и геофизические и геодинамические критерии их поисков (2010—2012 гг., номер госрегистрации 0110U004267).
- Разработка, усовершенствование и использование методов теоретической и полевой тектонофизики с целью изучения мантийных процессов, динамики земной коры и прогнозирования поисков месторождений полезных ископаемых (2004—2010 гг., номер госрегистрации 0211U004351).
- Геофизические и геодинамические критерии выделения площадей, перспективных на энергетические и минеральные ресурсы и алмазы (2007—2009 гг., номер госрегистрации 0107U006543).
- Оценка перспектив коренной алмазоносности Украинского щита по некоторым геофизическим исследованиям земной коры и верхней мантии (2004—2006 гг., номер госрегистрации 0104U002978).

- Создание комплексной трехмерной геофизической модели литосферы в связи с магматизмом, тектоникой и образованием полезных ископаемых Украинского щита (2002—2006 гг., номер госрегистрации 0102U002478).

Цель и задачи исследования. *Целью* исследования является изучение геодинамических процессов в континентальной литосфере, опираясь на данные о проявлениях кимберлитового магматизма (их пространственно-временное распределение, составы кимберлитов и их ксенолитов). Сформулированная цель обуславливает следующие *задачи* исследования:

- Исследовать устойчивость пограничного слоя на границе литосферы и конвектирующей мантии и выяснить, какие механизмы определяют тепловой режим и мощность квазистационарной литосферы. Предсказания модели сопоставить с результатами термобарометрии ксенолитов кимберлитов мировых провинций.
- Изучить особенности сегрегации маловязких расплавов (кимберлитов, карбонатитов) из частично расплавленных систем. Продемонстрировать, что для маловязких расплавов обычный подход к решению задачи о компактизации вязкой матрицы и сегрегации расплава неприменим, и разработать соответствующую теорию.
- Сопоставить спектры редкоземельных элементов (РЗЭ) в кимберлитах мировых провинций и предложить модель, объясняющую их сходство.
- Продемонстрировать существование крупномасштабного фракционирования РЗЭ в литосферной мантии, т. е. закономерного изменения с глубиной межэлементных отношений РЗЭ, и предложить объяснение этого эффекта.
- Выяснить, как проницаемость и проводимость пород со случайным расположением включений расплава на гранях или ребрах зерен

кристаллической структуры зависит от концентрации этих включений.

- Продемонстрировать существование выраженных пространственно-временных корреляций проявлений магматизма различного состава в провинциях континентальных платобазальтов и предложить расширенную формулировку «правила Клиффорда».

Объектом исследования является континентальная литосфера.

Предмет исследования — геодинамические процессы в литосфере.

Основными *методами* исследований настоящей работы являются математические методы решения физических задач.

Научная новизна полученных результатов:

- Предложен подход к тепловому моделированию стационарной литосферы, использующий условие предельной устойчивости конвективного пограничного слоя. Выполнение этого условия означает, что система мантийной конвекции, включающая конвектирующую мантию и тепловой пограничный слой (т. е. литосферу и конвективный погранслой), находится в стационарном состоянии. Поэтому предлагаемый подход гарантирует, что решение описывает стационарную геотерму.
- Показано, что в субконтинентальной мантии конвективный погранслой располагается непосредственно у подошвы химического пограничного слоя, т. е. мощность континентальной литосферы определяется мощностью химического погранслоя. Распределение температуры с глубиной зависит от мощности химического погранслоя и потенциальной температуры конвектирующей мантии. Вытекающие из модели количественные соотношения между референтным тепловым потоком, мощностью литосферы и потенциальной температурой согласуются с результатами

термобарометрии ксенолитов/ксенокристов кимберлитов мировых провинций.

- Показано, что в той части океанической мантии, где можно предполагать, что литосфера и мантийная конвекция находятся в стационарном состоянии (области с возрастом коры, превышающим примерно 80—100 млн. лет), подошва литосферы устанавливается на так называемой реологической глубине, зависящей только от потенциальной температуры конвектирующей мантии и реологии пород. Если реология горных пород соответствует лабораторным данным Хирта и Колштедта [2003], а потенциальная температура составляет 1330—1350°C, то подошва океанической литосферы располагается на глубине примерно 70 км в согласии с сейсмологическими данными.
- Продемонстрировано, что в литосферной мантии кратонов наблюдается крупномасштабное фракционирование РЗЭ, т. е. закономерное изменение межэлементных отношений в группе РЗЭ с глубиной, что возможно только в присутствии расплава. Показано, что причиной этого эффекта может быть неравновесная дифференциация РЗЭ между расплавом и реститом, сопровождавшая эпизоды частичного плавления мантии.
- Показано, что в частично расплавленной диффузионно-уравновешенной горной породе единственными независимыми параметрами, характеризующими редкоэлементный состав, являются содержания редких и рассеянных элементов (РРЭ) в одном из модальных минералов. Эти содержания однозначно определяют состав насыщенного расплава и содержание РРЭ во всех минералах породы, находящейся в равновесии с расплавом.
- Для задачи о компактизации матрицы и сегрегации расплава получено общее уравнение неразрывности смеси, выражающее в явном виде

условие согласованности просачивания расплава и неупругой деформации матрицы и замыкающее систему определяющих уравнений. Это уравнение является столь же фундаментальным, как и остальные уравнения вязкой гидродинамики многофазных сред.

- Построена численная модель проводимости и проницаемости случайной системы проводящих элементов, расположенных на гранях зерен кубической решетки. Показано, что порог связности системы соответствует приблизительно 50% занятых граней решетки. Если вероятность того, что грань занята, превосходит пороговое значение, проводимость линейно зависит от вероятности, т. е. от относительного числа граней, занятых расплавом
- Построена численная модель проводимости и проницаемости частично расплавленного биминерального агрегата, зерна которого имеют различные формы и размеры, в предположении, что расплавы возникают только на ребрах контактирующих зерен разного состава. Показано, что возникновение связной системы частичного плавления требует плавления по ребрам не менее примерно 15% зерен.
- Сформулировано расширенное «правило Клиффорда», которое акцентирует ассоциацию проявлений кимберлитового магматизма с мощной деплетированной литосферой.

Практическое значение полученных результатов. Доказанная независимость содержаний РРЭ в минералах диффузионно-уравновешенной горной породы от модального состава позволяет рассчитать содержание РРЭ во всех минеральных фазах и в насыщенном расплаве по измерениям содержания РРЭ только в одном из минералов.

Полученное для задачи о компактии матрицы и сегрегации расплава общее уравнение неразрывности смеси, выражающее в явном виде условие согласованности просачивания расплава и неупругой деформации матрицы,

может использоваться в решениях задач вязкой гидродинамики многофазных сред как замыкающее систему определяющих уравнений.

Предложенный подход к тепловому моделированию стационарной литосферы, основывающийся на условии предельной устойчивости пограничного слоя на границе между литосферой и конвектирующей мантией, не требует задания теплового потока на поверхности и может быть использован для получения решения, описывающего стационарную геотерму, удовлетворяющую условию непрерывности теплового потока на границе литосферы и конвектирующей мантии. Погрешность, вносимая в это решение плохо известной теплогенерацией в коре, уменьшается с глубиной. Предложенный подход позволяет рассчитать зависимость литосферной геотермы от потенциальной температуры конвектирующей мантии и мощности химического пограничного слоя.

Личный вклад соискателя. Диссертационная работа является самостоятельным научным исследованием автора. Автором сформулированы основные научные положения и выводы, которые вошли в диссертацию. Общее направление исследований было выбрано соискателем под влиянием его научного консультанта. В статьях, опубликованных в соавторстве, личный вклад соискателя заключается в следующем:

- статья [7] — построение модели проницаемости частично расплавленного минерального агрегата, разработка алгоритмов и написание программ;
- статьи [73, 14, 15, 74] — обработка данных, участие в анализе и интерпретации данных наблюдений;
- статья [103] — доказательство всех результатов разделов 1, 2;
- статья [104] — результаты разделов 2, 3, участие в доказательстве теоремы 4.1;
- статья [109] — доказательство результатов об отраженных диффузионных процессах на евклидовой сфере;

- статьи [6, 8, 12] — обработка баз данных платобазальтов, карбонатитов и кимберлитов, участие в анализе и интерпретации данных;
- статьи [3, 10, 77] — алгоритмы и программы для численного моделирования теплового состояния литосферы, участие в анализе и интерпретации результатов моделирования;
- статьи [5, 80] — построение численной модели частичного плавления мантии, участие в интерпретации полученных результатов моделирования;
- статьи [11, 17, 81] — участие в выводе общего уравнения, описывающего взаимодействие просачивания и неупругой деформации и замыкающего систему определяющих уравнений динамики двухфазной среды, построение численной модели сегрегации расплава в частично расплавленной зоне, участие в анализе и интерпретации полученных результатов моделирования.
- статьи [13, 20] — участие в построении моделей равновесной и неравновесной дифференциации, анализе полученных результатов.

Апробация результатов диссертации. Результаты диссертации докладывались на следующих научных конференциях:

- Генеральная ассамблея Европейского союза наук о Земле (EGU2015) (Вена, Австрия, 12-17 апреля 2015 г.)
- Вторая международная конференция «Математика в Армении: достижения и перспективы» (Цахкадзор, Армения, 24-31 августа 2013 г.)
- Третья тектонофизическая конференция «Тектонофизика и актуальные вопросы наук о Земле» (Москва, 08-12 октября 2012 г.)
- Вторая международная конференция «Актуальные проблемы электромагнитных зондирующих систем» (Киев, 1-4 октября 2012 г.)

- Восьмой всемирный конгресс по теории вероятностей и математической статистике (Стамбул, Турция, 9-14 июля 2012 г.)
- Осенняя ассамблея Американского геофизического союза (EGU 2011 fall meeting) (5-9 декабря 2011 г., Сан-Франциско, Калифорния, США)
- Четырнадцатая конференция «Прикладные стохастические модели и анализ данных» (Рим, Италия, 7-10 июня 2011 г.)
- Международная конференция «Геодинамические явления: от наблюдений и экспериментов к теории и моделированию» (Киев, 20-24 сентября 2010 г.)
- Десятая Вильнюсская конференция по теории вероятностей и математической статистике (Вильнюс, Литва, 28 июня-2 июля 2010 г.)
- Девятая Вильнюсская конференция по теории вероятностей и математической статистике (Вильнюс, Литва, 25-30 июня 2006 г.)

Публикации. Основное содержание диссертации изложено в 35 публикациях: 24 статьях ([3], [5-17], [19], [20], [73], [74], [77], [80], [81], [103], [104], [109]), 5 из которых опубликованы в зарубежных изданиях, входящих в наукометрические базы данных, и 11 материалах научных конференций: ([4], [18], [79], [101], [102], [105-108], [268], [269]). Три работы выполнены без соавторов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из вступления, семи разделов, выводов, списка использованных источников и двух приложений. Общий объем диссертации составляет 330 страниц, список использованных источников насчитывает 444 наименования. Диссертация содержит 70 рисунков и 5 таблиц.

Я искренне признательна моему научному консультанту Я. М. Хазану за то, что он ввел меня в геофизику. Под его влиянием сформировалась тематика настоящей работы, а его поддержку я ощущаю на протяжении всего времени моей работы в геофизике.

Я благодарю В. И. Старостенко за доброжелательное отношение и постоянное внимание к моей работе.

Я признательна В. В. Гордиенко за вопросы и дискуссии, которые значительно расширили мой научный кругозор.

Большое спасибо всей моей семье за поддержку и понимание.

РАЗДЕЛ 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1.1. Моделирование теплового состояния стационарной литосферы

Общепринятая практика моделирования теплового состояния литосферы (под литосферой мы будем понимать верхний слой Земли, теплоперенос в котором является преимущественно кондуктивным) основывается на решении одномерного стационарного уравнения теплопроводности с температурой и тепловым потоком, заданными на поверхности, в качестве граничных условий (здесь и ниже мы будем называть такой подход стандартным методом) [341, 358, 226, 99, 96, 97, 251, 218, 248]. Использование уравнения, не зависящего от времени, основывается на том, что характерное время тепловой релаксации $\tau = H_{Ch}^2 / \pi^2 \kappa$ (см. Приложение В), оцененное с учетом толщины H_{Ch} химического пограничного слоя, состоящего из коры и слоя деплетированных пород, потерявших базальтовую составляющую и воду в результате плавления высокой степени, мало по сравнению с возрастом литосферы (κ — температуропроводность). Для архейских блоков H_{Ch} равно 180-250 км [96], и при $\kappa \approx 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ $\tau = 140-260$ млн. лет. При этом возраст литосферы превышает 2,5 млрд. лет. Для протерозойской литосферы H_{Ch} равно 150-180 км [96], так что $\tau = 96-140$ млн. лет, в то время как возраст литосферы равен 0,5-2,5 млрд. лет. Таким образом, за исключением коротковременных возмущений, состояние докембрийской континентальной литосферы близко к стационарному, хотя стационарное состояние претерпевает постоянные изменения из-за уменьшения радиоактивной теплогенерации и постархейского остывания мантии [230].

Если тепловой поток и теплогенерация, а также необходимые физические параметры достаточно хорошо известны, стандартный метод

дает оценку реальной тепловой геотермы. Однако данный метод не принимает во внимание тепловую связь между литосферой и конвектирующей мантией. Используя его, невозможно получить стационарную мантийную геотерму как функцию потенциальной температуры мантийной конвекции и толщины литосферы. Кроме того, стандартное решение сильно зависит от изменений теплового потока и теплогенерации [96, 97], причем влияние возмущений коровой теплогенерации возрастает с глубиной, что противоречит физической интуиции, которая подсказывает противоположное поведение.

Другой подход к моделированию теплового состояния литосферы был предложен Маккензи др. [303] и Мазером и др. [153]. Авторы используют нормировку на эмпирическое число Нуссельта вместо нормировки на число Рэлея [352] для выражения разности температур внутри конвектирующей мантии и вблизи основания литосферы как функцию сублитосферного теплового потока. При заданных поверхностной температуре и сублитосферном тепловом потоке можно получить другую оценку для температуры вблизи подошвы литосферы, интегрируя уравнение теплопроводности. После этого сублитосферный тепловой поток подбирается таким образом, чтобы оба определения температуры на глубине подошвы литосферы совпадали, а теплогенерация в коре выбирается в соответствии с геотермой, согласовывающейся с данными термобарометрии зерен кимберлитов.

В отличие от стандартного подхода, метод Маккензи др. [303], Мазера и др. [153] гарантирует, что решение описывает реальное стационарное состояние литосферы. Кроме того, вариации данных поверхностного теплового потока не влияют на решение, а вариации теплогенерации влияют на него только слабо. Однако данный подход основывается на глобальном числе Рэлея, рассчитанном по всему конвективному слою, и, следовательно, решение зависит от общей толщины конвектирующей области и от значений

термофизических параметров (вязкости, теплопроводности) глубинной мантии. Хотя эта зависимость является слабой, с физической точки зрения это важный момент, т. к. стационарное состояние конвектирующего слоя контролируется, фактически, процессами в пограничных слоях.

В частности, хорошо известно, что при стационарной развитой конвекции пограничные слои находятся на пределе устойчивости (например, [238, 384, 141, 333, 379, 164, 381, 251, 278]). Поскольку температура сильно зависит от реологии горных пород [234], литосфера, т. е. холодная верхняя часть пограничного слоя, является твердой [317, 352, 165, 381, 382, 164, 391, 193, 249, 330], и только ее горячая нижняя часть, т. е. конвективный пограничный слой, находится на пределе устойчивости.

Математически принцип предельной устойчивости формулируется как равенство числа Рэлея, определенного для конвективного пограничного слоя, и его критического значения. Соломатов [381], Коренага [278] дали определение локального (т.е. определяемого по конвективному пограничному слою) числа Рэлея и нашли его критическое значение, подходящее для анализа устойчивости конвективного пограничного слоя.

Много работ посвящены взаимодействию мантийной конвекции с литосферой и неустойчивости подошвы литосферы вследствие развития мелкомасштабной сублитосферной конвекции.

Авторы [165, 164] экспериментально изучали конвекцию в слое ньютоновской жидкости, охлаждаемом сверху, с вязкостью, зависящей от температуры. Они получили отношения для толщины жесткого слоя и разности температур на конвективном пограничном слое, определяющие мелкомасштабную конвекцию.

Демулен и др. [173] использовали численное моделирование двумерной конвекции для того чтобы выразить поверхностный тепловой поток через вязкость на подошве литосферы и глобально определить (основываясь на общей толщине конвективного слоя) число Рэлея.

В работах [239, 240, 116] на основании результатов численного моделирования изучены механизмы, контролирующие мелкомасштабную конвекцию и поддерживающие поверхностную топографию и тепловой поток приблизительно постоянными в регионах старой океанической коры, где наблюдается выполаживание глубины морского дна и теплового потока.

Котрелл и др. [158], Жапар и др. [251] экспериментально и численно изучали неустойчивости в двухслойной системе ньютоновских жидкостей, подогреваемых снизу. В такой системе нижний слой теплее, чем существенно менее плотный верхний слой, и конкуренция между отрицательной (вследствие большей плотности) и положительной (вследствие более высокой температуры) плавучестями вызывает осциллирующие неустойчивости.

Ли и др. [408] сделали вывод, что толщина как континентальной, так и океанической литосферы определяется химически отличными и высоко вязкими химическими пограничными слоями. При этом выполаживание глубины океанического дна и теплового потока наблюдается только после остывания термического пограничного слоя через основание устойчивого слоя.

Купер и др. [155] представили результаты численного моделирования мантийной конвекции в присутствии плавучего континента с теплогенерацией в коре и глубоких корнях различной мощности и изучили влияние интенсивности и распределения коровой теплогенерации и тепла, поступающего из конвектирующей мантии, на стационарное состояние литосферы. Авторы пришли к выводу, что распределение источников тепла в коре играет ключевую роль в определении локальной тепловой структуры, в то время как кратонные корни играют незначительную роль в определении как поверхностного, так и сублитосферного тепловых потоков.

Парсон и Маккензи [333] использовали принцип предельной устойчивости для объяснения выполаживания графиков океанического

теплового потока и глубины дна в регионах старой коры (например, [332, 227, 390, 380]). Для упрощенной реологии горных пород (в предположении, что горные породы являются ньютоновской жидкостью при температуре, превышающей определенное значение, и твердым телом в противном случае) Парсон и Маккензи [333] показали, что локальное число Рэлея для конвективного пограничного слоя меньше критического для молодых плит и возрастает с убыванием теплового потока до тех пор, пока конвективный пограничный слой не станет неустойчивым и мелкомасштабная конвекция не разовьется.

1.2. Генерация кимберлитового магматизма горячими мантийными поднятиями

Белов и др. [60] обратили внимание на пространственную сближенность и временную синхронность трех типов платформенного магматизма: траппов, карбонатитов и кимберлитов. Авторы [60] отмечают, что на приуроченность кимберлитовых и карбонатитовых магм к периферии трапповых провинций впервые указал Шейнманн [84]. Они уточняют, что карбонатиты локализуются в зонах рифтогенных структур, на сводовых поднятиях, кимберлиты — по удалению от них на склонах, траппы — в примыкающих синеклизах. Белов и др. [60] указывают также на существование возрастной сопряженности магматизма с направлением в сторону возрастающей глубинности, но убыванием масштабности, т.е. в последовательности: траппы, карбонатиты, кимберлиты.

Наиболее яркий пример корреляции трех типов платформенного магматизма описан Чалапати Рао и Леманн [148]. Это — траппы Деккана, которые изливались на западе центральной Индии (главный импульс $65,5 \pm 0,5$ млн. лет [87]), синхронные им карбонатиты ($65 \pm 0,3$ млн. лет; [434]), извергавшиеся вдоль западной границы траппов, и кимберлиты поля Майнпур ($66—62$ млн. лет) на кратоне Бастар к востоку от траппов [168].

Авторы заявляют о существовании как минимум шести проявлений траппов, ассоциированных во времени и пространстве с кимберлитами.

Синхронность магматизма и сближенность ареалов его проявления означает, что все магмы возникают под влиянием некоторой общей причины. Учитывая размеры территории (~1000–2000 км), обычно предполагается, что такой общей причиной являются мантийные плюмы [315], которые, приближаясь к литосфере, образуют гигантскую «голову».

Такая модель неоднократно рассматривалась в применении к платобазальтам. Авторы [350] рассматривают базальтовый магматизм как проявление «головы» мантийного плюма, а продолжающийся магматизм горячих точек ассоциируют с «хвостом» плюма. Они описывают связь по крайней мере четырех крупнейших трапповых провинций (траппы Деккана, Парана-Этендека, Североатлантическая трапповая провинция, Кару) с горячими точками. Уайт и Маккензи [429] построили модель раскола континента, происходящего над тепловой аномалией, генерируемой мантийным плюмом. По мнению авторов, в случае, когда раскол вызывается мантийным плюмом, он сопровождается трапповым магматизмом большого объема. Эти излияния являются важным механизмом увеличения мощности континентальной коры. В статье [143] отмечаются пространственная и временная сопряженности базальтовых и коматиитовых магм архейских зеленокаменных поясов. При этом оба типа магматизма ассоциируются с общей причиной — архейским мантийным плюмом, «голова» которого порождает базальты, а «хвост» — коматииты. Кемпбелл и др. [144] поддерживают гипотезу о том, что континентальные платобазальты являются первым вулканическим проявлением нового мантийного плюма. Эта гипотеза, по их мнению, подтверждается хронологически, тектонически и геохимически для трапповых провинций Деккана и Кару. В работе [296] построена модель плавления континентальной литосферной мантии при нагревании под воздействием мантийного плюма. Согласно авторам, эта

модель отображает один из возможных сценариев образования континентальных платобазальтов, при котором плюм выполняет пассивную роль, а источником платобазальтов служат деплетированные перидотиты литосферной мантии. В качестве примера авторы рассматривают траппы провинции Парана. Используя палеомагнетические данные, Торсвик и др. [284] утверждают, что большинство больших изверженных провинций генерируются плюмами, поднимающимися из зоны D'' на границах больших зон низких скоростей. Добрецов и др. [314] рассматривают термохимическую модель динамики плюма, поднимающегося с границы ядро – мантия. При помощи модели они получают пространственные и временные параметры для Сибирского суперплюма.

Авторы ряда работ отмечают пространственную сближенность и временную одновременность карбонатитов и больших изверженных провинций (см., например, [120, 181, 69, 276]), а также общий источник двух типов магматизмов.

К плюмовой теории происхождения кимберлитовых магм склоняется много авторов. Так Кроу и др. [161], анализируя местоположение кимберлитов Северной Америки, Южной Америки и Африки, возраст которых не превышает триасовый, проверяют на простой модели движения плит теорию формирования кимберлитовых магм под влиянием мантийных горячих точек. Авторы [179] полагают, что генерация кимберлитовых магм есть результат взаимодействия мантийного плюма с подошвой медленно движущейся плиты, а распределение кимберлитов во времени отображает глобальную схему мантийной конвекции, которая заставляет плиты двигаться быстрее или медленнее в разные промежутки времени. Согласно [223], большая доля кимберлитов Северной Америки, юга Африки и России имеет кайнозойский-мезозойский возраст, их генерация вызвана усиленной активностью мантийных плюмов, ассоциированной с расколом и разделением Гондваны. Уменьшение возраста мезозойских кимберлитов

востока Северной Америки с северо-запада на юго-восток свидетельствует, по мнению авторов [222], о связи магматизма с движением горячей точки Гранд Метеор, инициированным раскрытием Северной Атлантики около 200 млн. лет назад (см. также [221]). Бэкер и др. [113] связывают трапповый магматизм, проявившийся 30,9—29,2 млн. лет назад на северо-западе и юго-западе Йемена, с внедрением мантийного плюма в зоне афро-аравийского тройного сочленения.

Согласно Митчеллу [311], такая модель согласуется с гибридным характером кимберлитов, изотопный и редкоэлементный состав которых указывает на астеносферное происхождение, а содержание петрогенных окислов соответствует деплетированной литосфере, но требует, чтобы мантийная конвекция проникала до подошвы последней.

Несмотря на существующие отдельные наблюдения пространственно-временных сопряженностей кимберлитов, карбонатитов и платобазальтов, публикаций, в которых были бы представлены полные данные о таких корреляциях, нет.

1.3. Правило Клиффорда

В 1966 г. Т. Клиффорд проанализировал локализацию металлогенических провинций в Африке и пришел к заключению, что часть из них (Cu, Pb, Zn, Co, Sn, W, Be, Nb-Ta) тяготеет к «молодым орогенам» (как пишет Клиффорд), время от времени испытывавшим орогенез в течение последних, примерно, 1200 млн. лет, а другие (Au, Fe, Cr, алмазы) приурочены к «более древним кратонам», которые оставались стабильными в течение по крайней мере последних 1500 млн. лет [150]. При этом неалмазоносные и убогоалмазоносные кимберлиты наблюдаются и в областях более молодой орогении. Позднее Дженс [247] резюмировал сложившееся к началу 90-х годов мнение о справедливости наблюдений Клиффорда применительно к распределению коренных месторождений

алмазов в статье, которая называлась «Справедливо ли еще правило Клиффорда? Подтверждающие примеры из мировых провинций» [247] (см. также [245]). Тем самым этому наблюдению был присвоен статус «правила». Дженс также несколько модифицировал утверждение «правила Клиффорда», введя понятия «архонов» (архейских кратонов, породы которых испытали последние деформации и метаморфизм не позднее 2,4 млрд. лет назад), «протонов» (кратонов старше 1,6—1,8 млрд. лет) и «тектонов» (более молодых кратонов) [246, 245], и заключил, что экономические кимберлиты встречаются исключительно на архонах, а экономические лампроиты внедряются на некоторых протонах, т. е. протерозойских мобильных поясах, прилегающих к архонам [245].

Хотя правило Клиффорда выполняется в большинстве случаев, число исключений, как отмечает Ваганов [23], достаточно велико. Согласно данным Киселева [49], в районах протерозойского фундамента находятся кимберлиты Форт-а-ля-Корн (Канада), Верхнемичиганский полуостров и Стейт-Лайн-Дистрикт (США), Родения, Мату-Гросу и Минас-Жирайс (Бразилия), Гана, Бушмеленд, Венеция и Ривер-Ранч (Африка), Северное Кимберли (Австралия) и лампроиты Аргайл и Эллеадейл (Австралия), Прейри-Крик (США), Капамба в Замбии (Восточная Африка), Беби-Секвела (Западная Африка). В блоке с протерозойским основанием расположена трубка Орапа (Ботсвана) [27]. При этом три месторождения из вышеперечисленных (Венеция, Орапа и Аргайл) в совокупности дают около половины всей мировой добычи алмазов.

Количество и значимость существующих исключений вызывает необходимость уточнения «правила Клиффорда».

1.4. Химические и физические особенности литосферной мантии кратонов

Существует множество работ, в которых утверждается, что литосферная мантия кратонов, то есть древних, тектонически стабильных частей континентов, имеет химический состав и физические свойства, отличающие ее от конвектирующей мантии [132, 205, 130, 341, 192, 152, 277]. Эти исследования основываются на интерпретации измерений сейсмических скоростей теплового потока, наблюдений силы тяжести или изучении мантийных ксенолитов и свидетельствуют о том, что мантия кратонов намного холоднее океанической. Так Гоуз и Ли [205] устанавливают этот факт для североамериканского кратона, используя метод инверсии сейсмических скоростей. В работе [152] отмечается, что химические и петрологические данные перидотитов ксенолитов трубки Удачная близки к данным перидотитов кратона Каапвааль и отличаются от деплетированных перидотитов океанической литосферы. Близость состава кратонов, их отличие от океанической литосферы и тот факт, что кратонная мантия намного холоднее океанической обсуждается в [277] на основании петрологических и термобарометрических данных мантийных ксенолитов кимберлита Йерихо кратона Слейв.

Сейсмические скорости в мантии кратонов выше, чем где бы то ни было в океанической мантии, томографические изображения свидетельствуют о том, что у большинства кратонов существуют сейсмически быстрые корни [340], которые простираются до глубины 300 км под кратонами Каапвааль и Зимбабве [398], 250 км под североамериканским кратоном (350 км под архейским ядром [410, 413], 400 км в провинциях Супериор и Чарчилл [207]), а тепловой поток, регистрируемый на поверхности кратонов, ниже потока на поверхности любых других земных структур. Как отмечается в [254, 255, 147], низкая температура и высокая вязкость пород, слагающих кратоны, обеспечивает их долговременную стабильность. Последняя свидетельствует

о том, что, несмотря на их низкую температуру, они обладают ненулевым запасом плавучести относительно окружающих более горячих регионов. Иначе говоря, различие между плотностью океанической и кратонной мантий, связанное с различием температур, «компенсируется» различием составов.

Причиной этого отличия считается то, что мантия, подстилающая древние сегменты континентальной коры, в своей ранней истории (архей – ранний протерозой) испытала частичное плавление высокой степени [131], которое сопровождалось извержениями высокотемпературных ($\geq 1600^\circ\text{C}$) коматиитовых магм (например, [228, 229, 230, 320, 427, 95, 124, 110]). Вместе с расплавом из субкратонной мантии была вынесена значительная часть кальция и алюминия, а на больших глубинах и железа (см., например, обзор [147]). Минералогическим проявлением этого деплетирования была потеря клинопироксена и граната (при степени плавления 25—30%; [367]) — основных накопителей некогерентных элементов. Поскольку гранат примерно на 12% более плотен, чем оливин и ортопироксен (например, [436]), деплетирование привело к уменьшению плотности. Экспериментальные исследования влияния деплетирования на плотность [367] показывают, что плотность остатка плавления степени около 20% при давлении 3 – 7 ГПа меньше плотности исходной породы на 0,6 — 1 %.

1.5. Просачивание расплава через частично расплавленную горную породу

Просачивание расплава через частично расплавленную горную породу обычно рассматривается в качестве начального процесса, ведущего к сегрегации магмы в мантии [302, 301, 368, 157]. При этом критическим параметром, определяющим динамику сегрегации магмы, является связность расплавных включений. В свою очередь, связность системы расплавов и абсолютные значения физических параметров очень чувствительны к

количеству расплава и распределению жидкой фазы в масштабах зерен кристаллической структуры.

Геометрия горных пород как поликристаллических агрегатов, т.е. плотно упакованных многогранных зерен, которые контактируют вдоль граней многогранников, исследовалось в [138, 256]. Было показано, что грани соединяются группами по три вдоль ребер зерен (так называемые, тройные сочленения), а ребра сходятся группами по четыре в вершинах зерен. При этом группы, состоящие более чем из трех граней или более чем из четырех ребер, неустойчивы [138]. Авторы [138, 256] отмечают также, что в процессе установления термодинамического равновесия частично расплавленная система за счет перекристаллизации, роста зерен и изменения их формы приобретает такую текстуру, чтобы поверхностная энергия, связанная с существованием границ раздела фаз, была минимальна.

В работах [378, 435, 419] рассматривается идеализированная модель горной породы, то есть мономинеральной породы, нагруженная гидростатически, в которой поверхностная энергия изотропна (не зависит от ориентировки грани зерна относительно кристаллической решетки в нем). Показано, что в такой модели распределение расплава и проницаемость полностью характеризуются только двумя параметрами — степенью плавления ϕ (доля объема, занятая расплавом) и углом смачивания θ . Под углом смачивания понимается угол, устанавливающийся в термодинамическом равновесии между гранями двух зерен кристаллической структуры в тройном сочленении, в котором третье зерно заменено расплавом. При этом качественно различные термодинамически равновесные состояния соответствуют значениям угла смачивания $\theta=0^\circ$, $0^\circ<\theta<60^\circ$ и $\theta\geq 60^\circ$. В первом случае (полное смачивание) расплав растекается по граням зерен. Во втором — распределяется в тонких тубулах, расположенных вдоль ребер зерен. В третьем случае образуются криволинейные тетраэдры в вершинах зерен, форма которых зависит от конкретного значения угла θ . При $0^\circ<\theta<60^\circ$

расплав образует связанную сеть теоретически уже при бесконечно малых степенях плавления. Следует отдельно выделить обзор [282], в котором также содержатся вышеупомянутые результаты.

В обзоре [282] представлены значения углов смачивания для геологических материалов по экспериментальным результатам. Согласно данным [282], для основных и ультраосновных расплавов (базальт, коматиит, карбонатит) в контакте с оливином или ортопироксеном и кислых расплавов (кварц, гранит, плагиоклаз и др.) в контакте с кварцем, плагиоклазом, амфиболом и др. углы смачивания не превышают 60° . Полученные значения уточняются в статьях [88, 186, 283, 281] с использованием электронно-микроскопических фотографий. Из полученных значений следует, что даже при малых степенях плавления как основные, так и кислые расплавы образуют полностью связную систему тубул, расположенных вдоль ребер зерен кристаллической структуры.

В ряде работ содержится экспериментальное подтверждение этого факта. С одной стороны, сечения тубул непосредственно наблюдаются на электронно-микроскопических фотографиях шлифов (например, [283, 88, 257, 188]). С другой стороны, при малых степенях плавления наблюдается скачок диффузионного переноса массы [163, 426, 309], соответствующий наступлению связности системы расплавов.

Эксперименты по плавлению смесей оливина и базальта [283, 188, 417, 156, 142, 421, 187] обнаружили текстуры, существенно отличающиеся от предсказаний идеализированной модели. Так, в результате эксперимента, представленного в работе [188], в котором мелкозернистые смеси порошков в течение длительного времени (порядка двух недель) отжигались при температуре $1300\text{--}1400^\circ\text{C}$ до установления равновесной кристаллической структуры, помимо регулярного массива расплавных тубул обнаружилось существование расплава в виде тонких, дискообразных включений, размещающихся по граням зерен. Более того, авторы работ [431, 195, 432]

заявляют о наличии тонких (от нескольких до сотен нанометров) слоев расплава на гранях зерен в ксенолитах, вынесенных из верхней мантии. Они полагают, что эти слои представляют собой самые первые расплавы, которые возникли при плавлении по граням зерен. Среди причин, приводящими к появлению расплавов на границах зерен, называют анизотропию поверхностной энергии [417, 156], понижение температуры плавления в интергранулярных слоях, связанное с особенностями их химического состава и структуры [431, 195, 432] и “динамическое смачивание” — распространение расплава по границам зерен, вызванное деформацией пород [252].

Маккензи [300] предположил, что в процессе плавления большая часть расплава содержится в тубулярной подсистеме, причем с ростом степени плавления пористость изменяется самоподобным образом, то есть увеличиваются размеры каналов, но форма расплавных включений остается неизменной. Это предположение, однако, противоречит заключению авторов многих работ (например, [186, 129, 443]) о том, что многие природные материалы характеризуются кубической зависимостью проницаемости от пористости.

Согласно результатам экспериментов Фаула [188], проницаемость системы тубул очень низкая ($k=10^{-17}$ м²) и скорость сегрегации менее 1 мм год⁻¹. С ростом степени плавления диаметры тубул возрастают лишь незначительно, а вновь появившийся расплав при возрастании степени плавления накапливается на гранях зерен. Проводимость агрегата возрастает существенно только после того как система включений на гранях зерен становится связной. Пороговое значение степени плавления составляет 2-3%. Следует отметить статью [348], авторы которой дискутируют с Фаулом.

Простая модель проводимости включений, расположенных на гранях зерен, может быть построена на примере кубической решетки, на некоторых гранях которой, выбранных случайным образом, располагаются тонкие

плоские слои расплава. Несмотря на интенсивное изучение проницаемости случайных сред (например, [389]), модели с такой геометрией ранее не рассматривались.

1.6. Геотермометры и геобарометры

1.6.1. Обзор геотермометров

Самый полный обзор существующих геотермометров представлен в статье Нимиса и Грюттера [323]. Они называют наиболее надежными двухпироксенный термометр Тейлора (T_{Ta98}) [420] и клинопироксеновый термометр Нимиса и Тейлора (T_{NT00}) [326] как наиболее точно воспроизводящие экспериментальные температуры для множества образцов и естественных перидотических систем.

Анализируя двухпироксенные термометры, Нимис и Грюттер рассматривают термометры Брея, Келлера и Никеля (T_{BKN90}) [134] и T_{Ta98} . В целом T_{BKN90} завышает температуру как по сравнению с $Ta98$ (замечание Нимиса и Грюттера), так и по сравнению с экспериментальными данными (наши выводы, Рис. 1.1). Нимис и Грюттер отмечают строгую корреляцию отклонений с содержанием Na в клинопироксене. Именно тот факт, что $Ta98$ термометр достаточно точно воспроизводит температуру экспериментов в высоконатриевых NCMAS системах, тогда как BKN90 термометр существенно завышает ее, назван Нимисом и Тейлором одной из двух причин предпочтения $Ta98$ термометра. Другой причиной названа лучшая, чем у T_{BKN90} , согласованность термометра $Ta98$ с термометром Брея, Келлера и Никеля $T_{Ca-in-Orx}$ [134], основанном на содержании Ca в ортопироксене. Согласно нашим данным, согласованность T_{Ta98} и $T_{Ca-in-Orx}$ наблюдается только в диапазоне 900 – 1100 °C. При больших температурах наблюдаются заметные отклонения, связанные с наличием ярко выраженного линейного тренда у $T_{Ca-in-Orx}$. В работе упоминается также термометр Брея и Келлера

[135], основанный на распределении Na, который показывает очень низкую точность относительно T_{Ta98} . При этом максимальное отклонение от экспериментальных данных для T_{Ta98} и T_{BKN90} составляет 132°C и 188°C

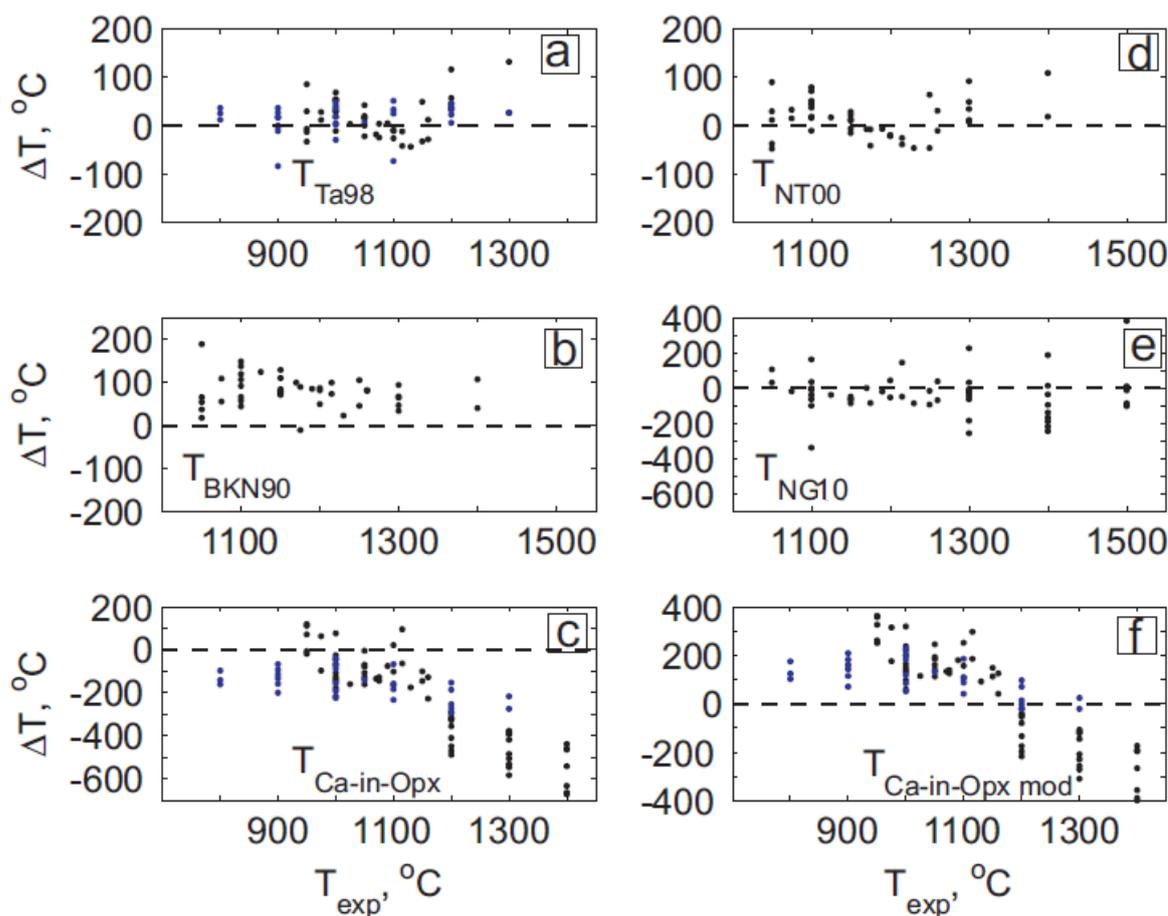


Рис. 1.1. Отклонение ΔT , $^{\circ}\text{C}$, показаний геотермометров а) Тейлора (T_{Ta98}) [420], б) Брея, Келлера и Никеля (T_{BKN90}) [134], в) Брея, Келлера и Никеля $T_{Ca-in-Opx}$ [134], д) Нимиса и Тейлора (T_{NT00}) [326], е) Нимиса и Грюттера (T_{NG10}) [323], ф) Нимиса и Грюттера $T_{Ca-in-Opx\ mod}$ от экспериментальных значений температуры T_{exp} , $^{\circ}\text{C}$.

соответственно, а стандартные уклонения равны 39°C и 37°C соответственно.

В среднем T_{BKN90} завышает экспериментальные данные на 80°C .

Среди клинопироксенных термометров Нимис и Грюттер [323] выделяют термометр Нимиса и Тейлора (T_{NT00}) [326], который дает оценки очень близкие ($\pm 30^\circ\text{C}$) к Та98 термометру. Такое согласие между ними авторы объясняют использованием одинаковых выражений для активности энстатита в клинопироксене и одинаковых коррекций для остальных элементов. Наши расчеты подтверждают это наблюдение в диапазоне $1000 - 1300^\circ\text{C}$, за пределами которого мы имеем недостаточное количество данных. Максимальное и стандартное отклонения от экспериментальных данных соответственно равны 108°C и 39°C . Эти показатели также близки к показателям Та98 термометра. В статье рассматривается также клинопироксеновый термометр Симакова [375]. Утверждается, что согласие с экспериментальными данными T_{NT00} лучше, чем у термометра Симакова. Нимис и Грюттер считают нецелесообразным использование эмпирической поправки Ащепкова и др. [349] к термометру NT00, которая улучшает совпадение показаний с ВКН90 термометром, из-за низкой точности последнего. Стандартное отклонение, указанное Нимисом и Грюттером для T_{NT00} термометра, составляет $30 - 40^\circ\text{C}$ для различных экспериментальных агрегатов. Таким образом, наше значение попадает в диапазон, указанный этими авторами.

Как отмечалось ранее, по нашим данным согласованность термометров $T_{\text{Ca-in-Opx}}$ и T_{Ta98} наблюдается только в диапазоне $900 - 1000^\circ\text{C}$ из-за наличия тренда у $T_{\text{Ca-in-Opx}}$ термометра. Тренд является причиной того, что максимальное отклонение от экспериментальной температуры составляет 671°C при экспериментальной температуре 1300°C , среднее — 229°C . Коррекция $T_{\text{Ca-in-Opx}}$, предложенная Нимисом и Грюттером ($T_{\text{Ca-in-Opx-mod}}$), практически производит линейный сдвиг данных примерно на 270°C , изменяя максимальное отклонение от экспериментальной температуры до 400°C , а среднее отклонение — до 36°C , при этом в обоих случаях среднеквадратическое отклонение составляет приблизительно 210°C .

Нимис и Грюттер (T_{NG10}) [323] предложили новый ортопироксен-гранат термометр, который обнаружил на наших данных следующие показатели: максимальное отклонение от экспериментальных данных — 381°C , среднее отклонение — 35°C , стандартное отклонение 119°C .

Таким образом, наилучшее согласие с экспериментальными данными показывают Та98 и NT00 термометры.

1.6.2. Обзор геобарометров

При выборе соответствующего барометра Нимис и Грюттер отдают предпочтение Al-in-Орх барометру Никеля и Грина (P_{NG85}) [322], объясняя своё предпочтение перед более популярным барометром Брея, Келлера и Никеля ($P_{ВКН90}$) [135] следующими причинами:

- барометр NG85 более точно воспроизводит давление в экспериментах с различными композициями деплетированного и фертильного перидотита до 6 ГПа;
- ВКН90 барометр возрастающе преувеличивает экспериментальные давления при $P > 5$ ГПа, в то время как NG85 только слегка преуменьшает его при $P > 6$ ГПа;
- NG85 показывает лучшую согласованность в лерцолитовых ксенолитах с кривой графит-алмаз;
- NG85 минимизирует разброс вокруг $P-T$ геотерм для отдельных районов.

Согласно нашим данным, барометр NG85 преувеличивает экспериментальные данные в среднем на 0,51 ГПа для давлений меньших 6 ГПа, среднеквадратическое отклонение равняется 0,40 ГПа (Рис 1.2). Эти значения для барометра ВКН90 равны 0,52 ГПа и 0,53 ГПа соответственно, что в целом согласуется с первым замечанием Нимиса и Грюттера. Следует отметить, что у нас отсутствуют экспериментальные данные для давлений в диапазоне $4 < P < 6$ ГПа, так что фактически эти значения посчитаны для

давлений не превышающих 4 ГПа. При $P > 6$ ГПа наши наблюдения согласуются со вторым замечанием Нимиса и Грюттера. Численно, для $P > 6$ ГПа среднее значение и уклонение для NG85 равны — 0,63 и 0,61 ГПа, а для VKN90 эти значения равны 0,99 и 0,59 соответственно.

Нимис и Грюттер не советуют применять модификацию NG85 барометра, предложенную Тейлором [420], поскольку она плохо согласуется с границей графит-алмаз в природных ксенолитах и увеличивает разброс на $P-T$ диаграмме. Данная модификация была предложена Тейлором для улучшения согласованности с экспериментальными данными при $P \leq 3,5$ ГПа, и действительно улучшает показатели в этом диапазоне давлений. А именно, по нашим данным среднее значение и уклонение для барометра NG85 равны 0,52 ГПа и 0,44 ГПа, а для барометра P_{NG85mod} — 0,028 ГПа и 0,25 ГПа соответственно. При $P > 6$ ГПа барометр P_{NG85mod} не улучшает картину по сравнению с NG85 барометром, поскольку среднее значение и уклонение для барометра P_{NG85mod} и давлений $P > 6$ ГПа равны 0,76 ГПа и 0,65 ГПа соответственно. Эти авторы отклоняют также барометр Брея и др. (P_{BVG08}) [133] из-за его низкой точности при умеренных значениях давления P и несогласованности с кривой графит-алмаз. По нашим данным среднее значение для P_{BVG08} при P не превышающих 6 ГПа равно 0,33 ГПа, а среднеквадратическое уклонение — 0,48 ГПа, что не хуже значений для барометра NG85.

Среди барометров, основанных на реакциях, отличных от переноса Al между гранатом и ортопироксеном, Нимис и Грюттер упоминают барометр Симакова [375], который отвергается ими по причине необоснованно низких оценок давления, полученных для некоторых графит- или алмазсодержащих образцов. Одноминеральный гранатовый барометр Ащепкова [111] также не рассматривается Нимисом и Грюттером из-за ранее продемонстрированной низкой точности по сравнению с Al-in-Орх методами.

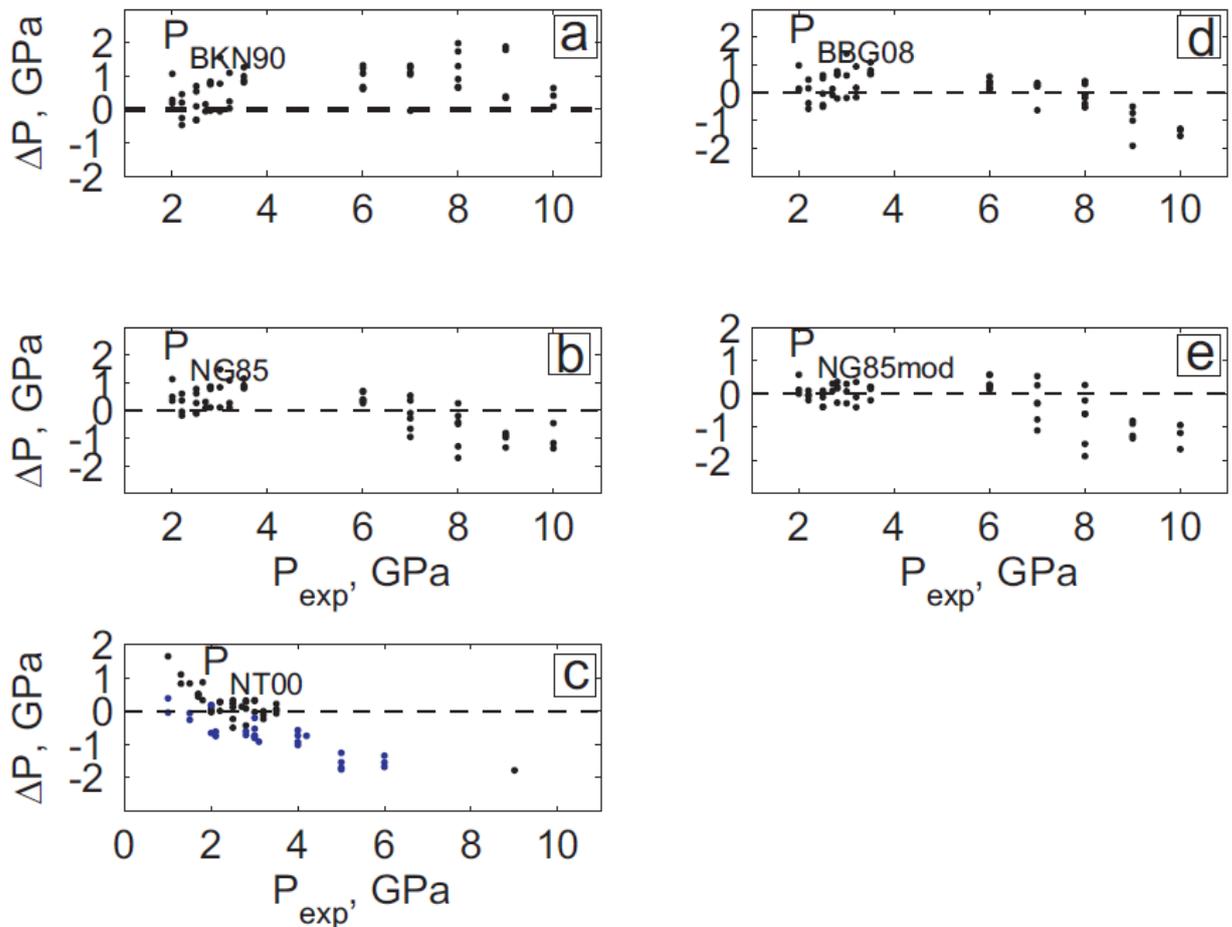


Рис. 1.2. Отклонение ΔP , ГПа, показаний барометров а) Брея, Келлера и Никеля (P_{BKN90}) [134], б) Никеля и Грина (P_{NG85}) [322], в) Нимиса и Тейлора (P_{NT00}) [326], д) Брея и др. (P_{BGG08}) [133], е) Никеля и Грина ($P_{NG85mod}$) [322] от экспериментальных значений давления P_{exp} , ГПа.

Нимис и Грюттер не рассматривают и барометр Нимиса и Тейлора (P_{NT00}) [326], т. к. он занижает давление при значениях выше 5 ГПа. Наши наблюдения согласуются с замечанием Нимиса и Грюттера. Для давлений в диапазоне от 5 ГПа мы получили среднее значение 1,95 ГПа при среднеквадратическом уклонении 1,26 ГПа. Отметим, что мы располагаем небольшим количеством данных в этом диапазоне, взятых из [134]. Для давлений, не превышающих 4 ГПа, эти значения равны соответственно 0,045

и 0,5455 ГПа. В этом диапазоне мы располагаем как данными [134], так и данными [133], [420]. Таким образом, лучшее согласие с данными экспериментов показывают барометры $P_{NG85mod}$ и P_{BVG08} .

1.6.3. Тестирование пар термометра и барометра

Рассмотрим теперь результаты использования различных пар термометра и барометра. Пара $T_{Ta98}-P_{NG85mod}$ демонстрирует неплохое согласие с экспериментальными данными, показывая среднюю величину отклонения от экспериментальной температуры $16,30^{\circ}\text{C}$ при среднеквадратическом уклонении $41,47^{\circ}\text{C}$. Для давления эти величины равны 0,17 и 0,61 ГПа соответственно (Рис. 1.3). При этом для всех давлений больших 6 ГПа отклонение от экспериментальных значений превышает 1 ГПа. Похожую картину мы наблюдаем и при использовании термометра T_{NT00} с барометром $P_{NG85mod}$ (Рис. 1.4). Среднее отклонение от экспериментальных значений и среднеквадратическое уклонение равны для температуры $14,93^{\circ}\text{C}$ и $42,32^{\circ}\text{C}$, а для давления — 0,18 и 0,62 ГПа соответственно. Так же как и предыдущая пара, $T_{NT00}-P_{NG85mod}$ занижает давление при $P > 6$ ГПа в среднем на 1,15 ГПа при среднеквадратическом уклонении 0,52 ГПа. Неудовлетворительные результаты дает использование в паре термометра и барометра $VKN90$ (Рис. 1.5), т.к. практически для всех значений температуры отклонение от экспериментальной превышает 100°C . Среднее отклонение дает 120°C . Не многим лучше картина и для давления. Барометр $VKN90$ завышает экспериментальные данные в среднем на 1,28 ГПа при среднеквадратическом уклонении 0,74 ГПа.

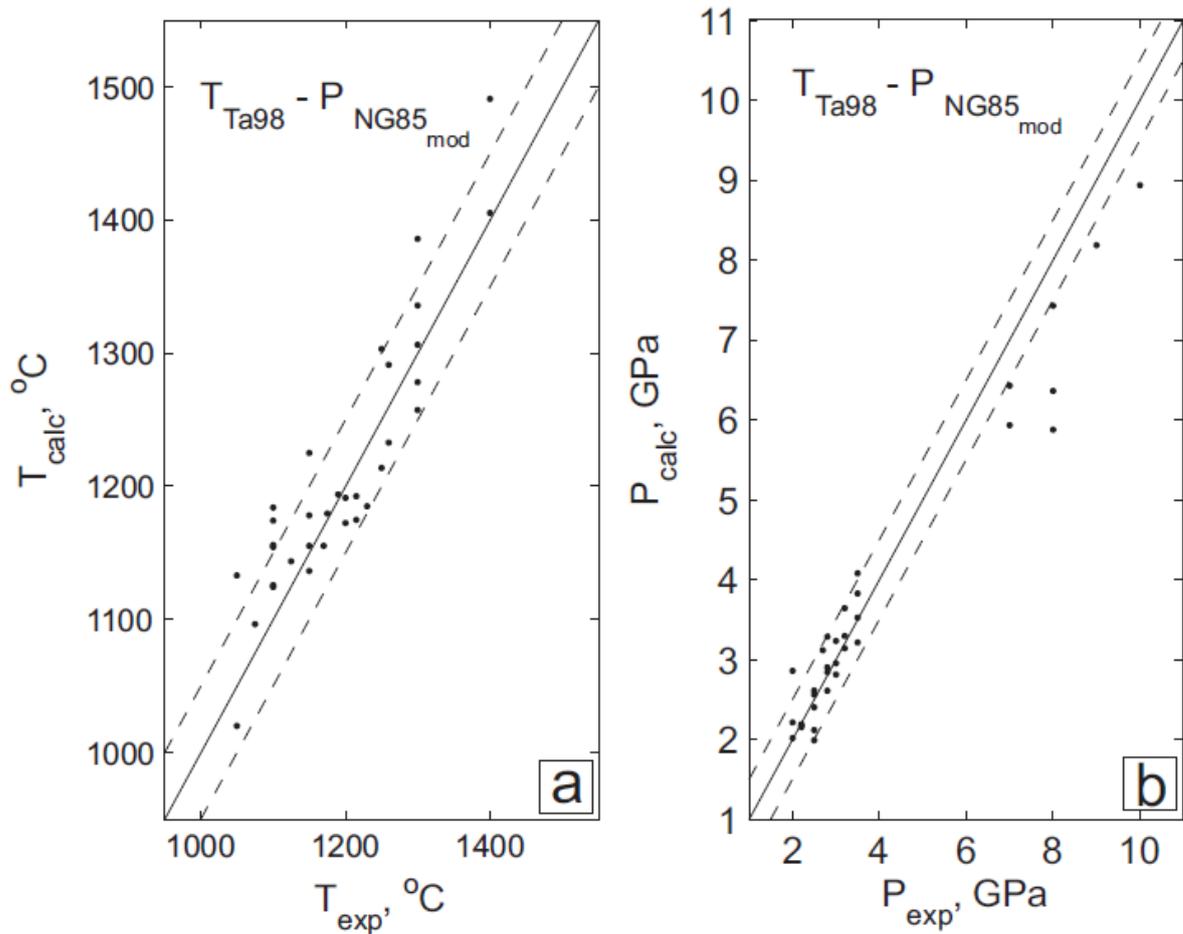


Рис. 1.3. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось Х) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{Ta98} и барометра $P_{NG85_{mod}}$ (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось Х) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{Ta98} и барометра $P_{NG85_{mod}}$ (ось Y).

Сильно завышает значения температуры и пара $T_{BKN90} - P_{BGG08}$ (Рис. 1.6). Средние значение и уклонения для температуры равны соответственно $100,81^{\circ}\text{C}$ и $58,24^{\circ}\text{C}$. Мы имеем также большой разброс значений давлений

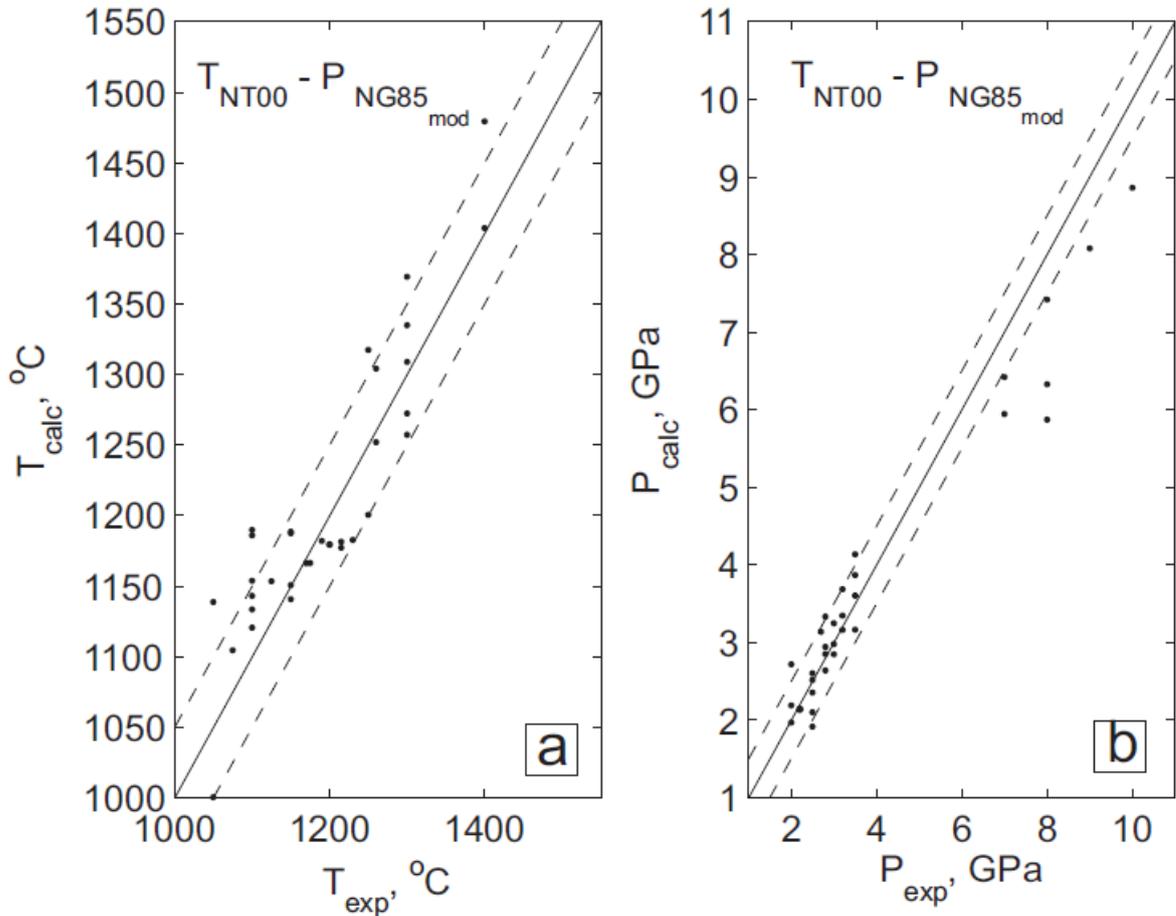


Рис. 1.4. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{NT00} и барометра $P_{NG85mod}$ (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{NT00} и барометра $P_{NG85mod}$ (ось Y).

(среднеквадратическое отклонение равно 0,95 ГПа при среднем значении 0,71 ГПа) и сильное завышение экспериментальных значений в диапазоне 3–6 ГПа (в среднем на 1,53 ГПа).

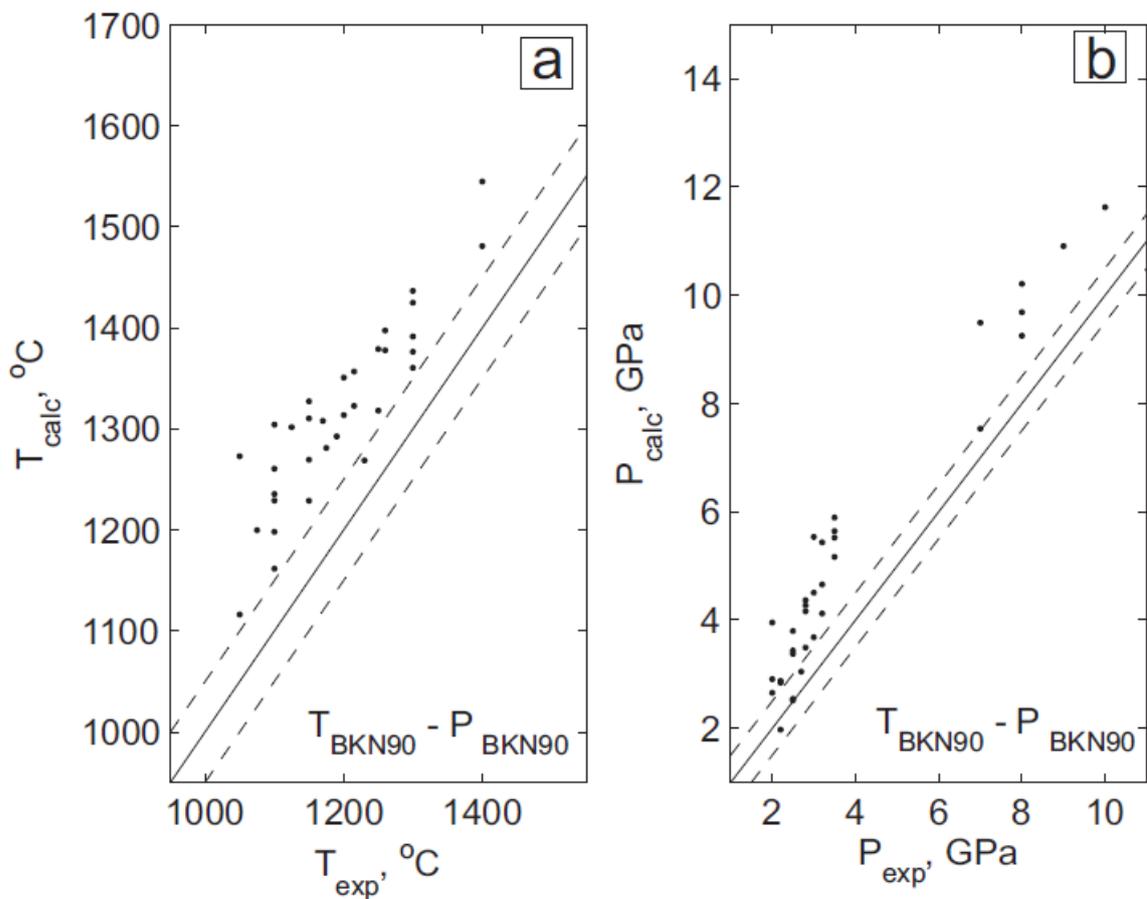


Рис. 1.5. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{BKN90} и барометра P_{BKN90} (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{BKN90} и барометра P_{BKN90} (ось Y).

Пара $T_{Ta98}-P_{BVG08}$ показывает лучшее согласие с экспериментальными значениями, лишь слегка завышая температуру (Рис. 1.7). Для температуры среднее отклонение равно $35,33^{\circ}\text{C}$, среднеквадратическое отклонение — $37,65^{\circ}\text{C}$. Среднее отклонение для давления равно $0,34$ ГПа, при этом среднеквадратическое отклонение остается достаточно большим и равно $0,72$ ГПа. Здесь также наблюдается тенденция к завышению давления в диапазоне $3-5$ ГПа (в среднем на $0,90$ ГПа). При этом практически все значения в

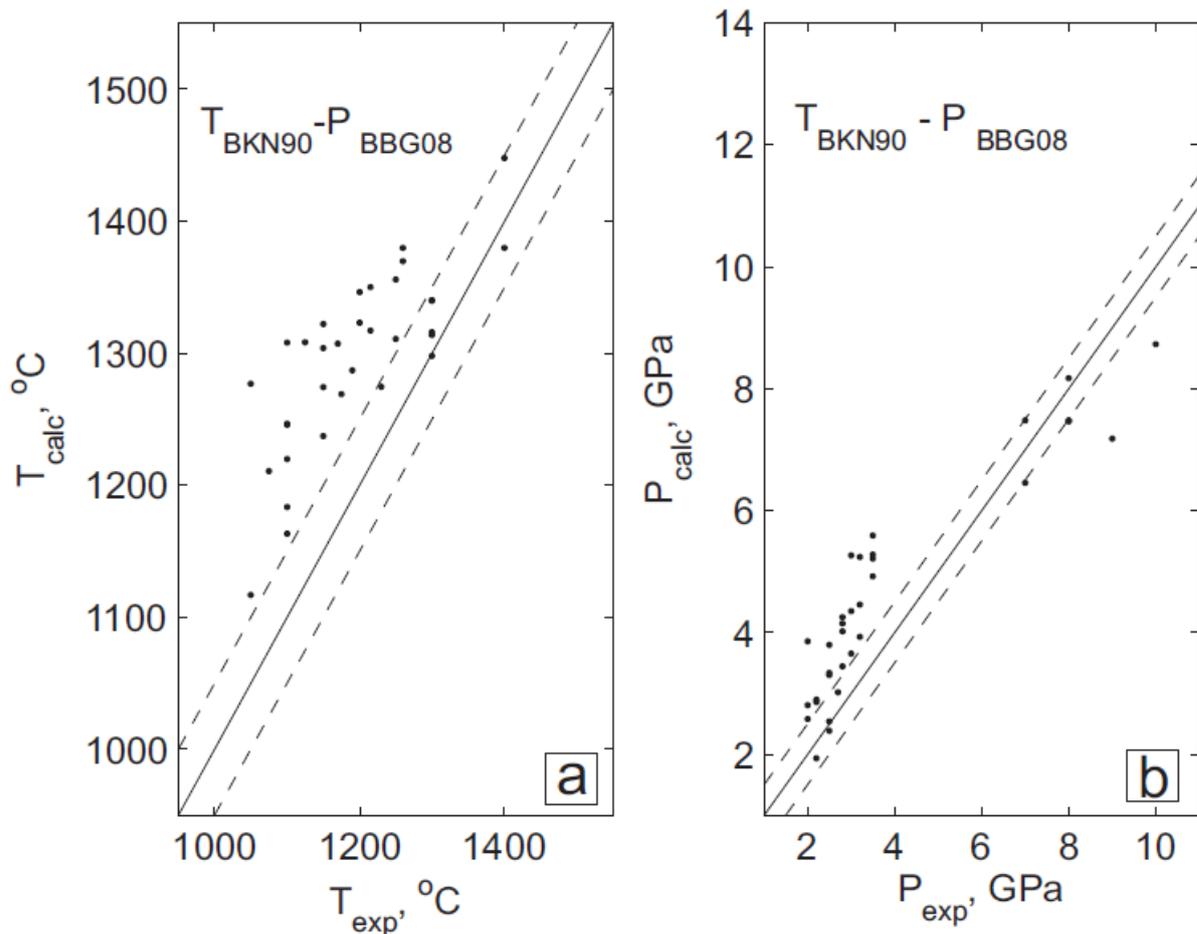


Рис. 1.6. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{BKN90} и барометра P_{BVG08} (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{BKN90} и барометра P_{BVG08} (ось Y).

диапазоне до 6 ГПа не отклоняются от экспериментальных более чем на 0,5 ГПа. В то же время пара $T_{Ta98} - P_{BVG08}$ существенно занижает давление при $P > 6$ ГПа (в среднем на 0,97 ГПа при среднеквадратическом отклонении 0,41 ГПа). Следует отметить, правда, небольшое количество данных в этом диапазоне давлений.

Использование термометра T_{NT00} с барометром P_{BVG08} дает сходные результаты, возможно, слегка улучшая их (Рис. 1.8). Среднее отклонение и

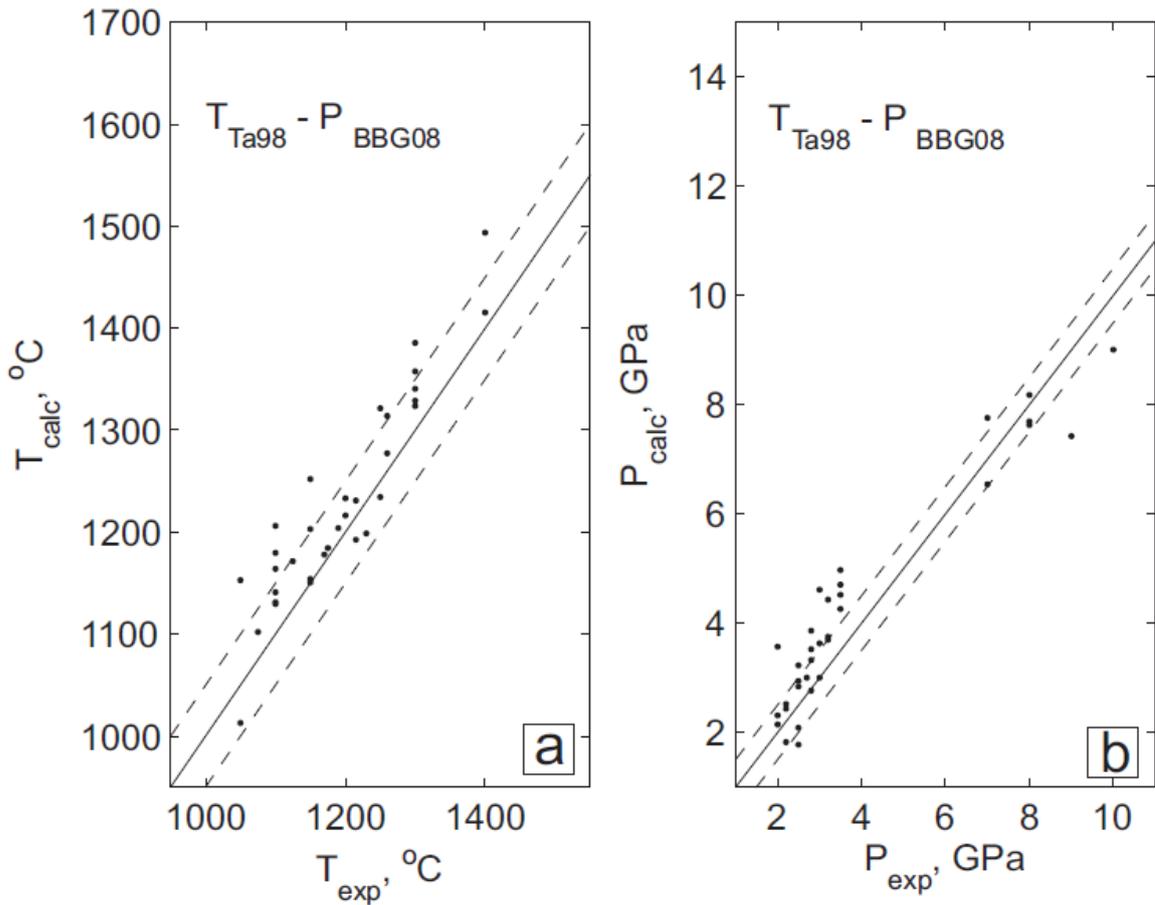


Рис. 1.7. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{Ta98} и барометра P_{BBG08} (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{Ta98} и барометра P_{BBG08} (ось Y).

уклонение для температуры равны $26,07^{\circ}\text{C}$ и $40,07^{\circ}\text{C}$, для давления эти показатели — $0,28$ ГПа и $0,72$ ГПа соответственно. При P в диапазоне $3-5$ ГПа эта пара завышает давление в среднем на $0,88$ ГПа. для этой пары не прослеживается тенденции к занижению давления при больших значениях.

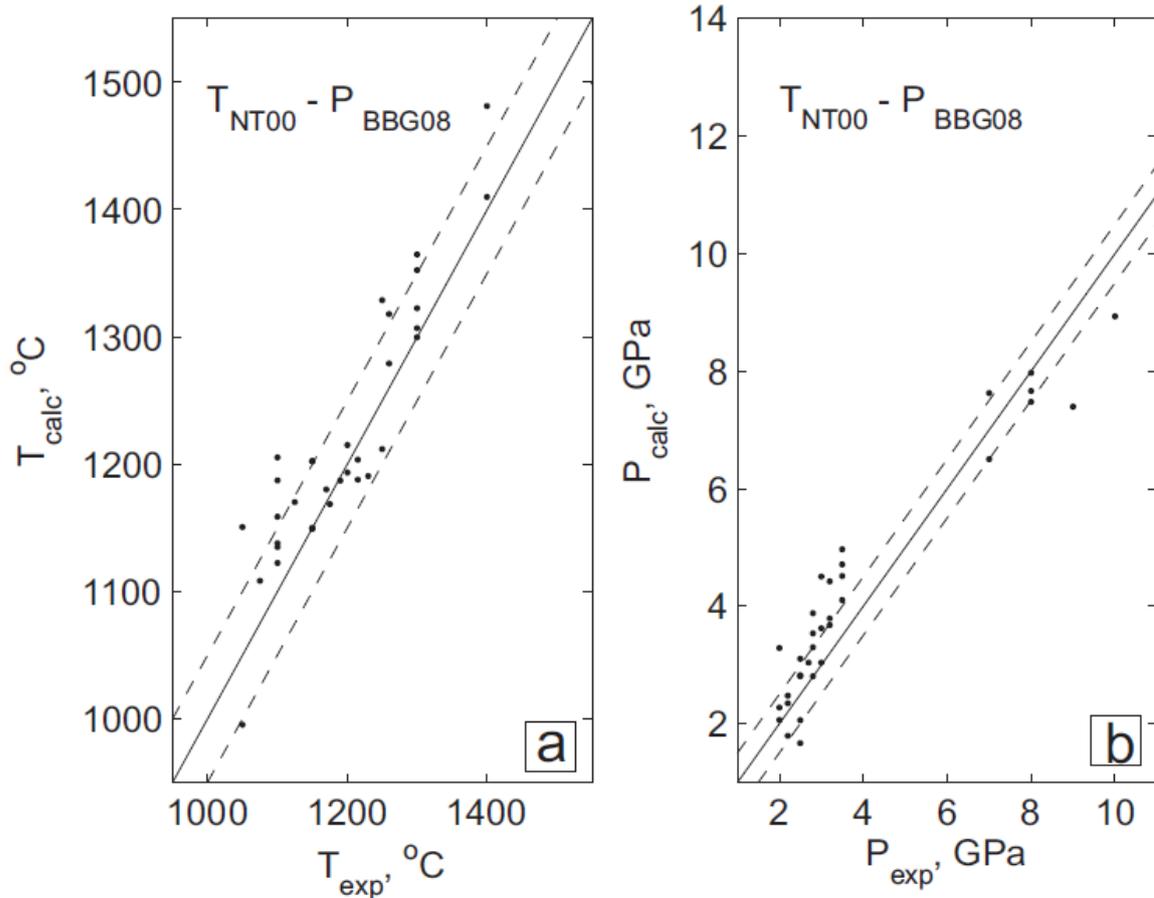


Рис. 1.8. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра $T_{Ca-in-Opx}$ и барометра $P_{NG85mod}$ (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра $T_{Ca-in-Opx}$ и барометра $P_{NG85mod}$ (ось Y).

Огромный разброс температур демонстрирует пара $T_{Ca-in-Opx}-P_{NG85mod}$ (Рис. 1.9) (среднеквадратическое отклонение равно 201,60°С). Также большой разброс имеют и значения давления (среднеквадратическое отклонение 1,42 ГПа). При этом пара сильно занижает значения давления при $P > 5$ ГПа (в среднем на 1,76 ГПа при среднеквадратическом отклонении 1,08 ГПа) и слегка завышает показатели при P , не превышающих 5 ГПа. Здесь среднее отклонение равно 0,61 ГПа, а среднеквадратическое отклонение — 0,42 ГПа.

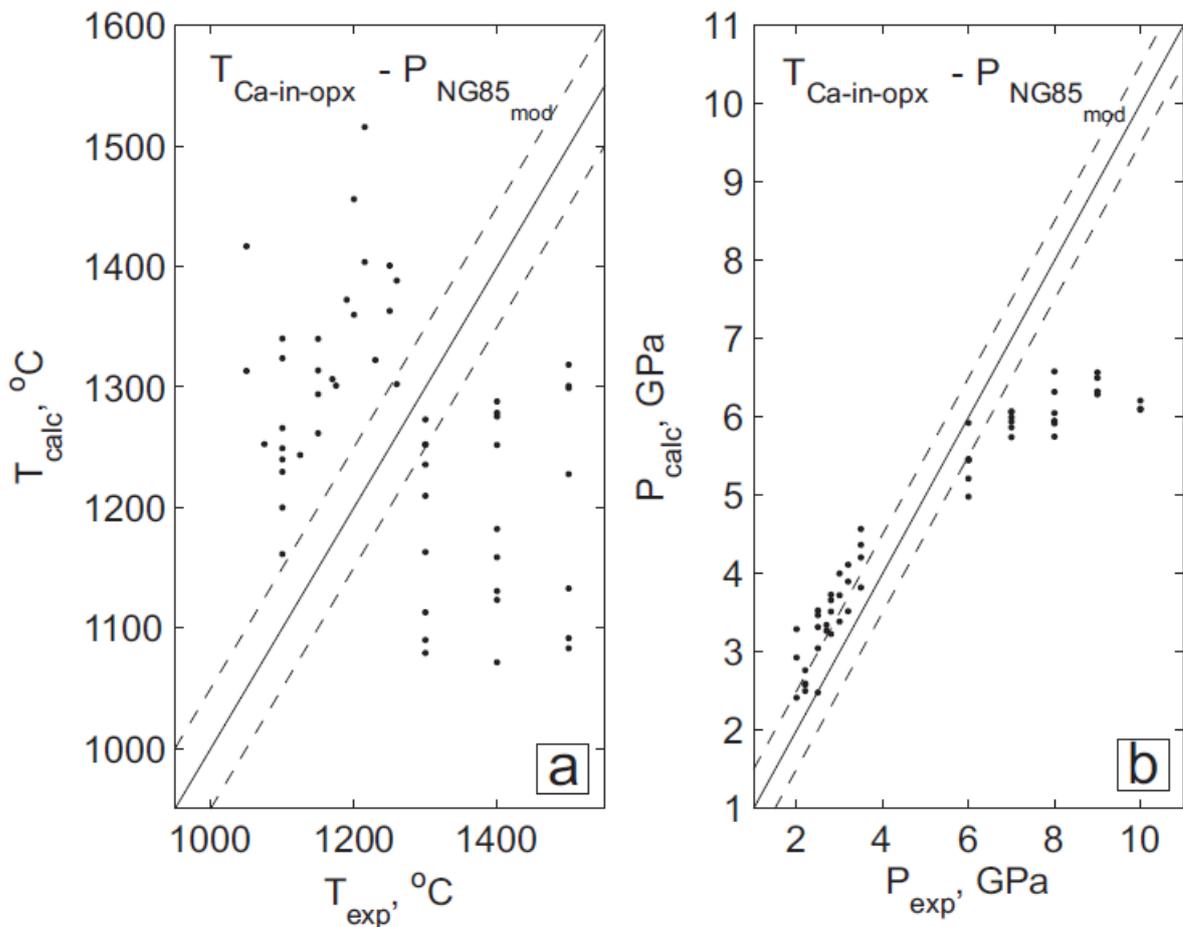


Рис. 1.9. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{NT00} и барометра P_{BVG08} (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{NT00} и барометра P_{BVG08} (ось Y).

Совместное использование термометра и барометра NT00 дает неплохие результаты: среднее отклонение температуры от экспериментальной — 15,39°С при среднеквадратическом уклонении 37,30 °С, для давления эти показатели равны 0,24 ГПа и 0,50 ГПа соответственно. Отметим, что результаты получены по данным в диапазоне $P < 5$ ГПа (Рис. 1.10).

Похожие результаты получаются и при использовании барометра P_{NT00} с термометром T_{Ta98} (Рис. 1.11). Здесь среднее отклонение и уклонение для

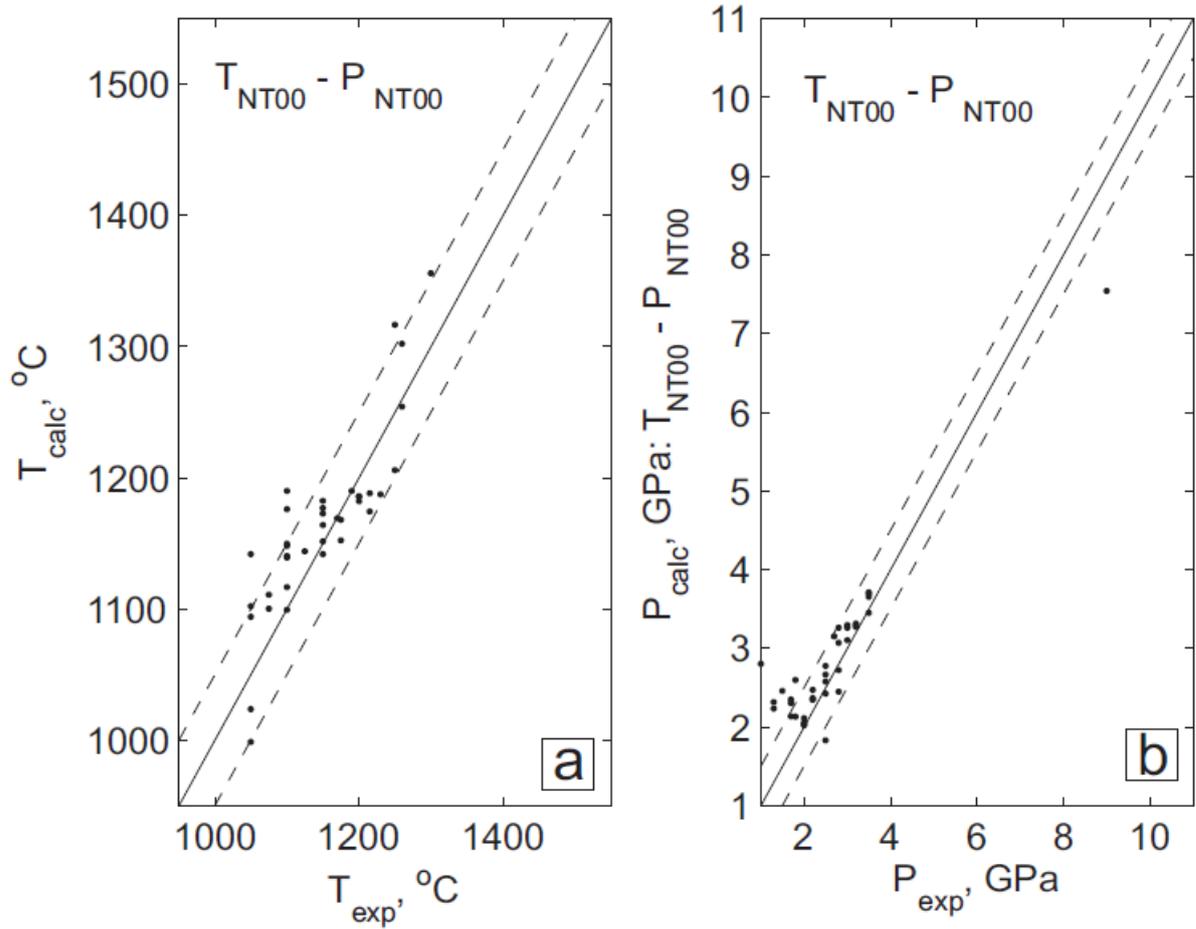


Рис. 1.10. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{NT00} и барометра P_{NT00} (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{NT00} и барометра P_{NT00} (ось Y).

температуры равны $20,50^{\circ}\text{C}$ и $43,25^{\circ}\text{C}$, а для давления — $0,26$ ГПа и $0,51$ ГПа соответственно.

Таким образом, наилучшие результаты дают совместное использование термометра и барометра NT00 и совместное использование термометра T_{Ta98} с барометром P_{NT00} .

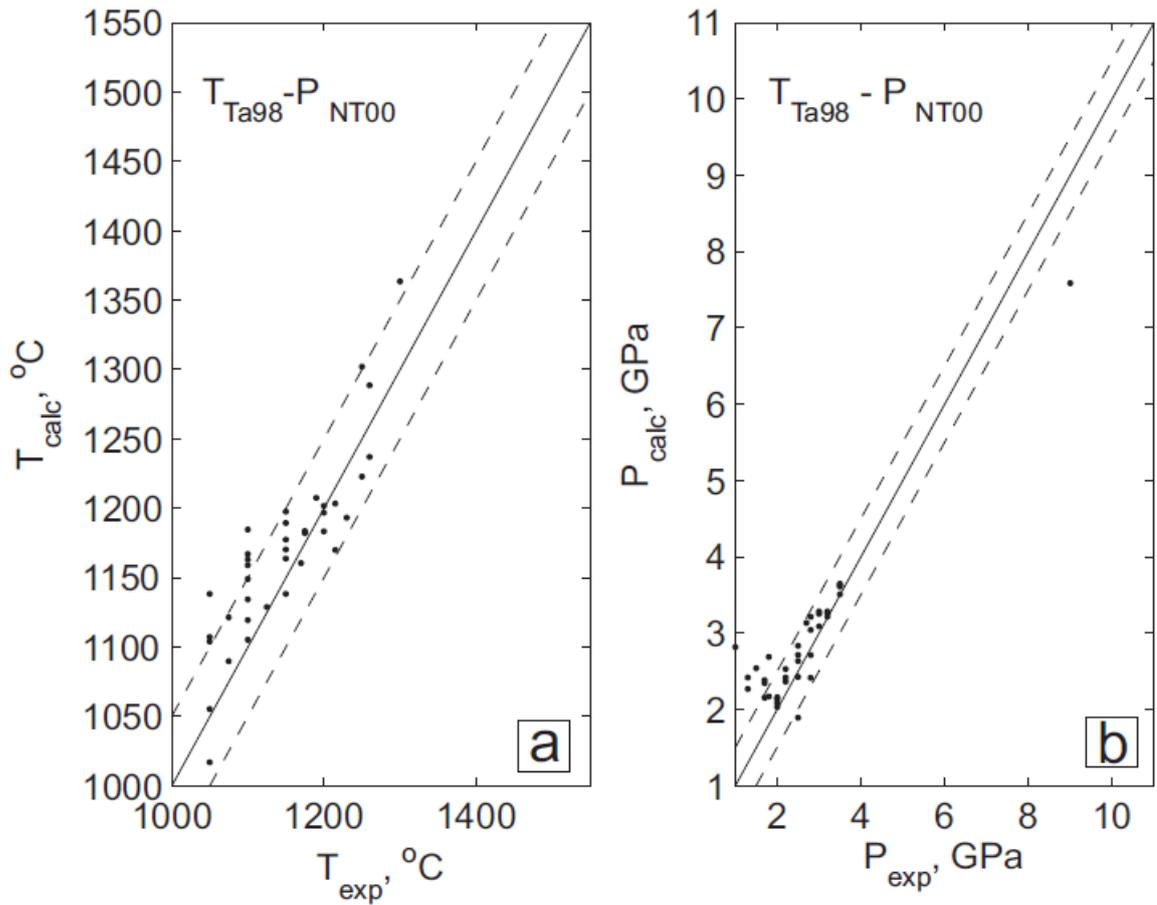


Рис. 1.11. а) Экспериментальные значения температуры T_{exp} , °С, (ось X) и значения температуры T_{calc} , °С, полученные с помощью пары: термометра T_{Ta98} и барометра P_{NT00} (ось Y); б) Экспериментальные значения давления P_{exp} , ГПа, (ось X) и значения давления P_{calc} , ГПа, полученные с помощью пары: термометра T_{Ta98} и барометра P_{NT00} (ось Y).

РАЗДЕЛ 2 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАНТИЙНОЙ КОНВЕКЦИИ С КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ И ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРОЙ

В настоящем разделе рассматривается взаимодействие регулярной мантийной конвекции с континентальной и океанической литосферой. Предложен подход к моделированию теплового состояния стационарной литосферы, использующий условие предельной устойчивости слоя, в котором происходит переход от литосферы к конвектирующей мантии. Согласно результатам моделирования, в океанических регионах равновесная граница между литосферой и конвектирующей мантией является чисто реологической и определяется только реологией горных пород и потенциальной температурой конвектирующей мантии. В субконтинентальных — конвекция достигает подошвы деплетированного слоя литосферы, и переход от литосферы к конвектирующей мантии сопровождается изменением состава пород.

2.1. Введение

Верхний слой Земли, включающий кору и литосферную мантию, является чисто кондуктивным, в отличие от лежащей ниже мантии, где теплоперенос является преимущественно конвективным. Мы будем называть этот верхний слой литосферой. Вместе с конвективным пограничным слоем (КПС), в котором происходит переход от кондуктивной литосферы к конвектирующей мантии, литосфера формирует тепловой пограничный слой (ТПС) мантийной конвекции. Литосфера включает также химический пограничный слой (ХПС), состоящий из коры и слоя деплетированных пород, потерявших базальтовую составляющую и воду в результате плавления высокой степени (например, [404, 334, 147, 291] и ссылки там).

Как обсуждается ниже (см. также [408]), из геодинамических аргументов следует, что континентальная литосфера совпадает с ХПС.

Общепринятая практика моделирования теплового состояния литосферы основывается на решении одномерного уравнения теплопроводности с температурой и тепловым потоком, заданными на поверхности, в качестве граничных условий [341, 358, 226, 99, 96, 94, 251, 218, 248] (здесь и ниже мы будем называть такой подход стандартным методом, а соответствующее решение — стандартным решением). Такой метод не принимает во внимание тепловое взаимодействие литосферы и конвектирующей мантии и, таким образом, решение описывает не обязательно стационарную геотерму.

Хорошо известно, что при стационарной развитой конвекции пограничные слои находятся на пределе устойчивости (например, [238, 384, 141, 333, 379, 164, 381, 251, 278]). Далее мы будем называть это утверждение принципом предельной устойчивости (ППУ). Поскольку реология горных пород сильно зависит от температуры [234], литосфера, т. е. холодная верхняя часть ТПС, является твердой [317, 352, 165, 381, 382, 164, 391, 193, 249, 330], и только ее горячая нижняя часть, т. е. КПС, находится на пределе устойчивости.

В настоящем разделе предлагается метод теплового моделирования, который использует ППУ вместо граничного условия с заданным на поверхности тепловым потоком. Решение, основанное на ППУ, описывает стационарную литосферу и только слабо зависит от вариаций теплогенерации в коре в том смысле, что две стационарные геотермы, соответствующие различным значениям теплогенерации в коре при одинаковых потенциальной температуре и структуре литосферы, сближаются с глубиной.

Математически принцип предельной устойчивости формулируется как равенство числа Рэлея, определенного для КПС, критическому значению (в дальнейшем мы используем определения Коренаги [278]). Важно, что, как

хорошо известно, в случае изовязкой конвекции [343, 384], ППУ выражается в терминах величин, определяемых локально по КПС, т.е. глобальные параметры, за исключением характеристической температуры, не входят в выражение для числа Рэлея для КПС [333, 381, 278]. Это утверждение подтверждается лабораторными данными работы [164], в которой показано, что при большом контрасте вязкостей поверхностный тепловой поток зависит только от локальных свойств неустойчивого пограничного слоя.

Сначала мы рассмотрим модель, в которой отсутствует ХПС, предполагая что конвектирующая жидкость химически однородна. Такое предположение является общепринятым для численных и экспериментальных моделей субокеанической конвекции [412, 304, 351, 332, 333, 137, 440, 165, 164, 382, 278, 173, 239, 240]. В настоящем разделе мы используем данные Коренаги [278].

Основываясь на реалистической реологии горных пород (например, [234]), мы покажем, что в модели крайнего члена стационарная литосфера является самосогласованным явлением, и ее основание лежит на глубине, зависящей только от реологии горных пород и потенциальной температуры конвектирующей мантии. В дальнейшем мы будем называть эту глубину реологической и обозначать H_{rh} .

Реологическая глубина является ключевым параметром, контролирующим режим взаимодействия мантийной конвекции с литосферой. Если реологическая глубина превышает толщину ХПС, т.е. $H_{rh} > H_{Ch}$, то мантийная конвекция не ощущает существования химически отличного верхнего слоя Земли, основание литосферы является чисто реологическим феноменом и лежит на глубине H_{rh} . В противном случае, т.е. если $H_{rh} < H_{Ch}$, КПС непосредственно примыкает к ХПС, и ХПС совпадает с литосферой. Первый случай наблюдается в субокеанической мантии, а второй — в континентальной литосфере.

В приложении к континентальному региону подход, основанный на ППУ (ППУ-подход), аналогично подходу Маккензи и др. [303] и Мазера и др. [153], гарантирует, что решение описывает реальное стационарное состояние. При этом геотерма явным образом зависит от потенциальной температуры конвектирующей мантии. Кроме того, влияние генерации тепла в коре уменьшается с глубиной, т.е. две геотермы, соответствующие различным значениям теплогенерации в коре (при одинаковых потенциальной температуре и мощности литосферы), сходятся с увеличением глубины. Фактически мантийный сегмент стационарной геотермы, полученной ППУ-методом, практически нечувствителен к вариациям теплогенерации в коре в противоположность стандартному методу, который сильно зависит от погрешностей поверхностного теплового потока и теплогенерации в коре. Последнее свойство делает ППУ-метод особенно подходящим для использования вместе с результатами термобарометрии ксенолитов кимберлитов, которая относится только к глубинному сегменту геотермы.

2.2. Структура модели

ППУ-подход основывается на хорошо известном физическом утверждении (см., например, обзоры в [384, 374] и ссылки там же) о том, что тепловой поток через сильно конвектирующую ньютоновскую изовязкую жидкость контролируется процессами в тонких ТПС на нижней и верхней границах. В стационарном состоянии эти слои находятся на пределе устойчивости из-за гравитационной неустойчивости, которая развивается, если толщина слоя превышает ее равновесное значение [141, 238].

Аналогично изовязкой конвекции, в стационарном состоянии ТПС на верхней границе мантийной конвекции находится на пределе устойчивости. Однако, необходимой составляющей ТПС является химический пограничный слой [226, 253], состоящий из коры и слоя деплетированных пород,

потерявших базальтовую компоненту и воду в результате плавления высокой степени. Из-за пониженной плотности [367] и, особенно, из-за высокой вязкости делетированных пород вследствие дегидратации [235, 287], ХПС является препятствием для мантийной конвекции, и именно он обеспечивает долговременную стабильность континентов [253, 293, 408, 155, 251, 292, 160]. Кроме того, из-за сильной зависимости эффективной вязкости горных пород от температуры [234] холодный и твердый кондуктивный слой формируется даже в отсутствие ХПС [333, 381, 278].

Под литосферой находится более горячий и фертильный подслоя ТПС, который здесь и далее мы называем конвективным пограничным слоем (КПС) [226]. КПС частично вовлекается в конвективное перемешивание. В нем осуществляется переход от кондуктивной литосферы к области развитых конвективных течений, где теплоперенос преимущественно конвективный. Важным моментом является то, что из-за конвективного перемешивания КПС и конвектирующая мантия имеют одинаковую композицию. В стационарном состоянии, аналогично пограничным слоям при изовязкой конвекции, КПС находится на пределе устойчивости [333, 381, 278].

Возможны три различные конфигурации модели, схематически представленные на Рис. 2.1а–с. На Рис. 2.1а показан предельный случай, когда ХПС отсутствует. Два последующих рисунка иллюстрируют случаи, когда ХПС включает часть литосферы (Рис. 2.1b) или литосфера является полностью деплетированной (Рис. 2.1c). Модель, представленная на Рис. 2.1b, соответствует строению субокеанического ТПС, на Рис. 2.1c — субконтинентального ТПС, при этом КПС прилегает непосредственно к основанию ХПС.

В реальной ситуации переход от эффективно жесткого кондуктивного верхнего слоя к конвектирующей мантии осуществляется путем постепенного замещения кондуктивной составляющей теплового потока конвективной, которое сопровождается постепенным убыванием градиента

температуры. Фактически, вертикальная составляющая скорости потока быстро убывает вблизи нижней границы эффективно жесткой литосферы

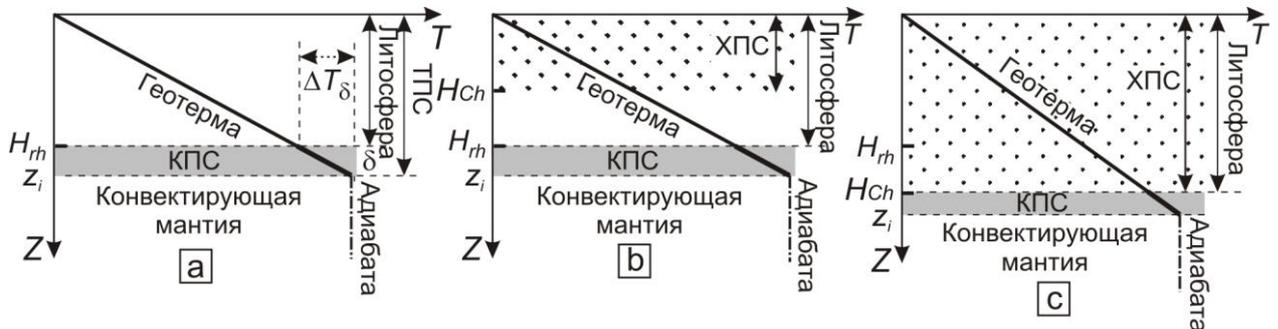


Рис. 2.1. Тепловая структура модели: (а) ХПС отсутствует, (б) субокеаническая (тонкий ХПС) и (с) субконтинентальная (мощный ХПС) модели. Предполагается, что теплоперенос строго кондуктивный до пересечения литосферной геотермы (жирная линия) с адиабатой (штрихпунктирная линия). Переход от литосферы к конвектирующей мантии осуществляется в конвективном пограничном слое (КПС), показанном серым цветом. Часть геотермы, ассоциированная с КПС, выделена более жирной линией, δ и ΔT — мощность КПС и разность температур на нем, H_{rh} — самосогласованная мощность КПС в модели без ХПС, H_{Ch} — мощность ХПС, ТПС — тепловой пограничный слой.

[141], и КПС является практически неподвижным. Поэтому для упрощения мы предполагаем, что перенос тепла в ТПС полностью кондуктивный вплоть до пересечения, z_i , кондуктивной литосферной геотермы (жирные сплошные линии на Рис. 2.1а—с) и мантийной адиабаты (штрихпунктирные линии).

2.3. Океанический регион

2.3.1. ХПС отсутствует

Предположим, что химический пограничный слой отсутствует, т.е. состав пород и свойства одинаковы вплоть до поверхности. Пусть геотерма $T(z, q)$ — решение стационарного уравнения теплопроводности с заданным абсолютным значением теплового потока на поверхности q . Пусть $T_{ad}(z, T_p)$ — распределение адиабатической температуры, где T_p — потенциальная температура конвектирующей мантии. Вертикальная ось, z , направлена вниз, z_i — глубина пересечения геотермы с адиабатой: $T(z_i, q) = T_{ad}(z_i, T_p)$.

Преобладающим механизмом деформации в литосфере и прилегающей верхней мантии является, по-видимому, дислокационная ползучесть [260], поэтому в настоящей работе предполагается неньютоновская реология со степенной зависимостью эффективной вязкости, η , от дифференциального напряжения, σ , и аррениусовской зависимостью от абсолютной температуры, T , и давления, P :

$$\eta = \frac{b}{\sigma^{n-1}} \exp\left(\frac{E_a + PV_a}{RT}\right), \quad (2.1)$$

где E_a и V_a — энергия и объем активации соответственно, b — предэкспоненциальный фактор, n — показатель степени, R — универсальная газовая постоянная.

При заданных q и T_p число Рэлея для слоя можно определить по формуле [381, 278]:

$$Ra(T_p, q, \delta) = \frac{\alpha \rho g \Delta T_\delta \delta^{1+2/n}}{\kappa^{1/n} b^{1/n} \exp(Q(\delta, q)/n)}. \quad (2.2)$$

При этом потенциально неустойчивый слой соответствует максимальному значению, Ra_{max} , числа Рэлея [381, 278]:

$$Ra_{max}(T_p, q) = \max_{\delta} Ra(T_p, q, \delta). \quad (2.3)$$

В уравнениях (2.2), (2.3) δ и ΔT_{δ} — толщина слоя и разность температур на нем соответственно (см. Рис. 2.1a), α — коэффициент теплового расширения, ρ — плотность, κ — температуропроводность, $Q(\delta, q)$ — аррениусовская экспонента, усредненная по слою:

$$Q(\delta, q) = \frac{1}{\delta} \int_{z_i - \delta}^{z_i} \frac{E_a + P(z)V_a}{RT(z, q)} dz. \quad (2.4)$$

Поскольку в стационарном состоянии пограничный слой находится на пределе устойчивости, число Рэлея для него равняется критическому:

$$Ra_{max}(T_p, q) = Ra_c. \quad (2.5)$$

В настоящей работе мы используем зависимое от реологии значение числа Рэлея, определенное на основе численного моделирования в работе [278]:

$$Ra_c = \exp\left(3,84 + \frac{2,25}{n}\right). \quad (2.6)$$

Уравнения (2.2)—(2.5) определяют реологический подслой ([278, 381], т.е. подслой, который в стационарном состоянии в предельном случае модели находится на пределе устойчивости). В модели без ХПС определение реологического подслоя и конвективного пограничного слоя совпадают.

В следующем разделе мы увидим, что при заданном значении потенциальной температуры, T_p , максимальное значение числа Рэлея

$Ra_{max}(T_p, q)$ является монотонно убывающей функцией q . Таким образом, уравнение (2.5) может быть решено относительно q :

$$q = q(T_p), \quad (2.7)$$

что подчеркивает фундаментальное отличие между стандартным и ППУ-методами. В отличие от стандартного решения, ППУ-метод не использует поверхностный тепловой поток в качестве граничного условия. Вместо этого значение теплового потока отыскивается в ходе решения.

Подставляя решение (2.7) в уравнение (2.3), можно найти значение δ_{max} , при котором правая часть (2.3) достигает максимума. Таким образом, в случае установившейся конвекции поверхностный тепловой поток, q , положения нижней границы конвективного пограничного слоя, z_i , и основания литосферы, $z_i - \delta_{max}$, полностью определяются потенциальной температурой. Другими словами, в стационарном состоянии при отсутствии химического погранслоя основание литосферы лежит на глубине $H_{rh}(T_p) = z_i - \delta_{max}$, которая контролируется реологией горных пород и, следовательно, может быть названа реологической глубиной.

В целом можно сделать вывод, что если ХПС присутствует, но является тонким, т.е. его толщина меньше, чем H_{rh} (Рис. 2.1b), мантийная конвекция не ощущает существования деплетированного слоя и литосфера имеет мощность H_{rh} . Такая тепловая структура характерна для океанической мантии. В противном случае, т.е., если толщина ХПС, H_{Ch} , превышает H_{rh} , конвекция достигает основания ХПС, и КПС непосредственно примыкает к ХПС. Этот случай, характерный для субконтинентальной мантии, обсуждается в подразделе 2.4.

2.3.2. Упрощенное аналитическое решение

Рассмотрим упрощенный случай PT -зависимости эффективной теплопроводности, λ_e , нулевой энергии активации, V_a , и нулевой теплогенерации в коре. Тогда

$$T(z, q) = T_s + \frac{qz}{\lambda_e}, \Delta T_\delta = \frac{\delta q}{\lambda_e}, T_{ad} = T_p, z_i = \frac{\lambda_e(T_p - T_s)}{q}, \quad (2.8)$$

где T_s — температура на поверхности, q — абсолютное значение теплового потока, δ и ΔT_δ — толщина потенциально неустойчивого слоя и изменение температуры на нем соответственно (Рис. 2.1b).

Интегрируя, находим из уравнения (2.4):

$$Q(\delta, q) = -\frac{1}{\delta} \frac{\lambda_e E_a}{qR} \log \left(1 - \frac{\Delta T_\delta}{T_p} \right) \quad (2.9)$$

или

$$Q(\delta, q) = \frac{E_a}{RT_p} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{q\delta}{\lambda_e T_p} \right). \quad (2.10)$$

Последнее уравнение есть результат разложения логарифма в ряд Тейлора до второго члена.

Подставляя Q из (2.10) и ΔT_δ (2.8) в (2.2) и используя стандартные необходимые условия максимума функции, находим, что выражение в правой части (2.3) достигает своего максимума при значении δ , удовлетворяющем уравнению

$$\frac{d}{d\delta} \delta^{2+2/n} \exp \left(-\frac{E_a}{nRT_p} \frac{q\delta}{2\lambda_e T_p} \right) = 0. \quad (2.11)$$

Отсюда

$$\delta_{max} = 4(n+1) \frac{\lambda_e T_p}{q} \frac{RT_p}{E_a}, \quad (2.12)$$

$$Q_{max} = Q(\delta_{max}, q) = \frac{E_a}{RT_p} + 2(1+n). \quad (2.13)$$

Используя (2.8), (2.12), (2.13), из уравнения (2.3) находим значение $Ra_{max}(T_p, q) = Ra(T_p, \delta_{max}, q)$ числа Рэлея для наиболее неустойчивого слоя:

$$Ra_{max}(T_p, q) = 4(n+1) \frac{RT_p}{E_a} \frac{\alpha T_p \rho g \delta_{max}^{1+2/n}}{(\kappa b)^{1/n} \exp(Q_{max}/n)}. \quad (2.14)$$

Наиболее важным следствием формул (2.12), (2.14) является то, что δ_{max} пропорционально q^{-1} , так что Ra_{max} монотонно возрастает с убыванием q : $Ra_{max} \propto q^{-1-2/n}$. Благодаря этому уравнение (2.5) имеет единственное решение, а состояние, определяемое формулой (2.7), стационарное.

Подставляя δ_{max} из формулы (2.12) в (2.14) и используя условие предельной устойчивости (2.5), получаем зависимость стационарного теплового потока, q , от потенциальной температуры:

$$q^{1+\frac{2}{n}} = \left(4(n+1) \lambda_e T_p \frac{RT_p}{E_a} \right)^{2+\frac{2}{n}} \frac{\alpha \rho g}{Ra_c \lambda_e (\kappa b)^{1/n} \exp(Q_{max}/n)}. \quad (2.15)$$

Таким образом, поверхностный тепловой поток сильно зависит от потенциальной температуры:

$$q \propto T_p^{4\frac{n+1}{n+2}} \exp\left(-\frac{E_a}{(n+2)RT_p}\right). \quad (2.16)$$

Из уравнений (2.8), (2.12) находим, что верхняя граница КПС (или основание литосферы) лежит на глубине

$$z_i - \delta_{\max} = \frac{\lambda_e T_p}{q} \left(1 - \frac{T_s}{T_p} - (4n + 1) \frac{2T_p}{E_a} \right),$$

которая убывает с уменьшением T_p .

В дальнейшем мы используем уравнение Аррениуса для вязкости (см. (2.1)) с параметрами, полученными экспериментально в [234]: $E_a = 480 \pm 40$ кДж моль⁻¹, $V_a = 11$ см³ моль⁻¹, $b = (1/2)10^{6n}/90C_{OH}^r$ Паⁿ с, C_{OH} — содержание воды в единицах Н/10⁶ Si, $n = 3,5$ и $r = 1,2$ — показатели степеней для напряжения и содержания воды соответственно. Множитель 10^{6n} используется для перевода единиц измерения напряжения мегапаскалей, использованных в [234], в паскали. Согласно геохимическим данным содержание воды в верхней мантии лежит в пределах (50—200) 10⁻⁶ по массе (см., например, обзор в [232]) или 800—3200 Н/10⁶ Si. Ниже мы предполагаем, что $C_{OH} = 2000$ Н/10⁶ Si как в субокеанической, так и в субконтинентальной мантии.

Для оценки примем также $\lambda_e = 3$ Вт м⁻¹ К⁻¹, $\kappa = \lambda_e / \rho C_p$, $\rho = 3,3 \cdot 10^3$ кг м⁻³, теплоемкость при постоянном давлении $C_p = 1,3 \cdot 10^3$ Дж кг⁻¹ К⁻¹, $\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹ и $T_p = 1603$ К (1330°C). Тогда $q = 56$ мВт м⁻², $\delta_{\max} = 43$ км, $z_i = 72$ км. Полученная оценка теплового потока вполне соответствует величине 50 мВт м⁻², наблюдаемой в зонах старой океанической коры [390]. Более точные оценки, учитывающие теплогенерацию, PT - зависимость от теплофизических параметров и диапазон значений потенциальной температуры, получены в следующем разделе.

2.3.3. Численные решения

В океаническом регионе время жизни литосферы от образования в восходящей мантийной колонне под СОХ до погружения в мантию в зоне субдукции не превышает 200 млн. лет, поскольку наиболее древние разбуренные океанические базальты имеют юрский возраст (например, [194]). Из-за высокой температуры вновь образованной литосферы структура регулярной мантийной конвекции в районах молодой коры (< 50—70 млн. лет) нарушена. Наблюдения теплового потока и топографии океанического дна предполагают, что восстановление нарушенной тепловой структуры имеет два существенно различных этапа. На первом этапе конвекция подавляется, и верхняя часть плиты остывает чисто кондуктивно [304, 332]. На втором этапе запускается мантийная конвекция, при этом состояние кондуктивной литосферы остается практически неизменным [332, 366, 227, 390, 380, 116, 206].

Судя по наблюдениям теплового потока и батиметрии, тепловая структура океанической литосферы в областях старой коры вдали от возмущенных территорий (СОХ, горячих точек, зон субдукции) приближается к стационарному состоянию, которое одинаково повсюду [204, 220]. Для изучения стационарного состояния рассмотрим модель, в которой рассматривается океаническая кора мощностью 7 км [149] и плотностью 2850 кг м^{-3} , а также коровая и мантийная теплогенерации мощностью 0,1 и 0,02 мкВт м^{-3} соответственно. Чтобы оценить перераспределение несовместных радиоактивных элементов вследствие отделения коры, мы предполагаем, что океаническая кора сформировалась в результате плавления степени 20% слоя мощностью около 35 км, при этом вся теплогенерация была сосредоточена в коре. Некоторая неопределенность теплогенерации в литосфере не имеет существенного влияния на результаты моделирования, т.к. в стационарном состоянии океанический тепловой поток имеет преимущественно сублитосферное происхождение.

Далее мы используем температуру, давление и зависимую от состава теплопроводность $\lambda = C_p \rho k$, рассчитанные в [219], теплоемкость при постоянном давлении $C_p = 1,3 \cdot 10^3 \text{ Дж кг}^{-1} \text{ К}^{-1}$, зависящий от температуры коэффициент теплового расширения $\alpha(T) = a_0 + a_1 T + a_2 T^{-2}$ [190]. Для четырехминерального лерцолита (57% оливина (51,3% форстерита и 5,7% фаялита), 13,5% ортопироксена (энстатита), 10% клинопироксена (диопсида), и 19,4% граната (пиропа)) [392] $a_0 = 2,6489 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, $a_1 = 1,0496 \cdot 10^{-8} \text{ К}^{-2}$, $a_2 = -0,3780 \text{ К}$.

Решение уравнения (2.5) показано на Рис. 2.2а, б. При убывании потенциальной температуры от 1673 К до 1573 К (от 1400°C до 1300°C) глубина нижней границы литосферы возрастает от 38 до 68 км, а толщина КПС — от 22 до 39 км (Рис. 2.2а). Океанический тепловой поток сильно зависит от T_p и, следовательно, является вполне чувствительным индикатором потенциальной температуры конвектирующей мантии. Как видно из Рис. 2.2б (сплошная линия), остывание мантии от 1400°C до 1300°C сопровождается уменьшением теплового потока от 71 до 42 мВт м⁻², т.е. более, чем в 1,7 раз, что согласуется с аналитическим решением (см. (2.16)). Поскольку значения теплового потока в различных океанических регионах существенно не различаются [204, 220], можно сделать вывод, что потенциальная температура одинакова повсеместно, по крайней мере, в субокеанической мантии.

На Рис. 2.2б ППУ-решение (жирная линия) сравнивается с асимптотическими значениями для регионов старой коры согласно данным наблюдений [390] (48 мВт м⁻²; волнистая линия) и [220] (53 мВт м⁻²; штриховая линия). На основе Рис. 2.2б можно предположить, что модель соответствует наблюдаемым значениям теплового потока при современных значениях потенциальной температуры в диапазоне 1325°C ± 15°C в согласии

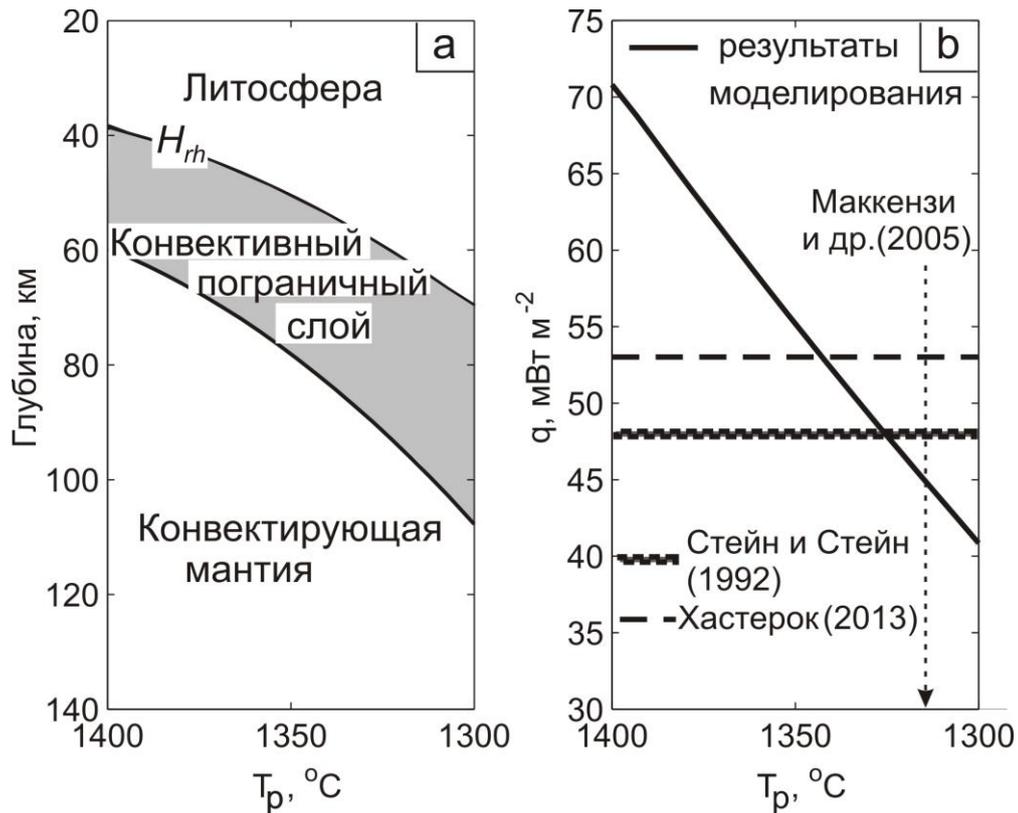


Рис. 2.2. Переход от литосферы к конвектирующей мантии в океаническом регионе: (а) эволюция конвективного пограничного слоя с убыванием температуры конвектирующей мантии; (б) модельная зависимость океанического теплового потока от потенциальной температуры (жирная линия), волнистая и пунктирная линии соответствуют средним значениям теплового потока для районов старой коры согласно [390] (48 мВт м^{-2}) и [220] (53 мВт м^{-2}) соответственно. Вертикальная штриховая стрелка показывает потенциальную температуру, оцененную Маккензи и др. [303] в 1315°C .

с оценкой 1315°C работы [303], основанной на среднем значении мощности океанической коры 7 км (штриховая стрелка на Рис. 2.2b).

Стационарное состояние океанической литосферы поддерживается благодаря гравитационной неустойчивости конвективного пограничного слоя, развивающейся путем формирования холодных капель, которые опускаются вниз и заменяются более теплой жидкостью (см. [238], [141]).

Неустойчивость дискретна и может проявляться во флуктуациях температуры и теплового потока, а также в колебаниях чувствительных к температуре скоростей поверхностных, продольных и поперечных волн. Изменение скоростей, отмеченное в работах [116] и [204], возможно объясняется этим эффектом. Характерное время наблюдаемых флуктуаций приблизительно 20–30 млн. лет, что близко ко времени тепловой релаксации океанической литосферы, которая, согласно модели, показанной на Рис. 2.2а, имеет мощность ~60–70 км. Отметим, что максимум колебаний скорости наблюдается на глубинах 70–150 км [116, 204], т.е. непосредственно под субокеанической литосферой.

2.4. Стационарная континентальная литосфера

2.4.1. ППУ-решение для континентальной литосферы

В континентальной мантии мощность, H_{Ch} , химического пограничного слоя превышает 80—100 км в фанерозойских и 200 км в докембрийских областях [358]. В настоящей работе предполагается, что плавучий, дегидратированный и обладающий высокой вязкостью ХПС делает континентальную литосферу устойчивой против конвективных эрозий [249, 289, 152, 247, 261, 288, 157] и, таким образом, является преградой для мантийной конвекции. Как обсуждалось в предыдущем разделе, в отсутствие ХПС основание стационарной литосферы совпадает с реологической границей и лежит на глубине H_{rh} , равной приблизительно 40—70 км при потенциальной температуре 1400—1300°C. Поскольку толщина химического пограничного слоя H_{Ch} превышает H_{rh} , конвективные течения проникают до подошвы ХПС, и конвективный пограничный слой непосредственно примыкает к ХПС. Таким образом, подошва континентальной литосферы лежит на глубине H_{Ch} и является композиционной границей с КПС, который

простирается от основания литосферы до пересечения, z_i , геотермы с адиабатой (Рис. 2.1с).

При заданной теплогенерации существуют четыре параметра, позволяющие полностью описать тепловую структуру стационарной литосферы. Это температура на поверхности T_s , тепловой поток q , мощность литосферы H_{Ch} , и потенциальная температура T_p . Два из них необходимы для решения уравнения теплопроводности, которое является дифференциальным уравнением второго порядка, еще одно используется для определения глубины пересечения геотермы с адиабатой. В результате ППУ-решения мы определяем значение четвертого параметра, скажем, теплового потока, и, дополнительно, получаем стационарную геотерму и мощность конвективного пограничного слоя. Метод, основанный на условии предельной устойчивости, заключается в следующем:

- 1) для местоположения, где известны оценки теплогенерации, строится однопараметрическое семейство геотерм $T(z, q)$ с тепловым потоком q как параметром;
- 2) основываясь на уравнении (2.2) вычисляется число Рэлея $Ra(T_p, q, \delta)$, где $\delta = z_i - H_{Ch}$, $\Delta T_\delta = T(z_i, q) - T(H_{Ch}, q)$;
- 3) выбирается геотерма q , которая удовлетворяет принципу предельной устойчивости:

$$Ra(T_p, q, H_{Ch}) = Ra_c, \quad (2.17)$$

где мы изменили обозначения с $Ra(T_p, q, \delta)$ на $Ra(T_p, q, H_{Ch})$.

Если $Ra(T_p, q, H_{Ch})$ — монотонная функция q (см. ниже), то решение уравнения (2.17) единственно и описывает зависимость поверхностного теплового потока от потенциальной температуры и мощности литосферы:

$$q = q(T_p, H_{Ch}). \quad (2.18)$$

2.4.2. Субконтинентальная мантия: упрощенное аналитическое решение

Аналогично пункту 2.3.2 мы предполагаем, что объем активации равен нулю, а эффективная теплопроводность, λ_e , температуропроводность, κ , теплоемкость, C_p , и коэффициент теплового расширения, α , являются PT -независимыми. Как обсуждалось в пункте 2.4.1, предполагается, что КПС лежит между подошвой литосферы, H_{Ch} , и пересечением геотермы с адиабатой, z_i . Дополнительно мы пренебрегаем адиабатическим градиентом температуры, так что геотерма пересекает адиабату при потенциальной температуре T_p . Для того чтобы продемонстрировать влияние коровой теплогенерации на литосферную геотерму, мы полагаем, что теплогенерация сконцентрирована в верхней части модели и равномерно распределена в слое толщиной a с мощностью теплогенерации h Вт м⁻³.

Вне зоны источников тепла (т.е. при $z > a$) решение уравнения теплопроводности с заданными температурой на поверхности, T_s , и абсолютным значением теплового потока, q , может быть записано в виде

$$T(z, q) = T(a, q) + \frac{q - ha}{\lambda_e}(z - a), \quad (2.19)$$

где $T(a, q)$ — температура на глубине основания зоны источников тепла:

$$T(a, q) = T_s + \frac{qa}{\lambda_e} - \frac{ha^2}{2\lambda_e}. \quad (2.20)$$

После преобразований получим

$$T(z, q^*) = T_S^* + \frac{q^*}{\lambda_e} z, \quad (2.21)$$

где T_S^* и q^* — приведенные температура и тепловой поток соответственно:

$$T_S^* = T_S + \frac{ha^2}{2\lambda_e}; q^* = q - ha. \quad (2.22)$$

Уравнения (2.21) и (2.8) аналогичны. Следовательно, мы можем воспользоваться выражениями (2.10) и (2.2), заменяя T_S на T_S^* и q на q^* .

Толщина δ конвективного пограничного слоя и разность температур ΔT_δ на нем может быть выражена следующим образом:

$$\delta = \frac{\lambda_e \Delta T_\delta}{q^*}, \Delta T_\delta = T_p - T(H_{Ch}, q^*) = T_p (1 - \tilde{T}_S^* - \tilde{q}^*), \quad (2.23)$$

где \tilde{T}_S^* и \tilde{q}^* — безразмерные приведенные значения поверхностной температуры и теплового потока соответственно:

$$\tilde{T}_S^* = \frac{T_S^*}{T_p}, \tilde{q}^* = \frac{q^* H_{Ch}}{\lambda_e T_p}. \quad (2.24)$$

Подставляя теперь ΔT_δ и δ в отношения (2.10) и (2.2), можно найти зависимость числа Рэлея от потенциальной температуры, поверхностного теплового потока, толщины ХПС и суммарной коровой теплогенерации. При заданных T_p and H_{Ch} получаем:

$$Ra(\tilde{q}^*, ha) = Ra_0 \frac{(1 - \tilde{T}_S^* - \tilde{q}^*)^{2 + \frac{2}{n}} (\tilde{q}^*)^{-1 - \frac{2}{n}}}{\exp(\tilde{E}_a (1 - \tilde{T}_S^* - \tilde{q}^*) / 2n)}, \quad (2.25)$$

где $\tilde{E}_a = E_a/RT_p$ и

$$Ra_0 = \frac{\alpha \rho g T_p H_{Ch}^{1+2/n}}{(\kappa b)^{1/n} \exp(\tilde{E}_a/n)}. \quad (2.26)$$

Сейчас условие предельной устойчивости имеет вид:

$$Ra(q^*, ha) = Ra_c, \quad (2.27)$$

откуда получаем выражение для \tilde{q}^* , а следовательно и для q^* и q , как функций ha .

В пределе низкой теплогенерации в коре, $ha^2/2\lambda_e T_p \ll 1$, имеем

$\tilde{T}_S^* \approx T_S/T_p$, и решение $\tilde{q}^*(ha)$ уравнения (2.27) имеет особенно простой вид:

$\tilde{q}^*(ha) = const = \tilde{q}^*(0)$. В размерной форме оно может быть записано в виде

$$q^*(ha) = q^*(0). \quad (2.28)$$

Правая часть уравнения (2.28) может рассматриваться как первый член разложения в ряд Тейлора функции $q^*(ha)$ по ha в окрестности точки $ha=0$. Оставляя еще один член в разложении, можно найти более точное решение уравнения (2.27):

$$q^*(ha) = q^*(0) + q^{*'}(0)ha, \quad (2.29)$$

где $q^{*'}(0)$ — значения производной функции $q^*(ha)$ по ha при $ha=0$. При специфическом выборе потенциальной температуры $T_p = 1350^\circ\text{C}$ и толщины ХПС $H_{ch} = 200$ км $q^*(0)=18$ мВт м⁻², $q^{*'}(0)=-0,09$.

Наконец, литосферная геотерма имеет вид:

$$T(z) = T_0(z) + \frac{ha^2}{2\lambda_e} + \frac{q^{*'}(0)ha}{\lambda_e}z, \quad (2.30)$$

где $T_0(z) = T_s + q^*(0)z/\lambda_e$ — геотерма при нулевой теплогенерации $ha = 0$.

Пусть возмущение суммарной теплогенерации при заданных толщине «коры» a , потенциальной температуре T_p и мощности литосферы H_{ch} равняется $\Delta(ha)$. Тогда вариацию геотермы $\Delta T(z)$ можно оценить следующим образом:

$$\Delta T(z) = \frac{\Delta(ha)a}{2\lambda_e} \left(1 + 2q^{*'}(0) \frac{z}{a} \right). \quad (2.31)$$

Сделаем некоторые численные оценки. Пусть, например, $\Delta(ha)=10$ мВт м⁻² и $a = 20$ км, а T_p и H_{ch} равны, как и выше, 1350°C и 200 км соответственно. Тогда в диапазоне глубин $20—200$ км $|\Delta T(z)|$ не превышает 30 К. В следующем разделе мы проиллюстрируем это количественно, основываясь на более реалистичных моделях.

В отличие от ППУ-метода, в схеме стандартного метода поверхностный тепловой поток и мощность теплогенерации рассматриваются как независимые параметры. При оценке влияния изменения суммарной теплогенерации поверхностный тепловой поток, q , остается неизменным. Из формул (2.19), (2.20) находим:

$$\Delta T(z) = \frac{\Delta(ha)a}{2\lambda_e} \left(1 - 2 \frac{z}{a} \right). \quad (2.32)$$

Абсолютное значение второго члена в скобках в равенстве (2.32) в $1/|q^{*'}(0)|$ раз (около 10 при $T_p=1350^\circ\text{C}$ и $H_{ch}=200$ км) больше, чем этот же член в уравнении (2.31). Следовательно, возмущение ΔT геотермы стандартного метода вследствие изменения $|\Delta(ha)|$ суммарной теплогенерации строго возрастает с глубиной. При этом изменение $|\Delta(ha)|$ на 1 мВт м^{-2} добавляет к возмущению температуры 30 К на 100 км глубины.

2.4.3. Континентальный регион: численные оценки

В настоящем параграфе демонстрируется, что в стационарном состоянии изменения теплогенерации в коре лишь слабо влияют на глубинную часть литосферной геотермы. Следовательно, для моделирования глубинной части геотермы можно использовать любое разумно определенное семейство геотерм.

Чтобы продемонстрировать возможности ППУ-метода предположим, что распределение температуры в литосфере может быть приближенно описано геотермой из однопараметрического семейства НС11 [218, 219] с поверхностным тепловым потоком как параметром. Геотермы НС11 построены для модели, включающей трехслойную кору и литосферную мантию. За исключением теплогенерации в верхней коре, структура модели и параметры (теплогенерация, плотность, теплопроводность) одинаковы для всех геотерм [218]. Теплогенерация в верхней коре выбирается таким образом, чтобы обеспечивать часть (26 %) поверхностного теплового потока, в то время как теплогенерация в остальной части коры и мантии принимается 0,4 и 0,02 мкВт м⁻³ соответственно.

Семейство геотерм НС11 используется в настоящей работе как удобная система «базисных функций», позволяющая представлять результаты моделирования компактным образом. Результаты термобарометрии

ксенолитов/ксенокристов кимберлитов располагаются, как правило, вдоль одной из геотерм НС11, придавая четкий физический смысл участкам, относящимся к диапазонам глубин, откуда были вынесены ксенолиты (см. Рис. А.1. — А.5). Однако геотермы НС11 вычисляются для определенной структуры модели, которая одинакова для всех геотерм. В противоположность этому в природе толщина коры и теплогенерация в ней изменяется от региона к региону и может существенно отличаться от предположений НС11. Таким образом, поверхностный тепловой поток для геотерм НС11 является полностью модельными и, чтобы подчеркнуть это, мы называем его референтным тепловым потоком (РТП).

Эволюция границ конвективного пограничного слоя и референтного теплового потока с уменьшением потенциальной температуры для нескольких значений мощности деплетированной литосферы показаны на Рис. 2.3а, б соответственно.

Как следует из Рис. 2.3а, толщина КПС заметно (в 2—3 раза) увеличивается с остыванием мантии от $T_p = 1500^\circ\text{C}$ до $T_p = 1300^\circ\text{C}$, при этом ее зависимость от H_{ch} слабее. Для литосферы архейских кратонов, т.е. для КПС толщиной около 200 км, мощность КПС составляет 30—45 км при T_p от 1400 до 1300°C .

Как следует из Рис. 2.3б, и поверхностный и сублитосферный тепловые потоки сильно зависят от мощности КПС. Например, при $T_p = 1350^\circ\text{C}$ сублитосферный тепловой поток уменьшается от 32 мВт м^{-2} при $H_{ch} = 75\text{ км}$ до $15,6\text{ мВт м}^{-2}$ при $H_{ch} = 225\text{ км}$, т.е. более чем в 2 раза, в то время как три кривые, относящиеся к значениям потенциальной температуры от $T_p = 1380^\circ\text{C}$ до $T_p = 1320^\circ\text{C}$ формируют плотный пучок, демонстрируя, что зависимость стационарного сублитосферного теплового потока от потенциальной температуры сравнительно слабая.

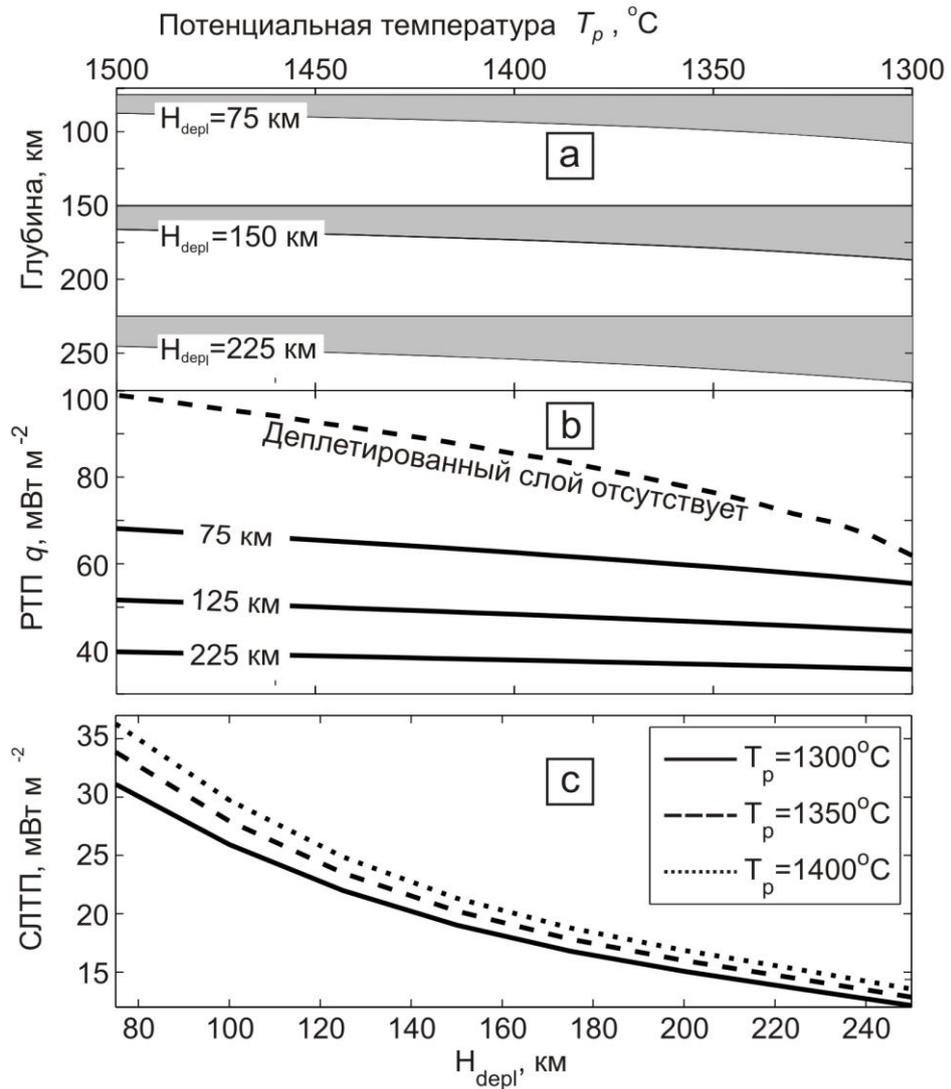


Рис. 2.3. (а) эволюция границ конвективного пограничного слоя (светло серое поле) с уменьшением потенциальной температуры от 1500°C до 1300°C . Верхняя граница КПС совпадает с нижней границей химического пограничного слоя, лежащей на глубинах 75, 150 и 225; (б) зависимость референтного теплового потока от T_p (верхняя ось абсцисс) для нескольких значений мощности ХПС (75, 125 и 225 км) (с) зависимость сублитосферного теплового потока (СЛТП) от T_p и H_{Ch} .

Полученные результаты отличаются от результатов Купера и др. [155], согласно которым, поверхностный и сублитосферный тепловые потоки возрастают менее чем на 5 мВт м^{-2} при убывании H_{Ch} от 200 до 40 км. Чтобы

сравнить выводы двух методов, мы рассмотрели модель, основанную на предположениях работы [155] (мантийная теплогенерация равна $0,007 \text{ мкВт м}^{-3}$, мощность теплогенерации в верхней коре толщиной 20 км и в нижней коре толщиной 20 км в 137,5 раз и в 50 раз больше мантийной теплогенерации соответственно). Тогда, если толщина ХПС изменяется от 75 до 200 км, поверхностный тепловой поток в нашей модели убывает от 57 до 43 мВт м^{-2} , а сублитосферный тепловой поток убывает от 31 до 16 мВт м^{-2} . Полученные значения превышают данные Купера и др. [155] примерно втрое. Таким образом, модель [155], вероятно, недооценивает тепловое влияние мощных литосферных корней.

В океаническом регионе литосфера, по-видимому, не превышает 100 км. Поскольку среднее значение мощности теплового потока в литосфере равно $0,02 \text{ мкВт м}^{-3}$, только около 2 мВт м^{-2} океанического теплового потока из приблизительно 50 мВт м^{-2} , наблюдаемых в регионах старой коры, имеют литосферное происхождение. Значит конвектирующая мантия обеспечивает тепловой поток $45\text{—}50 \text{ мВт м}^{-2}$. Для сравнения, тепловой поток, поступающий в континентальную литосферу толщиной ≥ 200 км, равен приблизительно 14 мВт м^{-2} , т.е. намного ниже, чем под океанами (Рис. 2.3с). Фактически, это и есть проявление теплоизолирующего влияния континентов, которое приводит к перераспределению теплового потока между континентами и океанами, хотя и не оказывает заметного влияния на общую теплоотдачу Земли [154].

2.4.4. Влияние изменения теплового потока в коре на геотерму и КПС

Основываясь на упрощенной модели, мы продемонстрировали в пункте 2.4.3, что отрезок стационарного решения, построенного при помощи ППУ-метода, относящийся к глубинной части литосферы, только слабо чувствителен к изменениям теплогенерации в коре в согласии с общим

физическим смыслом и в противоречии со стандартным решением. В настоящем разделе мы демонстрируем это, используя реалистичную реологию горных пород [234].

На Рис. 2.4 показаны свойства ППУ- (сплошные линии) и стандартного (пунктирные линии) решений в предположении, что литосфера имеет мощность 200 км, а потенциальная температура равна 1330°C . При таких условиях геотерме HC11, удовлетворяющей принципу предельной устойчивости, соответствует поверхностный тепловой поток и мощность теплогенерации в верхней коре $37,8 \text{ мВт м}^{-2}$ и $0,61 \text{ мкВт м}^{-3}$ соответственно. Эта HC11 геотерма показана сплошной жирной линией, тонкие сплошные линии иллюстрируют изменения геотермы, вызываемые изменением теплогенерации в верхней коре (16 км) на $\pm 10 \text{ мВт м}^{-2}$. Геотермы формируют плотный пучок, имеющий ширину около 47°C на глубине Мохо и 36°C на глубине 100 км. В противоположность этому, связка геотерм стандартного решения, построенных при таком же значении поверхностного теплового потока, что и ППУ-геотермы ($38,3 \text{ мВт м}^{-2}$), при значительно меньших вариациях теплогенерации ($\pm 3 \text{ мВт м}^{-2}$) имеет ширину около 90°C на глубине 50 км и, приблизительно, 205°C на глубине 100 км, демонстрируя, что стандартное решение сильно зависит от изменений теплогенерации и/или теплового потока. Как видно из Рис. 2.4b, изменения мощности ХПС на ± 25 км и потенциальной температуры на $\pm 50^{\circ}\text{C}$ при решении методом предельной устойчивости вносят погрешность вдвое меньшую, чем изменение теплогенерации в коре на $\pm 3 \text{ мВт м}^{-2}$ в стандартном решении.

Используя модель, обсуждаемую в пункте 2.4.3, мы можем сделать вывод, что при MSC-решении возрастание поверхностного теплового потока при изменении теплогенерации в коре от 0 до 2 мкВт м^{-3} составляет от 28 до 59 мВт м^{-2} (Рис. 2.5a; пунктирная линия), в то время как сублитосферный тепловой поток (сплошная линия) лишь слабо убывает (от 15,7 до

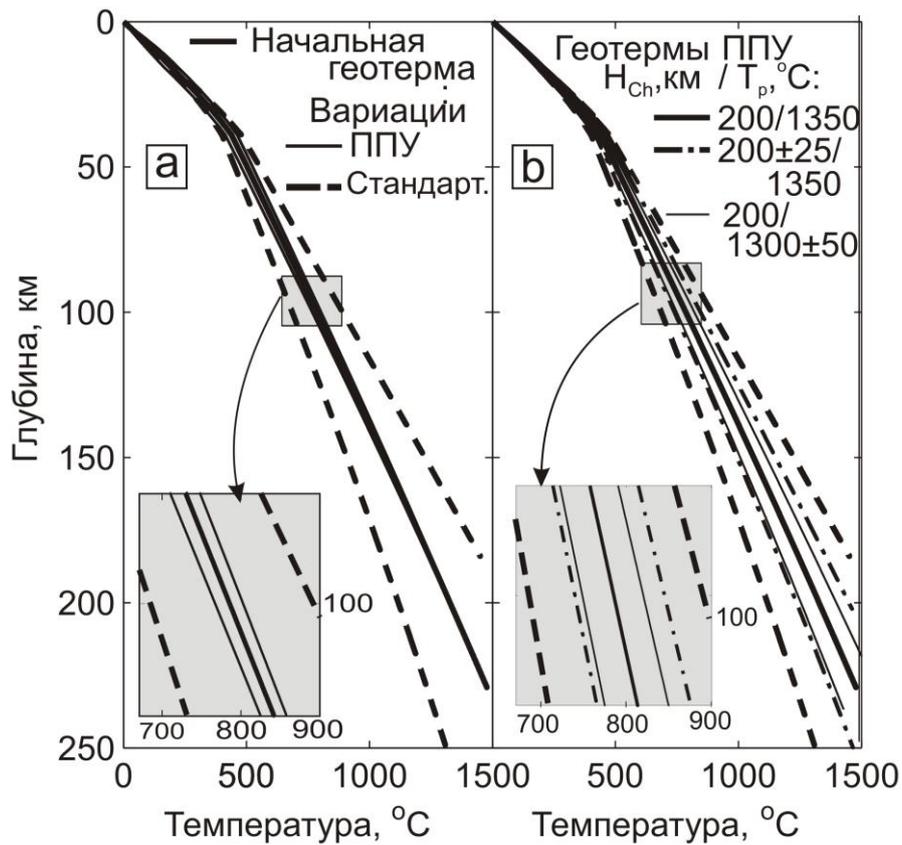


Рис. 2.4. Влияние теплогенерации в коре, мощности литосферы и потенциальной температуры на литосферную геотерму. (а) Жирная сплошная линия показывает начальную геотерму, построенную на основе ППУ-решения ($T_p = 1350^\circ\text{C}$; $H_{Ch} = 200$ км). Тонкие сплошные линии — ППУ-геотермы при суммарной теплогенерации в верхней коре (16 км), отличающейся от значения для начальной геотермы на ± 10 мВт м⁻². Пунктирные линии показывают геотермы, полученные на основании стандартного метода при поверхностном тепловом потоке 38,3 мВт м⁻², т.е. при таком же, как для начальной ППУ-геотермы, но при суммарной теплогенерации в верхней коре, отличающейся на ± 3 мВт м⁻². (б) Жирная сплошная и тонкие пунктирные линии те же, что на рис. (а). ППУ-геотермы, показанные жирными штрих пунктирными и тонкими линиями, демонстрируют влияние изменений толщины литосферы (200 ± 25 км) и потенциальной температуры ($1350 \pm 50^\circ\text{C}$) соответственно.

14,1 мВт м⁻²), и мощность КПС (Рис. 2.5b) остается практически неизменной.

Таким образом, распределение теплогенерации в континентальной коре, рассматриваемое в модели НС11, существенно не влияет на температуру на глубинах низов литосферы, толщину КПС и сублитосферный тепловой поток.

2.4.5. Сравнение результатов моделирования с данными термобарометрии

Кимберлиты захватывают в верхней мантии фрагменты горных пород (ксенолиты) и отдельные кристаллы (ксенокристы). Если до захвата ксенолиты/ксенокристы имели достаточно времени для установления равновесия с окружением и не изменились во время транспортировки на поверхность, то их химический состав содержит информацию о *PT*-условиях, при которых они достигли термодинамического равновесия последний раз. В этом параграфе мы сравним данные термобарометрии ксенолитов/ксенокристов из 39 кимберлитов, приведенных в Таблица 3.2, со стационарными геотермами.

Чтобы иметь однородные данные термобарометрии все измерения проводились с помощью одного и того же одноклинопироксенового термометра NT00 [326, 212, 323]. Для кимберлитов кратона Слейв использовались также данные одноклинопироксеновых измерений работы [212]. Для каждого кимберлита определялся референтный тепловой поток, q , т.е. геотерма из семейства НС11, на которую наилучшим образом ложатся данные термобарометрии, и равновесное давление, P_{max} , наиболее глубокого ксенолита/ксенокриста в образце кимберлита. Рис. А.1. —А.5 иллюстрируют связь между данными ксенолитов/ксенокристов и геотермами НС11.

Как видно из Рис. 2.3, чем тоньше литосфера и выше потенциальная температура, тем выше референтный тепловой поток. Качественная проверка

этого факта демонстрирует Рис. 2.6, где возраст кимберлитов и тектоническое положение (на кратоне или вне/на границе кратона) использованы как индикаторы потенциальной температуры и мощности

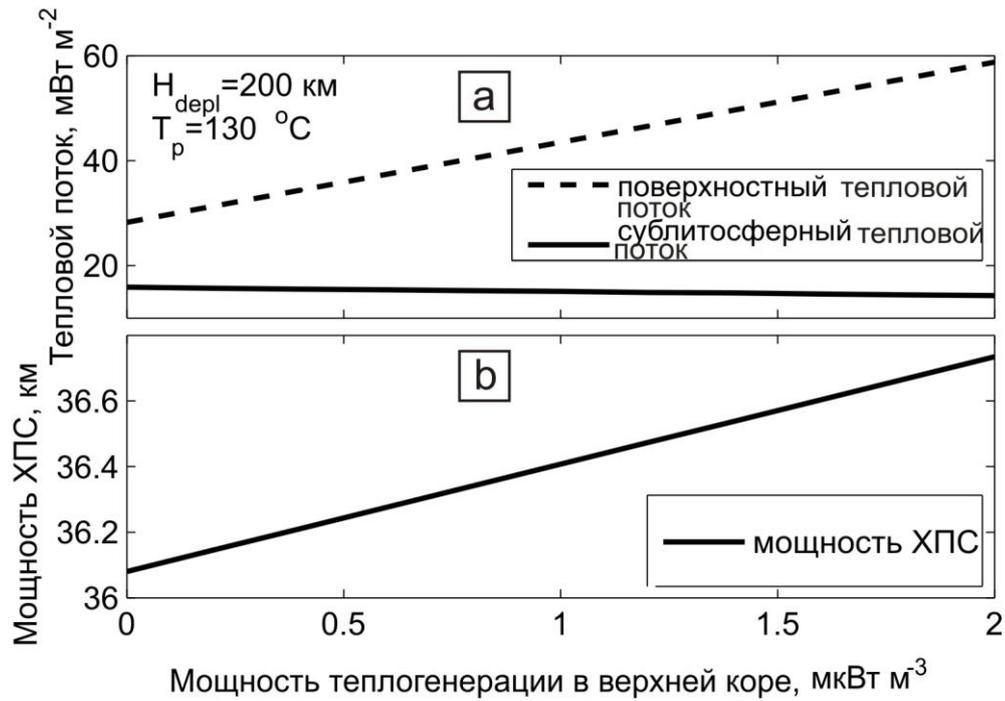


Рис. 2.5. Влияние теплогенерации в верхней коре на (а) сублитосферный (сплошная линия) и поверхностный (пунктирная линия) тепловой поток и (б) мощность КПС. Мощность деплетированной литосферы, H_{ch} , равна 200 км, потенциальная температура, T_p , равна 1330°C .

ХПС соответственно.

Потенциальная температура монотонно убывает, начиная с архея [230]. Таким образом, ярко выраженный возрастающий тренд РТП относительно возраста кимберлитов для кимберлитов на кратонах (серое поле и черные символы на Рис. 2.6) вероятно является следствием остывания литосферы.

Этот тренд главным образом опирается на высокие значения РТП порядка $39\text{—}42 \text{ мВт м}^{-2}$ для мезопротерозойских кратонных кимберлитов (Премьер, Каапвааль; Аргайл, Австралия; Кайл Лейк, Канада), превышающие значения РТП $34\text{—}38 \text{ мВт м}^{-2}$, характерные для протерозойских

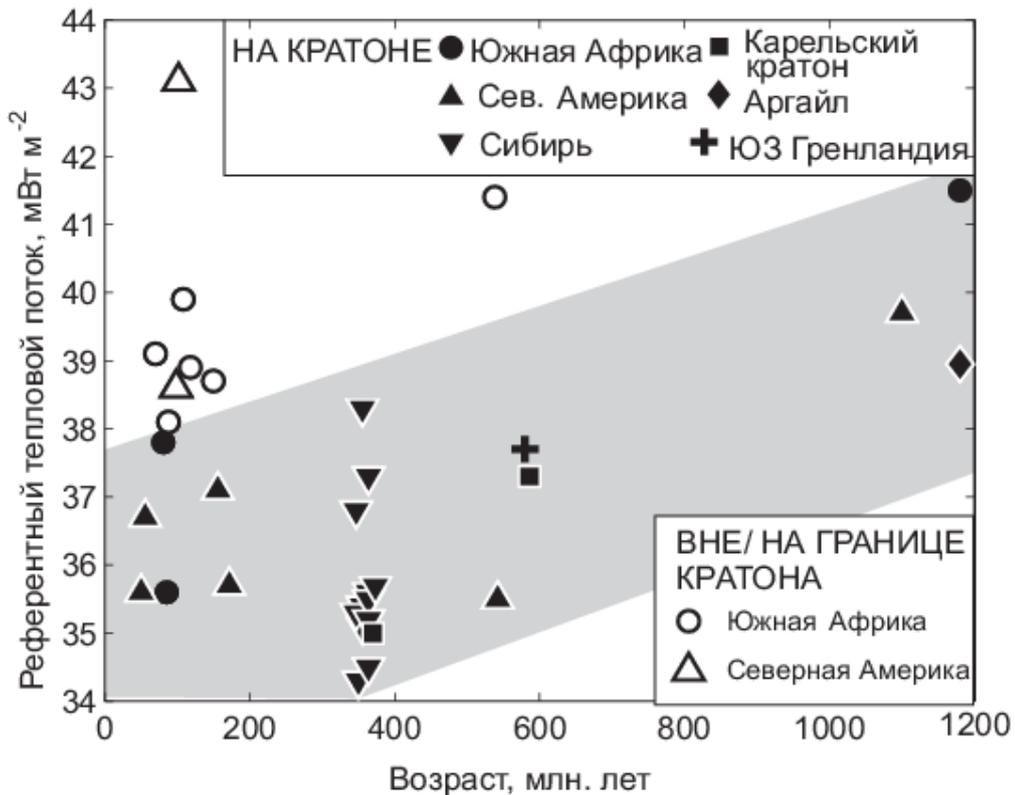


Рис. 2.6 Зависимость референтного теплового потока (на основе данных термобарометрии) от возраста кимберлитов. Закрашенные и пустые символы обозначают кратонные и внекратонные/пограничные кимберлиты соответственно. Три мезопротерозойских кимберлита, которые подчеркивают тренд возрастания РТП с возрастом кимберлитов (серое поле) — это Премьер, Каапвааль (кружок), Аргайл, Австралия (ромб) и Кайл Лейк, Канада (треугольник).

кимберлитов. Данные мезопротерозойских кимберлитов из области Вава, Онтарио, изученные в [268] ($40\text{—}45 \text{ мВт м}^{-2}$) также поддерживают существования тренда.

Литосфера мобильных поясов на границах архейских кратонов тоньше, чем на кратонах [358]. Кроме того, кратонная литосфера становится тоньше на границах кратонов [439]. Значит кимберлиты, изверженные вне кратонов или на границах кратонов, отображают тепловое состояние более тонкой литосферы, чем кимберлиты на кратонах. Как видно из Рис. 2.6, в согласии с ППУ-решением, кимберлиты вне кратонов или на их границах (пустые символы) регистрируют более теплую литосферную геотерму, чем кимберлиты на кратонах того же возраста.

На Рис. 2.7 представлено отношение между референтным тепловым потоком q и мощностью деплетированной литосферы H_{ch} (правая ось Y), которое следует из уравнения (2.18), при потенциальной температуре, T_p , равной 1300°C , 1350°C и 1400°C (штрих пунктирная, сплошная и пунктирная линии соответственно). Символы показывают зависимость равновесного давления, P_{max} , наиболее глубокого ксенолита/ксенокрита кимберлита (левая ось Y) от значений поверхностного теплового потока, основанных на данных термобарометрии.

Предполагается, что кимберлитовый магматизм вызывается горячими мантийными плюмами, проникающими до подошвы деплетированной литосферы [161, 179, 197, 222, 117, 169, 148, 394]. Когда плюм достигает литосферы, основной характер его движения изменяется с вертикального поднятия на горизонтальное растекание, при этом формируется голова плюма диаметром более 2000 км [429]. Как обсуждается в [148], в известных крупных изверженных провинциях (Деккан, Раджмахал, сибирские траппы, базальты Парана-Этендека, Кару-Феррар, Восточно-Европейская платформа, Кевеенаван) горячие мантийные поднятия (мантийные плюмы) вызывают извержения больших объемов платобазальтов и практически синхронных с ними малых объемов высоко калийных магм кимберлитовой группы с очевидными пространственными корреляциями между ними. При этом

кимберлиты проявляются в регионах с мощной литосферой архейских кратонов, в то время как другие виды магм извергаются через относительно тонкую литосферу. Это означает, что, растекаясь, голова мантийного плюма следует рельефу подошвы химического пограничного слоя, вызывая появление расплавов, состав которых зависит от давления [213]. Таким образом, можно сделать вывод, что глубина источников кимберлитов и P_1 (равновесное давление первого (наиболее глубокого) ксенолита, захваченного ксенолитом/ксенокристом) коррелируют с мощностью литосферы.

Определенное нами выше P_{max} является глубиной наиболее глубокого ксенолита не в кимберлите, а в изученном образце. Таким образом, вообще говоря, $P_{max} \leq P_1$. Однако, только P_{max} позволяет оценить глубину источников кимберлитов. Также разумно предположить, что с увеличением размеров образца значение P_{max} приближается к P_1 . Учитывая, что значение P_{max} зависит от многих случайных факторов, можно сделать вывод, что только огибающая термобарометрических данных имеет четкий геодинамический смысл. Приблизительное положение огибающей показано на Рис. 2.7 серой полосой.

В целом P_{max} убывает с возрастанием РТП. Огибающая результатов термобарометрии близка к границе распространения в мантии деплетированных перидотитов [212], показанной на Рис. 2.7 жирной штриховой линией. Таким образом, огибающая приблизительно совпадает с основанием деплетированной литосферы. (Заметим, что в [212] значения даны в соответствии с геотермами семейства РС77 [341]. Мы привели данные в соответствие с геотермами НС11, основываясь на прямом сравнении семейств.) Как следует из Рис. 2.7, модельные кривые, полученные на основе

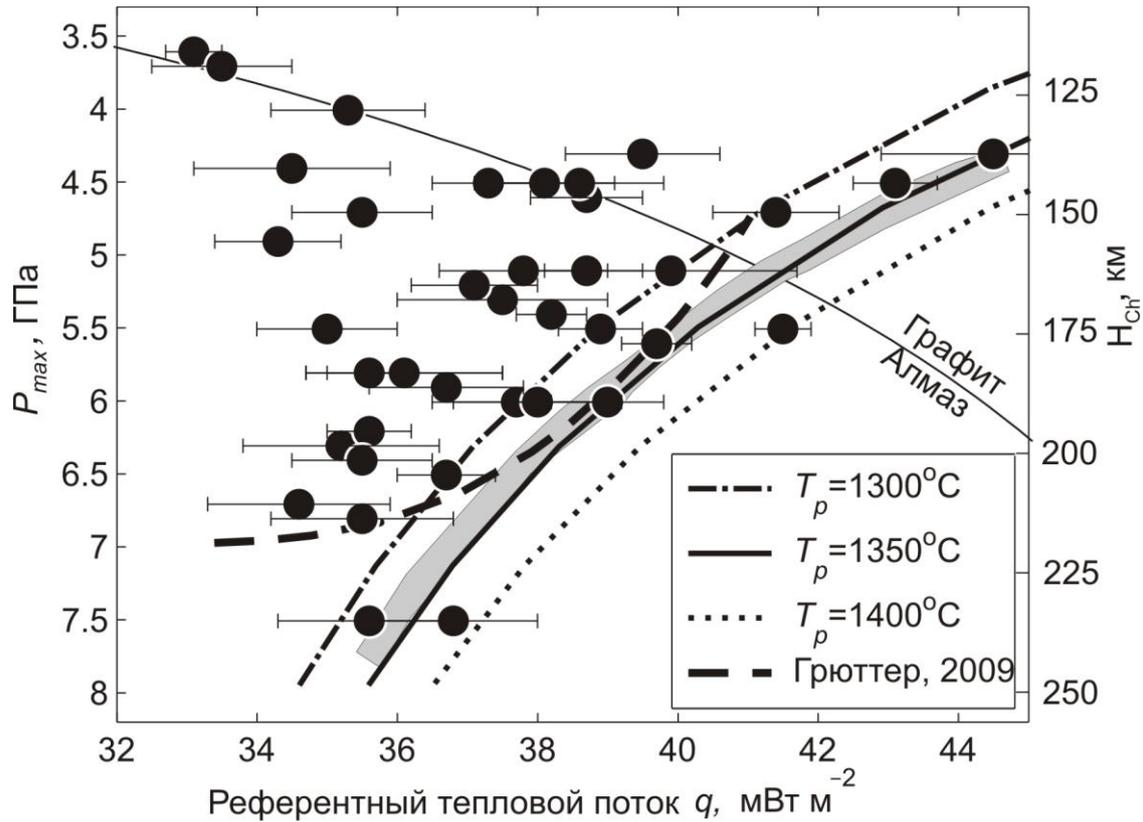


Рис. 2.7. Сравнение результатов модели с термобарометрией ксенолитов/ксенокристов из 39 кимберлитов из Таблица 3.2. Символы показывают зависимость равновесного давления наиболее глубокого ксенолита в образце кимберлита, P_{max} (левая ордината), от референтного теплового потока, q , для геотермы из семейства HC11, на которую наилучшим образом накладываются данные термобарометрии. Огибающая данных показана серой полосой. Штрих пунктирная, сплошная и пунктирная линии показывают зависимость РТП от мощности деплетированной литосферы, H_{Ch} , (правая ось Y) при потенциальной температуре, T_p , равной 1300°C, 1350°C и 1400°C соответственно. Штриховая линия отделяет наиболее высокие давления, при которых кимберлитовые расплавы захватывают деплетированные перидотиты [212]. Тонкая сплошная линия показывает переход графит/алмаз [264]

(2.18), совпадают с огибающей данных термобарометрии. Это подтверждает вывод о том, что субконтинентальный конвективный пограничный слой примыкает непосредственно к деплетированной литосфере, и согласуется с идеей возникновения кимберлитового магматизма в результате горячих мантийных поднятий, проникающих до подошвы деплетированной литосферы.

2.5. Обсуждение

Необходимым условием стационарного состояния литосферы является то, что конвективный пограничный слой, в котором осуществляется переход от литосферы к конвектирующей мантии, находится на пределе устойчивости. В предложенном нами подходе к тепловому моделированию (ППУ-подход) используется условие предельной устойчивости КПС вместо граничного условия с тепловым потоком, заданным на поверхности. В отличие от общей практики решения стационарного уравнения теплопроводности с заданными граничными условиями на поверхности (стандартный подход), ППУ-подход гарантирует, что решение описывает стационарную литосферу. Кроме того, в отличие от стандартного метода, ППУ-решение только слабо зависит от изменений теплогенерации в коре в том смысле, что две стационарные геотермы, соответствующие различным значениям теплогенерации, но одинаковым значениям остальных параметров, сближаются с глубиной (Рис. 2.4).

В общем случае стационарная геотерма зависит от потенциальной температуры T_p и мощности H_{Ch} химического пограничного слоя, включающего кору и слой деплетированных и дегидратированных в результате плавления горных пород.

В предельном случае, когда химический пограничный слой отсутствует, подошва стационарной литосферы находится на «реологической» глубине

H_{rh} , которая зависит только от потенциальной температуры и реологических свойств горных пород. В настоящей работе мы используем реологию, полученную в результате лабораторных экспериментов авторами [234]. В этой реологии при значениях потенциальной температуры, T_p , 1300—1350 °С глубина H_{rh} равна 70—50 км (Рис. 2.2a), а стационарный тепловой поток равен 55—40 мВт м⁻² (Рис. 2.2b).

С математической точки зрения предельная устойчивость означает, что число Рэлея, вычисленное для пограничного слоя, Ra_{max} , (см. (2.3)), равняется критическому (2.12), (2.14). Таким образом, пока вновь образованная литосферная плита движется от СОХ к зоне субдукции, сублитосферная неустойчивость подавляется под зонами молодой коры, т.к. тепловой поток высокий и Ra_{max} ниже, чем Ra_c . Сублитосферная конвекция «включается», когда Ra_{max} достигает Ra_c под районами старой коры. Как обсуждается в работе [333], этот сценарий объясняет наблюдаемую под регионами молодой коры зависимость глубины океанического дна и теплового потока от возраста коры как $t^{1/2}$ и $t^{-1/2}$ соответственно с дальнейшим уплощением графиков, например [332, 390, 380]. При реологических параметрах работы [333] и T_p равной 1300—1350 °С тепловой поток равен 40—55 мВт м⁻², что согласуется с асимптотическим значением теплового потока при больших t , равными 48 [390] и 53 мВт м⁻² [220] (Рис. 2.2b).

Следует подчеркнуть, что мелкомасштабная сублитосферная конвекция сама по себе не может объяснить наблюдаемую топографию океанического дна в областях старой коры. Как отмечается в [34], без дополнительных источников тепла мелкомасштабная конвекция не может замедлять оседание океанического дна, т. к. сама по себе конвекция компенсирует потерю тепла и, следовательно, остывание и сжатие мантийной колонны. Это означает, что

энергия, необходимая для компенсации потери тепла мантийной колонной, берется из глубинных источников. Из результатов численного моделирования процесса остывания литосферной плиты [278] следует, что время, необходимое для достижения стационарного состояния, зависит от вязкости конвектирующей мантии. Отсюда следует, что стационарная мелкомасштабная сублитосферная конвекция не существует сама по себе, а является частью крупномасштабной мантийной конвекции, несмотря на то, что условие стационарности выражается в терминах локальных параметров.

Если ХПС существует, но является тонким, т.е. $H_{rh} > H_{Ch}$, мантийная конвекция не «чувствует» существования ХПС, и подошва литосферы находится на реологической глубине. Такая ситуация наблюдается в субокеанической мантии под участками старой коры. Интегрируя численно генерацию расплава в восходящей мантийной колонне под СОХ [112], можно найти зависимость степени плавления от глубины. При относительно высокой потенциальной температуре 1380°C , предполагаемой в [112], и содержании воды, C_{OH} , 0,03% по массе, что превышает оценки в 0,005–0,02% для современной мантии [232], степень плавления составляет всего 3% на глубине 1,5 ГПа (около 43 км) и вдвое ниже на глубине 2 ГПа (около 58 км). При потенциальной температуре $1350\text{—}1300^{\circ}\text{C}$ реологическая глубина равна приблизительно 50—70 км (Рис. 2.2), так что КПС лежит на глубинах, где деплетирование в результате плавления не превышает приблизительно 2%. Согласно оценкам [367], на глубинах 1—3 ГПа понижение плотности при 1% деплетировании в результате плавления эквивалентно нагреванию приблизительно на 3 К. Можно сделать вывод, что глубже, чем, примерно, 50 км, где лежит КПС, влияние на плотность деплетирования в восходящей мантийной колонне эквивалентно нагреванию менее чем на 6 К. Это мало в сравнении с изменением температуры на 500 К на КПС и в настоящее время скорее всего не влияет на динамику субокеанического КПС.

Под континентами H_{Ch} превышает H_{rh} даже в фанерозойских регионах и, тем более, в докембрийских областях. Следовательно, в субконтинентальной мантии литосфера совпадает с химическим пограничным слоем и КПС непосредственно примыкает к основанию литосферы. Литосфера становится теплее с убыванием толщины и возрастанием потенциальной температуры. Это хорошо известно качественно и подтверждается термобарометрией ксенолитов/ксенокристов кимберлитов, при этом возраст извержения кимберлитов и тектоническая позиция (на кратоне или вне/на границе кратона) рассматриваются как индикаторы потенциальной температуры и толщины литосферы соответственно (Рис. 2.6). ППУ-решение дает также количественные отношения между референтным тепловым потоком q , мощностью литосферы H_{Ch} и потенциальной температурой T_p . Эти отношения совпадают с огибающей множества данных на графике зависимости P_{max} (равновесного давления для наиболее глубокого ксенолита в образце из кимберлита) от q , при этом P_{max} на огибающей может рассматриваться как индикатор мощности литосферы (Рис. 2.7).

Как показано на Рис. 2.3, Рис. 2.7, мощность деплетированной литосферы заметно влияет как на поверхностный, так и на сублитосферный тепловые потоки. Так, например, при $T_p = 1350^\circ \text{C}$ убывание H_{Ch} от 200 до 75 км сопровождается возрастанием референтного теплового потока от 38 до 58 мВт м⁻² (Рис. 2.3b) и сублитосферного теплового потока от 14 до 33 мВт м⁻² (Рис. 2.3c). Вдоль огибающей данных термобарометрии (Рис. 2.7) тепловой поток изменяется от примерно 36 мВт м⁻² при $H_{Ch}=210$ км до примерно 45 мВт м⁻² при $H_{Ch}=130$ км. Таким образом, результаты моделирования Купера и др. [155], согласно которым поверхностный и сублитосферный тепловые потоки возрастают менее чем на 5 мВт м⁻² при

убывании H_{Ch} от 200 до 40 км, похоже, преуменьшают влияние толщины литосферы на тепловой поток.

Под континентами переход от литосферы к конвектирующей мантии сопровождается изменением состава горных пород от деплетированных к фертильным. Под океанами характер перехода от стационарной литосферы (в регионах старой коры) к конвектирующей мантии зависит от отношения между реологической глубиной и толщиной плавучего химического пограничного слоя. Поскольку в субокеанической мантии в настоящее время ХПС является более тонким, чем реологическая литосфера, переход от литосферы к конвектирующей мантии не ассоциируется с изменением состава.

Более важно, что тип субдукции также зависит от отношений между H_{rh} и H_{Ch} . При движении назад во времени мантия становится горячее, что предполагает, с одной стороны, уменьшение вязкости и толщины реологической литосферы и, с другой стороны, увеличение количества расплава и толщины химически отличного плавучего слоя. При определенном значении потенциальной температуры толщина ХПС, H_{Ch} , совпадает с толщиной, H_{rh} , реологического слоя и при температуре T_p тип субдукции отличается от современного, поскольку океаническая литосфера является деплетированной вплоть до ее основания и, следовательно, плавучей [166]. Таким образом, можно сделать вывод, что отношение $H_{rh} > H_{Ch}$ является необходимым условием для существования современного вида субдукции. Возможный тип докембрийской субдукции обсуждается в недавнем обзоре [201].

Наконец, в настоящей работе предполагается, что в континентальном регионе конвективный пограничный слой, осуществляющий переход от литосферы к конвектирующей мантии прилегает непосредственно к основанию деплетированной литосферы. Вдоль КПС, действуют основные

сдвиговые напряжения, тянущие литосферные плиты, и можно ожидать, что в нижней части литосферы и/или в верхней части КПС развивается зона трещиноватости [265]. Эта зона может рассматриваться как возможная область, из которой кимберлиты захватывают сильно деформированные ксенолиты (например, [329]). Деформации сдвига, ассоциированные с этой зоной, делают ее также подходящим кандидатом на роль разрыва Леманн, наблюдающегося повсеместно под континентами на глубине около 200 км и предположительно имеющего анизотропный характер [128, 321, 439].

2.6. Выводы

1. В предложенном нами подходе к тепловому моделированию (ППУ-подход) используется условие предельной устойчивости КПС вместо граничного условия с тепловым потоком, заданным на поверхности. В отличие от общей практики решения стационарного уравнения теплопроводности с заданными граничными условиями на поверхности (стандартный подход), ППУ-подход гарантирует, что решение описывает стационарную литосферу. Кроме того, в отличие от стандартного подхода, ППУ-решение только слабо зависит от изменений теплогенерации в коре в том смысле, что две стационарные геотермы, соответствующие различным значениям теплогенерации, но одинаковым значениям остальных параметров, сближаются с глубиной.
2. Из результатов, полученных при помощи ППУ-подхода, следует, что в случае, когда преграда для мантийной конвекции в виде плавучего и дегидратированного химического пограничного слоя отсутствует, подошва стационарной литосферы находится на «реологической» глубине H_{rh} , которая зависит только от потенциальной температуры и реологических свойств горных пород и равна 70—50 км при потенциальной температуре 1300—1350°C.

3. Если ХПС существует, но является тонким, т.е. $H_{rh} > H_{Ch}$, мантийная конвекция не «чувствует» существования ХПС и подошва литосферы находится на реологической глубине. Такая ситуация наблюдается в субокеанической мантии под участками старой коры.
4. Под континентами H_{Ch} превышает H_{rh} . В субконтинентальной мантии литосфера совпадает с химическим пограничным слоем и КПС непосредственно примыкает к основанию литосферы. Переход от литосферы к конвектирующей мантии сопровождается изменением состава горных пород от деплетированных к фертильным.
5. Решение, удовлетворяющее условию предельной устойчивости, позволяет получить количественные отношения между потенциальной температурой, мощностью литосферы и литосферной геотермой. Полученные результаты хорошо согласуются с литосферными геотермами, полученными на основе данных термобарометрии ксенолитов/ксенокристов кимберлитов.

РАЗДЕЛ 3 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОРЯЧИХ МАНТИЙНЫХ ПОДНЯТИЙ С КОНТИНЕНТАЛЬНОЙ ЛИТОСФЕРОЙ ПО ДАННЫМ ПРО КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СОСТАВОМ МАГМ И МОЩНОСТЬЮ ЛИТОСФЕРЫ

В настоящем разделе изучается взаимодействие с континентальной литосферой горячих мантийных поднятий, которые могут рассматриваться как флуктуации мантийной конвекции. На основе наиболее полных современных баз данных платобазальтов, карбонатитов и кимберлитов продемонстрировано существование выраженных пространственно-временных корреляций между этими тремя типами внутриплитового магматизма в Евразии и Африке. Вероятной причиной таких корреляций является взаимодействие с литосферой головы мантийного плюма, которая распространяется латерально, повторяя рельеф подошвы литосферы. Таким образом, из геолого-географических данных следует, что горячие мантийные поднятия (мантийные плюмы) проникают непосредственно до подошвы континентальной литосферы.

3.1. Введение

«Правило Клиффорда» выполняется в большинстве случаев (например, [23]) и, несомненно, отражает фундаментальные закономерности генерации кимберлитовых магм. В то же время известны внедрения алмазоносных и даже высокопродуктивных кимберлитов за пределами архонов (например, [22, 23]), которые подчеркивают необходимость уточнения «правила Клиффорда». Еще более существенно то, что с точки зрения геодинамики ассоциация кимберлитового магматизма с коровыми структурами, устанавливаемая «правилом Клиффорда», не является последовательной. Действительно, данные термобарометрии свидетельствуют о том, что

кимберлиты захватывают ксенолиты на больших глубинах (например, [335]) вплоть по крайней мере до подошвы деплетированной литосферы [212]. Поэтому они имеют глубинное происхождение, а возраст и состояние земной коры могут играть лишь подчиненную роль в кимберлитовом магматизме, возможно контролируя процесс внедрения кимберлитов, но не влияя на формирование протокимберлитовых расплавов. Последнее утверждение можно иллюстрировать результатами Розена и др. [86], которые показали, что коровые включения в кимберлиты Якутской алмазоносной провинции характеризуют резкую латеральную неоднородность коры, но при этом пространственное распределение кимберлитов не обнаруживает прямой связи с этими вариациями.

В настоящем разделе обсуждается расширенная формулировка «правила Клиффорда», устанавливающая ассоциацию проявлений кимберлитового магматизма с мощной деплетированной литосферой, и геодинамические причины, обуславливающие ее справедливость.

Ниже под литосферой и конвектирующей мантией понимаются области кондуктивного и конвективного теплопереноса соответственно. Эти области разделены так называемым конвективным пограничным слоем мощностью десятки километров (например, [278]), в котором градиент температуры и скорость деформации изменяются от значений, типичных для литосферы, до значений, характерных для конвектирующей мантии. Положение верхней границы этого слоя зависит, главным образом, от потенциальной температуры конвектирующей мантии и мощности деплетированного слоя (см. раздел 3). Если верхняя граница конвективного погранслоя совпадает с подошвой деплетированного слоя, то можно говорить о том, что мантийная конвекция проникает до подошвы деплетированного слоя, который мы будем в этом случае называть деплетированной литосферой.

3.2. Расширенная трактовка «правила Клиффорда»

Естественным обобщением «правила Клиффорда» является предположение о том, что кимберлиты ассоциируют не с архейскими кратонами как таковыми, а с мощной деплетированной литосферой архейского (в большинстве случаев) возраста. При этом остается в целом справедливым «правило Клиффорда» в формулировке Дженса [247], поскольку возраст литосферы, определенный по Re–Os изотопному датированию ксенолитов, вынесенных кимберлитами на архейских кратонах, как правило, также оказывается архейским [147, 90], т. е. архейской коре соответствует архейская литосфера. Изотопное датирование свидетельствует также о том, что два известных «нарушения» «правила Клиффорда»: самое продуктивное месторождение алмазов в мире лампроитовая трубка Аргайл (северо-западная Австралия), расположенная на протерозойском орогене Холлз-Крик, и высокопродуктивное Накынское поле (Якутская кимберлитовая провинция), расположенное на протерозойском террейне Марха, — фактически, нарушениями не являются. В частности, модельный Re–Os возраст ксенолитов, вынесенных из трубки Аргайл, является неархейским [93], а время формирования фундамента Мархинского террейна по данным Sm–Nd датирования составляет около 2,4 млрд. лет [35]. Близкие значения возраста около 2.5 млрд. лет получили также Владыкин, Лепехина [24] по U–Pb датированию цирконов из трубок Ботуобинская и Нюрбинская Накынского поля.

Геодинамические обстановки, в которых наблюдаются «нарушения» «правила Клиффорда», рассмотрел Божко [22], который показал, что большинство таких «нарушений» относится к областям, непосредственно примыкающим к границе архейских кратонов, где по тем или иным причинам под постархейской корой сохранился литосферный киль большой мощности и, как правило, архейского возраста. Таким образом, извержение кимберлитов происходит либо на архейских кратонах, которым

соответствует мощная деплетированная архейская литосфера, либо за пределами архейских кратонов, но сквозь мощную деплетированную литосферу архейского возраста. Иначе говоря, расширенная формулировка «правила Клиффорда», подчеркивающая ассоциацию кимберлитового магматизма не с архейской корой, а с мощной деплетированной и сформировавшейся в архее литосферой, выполняется практически без исключений и при этом по крайней мере качественно согласуется с наблюдаемой глубиной источников кимберлитов.

Подчеркнем, что если существование мощной литосферы является обязательным условием кимберлитового магматизма, то объяснение приуроченности кимберлитовых проявлений к древним структурам становится тривиальным. Действительно, потенциальная температура конвектирующей мантии, которая достигла своего максимума 1500–1600°C в архее, впоследствии монотонно убывала до современного значения около 1350°C [230]. Вместе с потенциальной температурой убывали определяемые ею степень плавления и объемы выплавляющейся коры и деплетированного остатка плавления [230]. Поэтому литосфера мощности, характерной для архейских кратонов, не могла возникнуть в постархейское время.

Наконец, ассоциация кимберлитов с деплетированной литосферой кратонов является естественной, если источником энергии и флюидов для кимберлитового магматизма являются восходящие мантийные течения или мантийные плюмы (например, [161, 179, 197, 199, 223 221, 222, 117, 33, 69, 169]). Такая модель согласуется с гибридным характером кимберлитов (например, [311]), изотопный и редкоэлементный состав которых указывает на астеносферное происхождение, а содержание петрогенных окислов соответствует деплетированной литосфере, но требует, чтобы мантийная конвекция проникала до подошвы последней. В следующем параграфе обсуждаются наблюдения пространственно-временных связей между платобазальтами, карбонатитами и кимберлитами, а также результаты

термобарометрии, подтверждающие генерацию кимберлитов восходящими мантийными течениями, которые проникают вплоть до подошвы деплетированной литосферы.

3.3. Наблюдения, подтверждающие генерацию кимберлитов восходящими мантийными течениями, проникающими до подошвы деплетированной литосферы

3.3.1. Карбонатиты и кимберлиты, синхронные платобазальтам

Белов и др. [60] обратили внимание на то, что во многих случаях излияния континентальных платобазальтов (траппов) сопровождаются синхронными им извержениями карбонатитов и кимберлитов. Магматиты занимают пространственно сближенные, но непересекающиеся позиции, причем их состав коррелирует с тектоническим окружением [60]: базальты изливаются в областях сравнительно маломощной литосферы, сопровождая развитие рифтов и/или разрушение континентов, карбонатиты — в рифтогенной обстановке, часто вблизи траппов, а кимберлиты — на близких к трапповой провинции древних кратонах. Чалапати Рао и Леманн [148] описали наиболее очевидный случай такой корреляции — траппы Деккана, которые изливались на западе центральной Индии (главный импульс $65,5 \pm 0,5$ млн. лет [87]), синхронные им карбонатиты ($65 \pm 0,3$ млн. лет; [434]), извергавшиеся вдоль западной границы траппов, и кимберлиты поля Майнпур (66—62 млн. лет) на кратоне Бастар к востоку от траппов [168].

Такая синхронность основного и щелочного магматизма наблюдается и в других случаях, представленных в Таблице 3.1 и описанных далее (номер подпункта соответствует номеру в таблице).

3.3.1.1. Базальты Эфиопского и Кенийского рифтов (траппы Афара)

Траппы извергались двумя импульсами 45—34 (Кенийский рифт) и 31—29 млн. лет (главный Эфиопский рифт) [285, 113] (Рис. 3.1). С магматизмом, вероятно, связаны эфиопское и кенийское поднятия, которые выше среднего африканского уровня не менее чем на 1000 м. Предполагается, что источником магматизма была голова мантийного плюма с центром вблизи точки тройного сочленения Красноморского, Аденского и Эфиопского рифтов [175], или два плюма, ответственные за различные стадии магматизма [200], или одно обширное мантийное восходящее течение, проявляющееся как низкоскоростная аномалия, проникающая в мантию восточной Африки до глубин 500–600 км и связанная с низкоскоростной областью в нижней мантии южной Африки. Последняя модель основывается на сейсмотомографии на продольных волнах. Из ее геометрии очевидно, что течение распространялось с юга на север, что объясняет запаздывание магматизма в главном Эфиопском рифте по сравнению с магматизмом Кенийского рифта.

Извержения карбонатитов начались примерно 45 млн. лет тому назад и продолжают по настоящее время (в этом регионе находится единственный на Земле карбонатитовый вулкан Олдоиньо Ленгаи).

Кимберлитовые проявления располагаются на Танзанийском щите и датируются временем 53—40 млн. лет тому назад, т. е. кимберлиты и карбонатиты синхронны первому импульсу магматизма. Дополнительно, Веераратне и др. [183] указали на то, что существование Кенийского поднятия и окружающей его кольцевой рифтовой структуры (Западный и Восточный (Кенийский) рифты), включающей трещины растяжения, в частности, озера, такие как Танганьика, а также аномально низкие сейсмические скорости в мантии Танзанийского кратона и их радиальная анизотропия, возможно, свидетельствуют о том, что под Танзанийским кратоном существует восходящее течение, материал которого испытывает

частичное плавление и растекается под прилегающие западную и восточную

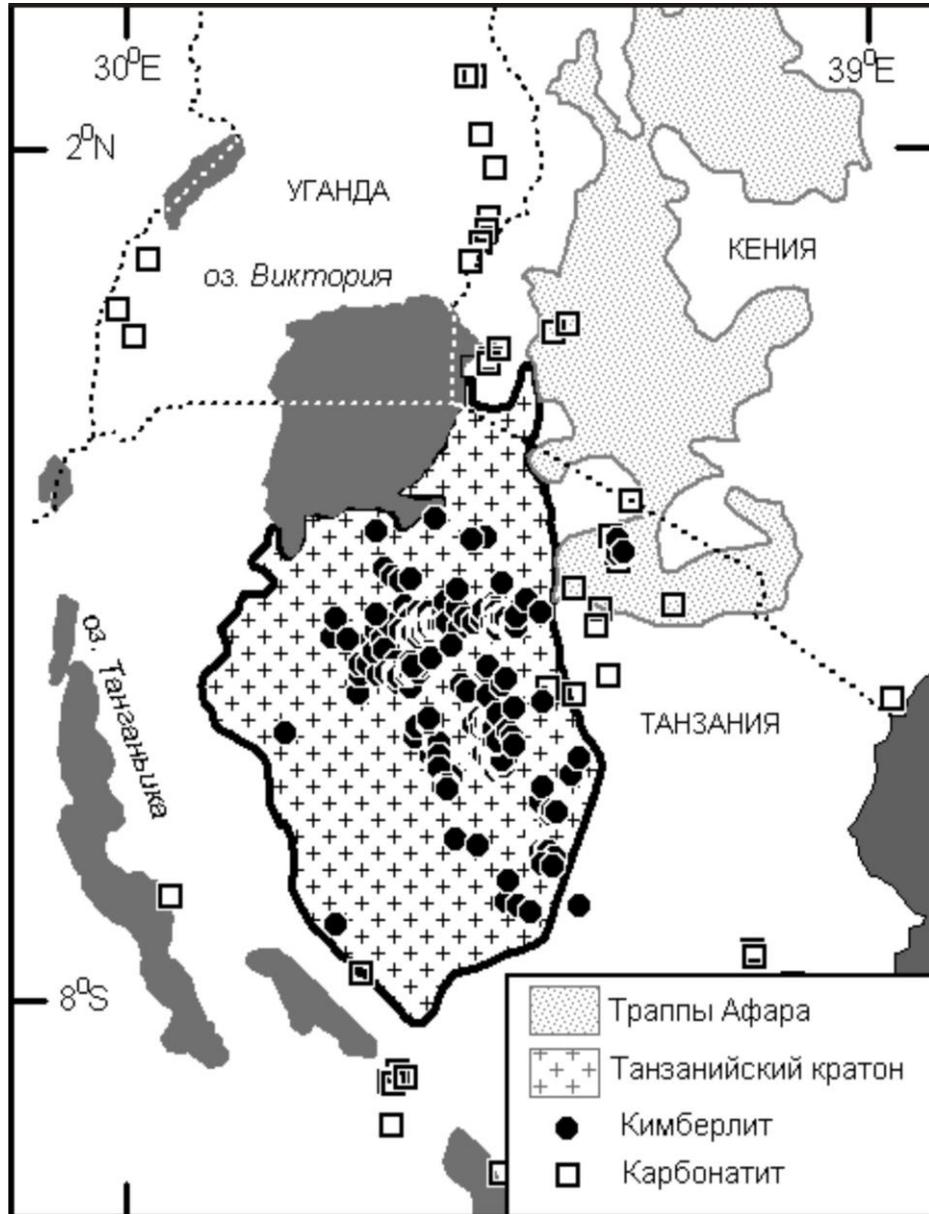


Рис. 3.1. Траппы Афара (45—34, 31—29 млн. лет; светло-серое поле [113, 285]), карбонатитовые (45—0 млн. лет; квадраты, [434]) и кимберлитовые (53—40 млн. лет; кружки, [353]) проявления.

ветви Восточно-Африканского рифта.

В этом случае, как и в примерах, рассмотренных ниже, кимберлиты извергаются на архейском кратоне, синхронные им траппы связаны с

рифтогенной обстановкой, а карбонатиты проявляются вблизи траппов, причем три типа континентальных магматитов занимают сближенные, но не пересекающиеся позиции.

3.3.1.2. Траппы Деккана

Магматизм, наблюдаемый на западе центральной Индии, представляет собой наилучший пример корреляции трапповых излияний (67,5–64,5 млн. лет [87]), карбонатитовых (~65 млн. лет [434]) и кимберлитовых извержений (поле Майнпур на кратоне Бастар; около 65 млн. лет [168]) (Рис. 3.2). После недавнего обнаружения восточнее трапповой области кимберлитов, синхронных траппам и карбонатитам, извергавшимся вдоль западной границы траппов, в Индии представлены все три типа синхронных платформенных магматитов. Кратковременность базальтовых излияний (примерно, 2 млн. лет) и их большой объем (>1 млн. км³) делают объяснение, связывающее происхождение траппов и синхронных им магматитов с восходящим мантийным течением (мантийным плюмом), наиболее вероятным, тем более что прослежена цепочка хребтов, связывающих трапповую область с современной горячей точкой Реюньон [429].

Таблица 3.1

Пространственно-временные корреляции траппов, кимберлитов и
карбонатитов

	Базальты		Карбонатиты		Кимберлиты	
	Название	Возраст, млн. лет ¹⁾	Возраст, млн. лет ²⁾	Расположение	Возраст, млн. лет ³⁾	Расположение
1	Траппы Афара Южная Эфиопия	31—29 45—34	45—0	Уганда, Кения, Танзания	53—40 ⁴⁾	Танзанийский щит
2	Траппы Деккана, Индия	65,5±0,5	65±0,3	Западная окраина кратона Дхарвар	66—62	Поле Майнпур восточнее траппов на кратоне Бастар
3	Траппы Парана- Этендека	134—129	133—128 128 133—119 160—130	Бразилия, Парагвай, Ангола Намибия	144—65 135—115	Бразилия Ангола
4	Сибирские траппы	251—249	Нижний триасс 250.2±0.3 (Гули)	Маймеча- Котуйская, Анабарская провинции	245—240 ⁵⁾	Оленек-Анабарская зона, Красноярский край
5	Восточно- Европейская платформа	365	380—360	Кольская щелочная провинция	380—360	Архангельская кимберлитовая провинция (Терский Берег, Зимний Берег)
6	Вилюйские траппы	350	460— 320 ⁶⁾	Рифт Сетте- Дабан	367—344 ⁵⁾ 420—380 ⁵⁾	Вилюйско- Мархинская и Далдын-Алакитская зоны
7	Магматизм в северной Бра- зилии (раскры- тие экватори- альной части Атлантики).	160—159	?	?	155—154 146—140 135	Западная Африка Гвинея, Мавритания, Мали. Кот-д-Ивуар, Сьерра Леоне Либерия
8	Траппы Мадагаскара	90—84	89	Катете, Зимбабве	94—89 95—90 80—75	Кратон Калахари: Кимберли Сев. Лесото, Орапа, Летлакейн

Примечания к табл. (1) Датировки по [HTTP://WWW.LARGEIGNEOUSPROVINCES.ORG/RECORD](http://www.largeigneousprovinces.org/record).

(2) Датировки по [434]. (3) Датировки приведены по каталогу [189], если не указано другое. (4) Датировки приведены по [353], (5) по [409]. Датировка кимберлитов поля Харамай по [63], (6) Датировки приведены по [50].

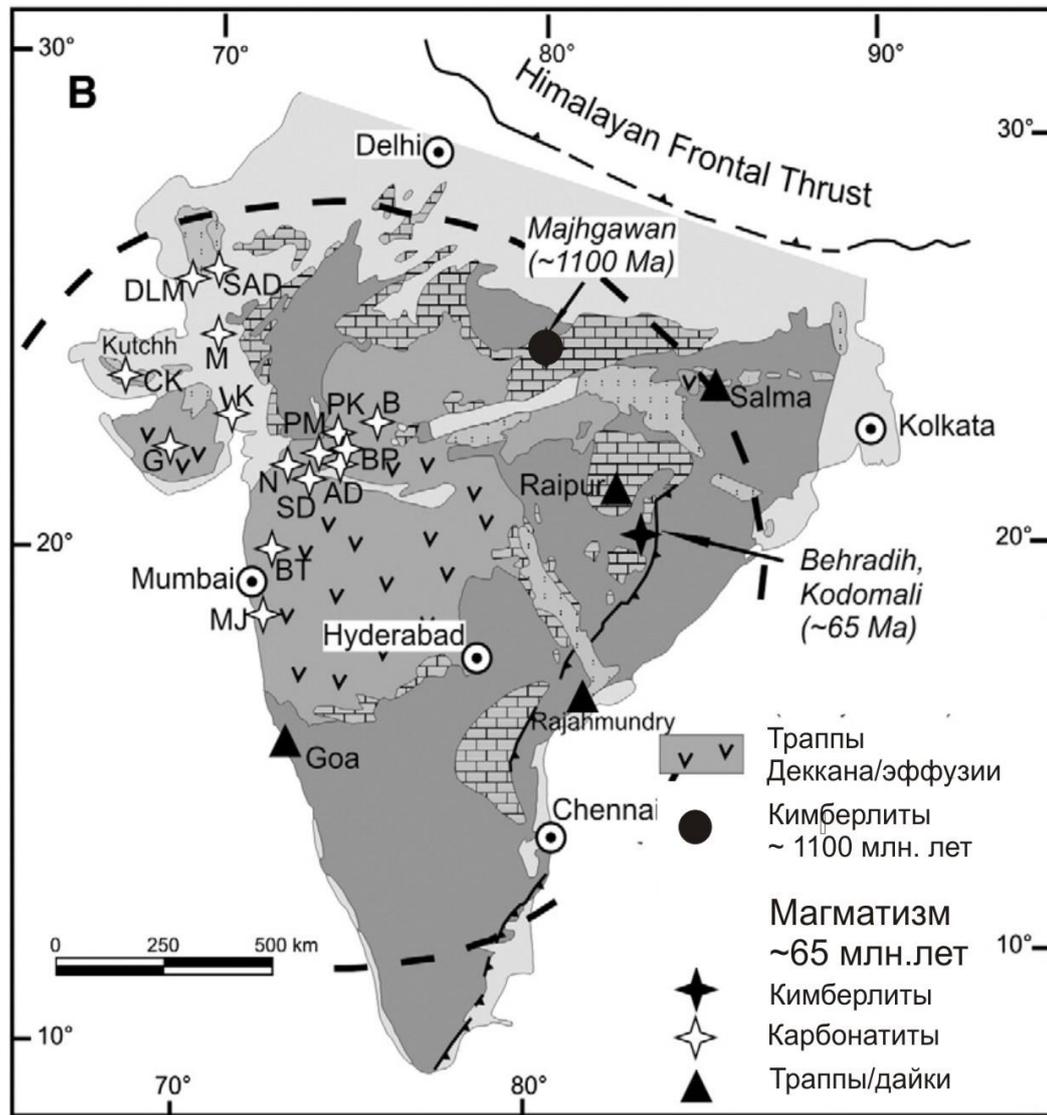


Рис. 3.2. Траппы Деккана, (главный импульс $65,5 \pm 0,5$ млн. лет), синхронные им карбонатиты ($65 \pm 0,3$ млн. лет; белый звездочки) и кимберлиты поля Майнпур (66—62 млн. лет; черные звездочки) на кратоне Бастар, а также кимберлитовые проявления возраста около 1100 млн. лет. (По рис. 1 из [148], с изменениями).

3.3.1.3. Траппы Парана-Этендека

Базальты Парана и Этендека [336] в настоящее время находятся на разных берегах Атлантического океана в Южной Америке (Бразилия,

Парагвай) и Африке (Намибия, Ангола) соответственно (Рис. 3.3). Они изливались 139—134 млн. лет назад, когда происходило раскрытие южной Атлантики под действием восходящего мантийного течения, которое в настоящее время существует как горячая точка Тристан-да-Кунья, соединенная с траппами подводным хребтом. Карбонатиты, синхронные траппам и внедрившиеся вблизи их границы, обнаружены как в Южной Америке (Iranema (127,7 млн. лет), Itanhaem (132,8), Jakupiranga (131), Chiriguelo (128)), так и в Африке в Анголе (Monte Verde (119), Thivira (133)) и Намибии (Messum (134), Okoruso (126,6)) [434]. По данным, приведенным в мировой базе данных кимберлитов [189], кимберлиты Анголы синхронны траппам Парана-Этендека и карбонатитам, хотя датировки не очень точные (135—115 млн. лет). Отдельные кимберлиты поля Nuovo Lisboa датируются 133 млн. лет. Имеющиеся датировки бразильских кимберлитов (144—65 млн. лет) не противоречат их синхронности траппам, хотя точность данных не позволяет сделать определенное заключение.

3.3.1.4. Сибирские траппы

Пермо-триассовые траппы Западной Сибири (251—249 млн. лет) — наибольшие по объему (от 4 до 16 млн. км³ [242]) континентальные излияния базальтов (Рис. 3.4). Кратковременность излияний (менее 1 млн. лет по данным [231]) и гигантский объем делают, как и в других случаях, восходящее мантийное течение наиболее приемлемым объяснением (например, [429, 59]), несмотря на возражения против этой точки зрения [242]. Маймеча-Котуйская провинция ультраосновно-щелочного магматизма, расположенная вблизи западной границы Анабарского щита, синхронна траппам (например, [416, 231]). В частности, возраст Гулинского карбонатитового массива $250,2 \pm 0,3$ млн. лет (U-Pb по циркону [231]) не отличается от возраста траппов. Синхронные траппам кимберлиты сосредоточены в полях нижнетриассового возраста Оленек-Анабарской зоны,

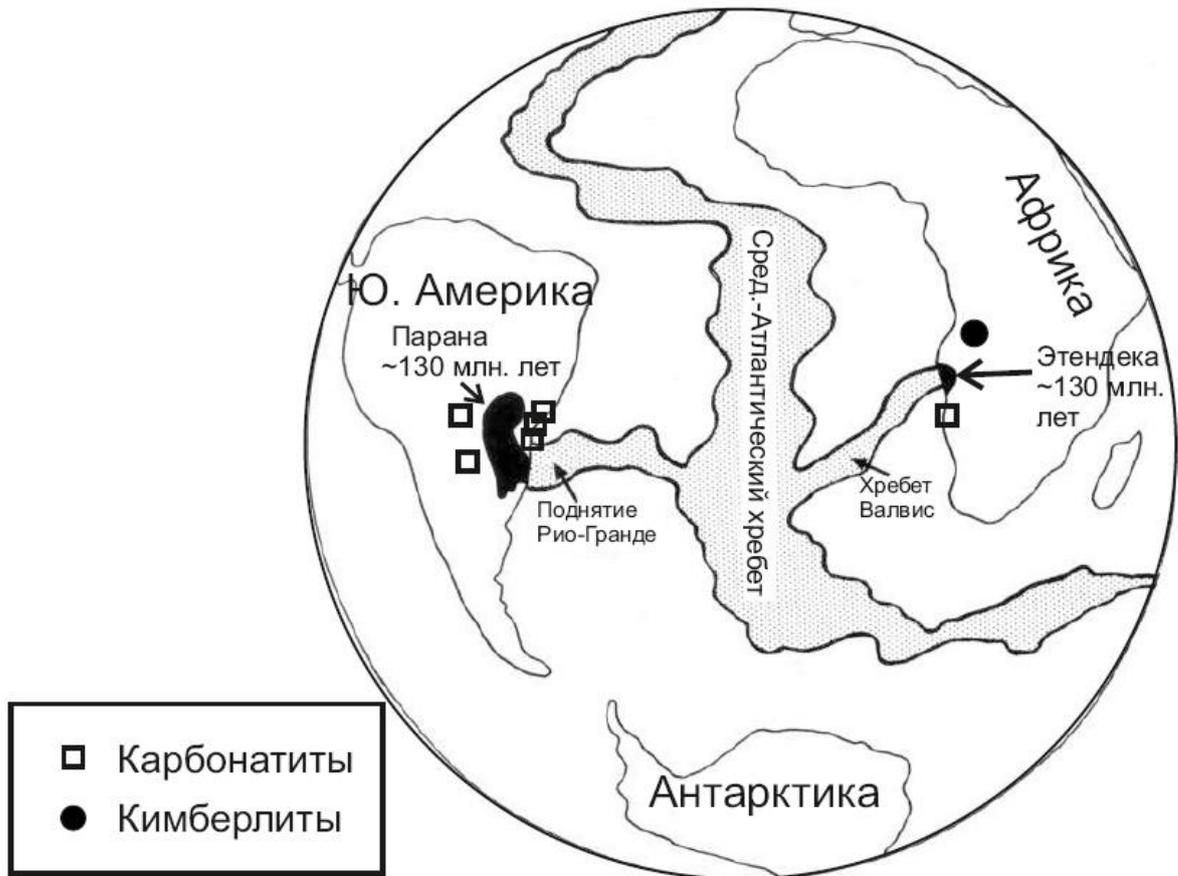


Рис. 3.3. Базальты Парана и Этендека (139—134 млн. лет; чёрное поле, [336, 429]), карбонатиты (квадраты) Намибии (132 млн. лет), Парагвая (145, 128 млн. лет), Бразилии (133—128 млн. лет) [434] и кимберлиты Анголы (около 130 млн. лет; кружки, [189]).

расположенных на восточном склоне Анабарского щита и на поле Харамай, находящемся у его юго-западного окончания. Возрасты кимберлитов, определяемые различными методами, обнаруживают заметный разброс [409], но в целом кимберлиты несколько запаздывают относительно траппов. По оценкам [409] максимальная активность на поле Куранах продолжалась от 240 до 220 млн. лет, на поле Лучакан — в интервале 245—210 млн. лет, на поле Средняя Куонамка — 245—240 млн. лет; возраст кимберлита Улачун 1 на поле Харамай — 245 ± 3 млн. лет (U-Pb по перовскиту). Относительно

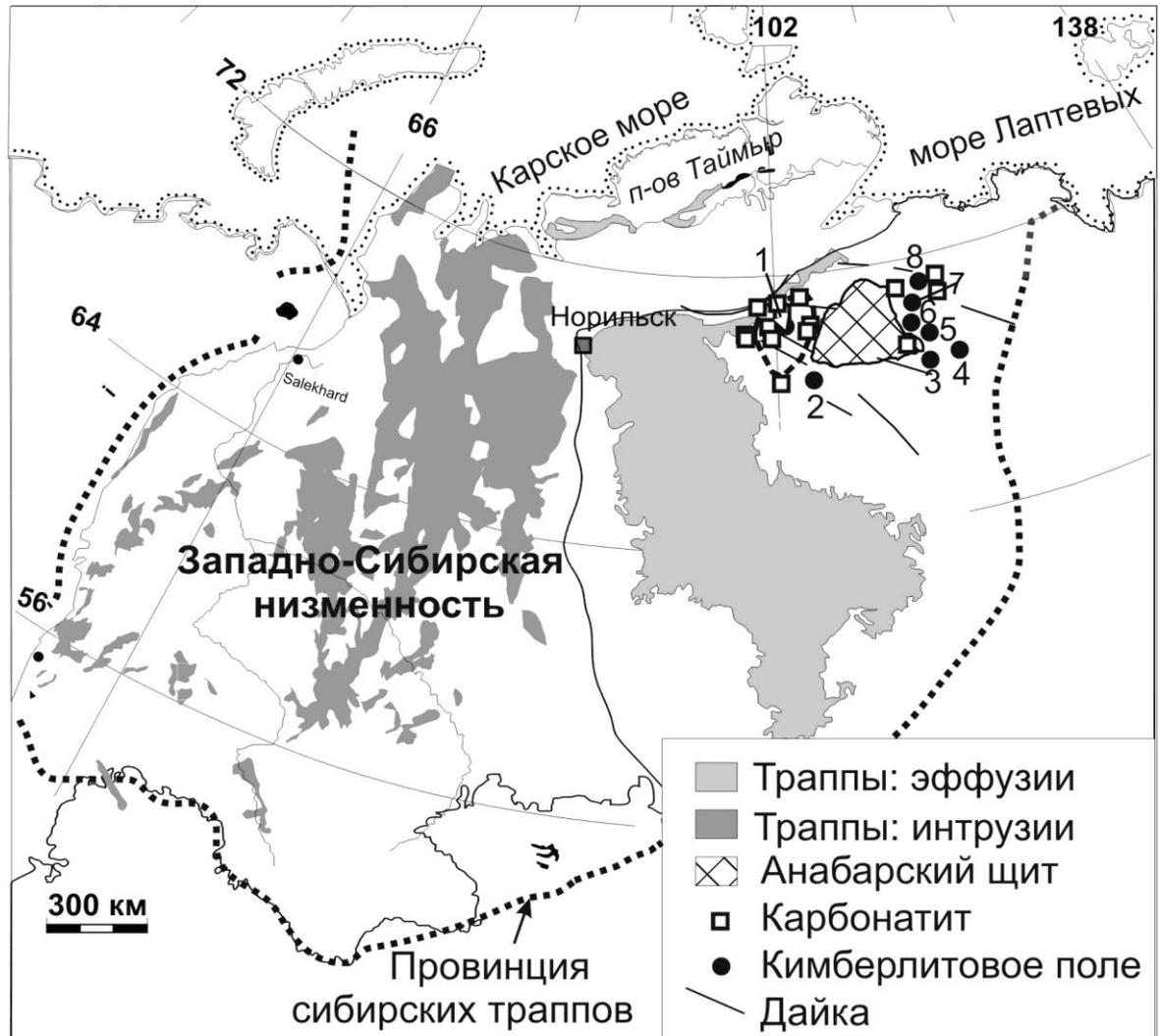


Рис. 3.4. Сибирские траппы (251—249 млн. лет; светло-серое (эффузии) и темно-серое (интрузии) поля, по рис. 6 из [181]), карбонатиты Маймечо-Котуйской и Анабарской провинций щелочного магматизма (250 млн. лет; квадраты, [181]) и нижнетриасовые кимберлитовые поля Оленек-Анабарской зоны и Красноярского края [409] (кружки; 1 — Котуйское, 2 — Харамайское, 3 — Куранахское, 4 — Лучаканское, 5 — Дюкенское, 6 — Ары-Мастахское, 7 — Старореченское, 8 — Орто-Ыаргынское).

расположения Маймечо-Котуйской провинции непосредственно у границы трапповой области Соболев и др. [59] предположили, что ультраосновно-

щелочные магмы возникали и в недрах области, покрытой в настоящее время трапповыми излияниями, но смешались с базальтами и потому не проявились на поверхности. Это замечание может относиться и к другим провинциям, поскольку расположение карбонатитовых проявлений непосредственно вблизи границы траппов является типичным.

3.3.1.5. Магматизм Восточно-Европейской платформы (ВЕП)

Трапповый магматизм на Восточно-Европейской платформе проявлен весьма умеренно [85]. Тем не менее, известен ряд палеовулканов, поднятия фундамента, магматизм и рифтообразование в Кольской, Вятской и Днепровско-Донецкой провинциях, которые датируются примерно 365 млн. лет [286]. Кроме того, скважины вскрыли внедрения базальтов в осадочную толщу раннего и среднего палеозоя Московской и Мезенской синеклиз [85], а на восточной окраине Архангельской алмазоносной провинции распространены позднедевонские базальты, которые слагают 13 диатрем в Соянском и Пинежском базальтовых полях [21]. Возраст базальтовых трубок принимается синхронным возрасту большинства трубок кимберлитовых серий Зимнего Берега (Рис. 3.5).

Позднедевонский базальтовый вулканизм на ВЕП сопровождался синхронным щелочным и кимберлитовым магматизмом Кольской провинции щелочных изверженных пород [44, 32] и Архангельской кимберлитовой провинции [39, 21], которая расположена на севере Балтийского щита на закрытой юго-восточной части кратона Кола-Кулой [198], и проявился также как кимберлитовый магматизм Приазовья [45]. Многие проявления карбонатитов датированы примерно 380–370 млн. лет (см. [181] и ссылки там). На севере Русской плиты обнаружена цепочка девонских проявлений кимберлитового магматизма протяженностью около 1000 км, включая районы Кандалакши, Терского берега, Архангельска, Среднего Тимана с возрастными 380—360 млн. лет [39]. Более точные датировки выполнены для трубки Гриба 372 ± 8 млн. лет [36] и трубки Пионерская 380.1 млн. лет [1]. Rb-



Рис. 3.5. Базальты Восточно-Европейской платформы (365 млн. лет, [85]), карбонатиты Кольской щелочной провинции (380—360 млн. лет; звездочки, [198, 181]) и кимберлиты Архангельской кимберлитовой провинции (380—360 млн. лет; кружки, [39, 288]).

возрасты Приазовских трубок и даек лежат в интервале 390–370 млн. лет [45]. Кимберлиты, как и карбонатиты, по-видимому, несколько опережают

базальтовые излияния, однако, нет сомнений в том, что все магмы имеют общее происхождение.

Как и в других провинциях изверженных пород, синхронные траппы, карбонатиты и кимберлиты территориально сближены, но занимают непересекающиеся положения.

3.3.1.6. Вилюйские траппы и девонские кимберлиты Восточной Сибири

Девонский ареал основных изверженных пород на востоке Сибирской платформы (Вилюйские [159] или Якутские [373] траппы) приурочен к погребенной рифтогенной структуре – Патомско-Вилюйскому авлакогену [58, 25, 51] и представлен также роями долеритовых даек, которые менее всего подвержены влиянию эрозии [167, 48] (Рис. 3.6, см. также рис. 1 из [50]). Существенно, что долериты Молодинского, Мунского и Вилюйско-Мархинского роев демонстрируют полное сходство геохимических и изотопных характеристик, что указывает на общий глубинный источник [48]. Датировки долеритов обнаруживают значительный разброс от 322 до 435 млн. лет, видимо, вследствие значительных постмагматических изменений [48]. Саблуков и др. (цитируется по работе [52]) определили К-Аг возраст дайки долеритов 357 ± 14 млн. лет.

На северо-западном борту Патомско-Вилюйского авлакогена находятся два района алмазоносных кимберлитовых трубок. Константинов, Стегницкий [52] установили также, что положение палеополусов траппов и кимберлитов совпадает, так что они могли быть сформированы «...в одну тектономагматическую эпоху». Абсолютные возрасты 380—340 млн. лет девонских кимберлитовых полей якутской кимберлитовой провинции (Малая Ботуобия, Алакит, Далдын, Верхняя Муна, Чомурдах, Мерчимден, Северный) [409] согласуются с этим утверждением.

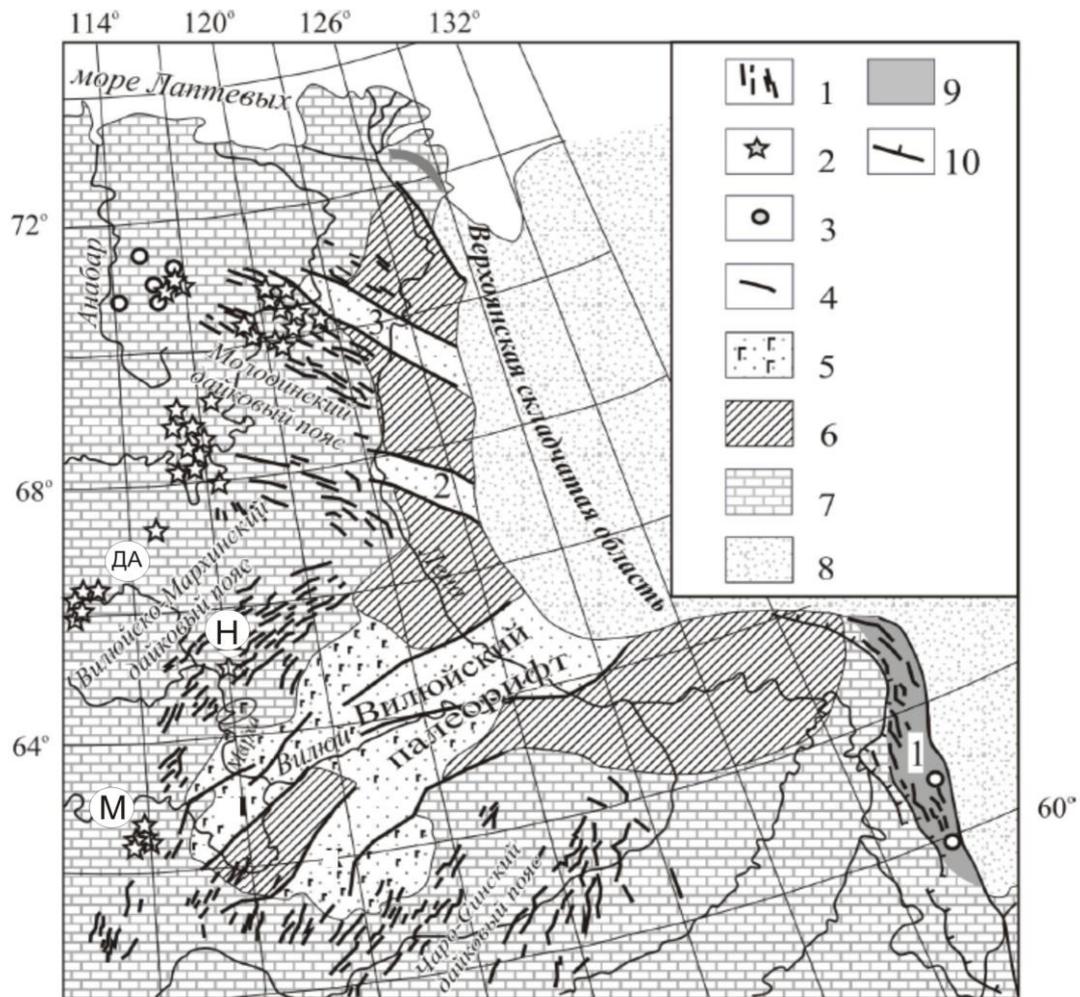


Рис. 3.6. Вилуйские траппы (370—350 млн. лет) и кимберлиты Мархинской (М), Накынской (Н) и Далдын-Алакитской (ДА) зон (367—344, 389—332, 420—380 млн. лет; звездочки). 1 — дайки базитов, 2 — кимберлиты, 3 — массивы щелочных ультраосновных пород и карбонатитов, 4 — разломы, 5 — осадочные толщи рифтовых впадин, 6 — участки относительных поднятий (реликты палеосвода), 7 — Сибирская платформа, 8 — Верхоянская складчатая область, 9 — рифтовые зоны в пределах Верхоянской складчатой области, 10 — фронты фанерозойских орогенных поясов; палеорифты: 1 — Сетте-Дабанский, 2 — Собопольский, 3 — Кютюнгдинский. (По рис. 1 из [50], с изменениями).

На востоке Сибирской платформы вдоль западной границы рифта Сетте-Дабан присутствуют массивы ультраосновных-щелочных пород с

карбонатитами, формирование которых определяется в интервале 460-320 млн. лет.

3.3.1.7. Начало раскрытия Атлантики

Начало раскрытия Атлантики [297], вероятно, сопровождалось базальтовыми излияниями в северной Бразилии (160—159 млн. лет) и, возможно, рифте Беню, Нигерия (147—106 млн. лет [370]). Представляется вполне реальной возможность того, что магматизм северной Бразилии сопровождался извержениями кимберлитов на территории современной западной Африки (Гвинея, Мавритания, Мали 155—154 млн. лет, а также, возможно, Кот-д-Ивуар, Сьерра Леоне 146—140 млн. лет) [189]. Карбонатиты, синхронные базальтам северной Бразилии и западноафриканским кимберлитам и пространственно сближенные с ними, в настоящее время не известны. Поэтому корреляцию среднеюрского магматизма северной Бразилии и западной Африки пока нельзя считать надежно установленной.

3.3.1.8. Траппы Мадагаскара

После раскрытия южной Атлантики, которое привело к масштабному основному магматизму Парана-Этендека и внедрению многочисленных карбонатитовых и кимберлитовых проявлений, явно имеющих общий источник с траппами (см. выше), произошло отделение Мадагаскара от Африки, а последующее разделение Индии и Мадагаскара сопровождалось траппами Мадагаскара ($87,6 \pm 0,6$ млн. лет [411]). По данным этих авторов магматизм продолжался не более 6 млн. лет, что характерно для излияний платобазальтов. Именно в это время на кратоне Калахари (включающем кратоны Каапвааль и Зимбабве) сформировалась многочисленная популяция почти синхронных и почти совпадающих по возрасту с траппами Мадагаскара кимберлитов группы 1 (Кимберли 90—84 млн. лет; Северное Лесото 95—90 млн. лет; Орапа-Летлакейн 80—75; например, [271]), многие из которых являются высокопродуктивными. В базе данных карбонатитов

[434] удалось найти только один карбонатит, синхронный траппам и кимберлитам (Катете, Зимбабве, 89 млн. лет).

3.3.2. Возможные причины синхронности магматизмов

Корреляции трех типов платформенного магматизма не являются универсальными. В частности, не известны синхронные и пространственно близкие фанерозойские базальтовые излияния, карбонатиты и кимберлиты в Северной Америке, и нет явного соответствия между эпизодами базальтового магматизма и извержениями кимберлитов группы 2 в южной Африке. Несмотря на это, пространственно-временные связи между тремя типами платформенных магматитов представляются очень важными, поскольку проливают свет на геодинамику магматизма.

Синхронность магматизма и сближенность ареалов его проявления означает, что все магмы возникают под влиянием некоторой общей причины. Учитывая размеры территории (~1000–2000 км), обычно предполагается, что такой общей причиной, являются мантийные плюмы [315], которые, приближаясь к литосфере, образуют гигантскую «голову». Такая модель неоднократно рассматривалась в применении к платобазальтам (например, [350, 429, 430, 143, 144, 71, 210, 231, 167, 296, 66, 89, 402, 284, 314, 59]), карбонатитам (например, [120, 276, 69, 276, 181]) и кимберлитам (например, [161, 179, 197, 34, 222, 223, 221, 113, 33, 69, 169]). Детали наблюдаемых сейсмотомографических изображений отличаются от буквально понимаемой плюмовой модели, но подтверждают связь масштабных базальтовых излияний с восходящими мантийными течениями, возникающими в нижней мантии. В частности, вместо уплощенной «головы» плюма, соединяющейся с областью источника тонким «хвостом», авторы [215] наблюдали в верхней мантии восточной Африки и западной части Аравийского полуострова протяженную низкоскоростную область мощностью 500–600 км, связанную с базальтовыми излияниями главного Эфиопского (траппы Афара) и

Кенийского рифтов, простирающуюся до подошвы верхней мантии и далее соединяющуюся с обширной низкоскоростной аномалией в нижней мантии южной Африки.

Поскольку как ультраосновные, так и основные магмы возникают под воздействием одного и того же восходящего мантийного течения, то различие составов и, в особенности, корреляция состава с тектонической обстановкой указывают на то, что плавление происходит в различных условиях. Температура солидуса и состав возникающих расплавов существенно зависят от давления. Поэтому из переменности состава магм, порождаемых одним и тем же мантийным течением, по-видимому, следует, что плавление происходит при различном давлении. Наиболее естественным объяснением этого является предположение, что кровля мантийного поднятия следует рельефу подошвы литосферы, благодаря чему и возникает связь между составом магм, и тектоническим фоном, на котором они извергаются. Иначе говоря, магматизм, вызываемый воздействием восходящего мантийного течения, представляет собой природный «эксперимент» по плавлению в условиях подошвы литосферы. Из этого «эксперимента» следует, в частности, что расплавы кимберлитового состава возникают только при взаимодействии восходящего мантийного течения с мощной литосферой кратонов в согласии с результатами лабораторного исследования плавления системы CMAS-CO₂ [213], которое показало, что жидкости кимберлитового состава возникают только при плавлении в условиях высокого давления >5—6 ГПа. Это, фактически, и объясняет ассоциацию кимберлитового магматизма с мощной и деплетированной (что следует из ее долговременной стабильности) литосферой, т. е. «расширенное правило Клиффорда».

Если справедлив описанный сценарий и некоторая область траппового магматизма располагается вблизи архейского щита, то можно ожидать проявления на щите кимберлитового магматизма. Неудивительно поэтому,

что основные зоны на Украинском щите, оцениваемые по геолого-геофизическим данным как алмазо-перспективные [64], располагаются вдоль границы Волынских траппов (Рис. 3.7).

3.4. Приближенная оценка глубины проникновения мантийной конвекции по результатам термобарометрии

Обсуждение выше предполагает, что мантийные течения, вызывающие кимберлитовый магматизм, проникают до подошвы деплетированной области. В этом случае следует ожидать существования корреляции между мощностью деплетированной области и глубиной наиболее глубокого ксенолита, выносимого кимберлитовой магмой.

3.4.1. Термобарометрия ксенолитов кимберлитов

Чтобы выяснить, существует ли связь между состоянием литосферы и глубиной источников кимберлитов, мы для 39 кимберлитов, перечисленных в Таблице 3.2, определили мантийную геотерму в эпоху кимберлитобразования и глубину, на которой последний раз термализовался наиболее глубокий ксенолит из попавших в выборку.

Для сопоставимости результатов все определения равновесных температур и давлений выполнялись с помощью одного и того же одноклинопироксенового термобарометра Нимиса и Тейлора [326] (NT00). Этот термобарометр применим к широкому спектру составов гранатовых перидотитов и позволяет выполнять термобарометрические определения по одиночным зернам ксенокристов клинопироксена из разрушенных ксенолитов. Для таких одиночных зерен неизвестно минеральное окружение, с которым они находились в равновесии. Поэтому для получения надежных результатов необходимо использовать процедуры скрининга, позволяющие, в

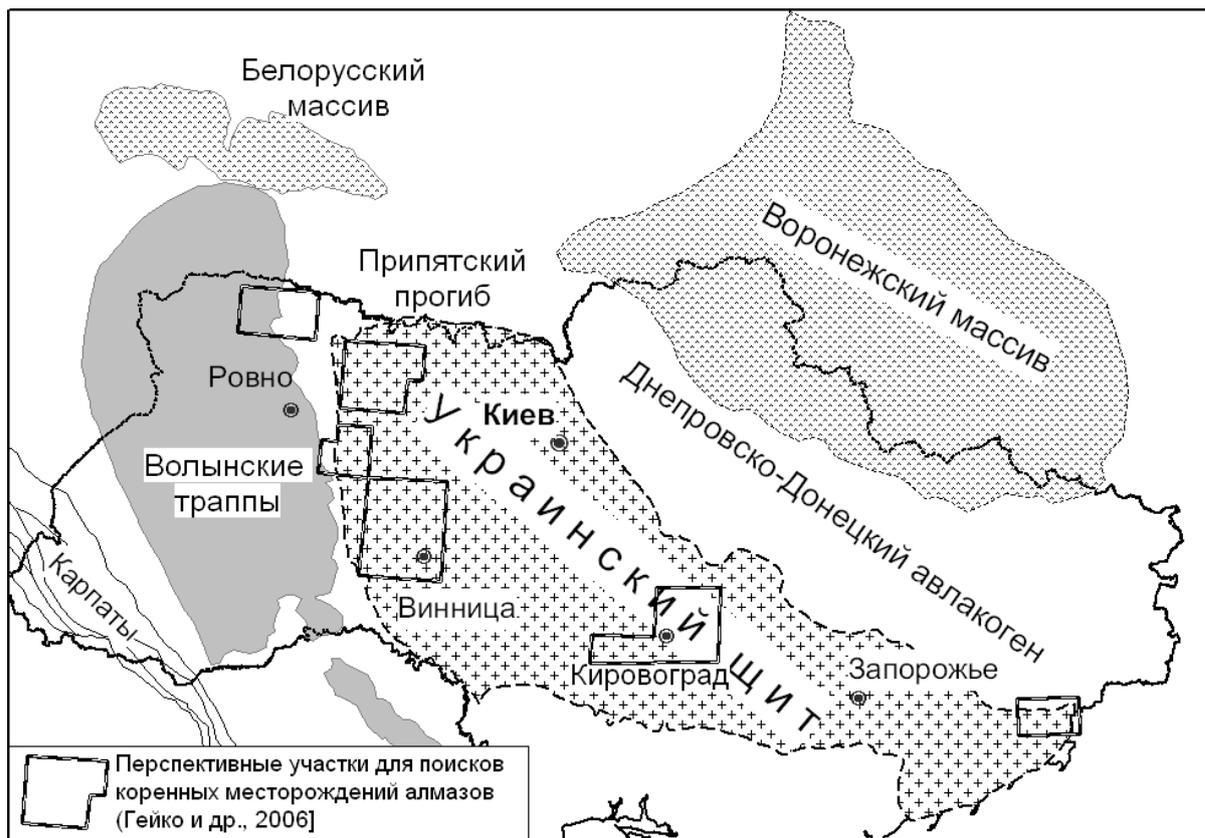


Рис. 3.7. Взаимное расположение траппов и перспективных для поиска коренных месторождений алмазов участков, выделяемых по геолого-геофизическим данным участков на Украинском щите (По рис. 1 из [64], с изменениями).

частности, отобразить анализы, выполненные на зернах клинопироксена, входивших в состав гранатовых лерцолитов, поскольку для успешного применения термобарометра NT00 необходимо, чтобы клинопироксен находился в равновесии как с ортопироксеном, так и гранатом. В настоящей работе используются процедуры скрининга, предложенные Нимисом и Тейлором [326] (см. также [211]). Программное обеспечение, использовавшееся для термобарометрических расчетов, проверено на тестовом примере [326, 211].

Результаты термобарометрии для всех кимберлитовых проявлений из Таблице 3.2 показаны на Рис А.1-А.5 в Приложении А.

Таблица 3.2

Референтный. тепловой поток и максимальная глубина ксенолитов
кимберлитов

№.	Поле/ регион	Кимберлит	Возраст, млн. лет	q , мВт м ⁻²	P_{max} , ГПа	Источ- ник
1	Алакит	Айхал	367–344	35.5±1.3	6.8	1
2		Комсомольска я	367–344	34.6±1.3	6.7	1
3		Юбилейная	367–344	36.1±1.4	5.8	1
4	Алдан	Алданская		33.1±0.4	3.6	1
5		Огонек		33.5±1.0	3.7	1
6	Анабар	Хардах		34.3±0.9	4.9	1
7	Attawipiskat	Kyle Lake	1100±40	39.7±0.5	5.6	2
8		Victor 1	Ранняя юра	38.2±0.5	5.4	2
9		X-Ray;	Ранняя юра	38.7±0.8	5.1	2
10	Australia	Argyle	~1180	39±0.8	6.0	3
11	Далдын	Удачная	347	36.8±1.2	7.5	1, 4
12		Загадочная		35.3±1.1	4.0	5
13	SW Greenland		604–555	37.7±1.2	6.0	6
14	Каарваал	Bultfontein	84–78	37.8±1.2	5.1	7, 8
15		Jagersfontein	85.6±1	35.6±0.6	5.8	7, 9
16		N. Lesotho, Monastery	Мел 88±4	38.1±1.0	4.5	7, 10
17		Premier	1180	41.5±0.4	5.5	11
18		Finsch	118.4±2.2	38.9±0.6	5.5	12, 13
19	Карельский кратон	Каави-Куорю	626–589	38.0±1.2	6.0	14
20	Малоботуо- бинское поле	Дачная		34.5±1.4	4.4	1
21		Деймос		37.3±0.8	4.5	1
22		Мир	360	35.5±1.0	4.7	1
23		Новинка		35.6±1.3	7.5	1
24	Montana	Homestead	~50	44.5±1.6	4.3	15
25		Williams	Средний эоцен	37.5±1.5	5.3	16
26	Накын	Нюрбинская	364	35.2±1.4	6.3	1
27	SA off- craton	East Griqualand	~150	38.7±0.8	4.6	17
28		Eastern Namaqualand	143–74	39.9±1.8	5.1	17

29		Louwrensia	70	39.5±1.1	4.3	18	
30	Slave	Diavik A154S	55.7±1.2	36.7±1.1	5.9	19,20, 21	
31		Ekati	53–47.5	35.6±0.6	6.2	22	
32		Gahcho Kue	542	35.5±1.0	6.4	23	
33		Jericho	172±2	36.1±1.4	5.8	24	
34		Kirkland Lake	156	37.1±0.9	5.2	23	
35	Somerset Isl.	Nikos	103–94	38.6±1.2	4.5	25	
6	3	Ham		43.1±0.6	4.5	26	
7	3	Верхняя Муна	Комсомольск ая-Магнитная	36.7±0.7	6.5	1	
8	3	Zimbabwe	Мурова, Sese	Sese: 538±11	41.4±0.9	4.7	27
9	3	Золотица	Архангель- ская	380–360	35.0±1.1	5.5	28

Источники данных: 1 — Ashchepkov et al. [393]; 2 — Sage [409]; 3 — Luguët et al. [93]; 4 — Boyd et al. [152]; 5 — Nimis et al. [325]; 6 — Sand et al. [403]; 7 — Grègoire et al. [209]; 8 — Simon et al. [405]; 9 — Burgess, Harte [140]; 10 — Simon et al. [406]; 11 — Viljoen et al. [418]; 12 — Gibson et al. [202]; 13 — Lazarov et al. [289]; 14 — Lehtonen et al. [288]; 15 — Hearn, Jr. [225]; 16 — Hearn et al. [224]; 17 — Janney et al. [90]; 18 — Boyd et al. [196]; 19 — Pearson et al. [437]; 20 — Aulbach et al. [331]; 21 — van Achterbergh et al. [306]; 22 — Menzies et al. [337]; 23 — Grütter [212]; 24 — Kopylova et al. [277]; 25 — Schmidberger, Francis [364]; 26 — Jago, Mitchell [244]; 27 — Smith et al. [185]; 28 — Lehtonen et al. [288].

3.4.2. Параметризация кондуктивных геотерм в литосфере

Результаты термобарометрии удобно представлять относительно некоторой системы геотерм. В настоящей работе используется однопараметрическое семейство геотерм HC11, предложенное в работах [219] и [218], авторы которых модернизировали модель PC77 [341]. Геотермы HC11 представляют собой стационарные решения уравнения теплопроводности с заданной температурой и тепловым потоком $-q$ на

поверхности. Абсолютная величина этого потока (т. е. q) является параметром семейства. Достоинством параметризации НС11 является то, что результаты термобарометрии, как правило, ложатся вдоль геотерм, а не пересекают их, что придает ясный физический смысл определениям мантийной геотермы по данным термобарометрии.

Геотермы НС11 рассчитываются для определенной структуры коры и литосферы (мощность верхней коры 16 км, полная мощность коры 39 км) и распределения источников тепла (мощность теплогенерации в верхней коре обеспечивает 26% потока тепла, в нижней коре и мантии мощность теплогенерации 0,4 мкВт/м³ и 0,02 мкВт/м³ соответственно). Поскольку в реальных условиях мощность теплогенерации может отличаться от задаваемой, то тепловой поток на поверхности является модельным, и мы будем его называть референтным тепловым потоком (РТП). Заметим, что выбор конкретной параметризации не играет существенной роли в теории.

3.4.3. Оценка РТП и P_{max}

Для каждого кимберлитового проявления можно выбрать геотерму, которая обеспечивает наименьшее среднеквадратичное отклонение от результатов термобарометрии. Если в результате термобарометрических расчетов известно N значений температур и давлений T_i, P_i ($i=1, \dots, N$), то среднеквадратичное отклонение $S(q)$ давлений и температур от геотермы $T=T(P, q)$ (или $P=P(T, q)$), где q — референтный тепловой поток, определяется следующим образом [218]:

$$S^2(q) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{T_i - T(P_i, q)}{\sigma_T} \right)^2 + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{P_i - P(T_i, q)}{\sigma_P} \right)^2. \quad (3.1)$$

Здесь σ_T и σ_P — погрешности определения температуры и давления соответственно, основывающиеся на калибровке термобарометра. В настоящей работе использована калибровка, предложенная в работе [326] ($\sigma_T=30$ К и $\sigma_P=0,23$ ГПа). Для каждого кимберлитового проявления

находилось значение референтного теплового потока q , при котором достигалось минимальное значение среднеквадратичного отклонения $S_{min}=\min(S(q))$. Статистическая погрешность определения РТП оценивалась как половина расстояния между ветками σ кривой $S(q)$ на уровне $2^{1/2}S_{min}$. Оценка референтного теплового потока и его статистической погрешности для рассмотренных кимберлитов приведена в Таблице 3.2.

Следует сказать, что статистическая погрешность не полностью характеризует неточности, связанные с оценкой РТП. В ряде случаев из процедуры определения РТП исключались точки, успешно прошедшие процедуру скрининга, но при этом явно выпадающие из общей закономерности. Появление этих точек, возможно, связано с приближенным характером термобарометрических соотношений и/или выходом за пределы области калибровки метода. В некоторых случаях облако точек пересекает геотермы в направлении от меньшего теплового потока к большему или распадается на две – три группы, соответствующие различным РТП. В этих случаях для оценки использовалась часть данных, соответствующая наименьшему значению референтного теплового потока.

Менее надежным является определение давления P_{max} наиболее глубокого ксенолита/ксенокрита. В частности, по случайным причинам могут быть захвачены, вынесены на поверхность и/или обнаружены только ксенолиты/ксенокристы, изначально находившиеся вдали от источника. С другой стороны, не полная уравновешенность минералов ксенолита или аналитическая погрешность может привести к появлению ошибочной точки на PT -диаграмме, определяющей максимальную глубину. Наконец, давление P_{max} может систематически быть меньше глубины источника. Последнее связано с тем, что «всплывающие транслитосферные дайки», транспортирующие кимберлитовые расплавы на поверхность [383, 294], становятся неустойчивыми только по достижении определенной критической длины a_c . Эта критическая длина зависит от разности плотностей $\Delta\rho$

вмещающих пород и расплава, размера r зоны неупругой деформации на кончике трещины и всестороннего давления $p_{lith} = \rho g H$, играющего в мантии роль прочности по отношению к растяжению [78]. Оценить a_c можно приравняв напряжение $K_I / \sqrt{2\pi r}$ на кончике трещины литостатическому давлению ($K_I = \Delta p \sqrt{\pi a_c}$ — коэффициент интенсивности напряжений растяжения, Δp — избыточное давление в трещине; по порядку величины $\Delta p \sim \Delta \rho g a_c$):

$$a_c = 2^{1/3} \left(\frac{\rho}{\Delta \rho} \right)^{2/3} H^{2/3} r^{1/3}. \quad (3.2)$$

При $H \sim 200$ км, $\rho/\Delta\rho = 10\text{—}100$ и $r = 1\text{—}10$ мм (размеры зерна) $a_c = 2\text{—}20$ км. Таким образом, первые ксенолиты захватываются на расстоянии $>2\text{—}20$ км от места зарождения трещины. Кроме того, в момент страгивания «плавучесть» трещины равна нулю. Она возрастает из-за роста трещины и увеличения разности плотности твердых пород и расплава в процессе всплывания трещины (сжимаемость расплава выше, чем вмещающих пород). Однако трещина должна пройти некоторое расстояние, прежде чем скорость течения расплава в ней достигнет значений около 1 м/с, достаточных для транспортировки ксенолитов сантиметрового размера (при $\Delta\rho/\rho \sim 0,1$, и вязкости расплава порядка 0,1 Па с).

Несмотря на то, что точность определения РТП и, в особенности, P_{max} не очень велика, только эти величины дают непосредственную информацию о тепловом состоянии литосферы в эпоху кимберлитового магматизма и о глубине, на которой располагается его источник.

Отметим также, что при литостатическом давлении около 4,5—5 ГПа скачкообразно уменьшается растворимость CO_2 в кимберлитовом расплаве [67], и его плотность последнего резко падает. По-видимому, после этого скорость дайки, транспортирующей кимберлитовый расплав, достигает

значений >10 м/с, фиксируемых по наблюдениям диффузионной потери аргона зернами флогопита [263]. В рассмотренной выборке практически отсутствуют кимберлитовые проявления с максимальной глубиной ксенолитов меньшей 4,5—5 ГПа. Это является серьезным аргументом в пользу того, что доставка кимберлитов на поверхность происходит во «всплывающих дайках», как предположили Спенс, Туркотт [383] и Листер, Керр [294].

3.4.4. Результаты термобарометрии: связь между тепловым состоянием литосферы и глубиной источников кимберлитового магматизма

На Рис. 3.8 результаты термобарометрии показаны в координатах (q, P_{max}) . Номера внутри символов соответствуют Таблице 3.2 и Рис. А.1-А.5 в Приложении А.

Как обсуждалось в предыдущем разделе, значения глубины наиболее глубокого ксенолита подвержены влиянию случайных факторов. Поэтому реальный физический смысл может иметь только огибающая наблюдательных данных. Точки на Рис. 3.8, за некоторыми исключениями, образуют плотное облако с довольно четко выраженными верхней и нижней границами.

Глубина, на которой захватывается первый ксенолит, отмечает нижнюю границу «алмазного окна» для определенного кимберлита. Как следует из Рис. 3.8, с увеличением РТП, т. е. прогретости литосферы, нижняя граница «алмазного окна» поднимается. При этом его верхняя граница (переход графит/алмаз) понижается, и ширина «алмазного окна» уменьшается от примерно 3 ГПа (около 100 км) при РТП 35 мВт м⁻² до нуля при РТП около 41 мВт м⁻².

Грюттер и др. [211] калибровали барометр P38, который использует данные Cr₂O₃-CaO для ксенокристов граната в кимберлитах и позволяет

определить максимальную глубину распространения в мантии деплетированных перидотитов с высоким отношением Cr/Al. При помощи этого барометра Грюттер [212] оценил положение границы деплетированной литосферы для более 50 кимберлитовых проявлений и сопоставил эти результаты с оценками референтного теплового потока (см. Табл. 2 и рис. 9 в работе [212]). Поскольку оценки РТП, использованные в [212], относятся к системе геотерм РС77, эти оценки требуют корректировки для использования вместе с геотермами НС11. Прямым сопоставлением геотерм РС77 и НС11 в диапазоне давлений 3,5—4,5 ГПа, к которому относятся значения РТП, приведенные в [212], можно приближенно оценить, что поправки к РТП варьируются от $-0,5$ до -2 мВт/м² в интервале РТП от 35 до 45 мВт/м². Штриховая линия на Рис. 3.8 — огибающая откорректированных таким образом данных Грюттера [212].

Огибающая данных настоящей работы практически совпадает с огибающей Грюттера [212]. За исключением двух сибирских кимберлитов (Удачная, поле Далдын, и Новинка, Малоботуобинское поле), все исследованные в настоящей работе кимберлиты захватили наиболее глубокие ксенолиты (из числа попавших в выборку) в пределах деплетированной литосферы. Это означает, что кимберлиты в большинстве случаев генерируются мантийным плюмом, который достиг границы деплетированной области, но не смог проникнуть выше из-за недостатка плавучести. В согласии с общепринятой точкой зрения, состав этих кимберлитов должен нести следы формирования в метасоматизированной деплетированной мантии.

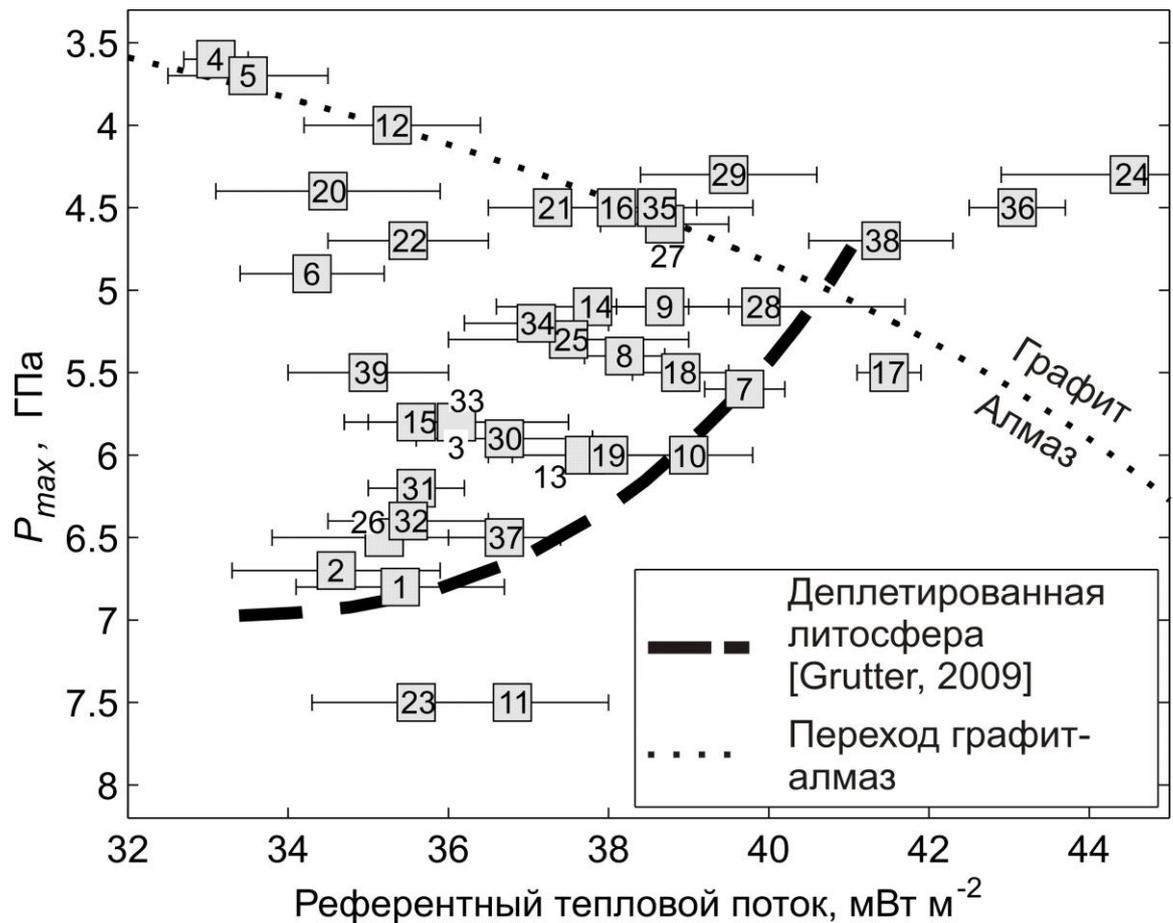


Рис. 3.8. Результаты термобарометрии 39 кимберлитов Канады, Африки, Сибири и севера ВЕП (см. Таблицу 3.2; числа внутри символов соответствуют нумерации в таблице). Для каждого кимберлита определялась наилучшая геотерма из семейства HC11 [218], т. е. референтный тепловой поток q на поверхности, мВт м^{-2} , являющийся параметром семейства, и глубина (равновесное давление P_{max} , ГПа) наиболее глубокого ксенолита. Жирная штриховая линия — положение границы деплетированной литосферы [212].

Особенностью исследованных кимберлитовых проявлений является также то, что наблюдается выраженная верхняя граница области, в которой кимберлиты захватывают первые (наиболее глубокие) ксенолиты: для 36 кимберлитов из 39 $P_{max} \geq 4,5$ ГПа. Это может быть проявлением резкого

падения растворимости CO_2 на глубине 4,5—5 ГПа [67], которое сопровождается скачкообразным уменьшением плотности расплава, т.е. увеличением его плавучести и, соответственно, увеличением скорости распространения транслитосферной дайки, транспортирующей расплав.

3.5. Обсуждение

Как показано выше, в ряде случаев, перечисленных в Таблице 3.2, наблюдаются синхронные и пространственно сближенные континентальные платобазальты, карбонатиты и кимберлиты. Естественно предположить, что в этих случаях все три типа магматитов возникли вследствие воздействия некоторой общей причины. Учитывая масштабы территории, на которой проявляется магматизм, вероятнее всего, такой общей причиной является, как это неоднократно предлагалось ранее, восходящее мантийное течение. Существенно, что состав магм явно коррелирует с тектоническим фоном, на котором они проявляются. Платобазальты изливаются в областях маломощной литосферы и сопровождают развитие рифтов или разрушение континентов, карбонатиты извергаются в рифтогенной обстановке и часто наблюдаются вблизи границы траппов, а кимберлиты внедряются сквозь мощную литосферу. Эти вариации состава магм, порождаемых общей причиной, указывают на то, что магмы возникают в разных условиях, скорее всего, при разном давлении. Наиболее естественным объяснением этих наблюдений является предположение, что восходящее мантийное течение достигает подошвы деплетированной литосферы и следует ее рельефу.

Таким образом, вероятнее всего кимберлитовый магматизм инициируется воздействием восходящих мантийных течений (мантийных плюмов?) достигающих подошвы деплетированной литосферы. При этом жидкости кимберлитового состава возникают только при давлениях, характерных для литосферы архейских кратонов >5—6 ГПа, а при меньшей мощности деплетированной литосферы генерируются магмы другого

состава, что согласуется с лабораторными исследованиями плавления в система CMAS-CO_2 [213]. Иначе говоря, существование мощной деплетированной литосферы является необходимым условием кимберлитового магматизма. Деплетированная литосфера такой мощности не могла возникнуть в постархейское время из-за уменьшения потенциальной температуры конвектирующей мантии, начиная с архея [230]. Охлаждение конвектирующей мантии сопровождается уменьшением объема выплавляющейся коры и деплетированного остатка плавления [230], т. е. мощности слоя деплетированных пород. При одной и той же потенциальной температуре конвектирующей мантии литосфера меньшей мощности имеет более высокую температуру и характеризуется геотермой HC11 [218], соответствующей большему референтному тепловому потоку (Рис. 3.8). Как видно из Рис. 3.8, это сопровождается быстрым сокращением «алмазного окна» и уменьшением алмазопродуктивности. Таким образом, геодинамической причиной справедливости «расширенного правила Клиффорда», подчеркивающего ассоциацию кимберлитового магматизма, в целом, и алмазопродуктивного кимберлитового магматизма, в особенности, с мощной деплетированной литосферой архейского возраста, является охлаждение конвектирующей мантии в постархейское время. При этом классическое «правило Клиффорда» в формулировке Дженса [247], ассоциирующее алмазопродуктивный кимберлитовый магматизм с архейской корой, выполняется в большинстве случаев просто потому, что архейской коре, как правило, соответствует архейская литосфера [147, 90].

3.6. Выводы

1. Сформулировано расширенное «правило Клиффорда», которое акцентирует ассоциацию проявлений кимберлитового магматизма не с архейской корой, а с мощной деплетированной литосферой. Проверено, что измененное таким образом «правило Клиффорда»

является геодинамически обоснованным и выполняется практически без исключений. Кроме того, так понимаемое «правило Клиффорда» делает самоочевидным объяснение ассоциации кимберлитового магматизма с древними структурами, поскольку типичная для архейских кратонов мощная литосфера не могла возникнуть позже из-за уменьшения потенциальной температуры конвектирующей мантии.

2. На основе наиболее полных современных баз данных платобазальтов, карбонатитов и кимберлитов, продемонстрировано существование пространственно-временных корреляций между этими тремя типами внутриплитового магматизма, которые проявляются повсеместно в Евразии и свидетельствуют о том, что кимберлитовый магматизм вызывается восходящими мантийными течениями, проникающими до подошвы деплетированной литосферы.
3. Выполнена термобарометрия ксенолитов из 39 кимберлитов Евразии, Африки и Северной Америки, которая показала, что в большинстве случаев наиболее глубокий ксенолит, а значит и все остальные, захватывается в пределах деплетированной литосферы, откуда следует, в согласии с петролого-геохимическими данными, что источники кимберлитов располагаются вблизи или в пределах деплетированной литосферы. Таким образом, данные термобарометрии также поддерживают сценарий, при котором кимберлитовый магматизм инициируется мантийным плюмом, достигшим подошвы деплетированной области.

**РАЗДЕЛ 4 ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ФРАКЦИОНИРОВАНИЕ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В МАНТИИ КРАТОНОВ:
АНАЛИЗ НАБЛЮДЕНИЙ, МОДЕЛЬ И СВЯЗЬ С
КИМБЕРЛИТООБРАЗОВАНИЕМ**

В настоящем разделе показано, что содержания редкоземельных элементов в клинопироксене и гранате закономерным образом изменяются с глубиной. Обсуждаются причины и следствия этого явления.

4.1. Введение

Литосферная мантия кратонов, то есть древних, тектонически стабильных частей континентов, имеет химический состав и физические свойства, отличающие ее от конвектирующей мантии [132]. Все исследования, основывающиеся на интерпретации измерений сейсмических скоростей, теплового потока, наблюдений силы тяжести или изучении мантийных ксенолитов свидетельствуют о том, что мантия кратонов намного холоднее океанической [205, 130, 341, 192, 152, 277]. В частности, сейсмические скорости в мантии кратонов выше, чем где бы то ни было в океанической мантии, томографические изображения свидетельствуют о том, что у большинства кратонов существуют сейсмически быстрые корни до глубины по крайней мере 180—250 км [398, 207, 340, 413, 410], а тепловой поток, регистрируемый на поверхности кратонов, ниже потока на поверхности любых других земных структур. Низкая температура и высокая вязкость пород, слагающих кратоны, обеспечивает их долговременную стабильность. Последняя свидетельствует о том, что, несмотря на их низкую температуру, они обладают ненулевым запасом плавучести относительно окружающих более горячих регионов [255, 254, 147]. Иначе говоря, различие

между плотностью океанической и кратонной мантий, связанное с различием температур, «компенсируется» различием составов [255, 254, 147].

Причина этого отличия в том, что мантия, подстилающая древние сегменты континентальной коры, в своей ранней истории (архей – ранний протерозой) испытала частичное плавление высокой степени [131], которое сопровождалось извержениями высокотемпературных ($\geq 1600^\circ\text{C}$) коматиитовых магм (например, [228, 229, 230, 320, 427, 95, 124, 110]). Вместе с расплавом из субкратонной мантии была вынесена значительная часть кальция и алюминия, а на больших глубинах и железа (см., например, обзор [147]). Минералогическим проявлением этого деплетирования была потеря клинопироксена и граната (при степени плавления 25—30%; [367]) — основных накопителей некогерентных элементов. Поскольку гранат примерно на 12% более плотен, чем оливин и ортопироксен (например, [436]), деплетирование привело к уменьшению плотности. Экспериментальные исследования влияния деплетирования на плотность [367] показывают, что плотность остатка плавления степени около 20% при давлении 3 – 7 ГПа меньше плотности исходной породы на 0,6 — 1 %.

Таким образом, сегрегация магм в результате частичного плавления высокой степени была, по-видимому, самым важным событием в ранней истории кратонов, поскольку она определила основные особенности состава литосферы кратонов и субкратонной мантии, обеспечив их плавучесть и долговременную стабильность, т. е., фактически, создав кратоны. Те же самые процессы сопровождались фракционированием микроэлементов и должны были повлиять на их содержание и пространственное распределение в масштабах мантии. В этом разделе показано, что пространственное распределение редкоземельных элементов (РЗЭ), то есть элементов группы лантана, в верхней мантии является информативным и чувствительным инструментом, который позволяет выяснить важные особенности протекания процессов крупномасштабного плавления в мантии кратонов. Мы начнем с

анализа наблюдений РЗЭ в клинопироксене и гранате из ксенолитов кимберлитов кратона Каапвааль [209, 139, 140] и острова Сомерсет, арктическая Канада [365]. Затем излагается простая модель деплетирования мантии во время крупномасштабного частичного плавления, которая основывается на лабораторных измерениях коэффициентов диффузии РЗЭ в диопсиде и пиропе [243, 347] и значениях коэффициентов распределения РЗЭ между расплавом и клинопироксеном или гранатом, следующих из модели упругой деформации решетки [433, 415].

4.2. Зависимость концентраций РЗЭ в клинопироксене и гранате мантии кратонов от давления

На Рис. 4.1-4.4 показаны зависимости от давления P (ГПа) концентраций C (ppm по массе) РЗЭ в клинопироксене и гранате из ксенолитов кимберлитов кратона Каапвааль, Южная Африка, и острова Сомерсет, полярная Канада. Используются аналитические данные [209] (клинопироксен и гранат из 23 образцов гранатовых лерцолитов из трубок Бултфонтейн, Ягерсфонтейн, Монастери и Премьер), [139, 140] (гранаты из 11 образцов перидотитов трубки Ягерсфонтейн) и [365] (клинопироксен и гранат из 11 образцов гранатовых перидотитов и гранатовых пироксенитов из кимберлита Nikos, о. Сомерсет, Канада). Никакой корреляции наблюдаемых содержаний с географическим положением или возрастом кимберлитов обнаружено не было, поэтому на Рис. 4.1-4.4 данные, относящиеся к различным кимберлитам, показаны одними и теми же символами.

Гранаты Ягерсфонтейн [140] гетерогенны — концентрации микроэлементов в них отличаются на периферии и в центре зерен. Предполагая, что содержания на периферии зерен указывают на изменения, вызванные взаимодействием породы с кимберлитовой магмой, доставившей

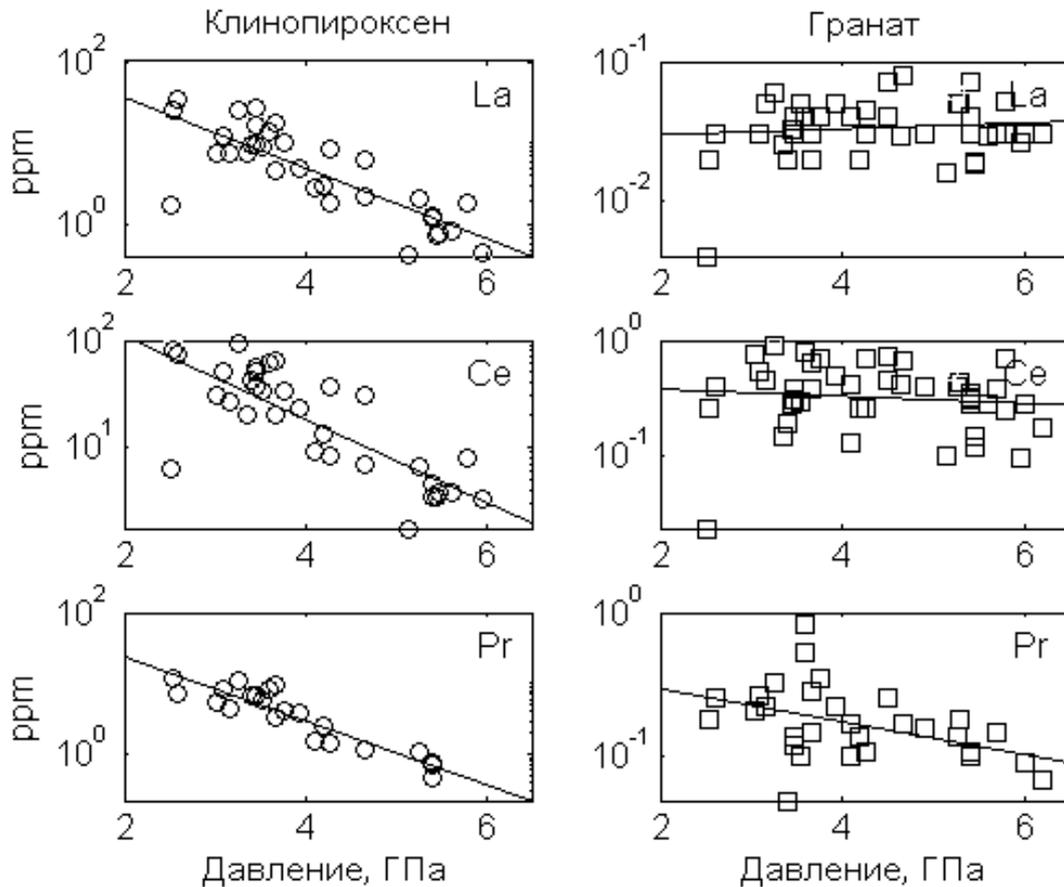


Рис. 4.1. Концентрации (ppm) La, Ce и Pr в клинопироксене (левая колонка) и гранате (правая колонка) из ксенолитов кимберлитов кратона Каапвааль [139, 140, 365] и о. Сомерсет, Канада [243], в зависимости от давления P , ГПа. Все графики показаны в полулогарифмическом масштабе. Прямые показывают линейную регрессию $\ln C$ на P .

ксенолиты на поверхность, использовались только концентрации в центре зерен.

В качестве оценки давления были взяты термобарометрические данные из работ [140, 365], а также среднее арифметическое трех определений давления в работе [209] по трем различным барометрам [420, 326, 135].

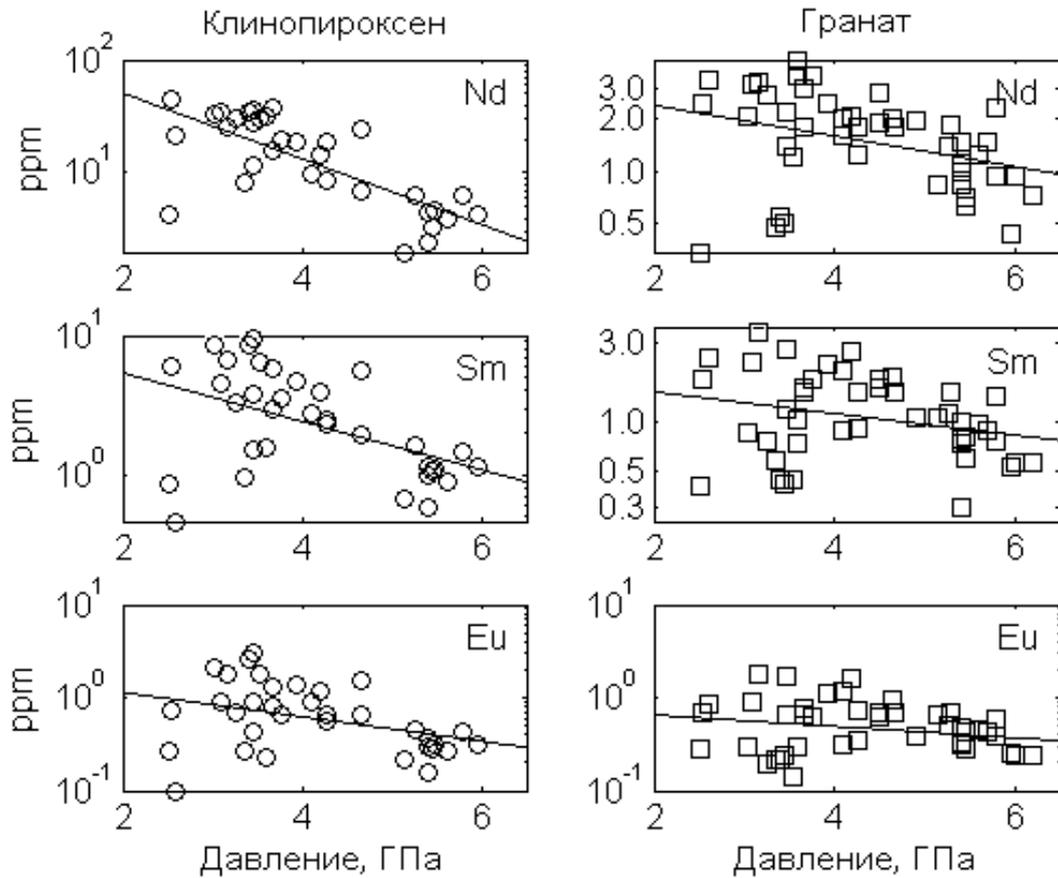


Рис. 4.2. То же, что на Рис. 4.1, но для Nd, Sm и Eu.

Все графики на Рис. 4.1-4.4 приведены в полулогарифмическом масштабе. Как видно из этих рисунков, концентрации РЗЭ примерно экспоненциально зависят от давления, что особенно отчетливо выражено для легких РЗЭ (ЛРЗЭ) в клинопироксене, причем быстрое убывание, наблюдаемое для легких РЗЭ, сменяется слабым возрастанием для тяжелых РЗЭ (ТРЗЭ).

Прямые линии на Рис. 4.1-4.4 показывают линейную регрессию $\ln C$ на P :

$$\ln C_i^k = A_i^k - \Gamma_i^k P, \quad (4.1)$$

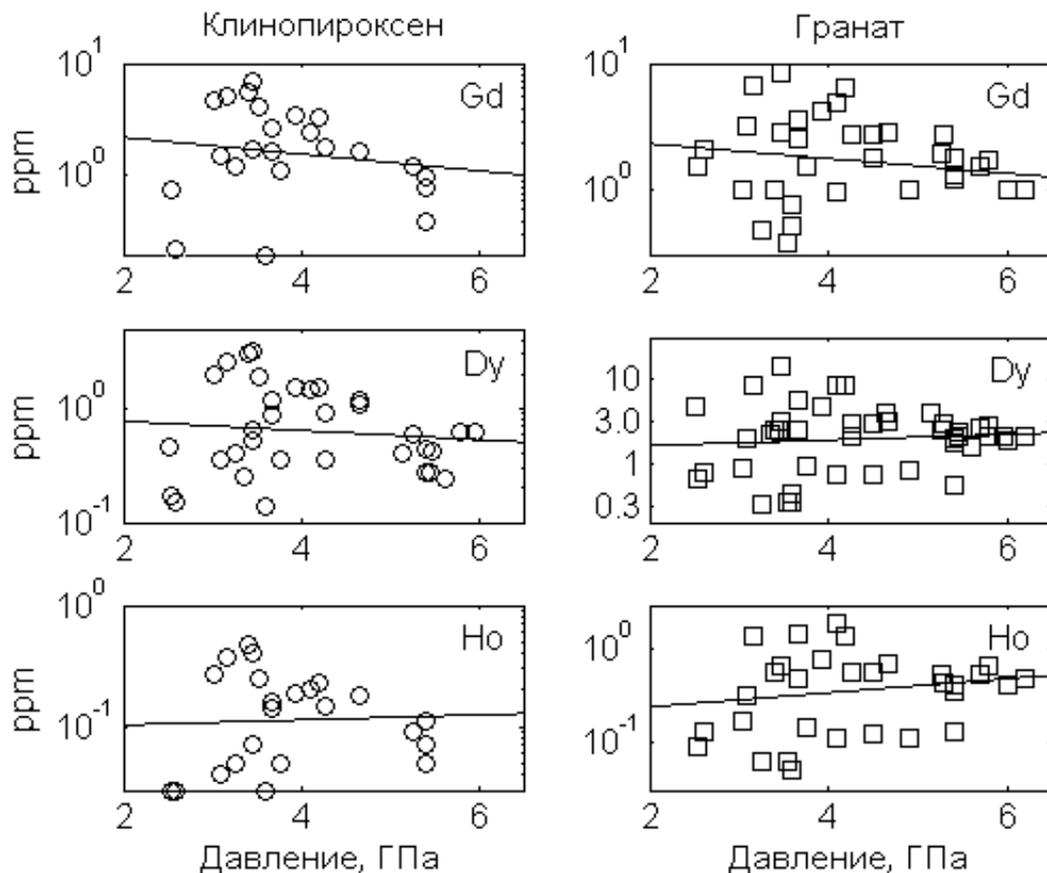


Рис. 4.3. То же, что на Рис. 4.1, но для Gd, Dy и Ho.

где верхний индекс k отличает РЗЭ (от La до Lu), нижний индекс отмечает минеральную фазу ($i=ol, орх, срх, gt$). Коэффициенты Γ_i^k представляют собой наклоны наилучшей линейной аппроксимации данных на плоскости $\ln C - P$ (с обратным знаком), а их зависимость от i (т. е. минерала) и k (т. е. РЗЭ) является наиболее важной характеристикой пространственного фракционирования, которое рассматривается в этом разделе. Ниже для краткости величины Γ_i^k будут называться просто наклонами, а индексы, различающие РЗЭ и модальные минералы, будут опускаться, если это не может привести к неоднозначности.

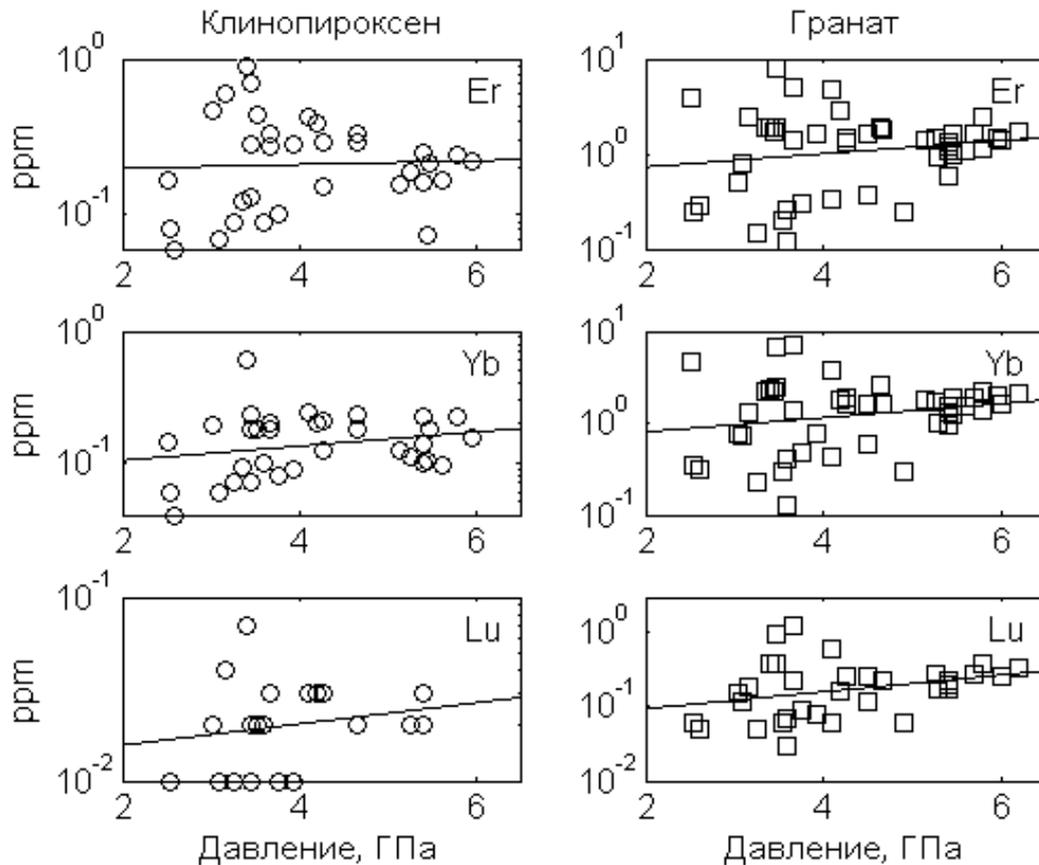


Рис. 4.4. То же, что на Рис. 4.1, но для Er, Yb и Lu.

Наклоны Γ для большинства РЗЭ в клинопироксене (кружки) и гранате (квадраты) показаны на Рис. 4.5 вместе с доверительным интервалом на уровне 95%. Как видно из этого рисунка, наклоны линейной регрессии $\ln C$ на P для РЗЭ в клинопироксене (кружки) почти монотонно (за исключением Pr) убывают от лантана $\Gamma_{\text{срх}}^{\text{La}} = +1 \text{ ГПа}^{-1}$ до лютеция $\Gamma_{\text{срх}}^{\text{Lu}} = -0,15 \text{ ГПа}^{-1}$. Для РЗЭ в гранате Γ изменяется в пределах от $+0,3$ до $-0,3 \text{ ГПа}^{-1}$. Подчеркнем, что химические свойства РЗЭ одинаковы и отношение содержаний РЗЭ внутри группы могут измениться только в присутствии расплава из-за уменьшения от La до Yb “некогерентности” элементов. По этой причине быстрое уменьшение содержания легких РЗЭ с глубиной в диапазоне давлений 2 — 6 ГПа свидетельствует о возрастании степени деплетирования (относительной

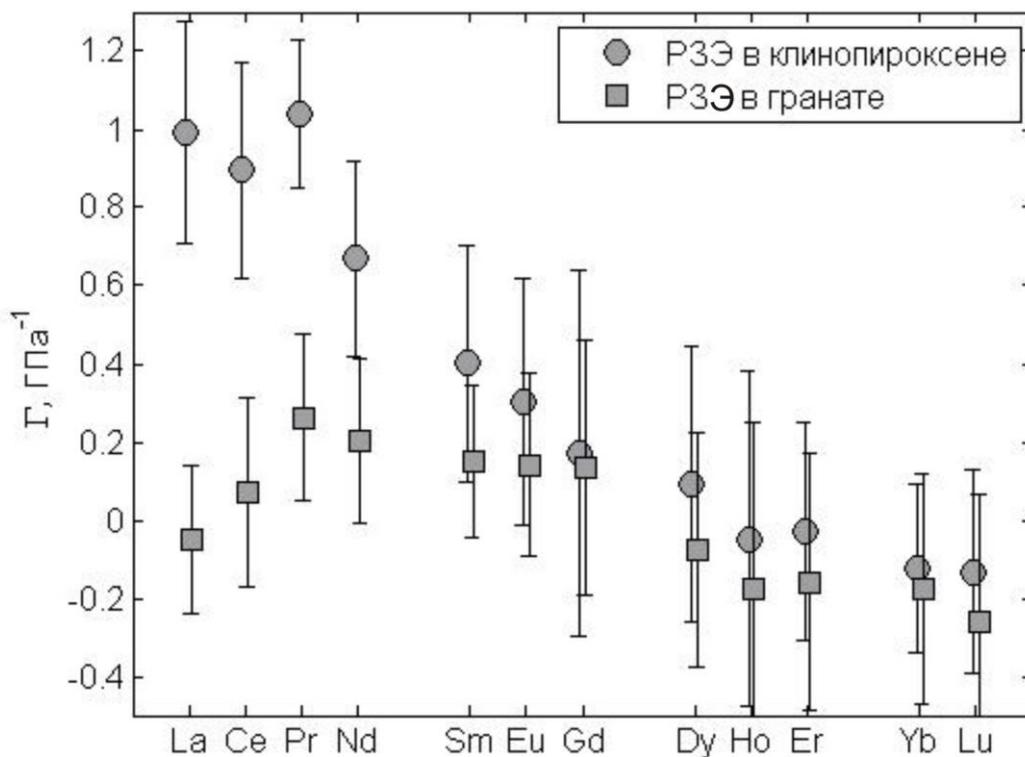


Рис. 4.5. Наклоны Γ прямых линейной регрессии $\ln C$ на P (уравнение (4.1)) содержаний РЗЭ в клинопироксене (кружки) и гранате (квадраты) (см. Рис. 4.1-4.4). Погрешности показаны как доверительный интервал на уровне 95%.

части массы, потерянной породой из-за плавления и сегрегации расплава). Одновременно, с глубиной изменяются отношения РЗЭ, то есть наблюдается крупномасштабное пространственное фракционирование РЗЭ.

Мы будем предполагать, что пространственное фракционирование сопровождало мантийное плавление в ранней истории кратонов и обсудим механизмы, которые могли привести к наблюдаемому значительному и закономерному изменению наклонов Γ зависимостей $\ln C$ от давления вдоль группы РЗЭ (Рис. 4.5), то есть, фактически, к зависимости Γ от ионного радиуса. Пространственное фракционирование означает изменение с

глубиной отношений содержаний элементов внутри группы (например, La/Yb) и потому сильно ограничивает выбор возможных интерпретаций. В частности, можно исключить из рассмотрения все механизмы, которые одинаково влияют на содержания различных РЗЭ. Например, в первом приближении можно не принимать во внимание переменность по глубине степени плавления $\phi(P)$, которая не приводит к заметному пространственному фракционированию.

Зависимость от ионного радиуса может обеспечить единственный эффект — химическая дифференциация, т. е. диффузионное распределение химического элемента между контактирующими фазами.

В следующем параграфе мы рассмотрим задачу о деплетировании породы в процессе диффузии.

4.3. Эволюция содержания примесей в породе, состоящей из сферических зерен

Заметим, прежде всего, что в диффузионной проблеме логично использовать концентрации, выраженные в объемных единицах (м^{-3}), а не массовые содержания, которые традиционно используются в геохимии. Естественно, одни единицы легко пересчитываются в другие. Например, если x_i — массовые содержания модальных минералов (т. е. масса минерала i в единице массы породы), а C_i^k — массовое содержание примеси k в минерале i , то, введя осредненную по породе плотность ρ_{bulk}

$$\frac{1}{\rho_{bulk}} = \sum_i \frac{x_i}{\rho_i},$$

где ρ_i — плотность минерала i , можно записать объемные минеральные пропорции x_i^* (объем минерала i в единице объема породы) и концентрации C_i^{k*} (моль/ м^3), как

$$x_i^* = x_i \frac{\rho_{bulk}}{\rho_i},$$

$$C_i^{k*} = C_i^k \frac{\rho_i}{\mu_k}$$

соответственно, где μ_k – молярная масса примеси.

Таким образом, если не принимать во внимание различие плотностей модальных минералов и отличие плотности расплава от плотности твердой фазы, которые не являются принципиальными для рассматриваемой задачи, то модальные пропорции в обоих представлениях совпадают, а концентрации отличаются от массовых содержаний постоянным множителем, который в окончательный ответ просто не входит. Поэтому ниже мы не будем различать массовые и объемные содержания, пренебрегая вносимой этим погрешностью. Верхние индексы, отмечающие примеси, далее для краткости будут опускаться.

Будем считать, что до плавления пропорции модальных минералов и содержания примеси в них составляли x_{0i} и C_{0i} соответственно ($i=ol, орх, срх, gt$). В результате плавления степени ϕ образовался расплав и твердый рестит, минеральные пропорции x_i в котором, вообще говоря, отличаются от минерального состава исходной породы x_{0i} .

Поскольку диффузионный обмен между твердой фазой и расплавом происходит намного медленнее плавления, то сразу после плавления содержание примеси в минералах рестита такое же, как до плавления, то есть C_{0i} , а начальное содержание примеси в расплаве легко находится из уравнения баланса:

$$y_0 = \frac{\sum_i C_{0i} (x_{0i} - (1 - \phi)x_i)}{\phi}, \quad (4.2)$$

где суммирование выполняется по модальным минералам.

Приближенно можно считать, что рестит состоит из сферических зерен. Пусть n_{im} — концентрация зерен минерала i , имеющих радиусы R_{im} . Тогда объемное содержание минерала i

$$x_i = \sum_m n_{im} \frac{4\pi R_{im}^3}{3}, \quad (4.3)$$

где суммирование производится по всем группам разного радиуса. Коэффициент диффузии в расплаве на несколько порядков выше, чем в твердой фазе. Поэтому приближенно можно считать, что примесь в расплаве распределена однородно и, в частности, ее содержание одно и то же вдоль всей поверхности зерна. Вследствие этого внутри зерна распределение примеси является сферически симметричным, а ее содержание $C_{im}(r, t)$ зависит только от времени и расстояния r до центра и описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial C_{im}(\tau, \rho)}{\partial \tau} = \gamma_{im} \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 \frac{\partial C_{im}}{\partial \rho}, \quad (4.4)$$

где $\tau=t/t_r$ — безразмерное время, t_r — время сегрегации расплава, $\rho=r/R_{im}$ — безразмерное расстояние от центра зерна, $\gamma_{im} = \kappa_i t_r / R_{im}^2$ — безразмерный эффективный коэффициент диффузии в зерне радиуса R_{im} , κ_i — коэффициент диффузии примеси в минеральной фазе i . Из (4.4) очевидно, что, фактически, для зерен, принадлежащих к одной группе (т. е., имеющих одинаковый состав и радиус), зависимость концентрации от времени определяется безразмерным параметром $\tau_{im} = \gamma_{im} \tau = \kappa_i t / R_{im}^2$.

Удобно разбить γ_{im} на произведение двух множителей

$$\gamma_{im} = \tau_{im}^r \frac{\kappa_i}{\kappa_d}, \quad (4.5)$$

один из которых κ_i / κ_d описывает материальные свойства минерала, а второй

$$\tau_{im}^r = \frac{\kappa_d t_r}{R_{im}^2} \quad (4.6)$$

— безразмерное время сегрегации. Здесь $\kappa_d = 10^{-18} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ — константа, равная по порядку величины коэффициенту диффузии ЛРЗЭ в клинопироксене при условиях сухого солидуса и введенная для обезразмеривания.

Как известно (см., например, [53]), на границе между двумя контактирующими фазами отношение концентраций примеси в двух фазах полностью определяется термодинамическими условиями (и, вообще говоря, составом):

$$\frac{C}{y} = D(T, P), \quad (4.7)$$

где C и y — концентрации элемента в твердой фазе и расплаве соответственно, а $D(T, P)$ — коэффициент распределения примеси между твердой фазой и расплавом, введенный в геохимическую практику В. Гольдшмидтом и сильно зависящий от ионного радиуса (например, [136, 126]). Тогда начальные и граничные условия для уравнений (4.4) имеют вид:

$$C_{im}(0, \rho) = C_{0i}, \quad (4.8)$$

$$C_{im}(\tau, 1) = D_i y(\tau), \quad (4.9)$$

где C_{0i} — начальное содержание микроэлемента в зернах минерала i , $y(\tau)$ — содержание элемента в расплаве.

Чтобы замкнуть систему, нам необходимо уравнение баланса для расчета y . Пусть $c_{im}(t)$ — содержание элемента в зернах группы m минерала i , осредненное по объему зерна:

$$c_{im}(t) = \frac{3}{4\pi R_{im}^3} \int_0^{R_{im}} 4\pi r^2 C_{im}(t, r) dr \quad (4.10)$$

или

$$c_{im}(\tau) = 3 \int_0^1 \rho^2 C_{im}(\tau, \rho) d\rho. \quad (4.11)$$

Теперь можно найти содержание $\bar{C}_i(\tau)$, осредненное по минеральной фазе. Именно эти средние содержания определяются в лабораторных условиях:

$$\bar{C}_i(\tau) = \frac{1}{x_i} \sum_m \frac{4\pi R_{im}^3}{3} n_{im} c_{im}(\tau). \quad (4.12)$$

Уравнение баланса примеси записывается теперь обычным образом:

$$C_{0bulk} = y(\tau)\phi + (1 - \phi) \sum_i x_i \bar{C}_i(\tau), \quad (4.13)$$

где валовое начальное содержание C_{0bulk} зависит от начальных модальных пропорций x_{0i} и начальных минеральных содержаний C_{0i} :

$$C_{0bulk} = \sum_i x_{0i} C_{0i}. \quad (4.14)$$

Уравнение (4.13) замыкает систему уравнений для диффузионной задачи.

После достижения полного диффузионного равновесия в расплаве и минеральных фазах установятся предельные значения концентраций y_{eq} , C_{ieq} , которые легко находятся из (4.13) и условия (4.7) (см. [267]):

$$y_{eq} = \frac{C_{0bulk}}{\phi + (1 - \phi)D_{bulk}}, \quad C_{ieq} = D_i y_{eq}, \quad (4.15)$$

где $D_{bulk} = \sum_i x_i D_i$.

Введем функцию $\beta_i(\tau)$, которая показывает, насколько средняя концентрация $\bar{C}_i(\tau)$ близка к предельному равновесному значению:

$$\beta_i(\tau) = \frac{\bar{C}_i(\tau) - C_{ieq}}{C_{oi} - C_{ieq}}. \quad (4.16)$$

В общем случае задача нахождения $\beta_i(\tau)$ требует численного решения. Однако для некогерентных элементов (например, легких РЗЭ) $D_i \ll 1$, так что приближенно можно положить $D_i \approx 0$. Тогда из (4.9)

$$C_{mi}(\tau, 1) \approx 0, \quad (4.17)$$

и задача сводится просто к задаче о диффузии в шаре с нулевым граничным условием.

Это уравнение легко решается стандартным методом разделения переменных. Решение для радиальной части $P(\rho)$ выражается через функцию Бесселя первого рода порядка 1/2: $P(\rho) = J_{1/2}(v\rho)/\sqrt{v\rho}$ [Градштейн, Рыжик, 1971, с. 985], где $-v^2$ — параметр разделения, а полное решение представляется в виде ряда по этим функциям:

$$C(\tau_{im}, \rho) = \sum_1^{\infty} a_k \frac{\sin v_k \rho}{v_k \rho} \exp(-v_k^2 \tau_{im}). \quad (4.18)$$

Коэффициенты разложения a_k находятся из начальных условий, а параметры v_k должны выбираться таким образом, чтобы условия на границе зерна ($\rho=1$) выполнялись автоматически. Для абсолютно несовместной примеси это означает, что $\sin v_k = 0$, т.е. $v_k = \pi k$, $k=1, 2, \dots$.

Теперь из уравнения (4.16), в котором нужно положить $C_{ieq} = 0$ (абсолютно несовместимая примесь), получаем

$$\beta_i(\tau_{im}) = \frac{1}{x_i} \sum_m \frac{4\pi R_{im}^3}{3} n_{im} C_{im}(\tau_{im}), \quad (4.19)$$

$$C_{im}(\xi) = 3 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{a_k}{v_k^3} \exp(-v_k^2 \xi) (\sin v_k - v_k \cos v_k). \quad (4.20)$$

Ряд в уравнении (4.20) сходится экспоненциально быстро. Поэтому для оценки характерного безразмерного времени деплетирования достаточно первого слагаемого:

$$\xi_{depl} = \frac{1}{v_1^2} \approx 0,101. \quad (4.21)$$

Для зерен разного типа характерное время деплетирования (размерное)

$$t_{depl,im} = \xi_{depl} \frac{R_{im}^2}{\kappa_i}. \quad (4.22)$$

4.4. Интерпретация

Если при диффузионном распределении химического элемента между контактирующими фазами контакт между фазами является достаточно длительным, то распределение примеси внутри каждой из фаз становится однородным, а отношение концентраций подчиняется уравнению (4.7). В таком случае мы будем называть дифференциацию равновесной. В случае непродолжительного контакта полное диффузионное равновесие не успевает установиться, а условие (4.7) выполняется только на межфазных границах. Хоффман и Харт [236] впервые обратили внимание на то, что эта ситуация

вполне вероятно вследствие медленности диффузии в мантийных минералах. О такой дифференциации будем говорить как о неравновесной.

Хотя равновесная химическая дифференциация должна сопровождаться пространственным фракционированием уже вследствие PT -зависимости коэффициента распределения $D(T,P)$, это фракционирование, как будет показано ниже, значительно слабее наблюдаемого. В настоящем разделе показано, что наиболее вероятной причиной значительного наблюдаемого эффекта (Рис. 4.5) является неравновесная химическая дифференциация, сопровождающая крупномасштабное плавление мантии и вынос расплава.

Качественно это можно продемонстрировать следующим образом. Предположим, что минеральное зерно породы, начальная концентрация примеси в котором составляла C_{0i} , контактировало с расплавом в течение конечного времени t , после чего расплав покинул систему. Пока фазы находились в контакте, между ними происходил диффузионный обмен. Если бы время контакта было бесконечно велико, то концентрации всех примесей в расплаве и зерне достигли бы равновесных значений y_{eq} , C_{ieq} , которые могут быть найдены из уравнения баланса примеси с учетом условий (4.7) на границе между кристаллическими зёрнами породы и расплавом (например, [372]; см. уравнение (4.15)).

Для краткости процесс диффузионного перераспределения примеси между расплавом и кристаллическими зёрнами твердой породы мы всегда будем называть деплетированием, несмотря на то, что в общем случае установление диффузионного равновесия может сопровождаться как уменьшением, так и увеличением концентрации в твердой фазе.

Как показано в подразделе 4.3, в общем случае концентрация C примеси в некотором зерне и ее зависимость от координат определяется безразмерным временем $\tau = kt/R^2$, где k – коэффициент диффузии, а R – характерный размер зерна. Коэффициент диффузии РЗЭ в диопсиде и пиропе [243, 347] вдоль геотермы возрастает. Поэтому безразмерное время τ ,

соответствующее одному и тому же времени t контакта расплава с твердой породой, с глубиной возрастает. Иначе говоря, чем больше глубина, тем большая часть некогерентных элементов успевает диффундировать из рестита в расплав, приводя к убывающей зависимости остаточной концентрации в рестите от давления. Фактически, это означает, что эффективный коэффициент распределения с глубиной убывает. Безразмерное время $\tau_{depl}=0,101$, которое соответствует уменьшению концентрации абсолютно несовместимых элементов ($D=0$) в рестите в e раз, можно назвать характерным временем деплетирования. Для некогерентных элементов эффект неравновесной дифференциации наиболее значителен, если на малых глубинах $\tau < \tau_{depl}$, то есть рестит почти не деплетирован, а на больших глубинах $\tau > \tau_{depl}$. В этом случае зависимость $C(P)$ оказывается крутой, а ее наклон Γ принимает большое значение.

Как свидетельствуют экспериментальные данные [243, 347], зависимость коэффициента диффузии от термодинамических параметров описывается соотношением Аррениуса:

$$\kappa = \kappa_0 \exp\left(-\frac{E_a + PV_a}{R_g T}\right), \quad (4.23)$$

где T — абсолютная температура, E_a и V_a — энергия и объем активации соответственно, R_g — универсальная газовая постоянная, κ_0 — предэкспоненциальный множитель, не зависящий от температуры и давления. В модели, описанной выше, можно ожидать, что наклоны Γ больше для тех элементов, для которых коэффициент диффузии быстрее возрастает с ростом температуры вдоль геотермы, то есть наклоны должны коррелировать с энергией активации диффузии (значения объема активации примерно одинаковы для всех РЗЭ [347]), существование такой корреляции иллюстрируется Рис. 4.6. На этом рисунке пустыми символами показаны

результаты исследования диффузии пяти РЗЭ (La, Ce, Nd, Dy, Yb) в клинопироксене [243], а заполненными — экстраполяция экспериментальных данных [414], основывающаяся на модели упругой деформации решетки [243]. Несмотря на значительные экспериментальные погрешности, существование корреляции между энергией активации диффузии РЗЭ в клинопироксене и наблюдаемыми наклонами вполне очевидно, причем экстраполированные данные демонстрируют полную корреляцию. Это является сильным аргументом в пользу неравновесной дифференциации как механизма формирования наблюдаемого пространственного фракционирования РЗЭ в верхней мантии.

4.5. Основная модель

Для количественной иллюстрации того, как возникает пространственное фракционирование РЗЭ, рассмотрим упрощенную модель частичного плавления мантии. Мы будем предполагать, что некоторая область мантии испытывает плавление степени ϕ . Поскольку температуропроводность, которая по порядку величины $\sim 10^{-6} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$, много больше коэффициента диффузии ($< 10^{-18} - 10^{-17} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$), прогрев и плавление происходят быстро по сравнению с установлением диффузионного равновесия. Иначе говоря, рассматривая диффузионную задачу, можно пренебречь неоднородностью температуры и считать степень плавления постоянной. Дополнительным существенным упрощением является то, что можно также пренебречь неоднородностью распределения примесей в расплаве, поскольку диффузия в расплаве является намного более быстрой ($\sim 10^{-12} - 10^{-11} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$; [182]), чем в твердой фазе. После плавления расплав в течение некоторого времени t_r диффузионно обменивается примесями с реститом, а затем покидает систему. Если коэффициент распределения примеси между расплавом и хотя бы одной из минеральных фаз рестита отличен от нуля, то задача требует численного решения. Метод решения описан в подразделе 4.3.

4.6. Параметры модели

Характер дифференциации РЗЭ в мантии определяется зависимостью коэффициентов распределения расплав-минерал и коэффициентов диффузии от PT условий и состава; распределением РЗЭ в мантии до плавления; размером зерен минералов и продолжительностью контакта расплава с реститом, составом пород и видом кривой плавления. Выбор этих параметров кратко обсуждается ниже в этом и следующем разделах.

1) Коэффициенты распределения РЗЭ между расплавом и мантийными минералами надежно рассчитываются как функции термодинамических параметров и состава в рамках феноменологической модели деформации решетки [136, 126]. Для клинопироксена и граната соответствующая параметризация выполнена в работах [433, 415]. Использование моделей [433, 415] требует некоторых данных о составе мантийного клинопироксена и граната, таких, например, как доля вакансий $M2$ в клинопироксене, заполненных кальцием, или минеральный состав гранатов. Эти данные рассчитывались по стандартным минералогическим методикам в предположении, что ксенолиты, исследованные в работах [209, 139, 140, 365], являются представительными с точки зрения содержаний не только РЗЭ, но и породообразующих элементов.

2) Коэффициенты диффузии представлялись соотношением Аррениуса (4.23). Энергии и объемы активации и предэкспоненциальные множители для диффузии РЗЭ в клинопироксене оценены Ван Орманом и др. [414]. Для граната использовались непосредственно экспериментальные данные [347]. Недостающие данные для граната находились линейной интерполяцией логарифмов коэффициентов диффузии по ионному радиусу [371] с использованием измерений для ближайших элементов.

3) В качестве кривых плавления использована параметризация, предложенная в работе [262], которая учитывает термодинамические ограничения и согласуется с существующими в настоящее время

экспериментальными данными о плавлении сухого и влажного перидотита. Ее достоинством является то, что она позволяет рассчитать температуру частично расплавленной мантии как функцию не только давления, но также и степени плавления и содержания воды. Для общности мы учтем влияние воды, приняв ее содержание 0,02% по массе, что близко к максимальному наблюдаемому содержанию воды в природном оливине [119], наиболее распространенном минерале мантийных пород. Заметим, однако, что при степени плавления, превышающей примерно 5–10%, влияние воды на равновесную температуру не существенно. Оно проявляется только в понижении температуры солидуса, который представляет собой верхнюю границу геотермы на этапе, предшествующем плавлению. В численных моделях, описанных ниже, принималось, что в начале плавления геотерма совпадала с солидусом. Этот выбор влияет только на начальные значения минеральных содержаний. Для легких РЗЭ в клинопироксене, для которых наблюдаемый эффект наиболее значителен, начальные содержания, как будет видно из дальнейшего, слабо сказываются на окончательных значениях наклонов зависимости содержаний РЗЭ от давления.

4) Мы рассмотрели два варианта состава мантии, испытывающей частичное плавление. Ниже мы называем фертильным перидотитом породу, которая использовалась Уолтером [422] для экспериментов по частичному плавлению и содержала при давлении 3 ГПа около 27% клинопироксена и 4% граната по массе. При фиксированном валовом химическом составе минеральный состав породы зависит от давления ([422]); а минеральный состав рестита зависит, кроме того, от степени плавления, т. е. плавление не является модальным. Мы использовали лабораторные данные [422] о плавлении фертильного перидотита при давлении 3 и 7 ГПа [422], а для промежуточных давлений находили кривые плавления при помощи интерполяции. Породу, содержащую по массе 3% клинопироксена и 6% граната, будем называть деплетированным перидотитом. Как будет видно из

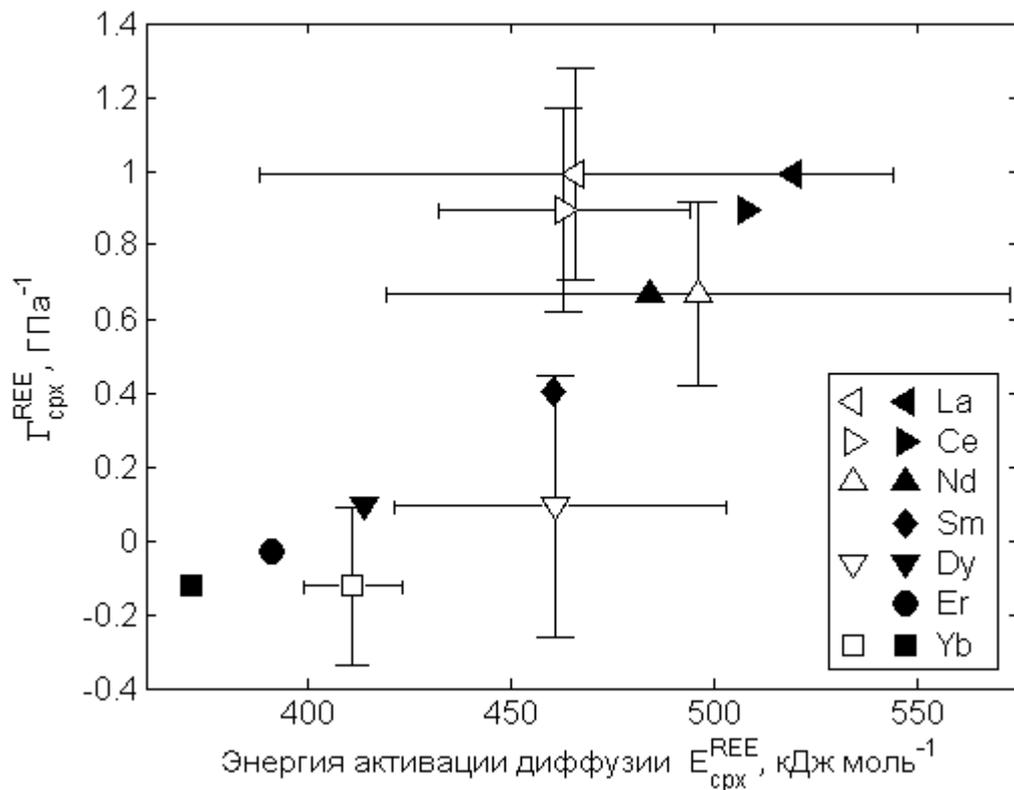


Рис. 4.6. Корреляция между наблюдаемыми наклонами $\Gamma_{срх}^{REE}$ и энергией активации диффузии РЗЭ в клинопироксене $E_{срх}^{REE}$. Значения энергии активации для La, Ce, Nd, Dy и Yb, показанные пустыми символами, — экспериментальные данные работы [243]. Заполненные символы — результат экстраполяции, выполненной в работе [414] и основывающейся на модели упругой деформации решетки [243].

дальнейшего, при плавлении деплетированного перидотита возникает расплав, слабо обогащенный примесями, вследствие чего деплетирование рестита оказывается глубоким, приводя к крутым зависимостям содержаний ЛРЗЭ в верхней мантии, близким к наблюдаемым.

5) Наконец, следует сказать, что в настоящей работе мы ограничиваемся моделированием диффузионного обмена только семью РЗЭ (La, Ce, Nd, Sm, Dy, Er, Yb) и только между расплавом и клинопироксеном и гранатом. Это

связано с ограниченностью имеющихся в настоящее время экспериментальных данных и означает, фактически, предположение о малости содержания РЗЭ в остальных минеральных фазах. Поскольку коэффициенты распределения минерал–расплав для всех фаз, кроме клинопироксена и граната, можно считать малыми (вследствие чего именно клинопироксен и гранат являются основными хранилищами микроэлементов в мантии), пренебрежение диффузионным обменом между расплавом и ортопироксеном и оливином не вносит заметную погрешность в рассчитанные содержания РЗЭ в клинопироксене и гранате.

4.7. Численные результаты

Во всех моделях вычисления строятся по следующей схеме. Вначале для каждого из редкоземельных элементов численно решается задача о диффузии элемента в полиминеральной частично расплавленной среде и находится минеральное содержание C_i^k при нескольких значениях давления в интервале 3 – 7 ГПа (зона устойчивости граната). Затем строится наилучшая (в смысле среднеквадратичного отклонения) линейная аппроксимация логарифма концентрации как функции давления. Наклон Γ_i^k этой аппроксимации сопоставляется с наблюдениями.

4.7.1. Распределения РЗЭ в верхней мантии до начала плавления

Начальное распределение РЗЭ в мантии, возникшее в результате аккреции, было вероятнее всего, приблизительно однородным. Во всяком случае, нет никаких оснований предполагать какие бы то ни было существенные отличия в пространственном распределении различных РЗЭ. Поскольку нас интересуют механизмы пространственного фракционирования РЗЭ, функционирование которых зависит от ионного

радиуса, естественно в качестве начального принять распределение РЗЭ по глубине $C_{0i}^k(P)$, которое примерно одинаково для всех РЗЭ.

В настоящей работе предполагается, что валовое содержание РЗЭ в породе $C_{0bulk}^k = \sum_i x_{0i}(P)C_{0i}^k(P)$ постоянно во всем рассматриваемом интервале глубин (3–7 ГПа), причем распределение каждого из РЗЭ между модальными минералами в эпоху, предшествующую плавлению, соответствует диффузионному равновесию, т. е.,

$$C_{0i}^k(P) = \frac{D_{0i}^k(P)}{D_{0bulk}^k(P)} C_{0bulk}^k, \quad i = \text{срх, gt}; \quad k = \text{La, Ce, Nd, Sm, Dy, Er, Yb}, \quad (4.24)$$

где D_{0i}^k – коэффициент распределения элемента k между расплавом и минералом i . $D_{0bulk}^k = \sum_i x_{0i} D_{0i}^k$ — валовый коэффициент распределения элемента k . Отметим, что постоянные множители не влияют на наклон зависимости логарифма содержания от давления, поэтому нет необходимости нормировать начальные распределения на наблюдаемые значения. Наклоны принятых начальных распределений РЗЭ в клинопироксене и гранате в деплетированной и фертильной моделях мантии показаны жирными кривыми на Рис. 4.7. Очевидно, что эти начальные распределения не имеют ничего общего с наблюдаемыми, то есть согласие между модельными результатами и наблюдениями не было изначально заложено в модель.

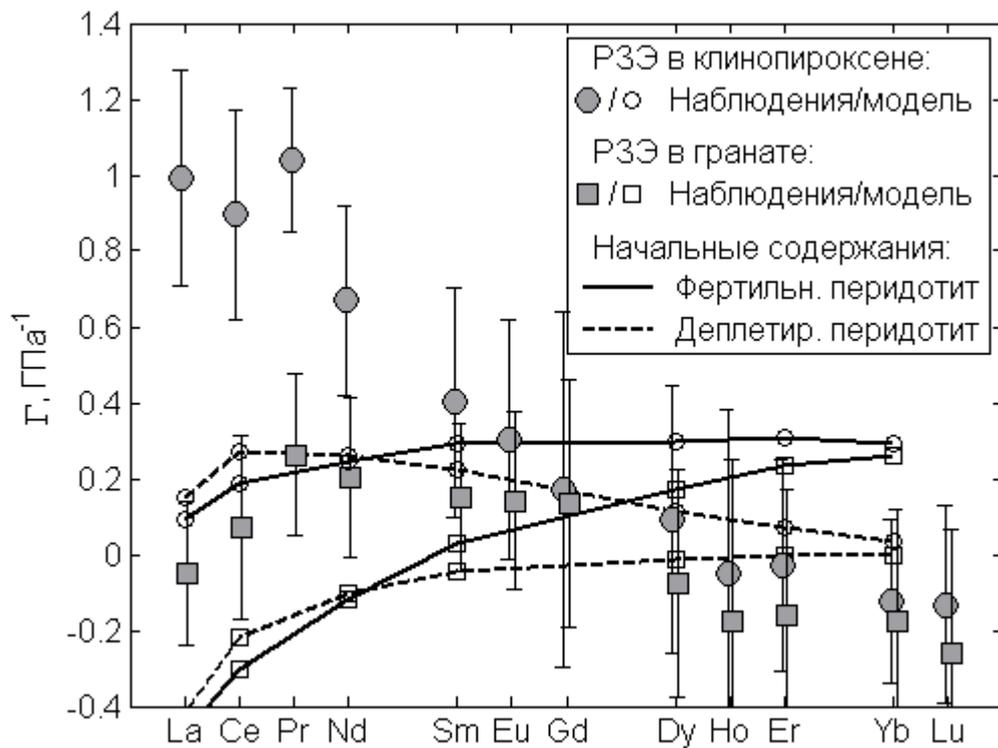


Рис. 4.7. Наклоны зависимостей $\ln C$ от P минеральных содержаний РЗЭ в эпоху, предшествующую плавлению. Сплошные символы — наблюдения. Кривые, отмеченные пустыми кружками и квадратами, показывают наклоны содержаний РЗЭ в клинопироксене и гранате соответственно. Сплошные кривые рассчитаны для мантии фертильного, а штриховые линии — деплетированного состава. В модели предполагается, что валовое содержание РЗЭ в мантии не зависит от глубины, а распределение РЗЭ между клинопироксеном и гранатом соответствует диффузионному равновесию.

4.7.2. Влияние продолжительности сегрегации и размера зерен минералов на пространственное фракционирование РЗЭ в мантии кратонов

Степень деплетирования кристаллического зерна минерала i , имеющего радиус R_{im} (индекс m выделяет группу зерен, имеющих одинаковый радиус), определяется соотношением между продолжительностью контакта зерна с расплавом t_r и характерным временем установления диффузионного равновесия $t_{depl,im}$ (см. (4.22)). Поэтому безразмерные величины $\tau_{im}^r = \kappa_d t_r / R_{im}^2$, где $\kappa_d = 10^{-18}$ м²/с — константа, по порядку величины совпадающая с коэффициентом диффузии в мантийных минералах и введенная для обезразмеривания, являются существенными параметрами модели. Ниже, если не оговорено специально, будет предполагаться, что все зерна одного минерала имеют одинаковые размеры (общий случай рассмотрен в подразделе 4.3), поэтому индекс m будет опускаться. Величину τ_i^r мы будем называть безразмерным временем сегрегации.

Надежные оценки для продолжительности контакта расплава с реститом t_r и характерных размеров зерен минералов $R_{срх}$, R_{gt} , тем более относящиеся к ранней истории мантии, сделать трудно. Тем не менее, известно, что размеры кристаллических зерен устойчивой текстуры мантийных пород превышают 2 мм [335] или даже приближаются к 1 см [395], т. е. радиусы зерен лежат в пределах примерно 1 – 10 мм. Приближенную оценку времени диффузионного обмена можно получить, предполагая фильтрационный механизм сегрегации расплава. При скорости фильтрации порядка 1 см/год и расстоянии, пройденном расплавом до сегрегации, от километра до десяти километров длительность диффузионного контакта может лежать в пределах от 0,1 – 1 млн. лет. Таким образом, τ_i^r варьируется в пределах 0,03—30. Сузить этот интервал, основываясь на физических соображениях или геологической информации, в настоящее время, по-видимому, не реально.

Интересно, однако, что наилучшее согласие модели с наблюдениями пространственного фракционирования лантана обеспечивают значения $\tau_{\text{срх,gt}}^r$, попадающие в этот интервал (см. Рис. 4.8). Как видно из Рис. 4.8, значения $\tau_{\text{срх}}^r$, соответствующие наилучшему согласию с наблюдениями, не зависят от модального состава и слабо зависят от степени плавления, убывая от 0,06 до 0,03 при возрастании степени плавления от 0,1 до 0,4. При численном моделировании значения $\tau_{\text{срх}}^r$ варьировались в этом интервале линейно по ϕ , а для граната было использовано значение $\tau_{\text{gt}}^r = 0,5$.

Постоянное по разрезу значение безразмерного времени сегрегации и предположение о том, что все кристаллы имеют одинаковые размеры, являются, конечно, значительным упрощением. Чтобы выяснить, как влияют вариация τ_i^r с глубиной и разброс радиусов зерен, мы рассмотрели дополнительно две модели. В одной из них предполагается, что $\tau_{\text{срх}}^r$ возрастает с глубиной в три раза в интервале глубин 3 — 7 ГПа, а во второй принимается, что существуют три группы зерен разного размера — центральная, включающая 40% общего числа зерен, и две боковые, содержащие по 30% зерен. Одной из боковых групп приписывалось втрое большее значение $\tau_{\text{срх}}^r$, чем безразмерное время сегрегации для центральной группы, а другой — втрое меньшее.

4.7.3. Равновесная дифференциация

Если диффузионный контакт между расплавом и реститом является продолжительным и/или размеры зерен минералов малы, то содержания примеси в расплаве и минералах рестита достигают равновесных значений (4.15), которые находятся из уравнения баланса (4.13) и условия (4.7) ([372]).

На Рис. 4.9 наклоны зависимостей $\ln C$ от P , соответствующие равновесной дифференциации, показаны для двух вариантов модальных

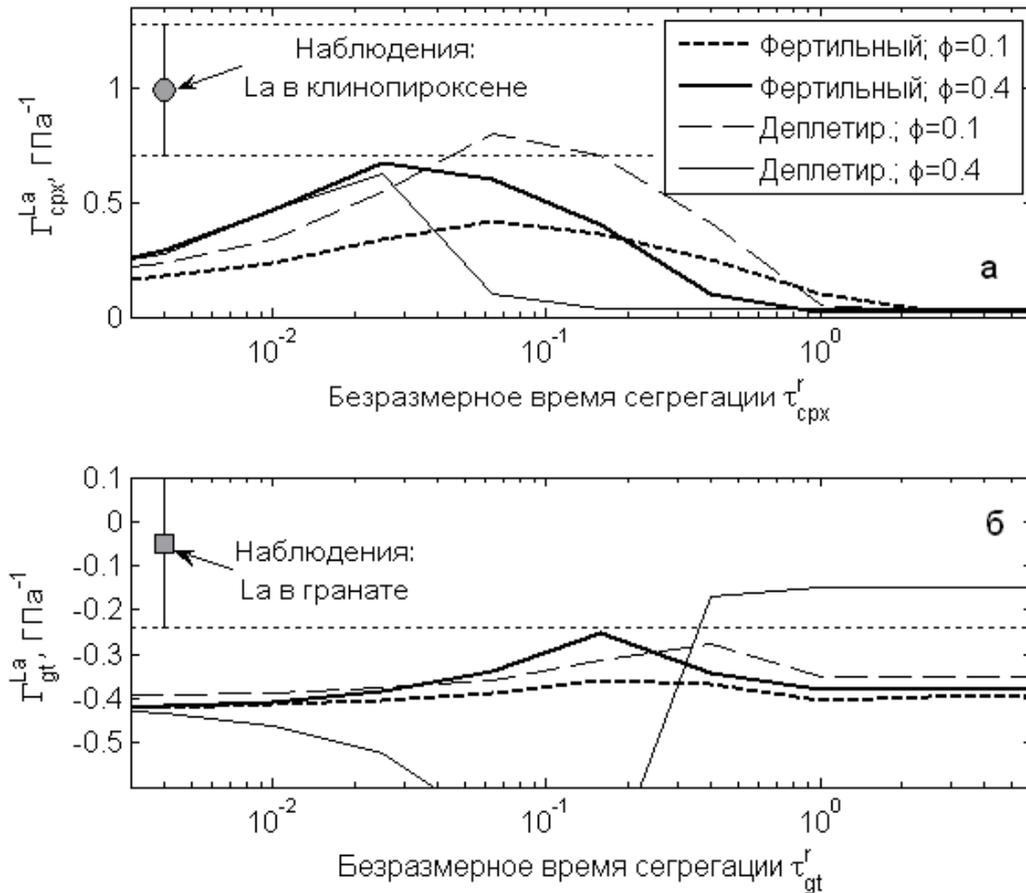


Рис. 4.8. Влияние безразмерного времени сегрегации $\tau_{\text{срх}}^r$ и τ_{gt}^r на наклон зависимости содержания лантана от давления в клинопироксене $\Gamma_{\text{срх}}^{\text{La}}$ (а) и гранате $\Gamma_{\text{gt}}^{\text{La}}$ (б). Жирные линии — фертильный, а тонкие — деплетированный перидотит. Штриховые линии — плавление низкой степени $\phi=0,1$; сплошные линии — плавление высокой степени $\phi=0,4$. Символы с погрешностями и пунктир показывают доверительный интервал наблюдаемых значений наклонов.

составов перидотита, — фертильного (жирные линии) и деплетированного (тонкие линии), испытывающих плавление умеренной $\phi=0,1$ (пунктир) или высокой $\phi=0,4$ (сплошные кривые) степени.

Как видно из Рис. 4.9, эффект равновесной дифференциации не согласуется с наблюдениями. Поскольку, кроме того, рассмотренные составы являются, по сути дела, крайними случаями возможного интервала составов мантийных перидотитов, то можно заключить, что равновесная дифференциация не может объяснить наблюдаемое пространственное фракционирование РЗЭ в мантии кратонов.

4.7.4. Неравновесная дифференциация: плавление фертильного перидотита

Результаты моделирования показаны на Рис. 4.10. Тонкие линии иллюстрируют пространственное фракционирование, сопровождающее плавление степени 10, 20 или 40 %. Значения t/R^2 выбирались таким образом, чтобы средние наклоны были максимальными ($\tau_{\text{срх}}^r = 0,06, 0,04, 0,025$ для $\phi = 0,1, 0,2, 0,4$ соответственно; $\tau_{\text{gt}}^r = 0,5$ (см. Рис. 4.8)).

Как видно из Рис. 4.10, с увеличением степени плавления фракционирование легких РЗЭ возрастает, но даже при степени плавления 40% остается меньше наблюдаемого. Реально, наклоны содержаний РЗЭ в клинопироксене должны быть меньше рассчитанных, поскольку разброс зерен по размерам, как и следует ожидать, уменьшает эффект (штрих-пунктирная линия). Наклоны содержаний легких РЗЭ максимальны, если разброс зерен по размерам отсутствует, а безразмерное время сегрегации $\tau_{\text{срх,gt}}^r$ возрастает с глубиной (жирные линии на Рис. 4.10 соответствуют возрастанию $\tau_{\text{срх,gt}}^r$ в три раза в интервале глубин 3 – 7 ГПа). Однако и в этом случае отличие рассчитанных значений от наблюдаемых превышает погрешность наблюдений.

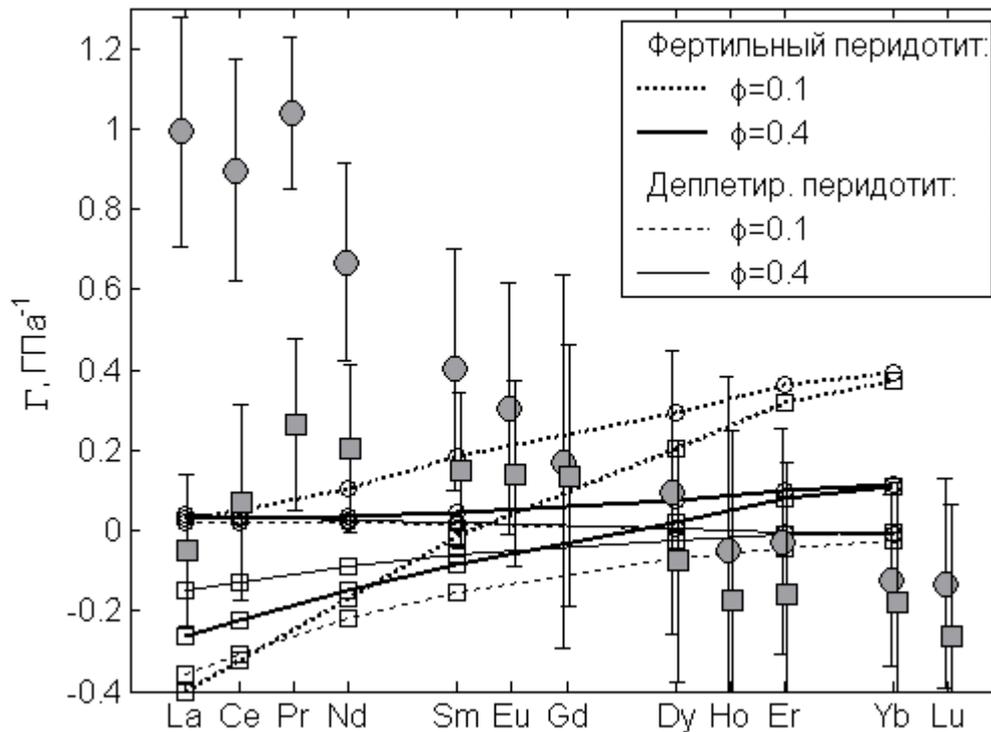


Рис. 4.9. Равновесная дифференциация РЗЭ в мантии. Жирными и тонкими линиями показаны наклоны зависимости $\ln C$ от P для клинопироксена (кружки) и граната (квадраты), рассчитанные для мантии фертильного и деплетированного состава соответственно. Пунктир — плавление степени $\phi=0,1$, сплошные линии — плавление степени $\phi=0,4$.

4.7.5. Неравновесная дифференциация: плавление деплетированного перидотита

Рис. 4.11 иллюстрирует пространственное фракционирование РЗЭ в мантии кратонов, возникающее вследствие частичного плавления деплетированного перидотита и последующей сегрегации расплава. В этом случае наклоны ЛРЗЭ изменяются со степенью плавления немонотонно — при промежуточной степени плавления $\phi=0,2$ наклоны выше, чем при $\phi=0,1$ и

$\phi=0,4$. При этом наклоны при плавлении умеренно высокой степени (10—20%) деплетированной мантии выше, чем в любом из вариантов модели фертильной мантии, и в пределах погрешностей согласуются с наблюдениями. Физически, отличие между деплетированной и фертильной мантиями определяется просто тем, что расплав, возникающий при плавлении деплетированного перидотита, оказывается значительно менее насыщенным некогерентными элементами, чем в случае фертильного состава. Поэтому на больших глубинах зерна клинопироксена в рестите пород деплетированного состава сильнее обеднены примесями, чем клинопироксен и гранат в остатке плавления фертильного перидотита. Как следствие, можно заключить, что наблюдаемое быстрое убывание содержаний ЛРЗЭ в мантийном клинопироксене с глубиной указывает на то, что мантия ранее была деплетирована, благодаря плавлению высокой степени, приведшему к «вымыванию» значительной части клинопироксена и граната.

4.7.6. Различие между легкими и тяжелыми РЗЭ

Как видно из Рис. 4.5, наклоны содержаний РЗЭ в клинопироксене быстро убывают вдоль группы РЗЭ. Фактически, начиная с Eu, значения наклонов содержаний РЗЭ как в клинопироксене, так и в гранате, в пределах погрешностей измерений не отличаются от нуля. Эти наблюдения вполне воспроизводятся моделью, причем, как следует из Рис. 4.8 и Рис. 4.9, модель деплетированной мантии и для тяжелых РЗЭ лучше согласуется с наблюдениями, чем фертильной. Малость наклонов содержаний тяжелых

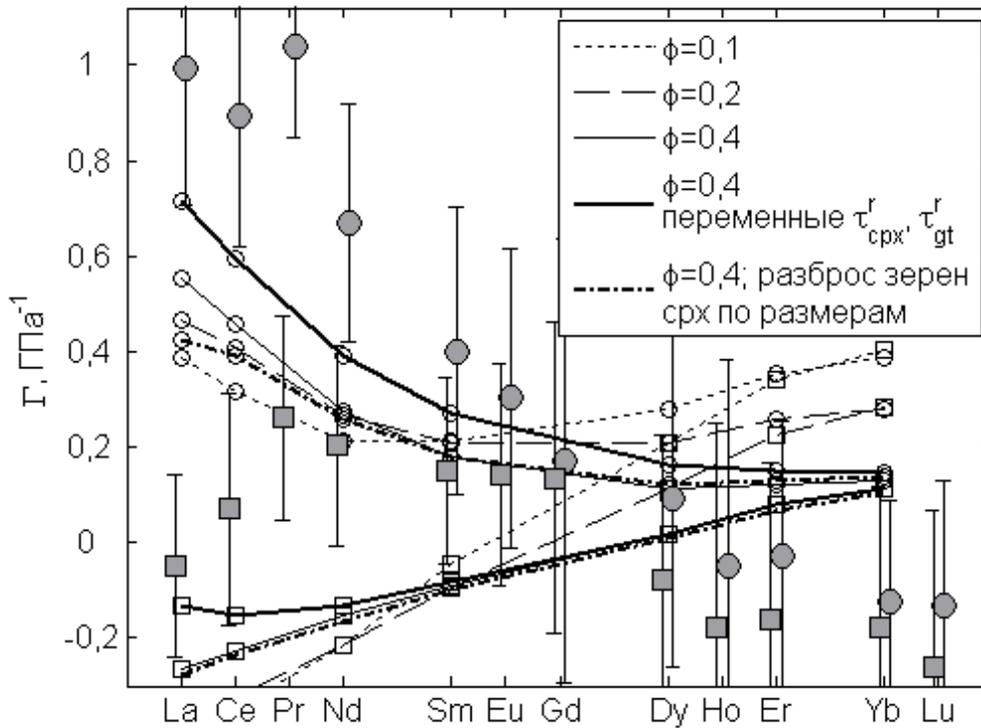


Рис. 4.10. Неравновесная дифференциация РЗЭ в верхней мантии, сопровождающая плавление фертильного перидотита. Тонкие линии — модель, в которой предполагается, что все зерна минерала имеют одинаковые размеры, а безразмерное время сегрегации не изменяется с глубиной. Пунктир — плавление степени $\phi=0,1$, штриховая линия — $\phi=0,2$, сплошная — $\phi=0,4$. Жирные кривые — варианты основной модели. Сплошная линия — $\phi=0,4$, а $\tau_{\text{срх,gt}}^r$ возрастают с глубиной в три раза в интервале давлений 3—7 ГПа. Штрих пунктирная линия — модель, в которой предполагается, что существуют три группы зерен клинопироксена разного размера. Одна из них составляет 40% по числу зерен. Для нее $\tau_{\text{срх}}^r=0,025$, $\tau_{\text{gt}}^r=0,5$. Две остальные группы составляют по 30% от общего числа зерен, причем одна из них имеет втрое большее $\tau_{\text{срх}}^r$ а вторая — втрое меньшее $\tau_{\text{срх}}^r$, чем средняя группа. Остальные обозначения см. Рис. 4.5, 4.7.

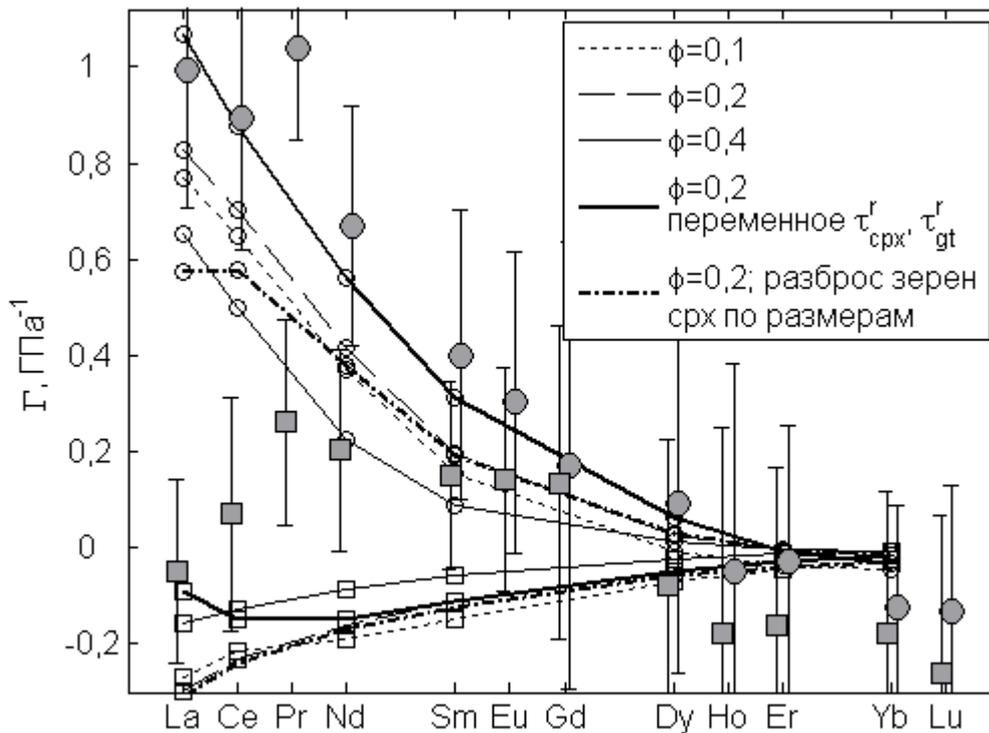


Рис. 4.11. Неравновесная дифференциация вследствие плавления деплетированного перидотита. В моделях с возрастающим с глубиной безразмерным временем сегрегации (жирная сплошная кривая) и разбросом зерен клинопироксена по размерам (штрих-пунктир) степень плавления принималась равной $\phi=0,2$. Остальные обозначения те же, что и на Рис. 4.10.

РЗЭ определяется не только медленным изменением коэффициентов диффузии вдоль кривой плавления (т. е. низким значением энергии активации), но также и близкими к единице коэффициентами распределения, что делает деплетирование рестита малоэффективным.

4.7.7. Различие между клинопироксеном и гранатом

Наблюдения (Рис. 4.5) свидетельствуют о том, что пространственное фракционирование РЗЭ в гранате намного менее выражено, чем в

клинопироксене. Например, содержание La в клинопироксене быстро убывает с глубиной, в то время как содержание La в гранате почти не зависит от глубины или даже медленно возрастает. Эти различия поведения содержаний РЗЭ в мантийных клинопироксенах и гранатах естественным образом объясняются в настоящей модели просто тем, что энергия активации диффузии РЗЭ в клинопироксене значительно выше, чем в гранате, и, следовательно, коэффициенты диффузии РЗЭ в клинопироксене значительно сильнее изменяются вдоль кривой плавления, чем коэффициенты диффузии в гранате. Например, для семи РЗЭ, для которых выполнялось моделирование в настоящей работе, энергия активации диффузии в клинопироксене лежит в пределах 370 – 520 кДж/моль (см. [414] и Рис. 4.6), в то время как энергия активации диффузии тех же РЗЭ в гранате не превышает или незначительно превышает 300 кДж/моль.

В то же время детального согласия между модельными результатами и наблюдениями для ЛРЗЭ в гранате достичь не удалось. Несколько факторов, в частности, значительная погрешность в определении объема активации, влияние которой возрастает с уменьшением энергии активации и ростом давления, могут быть причиной этого. Но, возможно, главный из этих факторов заключается в том, что принятые начальные значения наклонов РЗЭ в гранате C_{0gt}^{REE} , в отличие от C_{0cpx}^{REE} , не являются малыми по сравнению с наблюдаемыми наклонами (Рис. 4.7), то есть численные результаты для граната существенно зависят от выбора плохо известных распределений РЗЭ в мантии в эпоху, предшествующую последнему плавлению. С другой стороны, независимость рассчитанных распределений по глубине содержаний РЗЭ в клинопироксене от выбора модели означает, что последнее плавление «стерло» следы более ранней эпохи. Наоборот, сильная чувствительность содержаний в гранате к выбору модели открывает возможность уточнить распределение РЗЭ в мантии в эпоху до последнего значительного плавления, а значит «заглянуть» за это событие. Для этого

необходимы более надежные данные о диффузии РЗЭ в гранате и лучше обоснованные статистически наблюдения распределения по глубине содержаний РЗЭ в мантийном гранате.

4.7.8. Наблюдательная проверка модели

Механизм, описанный выше, должен, естественно, приводить к пространственному фракционированию не только лантаноидов, но и других микроэлементов. На этом может быть основана его наблюдательная проверка.

Модель, в частности, предсказывает, что содержание некогерентных элементов, энергия активации диффузии которых в минерале-концентраторе достаточно велика (400–500 кДж/моль) должно быстро убывать с глубиной (если абсолютные значения коэффициента диффузии в минерале концентраторе по порядку величины близки к коэффициентам диффузии ЛРЗЭ в клинопироксене). Наоборот, содержания в минерале–концентраторе умеренно или слабо некогерентных элементов, или элементов диффундирующих в минерале-накопителе значительно быстрее или значительно медленнее, чем ЛРЗЭ в клинопироксене, должны быть почти независимыми от глубины, как это наблюдается для средних и тяжелых РЗЭ в клинопироксене и гранате.

4.8. Деплетирование мантии и проблема источников кимберлитов

Нетрудно видеть, что содержание РЗЭ в мантийных минералах на глубине ~6 ГПа недостаточно для обеспечения наблюдаемых высоких содержаний РЗЭ в кимберлитах. Действительно, максимальное содержание некогерентного элемента достигается в инфинитезимальной выплавке, причем в этом случае содержание элемента в расплаве не зависит от модального состава породы [78, 267] и равно приведенной концентрации в любом из минералов, скажем, $C_{срх}/D_{срх}$. Например, содержание лантана в

клинопироксене на глубине около 6 ГПа — $C_{\text{срх}}^{\text{La}} \approx 0,5 \text{ ppm}$ (Рис. 4.1), что соответствует хондрит-нормированному [299] содержанию $C_{\text{срх},n}^{\text{La}} \approx 2$. Коэффициент распределения лантана между клинопироксеном и расплавом $D_{\text{срх}}^{\text{La}}(6 \text{ ГПа})=0,04$, то есть максимально возможное хондрит-нормированное содержание La в расплаве, который выплавляется из такой породы, не превышает примерно 50, в то время как наблюдаемые максимальные хондрит-нормированные содержания лантана в кимберлитах $\sim 10^3$.

Это означает, что область кратонной мантии, из которой поступают ксенолиты вместе с кимберлитовыми магмами (т. е. $\leq 7 \text{ ГПа}$ или $\leq 220 \text{ км}$), не может быть областью источников кимберлитов. Кимберлиты должны образовываться на больших глубинах, где мантия значительно менее деплетирована, чем в интервале $\leq 220 \text{ км}$, либо, как это обычно предполагается (например, [69]), кимберлиты формируются в деплетированной и метасоматически обогащенной литосферной мантии. .

Низкая деплетированность означает, что либо мантия на этих глубинах не испытала крупномасштабного плавления, либо расплав быстро покидал область частичного плавления, так что $\tau < \tau_{\text{depl}}$, либо значительная часть расплава кристаллизовалась *in situ*. В настоящее время ни одну из этих возможностей нельзя исключить. Тем не менее, последняя из них представляется наиболее интересной, поскольку как раз непосредственно под областью, откуда ксенолиты выносятся кимберлитовой магмой, на глубине 250–300 км (8–10 ГПа) располагается уровень, с приближением к которому плотности силикатного расплава и остатка плавления сближаются [354, 91] и, возможно, даже сравниваются [354, 91]. По мере приближения к этому уровню разность плотностей расплава и матрицы уменьшается, делая невозможной эффективную сегрегацию расплава и резко снижая деплетирование вследствие плавления мантии. Именно этот эффект, мог привести к тому, что крупномасштабные эпизоды плавления в ранней

истории кратонов сопровождались деплетированием литосферы кратонов и примыкающих к ней сублитосферных слоев, но не повлияли существенно на состав мантии на более глубоких уровнях, где, вероятно, и располагаются области генерации кимберлитовых магм.

4.9. Выводы

1. Содержания редкоземельных элементов в клинопироксене и гранате из ксенолитов, вынесенных кимберлитами кратона Каапвааль, Южная Африка, и о. Сомерсет, Канада, демонстрируют значительную и переменную вдоль группы РЗЭ зависимость от давления в диапазоне глубин 70–200 км. Вследствие этого, межэлементные отношения РЗЭ изменяются вдоль литосферной мантии – эффект, который можно назвать крупномасштабным пространственным фракционированием РЗЭ.
2. Наклоны зависимости логарифма минеральных содержаний РЗЭ в клинопироксене от давления коррелируют с энергией активации диффузии РЗЭ в клинопироксене, указывая на то, что пространственное фракционирование возникло в результате неравновесной дифференциации РЗЭ между расплавом и реститом, которая сопровождала частичное плавление мантии и сегрегацию расплава.
3. Модель плавления мантии, учитывающая немодальное плавление перидотита и диффузионный обмен примесями между расплавом и полиминеральным реститом, свидетельствует о том, что наблюдаемое значительное пространственное фракционирование РЗЭ является следствием частичного плавления умеренно высокой степени (10 – 20%) деплетированного перидотита, содержащего несколько процентов клинопироксена по массе. Иначе говоря, наблюдаемое быстрое убывание содержаний ЛРЗЭ в мантийном клинопироксене с глубиной

указывает на то, что мантия ранее была деплетирована вследствие плавления высокой степени, приведшего к «вымыванию» значительной части клинопироксена и граната.

4. Предлагаемый механизм крупномасштабного пространственного фракционирования РЗЭ предполагает, что должно происходить аналогичное фракционирование и других некогерентных элементов, энергия активации диффузии которых в минерале–накопителе достаточно велика, так что модель допускает наблюдательную проверку.
5. Содержание РЗЭ в мантийных минералах на глубине ~6 ГПа недостаточно для обеспечения наблюдаемых высоких содержаний РЗЭ в кимберлитах. Следовательно, область кратонной мантии, из которой поступают ксенолиты вместе с кимберлитовыми магмами (т. е. ≤ 7 ГПа или ≤ 220 км), не может быть областью источников кимберлитов. Кимберлиты должны образовываться на больших глубинах, где мантия значительно менее деплетирована, чем в интервале ≤ 220 км, или, как обычно предполагается, эта область претерпела метосоматическое обогащение в эпоху, предшествовавшую кимберлитообразованию.

РАЗДЕЛ 5 СПЕКТРЫ РЕДКИХ И РАССЕЯННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В КИМБЕРЛИТАХ: ПРИЧИНЫ ПОДОБИЯ И МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ

Кимберлиты из различных мировых провинций обнаруживают удивительное сходство редкоэлементного состава. В настоящем разделе обсуждаются причины этого явления и возможные механизмы насыщения кимберлитовых расплавов редкими и рассеянными элементами.

5.1. Введение

Общеизвестно, что одна из характерных и очень стойких особенностей кимберлитов – их необычная обогащенность редкими и рассеянными элементами (РРЭ) по сравнению с «примитивной» мантией (например, [37, 31, 46, 312, 311]). Как видно из Рис. 5.1, максимальные (жирные линии) хондрит-нормированные [299] валовые содержания C_n РРЭ в кимберлитах южноафриканской [290, 117] (кружки), якутской [65, 28, 33] (квадраты) и индийской [338] (треугольники) кимберлитовых провинций достигают нескольких сотен, а для наиболее несовместимых элементов превышают 10^3 . При этом спайдерграммы кимберлитов из мировых провинций обнаруживают удивительное сходство [78]. Фактически, различие максимальных или минимальных (тонкие линии на Рис. 5.1) наблюдаемых содержаний меньше, чем разброс данных в каждой из провинций. Некоторым исключением являются кимберлиты Накынского поля Якутской провинции (ромбы на Рис. 5.1), Золотицкого поля Архангельской провинции (крестики) и силла Снэп Лэйк (Канада) [199, 39, 47, 57, 29, 33], где наблюдается очень низкая обогащенность кимберлитов некогерентными элементами (Рис. 5.1). Авторы работ [39, 47, 33] считают эти кимберлиты аномальными и относят к

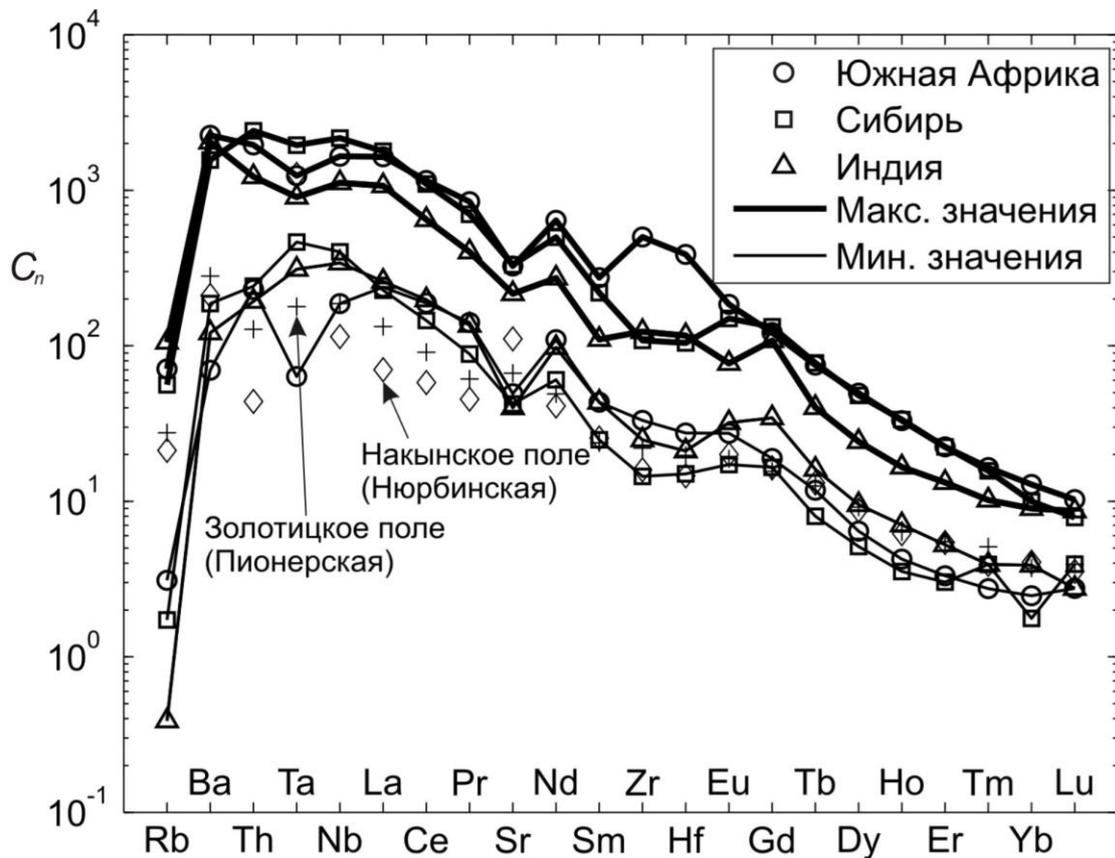


Рис. 5.1. Максимальные (жирные линии) и минимальные (тонкие линии) хондрит-нормированные [299] содержания C_n редких и рассеянных элементов, наблюдаемые в кимберлитах Южной Африки [290, 117] (кружки), Якутии [65, 28, 33] (квадраты) и Индии [338] (треугольники). Отдельно показан редкоэлементный состав кимберлитов трубки Пионерская Золотицкого поля Архангельской провинции [39] (крестики) и трубки Нюрбинская Накынского поля Якутской провинции [57] (ромбы).

отдельному геохимическому типу. Из Рис. 5.1 следует, что разброс содержаний редких элементов в кимберлитах составляет примерно один порядок. При этом статистика хондрит-нормированных содержаний лантана La_n в кимберлитах, показанная на Рис. 5.2а, свидетельствует о том, что более трех четвертей из 192 значений, представленных на гистограмме, лежат в интервале, примерно, $La_n=200-700$. Как видно из Рис. 5.2а, есть некоторое

указание на существование двух групп кимберлитов с отличающимися примерно вдвое средними обогащенностями лантаном $\overline{\text{La}}_n = 387$ и 833 и существенно разными весами ($w=72\%$ и 28% соответственно), хотя для надежного выделения этих групп требуется бóльшая статистика. Как видно из Рис. 5.2b, разброс наблюдаемых содержаний иттербия Yb_n , также меньше одного порядка. Как и в случае лантана, статистическое распределение может быть представлено в виде суммы двух нормальных распределений с примерно вдвое отличающимися средними значениями ($\overline{\text{Yb}}_n = 3,7$ и $6,3$) и противоположным распределению лантана соотношением весов ($w=36\%$ и 64% соответственно). Возможные причины этого различия мы обсудим ниже.

Для объяснения редкоэлементного состава кимберлитов предлагаются многостадийные процессы, например, триада «деплетирование – обогащение – плавление» [396]. Эта, а также другие модели такого типа ([290, 216, 62, 117]) позволяют, по крайней мере в принципе, описать последовательность событий, в результате которых образуется выплавка кимберлитового состава. В целом, они связывают возникновение кимберлитов с частичным плавлением низкой степени гранатового перидотита в низах литосферы или в сублитосферной мантии, который был предварительно деплетирован, а затем метасоматически обогащен флюидами, поступившими из астеносферной мантии. Образовавшиеся в результате плавления протокимберлитовые расплавы, возможно, были дополнительно модифицированы вследствие кристаллизационного просачивания [217, 56, 140, 26].

Составы расплавов, возникающих в результате этих процессов, зависят от термодинамических условий, а также состава и степени плавления резервуаров, участвующих в формировании источника, степени плавления последнего, отношения его массы к массе метасоматизирующего агента и превращений, происходящих с расплавом в процессе его сегрегации. Таким

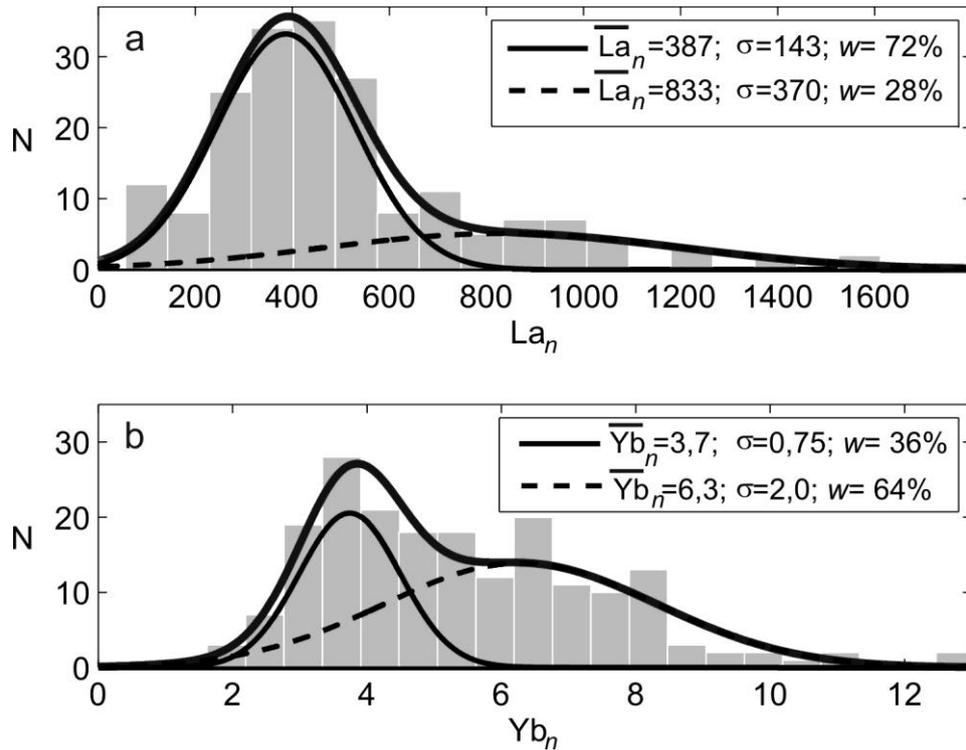


Рис. 5.2. Статистическое распределение содержаний лантана La_n (a) и иттербия Yb_n (b) в кимберлитах. Наблюдаемое распределение обоих элементов можно аппроксимировать суммой (жирная линия) двух нормальных распределений (тонкие линии). Средние значения, стандартные отклонения и веса этих распределений равны для лантана $\overline{La}_n = 387$, $\sigma = 143$, $w = 72\%$ (сплошная линия) и $\overline{La}_n = 833$, $\sigma = 370$, $w = 28\%$ (штриховая линия) соответственно. Параметры двух нормальных распределений для иттербия $\overline{Yb}_n = 3,7$, $\sigma = 0,75$, $w = 36\%$ (сплошная линия) и $\overline{Yb}_n = 6,3$, $\sigma = 2,0$, $w = 64\%$ (штриховая линия).

образом, модели происхождения кимберлитов являются многопараметрическими, что трудно совместить с очевидным сходством редкоэлементных составов магм в мировых провинциях. В настоящем разделе показано, что количество независимых параметров модели может быть уменьшено, если предположить, что протокимберлитовые расплавы

являются полностью насыщенными, т. е. находятся в равновесии с породами источника. Будет показано, в частности, что если породы источника являются диффузионно-уравновешенными, что, как мы увидим, вполне реально для низов литосферы и сублитосферной верхней мантии, то содержание РРЭ в насыщенном расплаве не зависит ни от соотношения между массой расплава и массой очага, ни от минерального состава пород последнего. При этом в силу диффузионной уравновешенности содержания РРЭ в минералах породы оказываются взаимозависимыми, так что основным фактором, влияющим на содержание элемента в насыщенном расплаве, оказывается его содержание в одном из минералов, например, клинопироксене, а основным механизмом, обеспечивающим высокое содержание некогерентных элементов, является фильтрационная сегрегация расплава, в процессе которой происходит его насыщение.

5.2. Независимость содержаний редких и рассеянных элементов в насыщенном расплаве от модального состава источника

Назовем отношение $S_i = C_i/D_i$ приведенным содержанием некоторого редкого элемента в модальном минерале i (для четырехминерального гранатового лерцолита $i = ol$ (оливин), $орх$ (ортопироксен), $срх$ (клинопироксен), gt (гранат)), а отношение $S_{bulk} = C_{bulk}/D_{bulk}$ — приведенным валовым содержанием элемента в породе. Здесь C_i — содержание элемента в минерале i , $C_{bulk} = \sum x_i C_i$, x_i — модальные пропорции, D_i — коэффициент распределения минерал–расплав, $D_{bulk} = \sum x_i D_i$. — валовый коэффициент распределения.

В равновесной системе расплав–порода все модальные минералы по отдельности и вся порода в целом контактируют с одним и тем же расплавом. Следовательно, если содержание элемента в расплаве равно y , то $C_i = D_i y$, $C_{bulk} = D_{bulk} y$, все приведенные содержания равны содержанию элемента в

расплаве и, следовательно, равны между собой. Например, для четырехминерального лерцолита, находящегося в равновесии с расплавом,

$$\frac{C_{ol}}{D_{ol}} = \frac{C_{opx}}{D_{opx}} = \frac{C_{cpx}}{D_{cpx}} = \frac{C_{gt}}{D_{gt}} = \frac{C_{bulk}}{D_{bulk}} = y.$$

Таким образом, в диффузионно-уравновешенной частично расплавленной системе

$$S_i = S_{bulk} = y, \quad i = ol, opx, cpx, gt.$$

С другой стороны, равенство приведенных содержаний означает, что порода является диффузионно-уравновешенной.

Поскольку приведенные содержания S_i не зависят от модальных пропорций x_i (если, конечно, пренебречь зависимостью от них коэффициентов распределения) и массового содержания расплава, то и содержание элемента в расплаве не зависит от модального состава породы и полностью определяется содержаниями C_i в модальных минералах и коэффициентами распределения. Иначе говоря, две диффузионно-уравновешенные породы, имеющие одинаковые содержания C_i , но различающиеся по модальному составу и, следовательно, имеющие разные валовые содержания C_{bulk} , будут находиться в диффузионном равновесии с одним и тем же расплавом, причем независимо от массового содержания последнего. Об этом мы будем говорить как о независимости содержания примесей в насыщенном расплаве от модального состава породы и массового содержания расплава.

Подчеркнем также, что вследствие равенства приведенных содержаний в диффузионно-уравновешенной породе только одно из содержаний C_i является независимым. Таким образом, содержание некоторого элемента в

расплаве, находящемся в равновесии с диффузионно-уравновешенной породой, определяется единственным параметром — содержанием этого элемента в любом из модальных минералов.

Описанные выше свойства уравновешенных смесей расплав – твердая порода справедливы для систем любого происхождения. В частности, этими же свойствами обладают и системы, возникшие в результате частичного плавления. При этом, однако, в условия равновесия расплав – порода входят содержания РРЭ в рестите, которые изменяются в процессе установления диффузионного равновесия, зависят от степени плавления и отличаются от начальных содержаний C_{0i} в материнской породе. В то же время, если продукты частичного плавления, просачиваясь сквозь матрицу, достигают периферии области плавления, где степень плавления мала, а матрица почти не деплетирована, то в результате дополнительного насыщения, происходящего в процессе просачивания, может возникнуть расплав, который находится в равновесии с исходной породой. Такой расплав будем называть полностью насыщенным. Если порода диффузионно-уравновешена, то редкоэлементный состав полностью насыщенного расплава y_{sat} не зависит степени плавления внутри области. При этом

$$y_{sat} = S_{0i} = S_{0bulk},$$

где $i=ol, opx, cpx, gt$; $S_{0i}=C_{0i}/D_i$; $S_{0bulk}=C_{0bulk}/D_{0bulk}$; $C_{0bulk}=\sum x_{0i}C_{0i}$; $D_{0bulk}=\sum x_{0i}D_i$; x_{0i} — модальные пропорции в материнской породе.

Поскольку S_{0i} не зависят от x_{0i} , то из последнего равенства следует, что y_{sat} не зависит от модального состава материнской породы и вследствие диффузионной уравновешенности матрицы полностью определяется содержанием РРЭ в одном из модальных минералов. Естественно, этими же свойствами обладает и инфинитезимальный расплав, т.е. расплав, возникший

вследствие плавления, степень которого мала по сравнению с валовым коэффициентом распределения наиболее несовместимого элемента.

Таким образом, состав насыщенного расплава, а также состав инфинитезимальной выплавки являются в определенном смысле универсальными. Необходимым условием этой универсальности является диффузионная уравнированность мантийных пород, которая поэтому приобретает особое значение.

5.3. Наблюдательные свидетельства диффузионной уравнированности мантийных пород

Итак, мы установили, что признаком диффузионной уравнированности породы является равенство приведенных содержаний S_i в модальных минералах. Выясним, выполняется ли это условие в образцах реальных мантийных пород.

На Рис. 5.3 сопоставляются приведенные содержания редкоземельных элементов (РЗЭ) в гранате и клинопироксене ксенолитов кимберлитов Сибири [26], Южной Африки [209, 405] и полярной Канады (о. Сомерсет; [365]). Прямая соответствует полной корреляции, т. е. диффузионному равновесию. Атомный номер РЗЭ на этом рисунке, в общем, возрастает в направлении, показанном стрелкой. Здесь и ниже использованы коэффициенты распределения клинопироксен-расплав и гранат-расплав, приведенные в работах [442] и [376].

Как видно из Рис. 5.3, в левой нижней части облака точек (тяжелые РЗЭ (ТРЗЭ)), приведенные содержания в клинопироксене и гранате коррелируют. Таким образом, распределение ТРЗЭ между мантийными минералами, по-видимому, соответствует диффузионному равновесию. Поскольку никакой отбор точек по глубине не производился, можно заключить, что распределение ТРЗЭ в клинопироксене и гранате мантийных ксенолитов близко к диффузионному равновесию во всем интервале глубин 2,5—6 ГПа.

В правой верхней части облака точек на Рис. 5.3 (легкие РЗЭ (ЛРЗЭ)) наблюдаются большой разброс точек и очевидная неравновесность состава, поэтому требуется более детальный анализ ситуации.

Характерное время установления диффузионного равновесия в породе зависит от величины коэффициента диффузии и размера зерен. Поскольку коэффициент диффузии возрастает с увеличением температуры [243, 347], можно ожидать, что с ростом глубины распределение примесей между минералами приближается к диффузионному равновесию. На Рис. 5.4 показана зависимость отношения приведенных содержаний ЛРЗЭ $R^k = S_{cpx}^k / S_{gt}^k$ ($k=La, Ce, Nd, Yb$) в клинопироксене и гранате ксенолитов Сибири [26], Южной Африки [209, 405] и о. Сомерсет [365] от давления. На малых глубинах $R^{La}, R^{Ce} > 10$, т. е. распределения лантана и церия далеки от равновесных, но с увеличением глубины отношение приведенных содержаний приближается к равновесному значению, равному 1. Остаточный разброс может быть связан с вариациями размеров зерен, содержаний в модальных минералах, погрешностями в определении коэффициентов распределения или зависимостью последних от химического состава пород и термодинамических условий.

В отличие от лантана и церия, распределение неодима и, в особенности, иттербия между клинопироксеном и гранатом мало отличается от равновесного во всем интервале глубин 2,5 — 6 ГПа. Можно ожидать, что на еще больших глубинах, где располагаются источники кимберлитов, мантийные породы являются диффузионно-уравновешенными, то есть выполняется основное условие независимости содержаний редких элементов в насыщенном расплаве от модального состава. Отметим также, что по данным [407], распределение Nd и Sm между клинопироксеном и гранатом

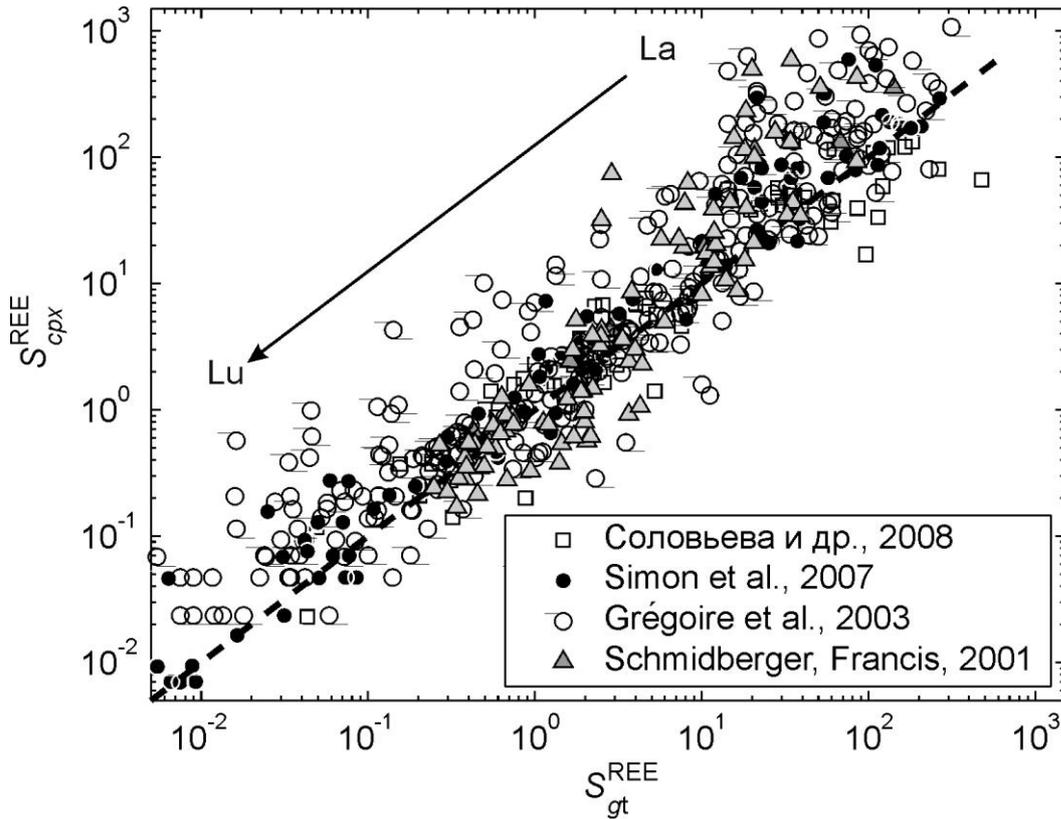


Рис. 5.3. Корреляция приведенных содержаний РЗЭ в клинопироксене S_{cpx}^{REE} и гранате S_{gt}^{REE} ксенолитов кимберлитов Сибири [26] (квадраты), Южной Африки [209, 405] (кружки) и полярной Канады [365] (крестики). Каждая точка соответствует одному РЗЭ в одном из ксенолитов. Атомные номера РЗЭ, в целом, возрастают в направлении, показанном стрелкой.

эклогитов в ксенолитах якутских кимберлитов, также соответствует диффузионному равновесию.

Следует сказать, что в некоторых из ксенолитов, вошедших в выборку, представленную на Рис. 5.3, значительная часть легких РЗЭ (до 90—99% валового содержания) содержится не внутри кристаллических зерен, а в термодинамически неравновесных интерстициальных слоях [209, 365].

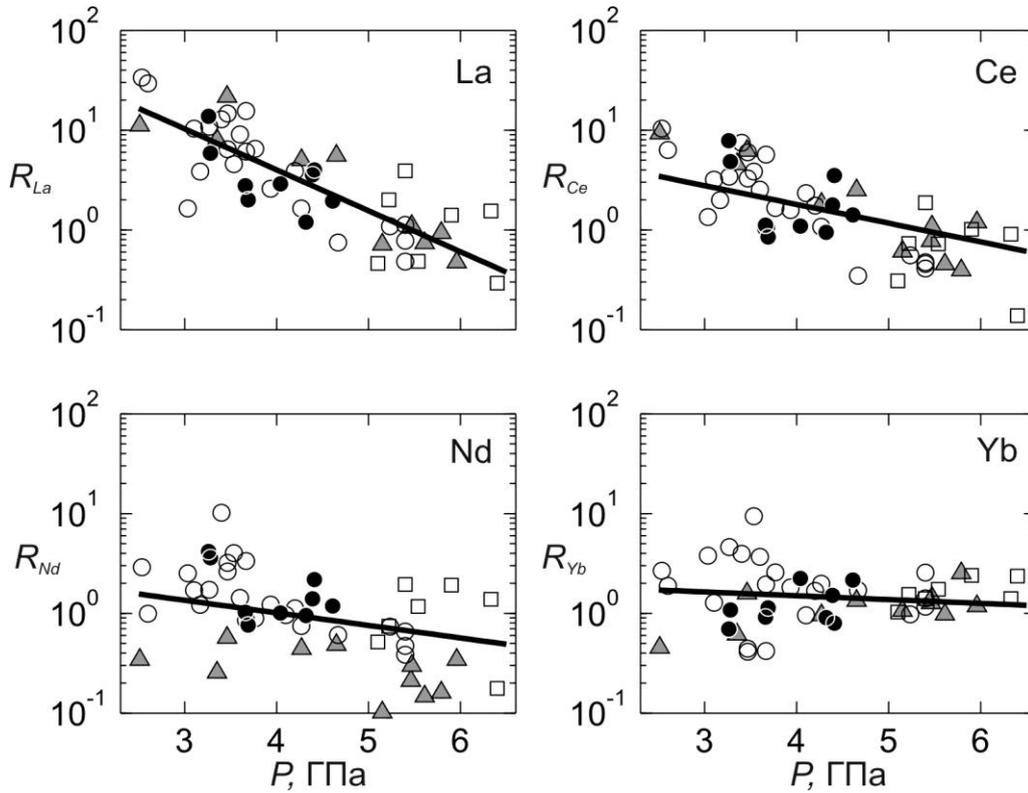


Рис. 5.4. Зависимость от давления отношения приведенных содержаний $R_k = S_{cpx}^k / S_{gt}^k$ ($k=La, Ce, Nd, Yb$) лантана, церия, неодима и иттербия в клинопироксене и гранате ксенолитов Южной Африки [209, 405], о. Сомерсет, Канада [365] и Сибири [26]. Линии — наилучшая линейная аппроксимация зависимости R_i от давления, построенная для каждого из элементов по всей выборке данных. Остальные обозначения см. Рис. 5.3.

Данные на Рис. 5.4 относятся к внутренней части зерен и не учитывают вклада интерстиций. Как следует из рисунка, в глубинных ксенолитах (5—6 ГПа) распределение даже наиболее медленно диффундирующих лантана и церия между клинопироксеном и гранатом близко к диффузионному равновесию. Отсюда следует, как и из [209, 365], что интерстициальные слои, вероятнее всего, представляют собой захваченные кимберлитовые жидкости и синхронны кимберлитовому магматизму (см., например, [273]), а потому

они просто не имели достаточно времени для достижения диффузионного равновесия.

5.1. Время диффузионной релаксации

В многофазных системах, к которым следует отнести не только частично расплавленные, но и твердые горные породы (в последних, помимо нескольких кристаллических фаз, присутствует аморфная пограничная фаза, играющая значительную роль, поскольку коэффициент диффузии в ней, как и в расплаве, намного больше, чем в кристаллах [441]), равновесие устанавливается за счет диффузионного обмена между фазами. Поэтому в общем случае время установления равновесия зависит не только от коэффициентов диффузии и размеров зерен, но и от относительного содержания фаз и коэффициентов распределения между ними. Здесь мы рассмотрим трехмерную сферически симметричную задачу о диффузии в сферическом зерне. Задачи о нахождении характерного времени релаксации для диффузии в полосе рассмотрены в Приложении В.

Диффузия примеси в сферическом зерне радиуса R описывается уравнением

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\kappa}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial C}{\partial r} \right) \right), \quad (5.1)$$

где $C(t,r)$ — концентрация примеси на расстоянии r от центра в момент времени t , κ — коэффициент диффузии. Предполагается, что известно содержание примеси $C(0,r)=C_0(r)$ в зерне в начальный момент времени. Будем считать также, что зерно окружено расплавом или пограничной фазой, в которых диффузия происходит значительно быстрее, чем в твердой фазе (коэффициент диффузии в расплаве и пограничной фазе $\kappa \sim 10^{-12} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ [182, 441], в то время как в клинопироксене и гранате $\kappa \sim 10^{-18} \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ [243, 347]).

Большое различие коэффициентов диффузии позволяет пренебречь неоднородностью распределения примеси в расплаве и пограничной фазе, вследствие чего граничные условия оказываются одинаковыми на всей поверхности зерна, и для сферического зерна задача оказывается сферически симметричной.

Соотношение содержания примеси внутри зерна вблизи его границы $C(t,R)$ и в расплаве или пограничной фазе y определяется коэффициентом распределения:

$$C(t,R) = Dy. \quad (5.2)$$

Мы ограничимся двумя предельными случаями абсолютно несовместимой примеси ($D=0$, $C(t,R)=0$) и абсолютно совместимой примеси ($D=\infty$, $y=0$). В этих случаях решение не зависит явно ни от содержания примеси в расплаве, ни от массового содержания последнего и может быть получено аналитически.

Если ввести безразмерный радиус $\rho=r/R$ и безразмерное время $\tau=kt/R^2$, то уравнение (5.2) можно записать в виде:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 C}{\partial \rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial C}{\partial \rho}. \quad (5.3)$$

Это уравнение легко решается стандартным методом разделения переменных, причем решение для радиальной части $P(\rho)$ выражается через функцию Бесселя первого рода порядка 1/2: $P(\rho) = J_{1/2}(\lambda\rho) / \sqrt{\lambda\rho}$ [30, с. 985], где $-\lambda^2$ — параметр разделения, а полное решение представляется в виде ряда по этим функциям:

$$C(\tau, \rho) = \sum_1^{\infty} a_k \frac{\sin \lambda_k \rho}{\lambda_k \rho} \exp(-\lambda_k^2 \tau). \quad (5.4)$$

Здесь a_k — коэффициенты разложения, которые находятся из начальных условий, а параметры λ_k должны выбираться таким образом, чтобы условия на границе зерна ($\rho=1$) выполнялись автоматически.

Для абсолютно несовместимой примеси ее содержание на границе равно нулю $C(\tau, 1)=0$, т. е. $\lambda_k = \pi k$. В случае абсолютно совместимой примеси равен нулю диффузионный поток на границе, т. е. $\partial C(\tau, 1)/\partial \rho = 0$. Дифференцируя (5.4), убеждаемся, что в этом случае λ_k являются решениями уравнения

$$\operatorname{tg} \lambda = \lambda. \quad (5.5)$$

Поскольку ряд в разложении (5.4) сходится экспоненциально быстро, то для оценки безразмерного времени релаксации τ_d достаточно его первого слагаемого. Поэтому для абсолютно несовместимой примеси

$$\tau_d = \frac{1}{\pi^2} = 0,101, \quad (5.6)$$

а для абсолютно совместимой примеси

$$\tau_d = \frac{1}{\lambda_1^2} = 0,0495, \quad (5.7)$$

где $\lambda_1 \approx 1,43\pi$ — первый положительный корень уравнения (5.5).

Размерное характерное время диффузии

$$t_d = \frac{\tau_d R^2}{\kappa}. \quad (5.8)$$

5.2. Время установления диффузионного равновесия в литосферной мантии

Выясним, как зависит от глубины характерное время установления диффузионного равновесия.

Из формул (5.6), (5.7) следует, что безразмерное время диффузии для ТРЗЭ, которые приближенно можно считать совместимыми, вдвое меньше, чем для существенно некогерентных ЛРЗЭ. Кроме того, в клинопироксене коэффициент диффузии быстро возрастает с увеличением совместимости РЗЭ (при $T=1300^\circ\text{C}$ коэффициент диффузии иттербия более чем на порядок превышает коэффициент диффузии лантана [243]). Для диффузии РЗЭ в пиропе этот эффект не обнаружен [347], однако при температуре $T=1300^\circ\text{C}$ коэффициенты диффузии церия, самария, диспрозия и иттербия в пиропе более чем на порядок выше, чем коэффициенты диффузии лантана в диопсиде [347]. Как следствие, характерное время диффузионной релаксации тяжелых РЗЭ оказывается примерно на полтора порядка меньше, чем ЛРЗЭ. Это отличие, вероятнее всего, и объясняет тот факт, что распределение ТРЗЭ между клинопироксеном и гранатом оказывается равновесным во всем разрезе литосферы.

Интересно также оценить, как изменяется с глубиной абсолютное значение характерного времени диффузионной релаксации t_d в литосферной мантии (см. Приложение В). На Рис. 5.5а, б показано, как зависит от давления характерное время релаксации t_d для диффузии лантана, который приближенно можно считать абсолютно несовместимым, в сферических зернах клинопироксена (Рис. 5.5а) и граната (Рис. 5.5б) радиусом $R=1$ мм.

Коэффициенты диффузии рассчитывались по лабораторным данным [243, 347] вдоль геотерм, показанных на Рис. 5.5с. Одна из этих геотерм построена по «низкотемпературным» ксенолитам кимберлита Jericho, кратон Слэйв, Канада ([277]; данные показаны крестиками, сглаживающая кривая — пунктиром), а вторая (кружки, штриховая линия) — по данным термобарометрии ксенолитов кимберлита Nikos, о. Сомерсет, Канада [365]. Эти геотермы приближенно соответствуют тепловому потоку на поверхности 40 и 44 мВт/м² [365]. Различие между геотермами связано, по мнению [365], с тем, что юрский кимберлит Jericho расположен в центральной, т. е. более холодной, части кратона Слэйв, а меловой кимберлит Nikos — на периферии кратона и/или тепловой режим изменился за время от юры до мела. Отметим, что при построении модели диффузионной релаксации использованы реальные наблюдаемые температуры, с чем связан нестандартный («возмущенный») вид геотермы Nikos. Сплошной линией на Рис. 5.5с показан «влажный» солидус перидотита (0,1 % H₂O по массе), построенный с использованием параметризации [262], а сплошные линии на Рис. 5.5а, b — изменение времени релаксации вдоль «влажного» солидуса.

Как видно из Рис. 5.5а, b, медленнее всего (при одинаковом размере зерен) устанавливается равновесное распределение ЛРЗЭ в зернах клинопироксена. При этом на глубинах менее 5 ГПа (150—160 км) характерное время установления равновесия как для «невозмущенной» (Jericho), так и для «возмущенной» (Nikos) геотерм превышает 1 млрд. лет. На глубинах ≤ 3 ГПа время установления равновесия даже при температуре солидуса больше 30 млн. лет, что, возможно, превышает продолжительность существования расплавов на этих глубинах. В то же время глубже, примерно, 7 ГПа время установления равновесия не достигает 10 млн. лет даже для наиболее холодной «невозмущенной» кратонной геотермы, регистрируемой в центре кратона Слэйв, а при температурах, соответствующих геотерме Nikos или солидусу «влажного» перидотита, диффузионное равновесие

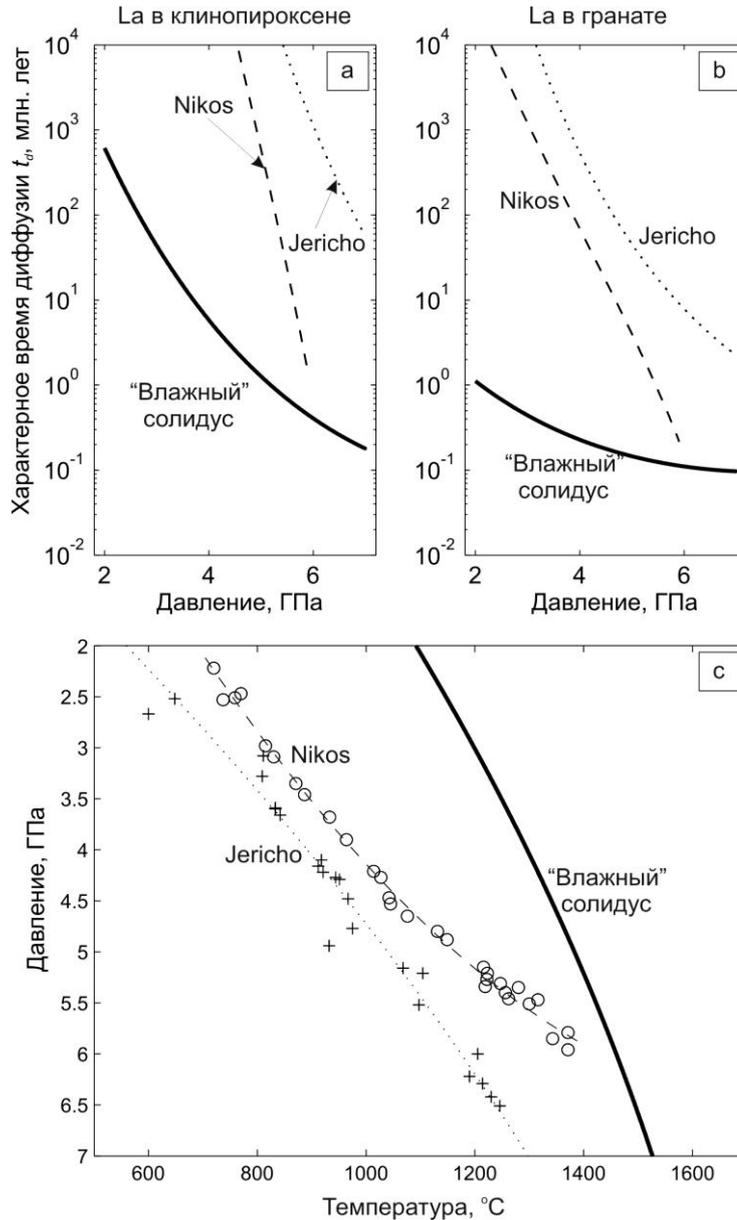


Рис. 5.5. Изменение характерного время диффузии t_d (млн. лет) лантана в сферическом зерне клинопироксена (a) и граната (b) радиусом $R=1$ мм вдоль геотерм, наблюдаемых по ксенолитам кимберлитов Jericho, поле Лак де Грас, Канада [277] (пунктир) и Nikos, о. Сомерсет, Канада [365] (штриховая линия), а также вдоль «влажного» солидуса перидотита (сплошная линия). (c) Данные геотермобарометрии для кимберлитов Jericho (крестики; сглаживающая кривая — пунктир) и Nikos (кружки; штриховая линия) и «влажный» солидус перидотита, содержащего 0,1 % воды (сплошная линия), построенный с использованием параметризации [262].

устанавливается с геологической точки зрения мгновенно. Если содержание воды в перидотите ниже 0,1 %, то плавление требует более высоких температур, и релаксация на солидусе будет происходить еще быстрее.

Отметим также, что если радиусы зерен отличаются от 1 мм, то кривые на Рис. 5.5а, б сместятся вверх или вниз в соответствии с квадратичной зависимостью времени диффузии от радиуса зерна.

Итак, оценки времени диффузионной релаксации подтверждают в согласии с наблюдениями, что распределение ЛРЗЭ в мантийных породах с увеличением глубины быстро приближается к диффузионному равновесию. При этом распределение тяжелых РЗЭ мало отличается от равновесного уже на сравнительно небольших глубинах. Есть поэтому все основания считать, что в источниках кимберлитового магматизма мантийные породы являются диффузионно-уравновешенными, т. е. выполняется наиболее важное условие независимости насыщенных спектров РЗЭ от модального состава пород и массового содержания расплава. Напомним также еще одно важное следствие диффузионной уравновешенности, о котором упоминалось выше, — содержание РРЭ только в одном из модальных минералов является независимым, так что состав насыщенного расплава и содержание РРЭ во всех минералах породы, находящейся в равновесии с этим расплавом, может быть рассчитано, если известно содержание РРЭ в одном из минералов.

5.3. Эволюция состава расплава в процессе его насыщения

Выше показано, что диффузионно-уравновешенные породы, имеющие одинаковые содержания РРЭ в модальных минералах, но различающийся модальный состав (и, следовательно, различающиеся валовые содержания РРЭ), будут находиться в равновесии с одним и тем же расплавом. В этих условиях относительное содержание расплава также не является существенным. Однако продолжительность процесса насыщения различается

для пород разного модального состава и зависит от относительного массового содержания F расплава в смеси.

Хазан и Фиалко [238] рассмотрели приближенную модель, описывающую накопление примесей в расплаве, просачивающемся сквозь твердую матрицу. В этой модели, представляющей собой дискретный вариант хроматографического процесса [246, 282, 281], предполагается, что расплав, состоящий из дискретных порций с начальным содержанием элемента y_0 , просачивается сквозь пористую матрицу, которая представляется цепочкой отдельных одинаковых массивов с начальным содержанием элемента в каждом C_0 . Просачивание моделируется последовательным установлением диффузионного равновесия между порцией расплава и твердыми массивами, при каждом из которых изменяется содержание элемента как в расплаве, так и в массиве (Рис. 3.6). Поэтому первая порция расплава взаимодействует с неистощенными массивами, вторая — с частично истощенными и т. Д. При достаточно длительном просачивании каждая из порций достигает насыщения, при котором расплав находится в равновесии с исходной породой, а в начальной части цепочки массивов устанавливается содержание элемента, при котором они находятся в равновесии с исходным расплавом.

Авторы [267] получили полное решение этой задачи. Пусть начальное содержание элемента в твердой породе равно C_0 , а в расплаве — y_0 . Его содержание в расплаве y_{jk} и твердом массиве C_{jk} соответствует диффузионному равновесию между j -й порцией расплава и k -м твердым массивом.

В частности, содержание элемента в первой порции расплава описывается просто суммой геометрической прогрессии

$$y_{1s} = y_{sat} + q^s (y_0 - y_{sat}), \quad (5.9)$$

где s — количество твердых массивов, с которыми провзаимодействовал расплав, $q=1/(1+D_{bulk}/F)$ — знаменатель прогрессии, F — отношение массы порции расплава к массе массива матрицы, $y_{sat}=C_0/D_{bulk}$.

При $D_{bulk}/F \ll 1$, т. е. при малых D_{bulk} (например, существенно несовместимый элемент) и/или высоких содержаниях расплава F , знаменатель прогрессии q близок к единице, так что насыщение происходит медленно и требует значительного пути просачивания. В противном случае, т. е. при $D_{bulk}/F \geq 1$, насыщение происходит быстро. Естественно, возможны ситуации, когда сегрегация расплава достигается ранее, чем его полное насыщение некогерентными элементами, например, легкими РЗЭ (насыщение тяжелыми РЗЭ при степени плавления, не превышающей нескольких процентов, всегда близко к максимальному). Именно с этим обстоятельством может быть связано различие наблюдаемых статистических распределений лантана и иттербия, представленных на Рис. 5.2а и Рис. 5.2б. В первом из них вес более насыщенного компонента распределения составляет 28 %, в то время как во втором — 64 %.

Динамика насыщения расплава в процессе просачивания иллюстрируется также диаграммой $\sum \text{РЗЭ}_n - (\text{La/Yb})_n$, показанной на Рис. 5.7. Поскольку насыщение расплава легкими РЗЭ происходит намного медленнее, чем тяжелыми, то отношение $(\text{La/Yb})_n$ в начале просачивания растет медленнее, чем сумма РЗЭ (из-за быстрого нарастания содержания иттербия), а затем просто увеличивается пропорционально содержанию лантана. Сумма РЗЭ вначале растет быстрее, чем содержание лантана, а после насыщения расплава церием и неодимом рост замедляется. Как следствие, точка, изображающая на диаграмме $\sum \text{РЗЭ}_n - (\text{La/Yb})_n$ состав траектории, соответствующие содержанию расплава $F=0,3\%$, $F=1\%$, и $F=3\%$ соответственно. Валовые коэффициенты распределения рассчитывались

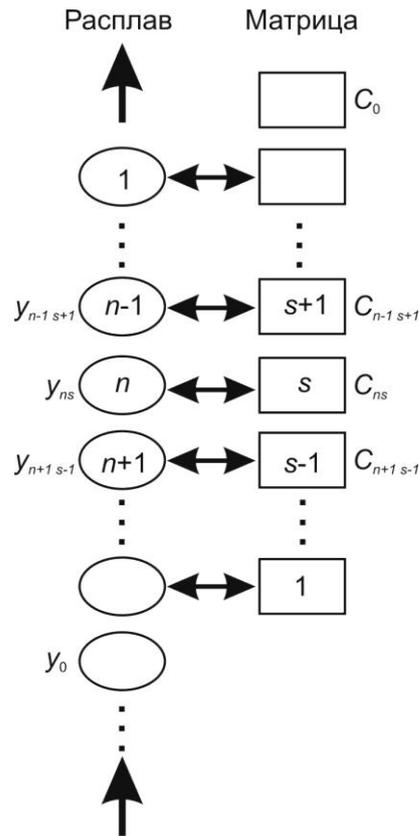


Рис. 5.6. Схема, иллюстрирующая взаимодействие расплава с твердой матрицей, сквозь которую он просачивается. Порции расплава (эллипсы с номерами 1, ..., n , ...) нумеруются в порядке их поступления в матрицу, а твердые массивы (прямоугольники с номерами 1, ..., s , ...) — в порядке их прохождения первой порцией расплава. В процессе просачивания расплав и матрица диффузионно обмениваются примесями (что символически показано двусторонними стрелками). Начальное содержание элемента в твердой породе равно C_0 , а в расплаве — y_0 . Его содержание в расплаве y_{jk} и твердом массиве C_{jk} соответствует диффузионному равновесию между j -й порцией расплава и k -м твердым массивом.

для модального состава 66% оливина, 25% ортопироксена, 3% клинопироксена и 6% граната [31], близкого к среднему минеральному составу мантийных ксенолитов [335]. Кроме того, считалось, что содержание

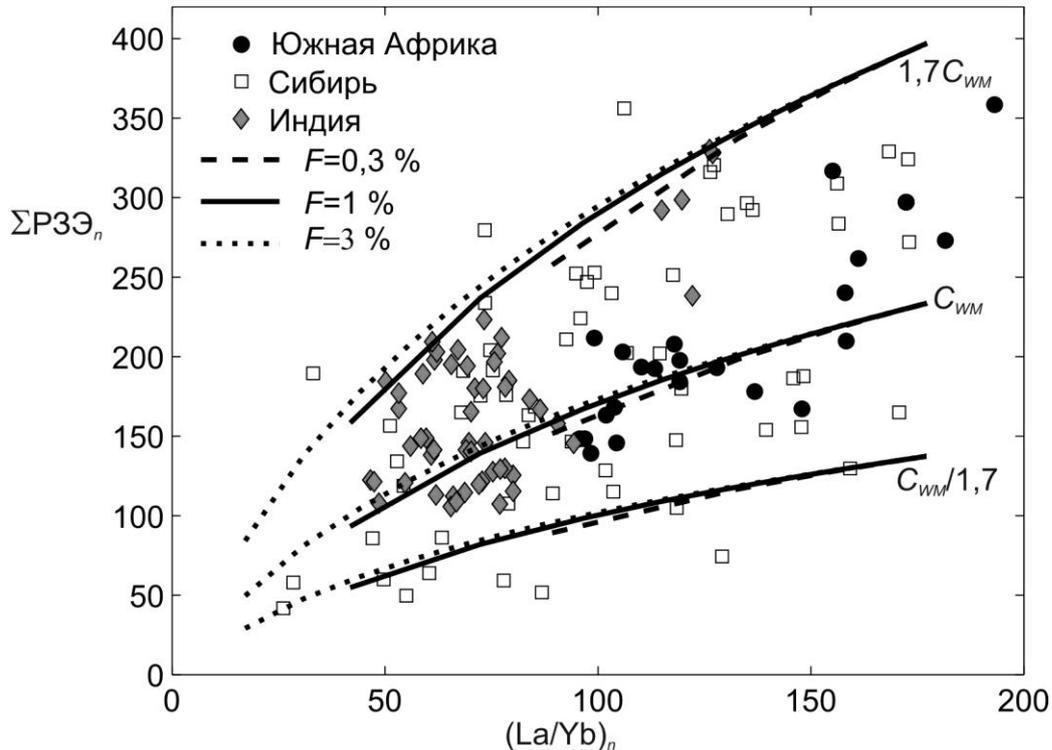


Рис. 5.7. Хондрит-нормированная сумма РЗЭ, $\Sigma PЗЭ_n$ как функция среднего наклона спектра РЗЭ, $(La/Yb)_n$. Данные относятся к южноафриканской [290] (кружки), якутской [65, 28, 33] (квадраты) и индийской [338] (ромбы) провинциям. Траектории, по которым перемещается изображающая точка в процессе насыщения расплава, показаны для трех вариантов состава источника (состав ультраосновных пород C_{WM} по [428] (средняя группа кривых), $1,7C_{WM}$ и $C_{WM}/1,7$ (верхняя и нижняя группы кривых соответственно)). В каждой группе штриховая линия — траектория для степени плавления $F=0,3\%$, сплошная — $F=1\%$, пунктир — $F=3\%$. Начальная (левая) точка каждой кривой — состав непосредственно после плавления, а конечная (правая) — состав при полном насыщении.

расплава равно степени плавления, и по уравнению (5.9) рассчитывалось накопление каждого из РЗЭ в первой порции расплава.

Точками на Рис. 5.7 показаны значения, наблюдаемые в кимберлитах Южной Африки [290], Сибири [65, 28, 33] и Индии [338]. Из выборки южноафриканских данных исключены наблюдения для пяти образцов (силлы

Весселтон и трубка Булфонтейн), образующих компактную изолированную группу и демонстрирующих почти вдвое большее обогащение всеми редкими элементами (в частности, $\sum \text{РЗЭ}_n \geq 500$), чем остальные ксенолиты ($\sum \text{РЗЭ}_n \leq 300\text{—}350$). Как свидетельствует Рис. 3.7, эта простая модель объясняет существование корреляции между суммой РЗЭ и средним наклоном спектра La/Yb. Кроме того, при степени плавления $F=0,3\%$ хондрит-нормированный наклон спектра РЗЭ $(\text{La/Yb})_n$ даже в начальной магме составляет около 90 и возрастает за счет насыщения лантаном в процессе сегрегации. В то же время во многих кимберлитах $(\text{La/Yb})_n$ лежит в пределах 40–80. Таким образом, предположение об инфинитезимальном плавлении в источниках кимберлитов, возможно, противоречит наблюдениям или сверхнизкая степень плавления является весьма редким событием. Заметим также, что кимберлитовые жидкости могли образоваться только в достаточно фертильной части мантии, или источник был предварительно метасоматически обогащен, как это обычно предполагается. Например, даже полностью насыщенные расплавы, находящиеся в равновесии с породами, состав которых близок к составу источников базальтов срединноокеанических хребтов [314], содержат легких РЗЭ значительно меньше, чем это наблюдается в кимберлитах.

5.4. Состав источников кимберлитов

Оценим состав источников кимберлитов по максимальным содержаниям y_{\max}^{SA} РЗЭ, наблюдаемым в кимберлитах Южной Африки (Рис. 5.1). Наименьшие возможные содержания РЗЭ в источнике, в котором могли образоваться эти магмы, соответствуют инфинитезимальному или полностью насыщенному расплаву и равны $C_{cpx}^{SA} = D_{cpx} y_{\max}^{SA}$ и $C_{gt}^{SA} = D_{gt} y_{\max}^{SA}$ для клинопироксена и граната соответственно. На Рис. 5.8 эти содержания показаны пустыми кружками (клинопироксен) и квадратами (гранат). Для

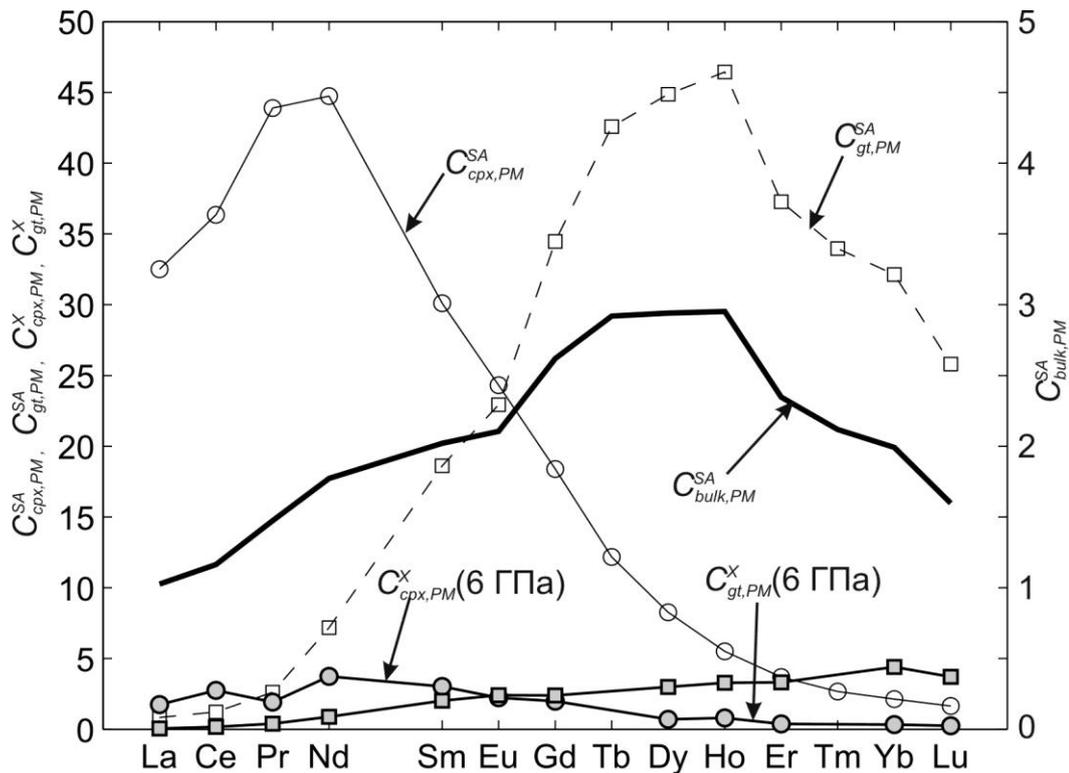


Рис. 5.8. Содержания РЗЭ в клинопироксене C_{cpx}^{SA} (пустые кружки) и гранате C_{gt}^{SA} (пустые квадраты) в источниках, рассчитанные по максимальным содержаниям РЗЭ y_{max}^{SA} в кимберлитах Южной Африки, а также содержания РЗЭ в клинопироксене C_{cpx}^X (серые кружки) и гранате C_{gt}^X (серые квадраты) глубинных (~6 ГПа) ксенолитов Южной Африки [209, 140, 405], Сибири [26] и полярной Канады [365]. Валовое содержание РЗЭ $C_{bulk} = x_{cpx} C_{cpx}^{SA} + x_{gt} C_{gt}^{SA}$ в породе, содержащей $x_{cpx}=3\%$ клинопироксена и $x_{gt}=6\%$ граната [31] (жирная линия, правая ось ординат). Все содержания нормированы на примитивную мантию [299].

сравнения приведены также содержания РЗЭ в клинопироксене C_{cpx}^X (серые кружки) и гранате C_{gt}^X (серые квадраты) глубинных (~6 ГПа) ксенолитов, оцененные (см. [80]) по данным [209, 140, 405, 365, 26]. Все содержания в модальных минералах (тонкие линии) относятся к левой оси ординат. На

рисунке показано также валовое содержание РЗЭ $C_{bulk} = x_{cpx} C_{cpx}^{SA} + x_{gt} C_{gt}^{SA}$ в породе, содержащей $x_{cpx}=3$ % клинопироксена и $x_{gt}=6$ % граната [31] (жирная линия, правая ось ординат). Все содержания нормированы [299] на примитивную мантию. Как видно из Рис. 5.8, наблюдаемые содержания РЗЭ наиболее обогащенных кимберлитов Южной Африки могли сформироваться при плавлении породы, в которой содержание ЛРЗЭ в клинопироксене и ТРЗЭ в гранате превышает содержания в минералах мантийных ксенолитов в 10–15 раз. Конкретные численные значения содержаний, представленные на Рис. 5.8, являются, конечно, приближенными, поскольку они зависят от выбора коэффициентов распределения. Однако различие более чем на порядок между содержаниями РЗЭ, необходимыми для объяснения редкоземельного состава наиболее обогащенных кимберлитов Южной Африки, и содержаниями в модальных минералах глубинных ксенолитов позволяет заключить, что наблюдаемый редкоземельный состав кимберлитов не мог сформироваться в литосферной мантии.

Для иллюстрации на Рис. 5.9 показано хондрит-нормированное содержание C_n РЗЭ в магмах, возникающих вследствие плавления источника с таким содержанием РЗЭ в клинопироксене и гранате как в источниках наиболее насыщенных южноафриканских кимберлитов (источник обозначен C_{SA} ; серое поле), а также источников, содержащих РЗЭ в три и в десять раз меньше (источники обозначены $C_{SA}/3$ и $C_{SA}/10$; вертикальная и наклонная штриховка соответственно). Начальная степень плавления для каждого из источников 1%. Предполагается, что в процессе сегрегации расплав может достичь максимального для данного источника насыщения РЗЭ. При этом состав эволюционирует в пределах соответствующего поля, причем нижняя граница поля показывает состав начальной выплавки, а верхняя — состав полностью насыщенного расплава. Для сравнения приведены максимальные (черные символы) и минимальные (серые символы) содержания РЗЭ,

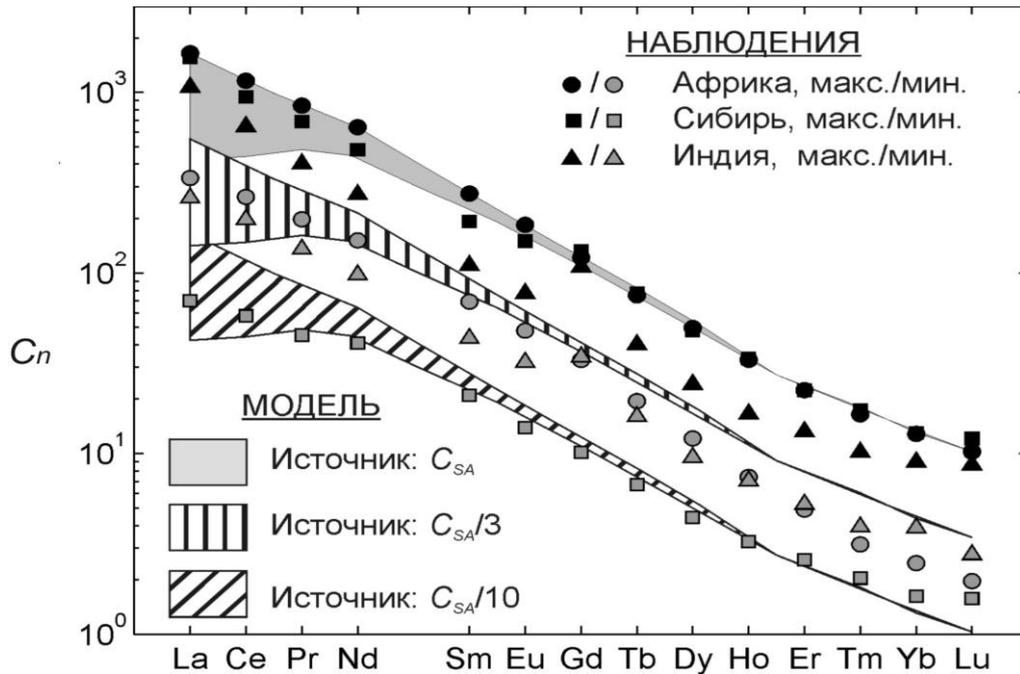


Рис. 5.9. Хондрит-нормированное содержание C_n РЗЭ в магмах, возникающих вследствие плавления источника с таким содержанием РЗЭ в клинопироксене и гранате как в источниках наиболее насыщенных южноафриканских кимберлитов (источник C_{SA} ; серое поле), а также источников, содержащих РЗЭ в три и в десять раз меньше (источники $C_{SA}/3$ и $C_{SA}/10$; вертикальная и наклонная штриховка соответственно). Начальная степень плавления для каждого из источников 1%. В процессе сегрегации расплав может достичь максимального для данного источника насыщения РЗЭ. При этом состав эволюционирует в пределах соответствующего поля от его нижней границы (состав начальной выплавки), до верхней границы (состав наиболее насыщенных расплавов). Для сравнения приведены максимальные (черные символы) и минимальные (серые символы) содержания РЗЭ, наблюдаемые в кимберлитах южноафриканской [290, 117] (кружки), индийской [338] (треугольники) и якутской [65, 28, 33, 57] провинциях.

наблюдаемые в кимберлитах южноафриканской [290, 117] (кружки), индийской [338] (треугольники) и якутской [65, 28, 33, 57] провинциях.

5.5. Обсуждение

Обогащенность кимберлитов некогерентными элементами указывает на то, что они являются продуктами плавления низкой степени (например, [176, 31, 177]). Например, при однократном плавлении очага, содержание легких РЗЭ в котором лежит в пределах от их содержания в источниках базальтов срединно-океанических хребтов [362] до содержания в ультраосновных породах [428], хондрит-нормированные содержания ЛРЗЭ в выплавках порядка 10^3 требуют плавления, степень которого не превышает 0,1—0,4 %.

Иначе говоря, протокимберлитовые расплавы первоначально присутствуют в мантии в виде рассеянных включений. В то же время единственный механизм, который может обеспечить чрезвычайно быструю (за время от часов до дней [145, 263]) доставку кимберлитов с глубины порядка 200 км на поверхность (транспортировка в неустойчивых транслитосферных дайках [383, 294]) требует макроскопических количеств расплава. Таким образом, транспортировке расплава должна предшествовать его фильтрационная сегрегация.

В процессе сегрегации может происходить дополнительное насыщение расплава примесями. Насколько этот процесс влияет на состав расплава, зависит от степени плавления и от того, происходит ли сегрегация внутри источника или расплав достигает его периферии. Поясним это на примерах. В общем случае при однократном равновесном плавлении состав расплава определяется обычным выражением

$$y = \frac{C_0}{F + D_{bulk}(1 - F)}.$$

Если расплав является инфинитезимальным, т. е. степень плавления F меньше валового коэффициента распределения D_{bulk} для всех элементов, включая наиболее несовместимые $F \ll 1$ и $F \ll D_{bulk}$, то расплав сразу является

полностью насыщенным, содержание РРЭ в нем приближенно равно $y=C_0/D_{bulk}$, остаточное содержание в матрице $yD_{bulk}\approx C_0$ и фильтрация внутри области с постоянным составом твердой матрицы не сопровождается изменением состава расплава. Заметим, что трудностью этого сценария может быть неэффективность фильтрации при сверхнизкой пористости [188, 348, 267].

Если расплав не является инфинитезимальным, т. е. по крайней мере для наиболее несовместимых элементов $F>D_{bulk}$, содержание этих элементов в расплаве $y\approx C_0/F$, а остаточное содержание в матрице равно $yD_{bulk}=C_0(D_{bulk}/F)<C_0$, т. е. матрица деплетирована. Если при этом сегрегация происходит внутри частично расплавленной области, то просачивание не влияет на состав расплава. На поверхность поступают расплавы, состав которых совпадает с составом выплавки, а в источнике остается деплетированная матрица. При многократном плавлении наиболее насыщенными являются первые магмы, а в дальнейшем степень их насыщения некогерентными элементами прогрессивно убывает, как это, например, наблюдается для базальтов Macquarie Island [258].

Наконец, если расплав не является инфинитезимальным, но в процессе фильтрации достигает периферии частично расплавленной области, где степень плавления близка к нулю и матрица почти не деплетирована, то возможно его дополнительное насыщение. Это насыщение связано с диффузионным обменом между расплавом и слабодеплетированной матрицей, а также, возможно, усиливается, благодаря частичной кристаллизации [217, 56, 140, 26]. Обогащенность таких расплавов может приближаться к насыщенности инфинитезимальных выплавов, несмотря на то, что плавление не было инфинитезимальным. Эти расплавы и могут представлять собой протокимберлитовые магмы. Их дальнейшая судьба зависит от того, сформировались ли в процессе фильтрации условия, необходимые для сегрегации, то есть образовались ли скопления расплава

достаточные для формирования заполненной расплавом вертикальной трещины и достижения порога ее устойчивости. Следует заметить, что просачивание в направлении уменьшения пористости благоприятствует формированию макроскопических скоплений расплава, которые могут стать зародышами транслитосферных даек. Если порог устойчивости вертикальной трещины был достигнут, часть расплава извергается на поверхность. В любом случае, по крайней мере часть расплава кристаллизуется внутри мантии вблизи поверхности солидуса, образуя метасоматически обогащенные породы. Когда фронт плавления достигнет их, сразу образуются выплавки, в которых содержание редких и рассеянных элементов близко к максимальному насыщению. Нетрудно видеть, что в этом случае представление об источнике становится несколько неопределенным, поскольку в формировании магм принимают участие породы, расположенные на разных этажах в мантии и имеющие различный состав. В этом может быть причина общей независимости изотопных и геохимических характеристик кимберлитов Якутии от их петрохимии, отмеченная [62, 33].

В заключение следует сказать, что возможность просачивания кимберлитовых расплавов на значительные расстояния не вызывает никаких сомнений, поскольку во многих случаях метасоматические преобразования, регистрируемые в мантийных ксенолитах (например, [184, 308]), вызваны жидкостями, имеющими практически кимберлитовый состав (например, [209, 217, 140]), и, возможно, синхронными кимберлитовому магматизму [273].

5.6. Выводы

1. Для диффузионно-уравновешенной горной породы содержание РРЭ только в одном из модальных минералов является независимым, так что содержание РРЭ во всех минералах породы и содержание РРЭ в насыщенном расплаве, находящемся в равновесии с этой породой,

могут быть рассчитаны, если известно содержание РРЭ в одном из минералов.

2. Распределение ЛРЗЭ в мантийных породах с увеличением глубины быстро приближается к диффузионному равновесию. При этом распределение тяжелых РЗЭ мало отличается от равновесного уже на сравнительно небольших глубинах. Поэтому есть все основания считать, что в источниках кимберлитового магматизма мантийные породы являются диффузионно-уравновешенными, т. е. выполняется наиболее важное условие независимости насыщенных спектров РЗЭ от модального состава пород и массового содержания расплава.
3. Различие более чем на порядок между содержаниями РЗЭ в модальных минералах, необходимыми для объяснения редкоземельного состава наиболее обогащенных кимберлитов Южной Африки, и наблюдаемыми содержаниями в глубинных ксенолитах позволяет заключить, что наблюдаемый редкоземельный состав кимберлитов не мог сформироваться в деплетированной литосферной мантии.
4. Обогащенность кимберлитов некогерентными элементами указывает на то, что они являются продуктами плавления низкой степени, следовательно, протокимберлитовые расплавы первоначально присутствуют в мантии в виде рассеянных включений. При этом единственный механизм, который может обеспечить чрезвычайно быструю (за время от часов до дней) доставку кимберлитов с глубины порядка 200 км на поверхность (транспортировка в неустойчивых транслитосферных дайках) требует макроскопических количеств расплава. Таким образом, транспортировке расплава должна предшествовать его фильтрационная сегрегация.
5. В процессе сегрегации может происходить дополнительное насыщение расплава примесями. Если расплав не является инфинитезимальным, но в процессе фильтрации достигает периферии частично расплавленной

области, где степень плавления близка к нулю и матрица почти не деплетирована, то возможно его дополнительное насыщение. Это насыщение связано с диффузионным обменом между расплавом и слабодеплетированной матрицей, а также, возможно, усиливается, благодаря частичной кристаллизации. Обогащенность таких расплавов может приближаться к насыщенности инфинитезимальных выплавов, несмотря на то, что плавление не было инфинитезимальным. Эти расплавы и могут представлять собой протокимберлитовые магмы.

РАЗДЕЛ 6 СЕГРЕГАЦИЯ РАСПЛАВА В ЧАСТИЧНО РАСПЛАВЛЕННОЙ ЗОНЕ

В настоящем разделе рассматривается задача о сегрегации расплава в частично расплавленном двухфазном агрегате. На основе полученных решений обсуждаются особенности сегрегации кимберлитов и карбонатитов. В частности показано, что для двухфазных систем с таким гигантским различием вязкости как между горными породами (рассматриваемыми как очень вязкая жидкость) и маловязкими расплавами стандартная система уравнений гидродинамики многофазных сред должна быть дополнена уравнением неразрывности смеси, имеющим столь же фундаментальный характер, как и уравнения классической гидродинамики.

6.1. Введение

Частично расплавленные системы, являющиеся частным случаем многофазных сред, традиционно описываются в рамках гидродинамики вязкой жидкости [43, 42, 302, 61]. Поскольку многофазные среды являются гетерогенными, их изучение базируется на системе определяющих уравнений для величин, осредненных по объемам, размер которых велик по сравнению с масштабом гетерогенности (в геофизике – масштабом зерна), но мал по сравнению с характерным масштабом макроскопической переменности. Определяющие уравнения составляются из феноменологических соображений (например, [42; 302]), либо с применением некоторой процедуры осреднения (например, [61; 123]).

Осредненные уравнения вязкой гидродинамики для многофазных сред формулируются по отдельности для каждой из фаз, поэтому размерность системы уравнений для N -фазной среды равна $4N+1$ ($3N$ уравнений закона

сохранения импульса, N уравнений закона сохранения массы и уравнение закона сохранения энергии). В то же время, количество неизвестных равно $5N$ ($3N$ составляющих скорости, N давлений, температура и $N-1$ независимых содержаний фаз). Таким образом, замыкание системы определяющих уравнений для многофазных сред требует введения $N-1$ дополнительных уравнений связи, описывающих перемещение межфазных границ.

Дрю [172] и Маккензи [302] замкнули систему определяющих уравнений для двухфазной системы условием равенства давлений расплава и матрицы. Это условие является естественным в технических приложениях [61], где релаксация давления является наиболее быстрым процессом, но неприменимо при описании сегрегации маловязких расплавов относительно очень вязкой матрицы. Как показано во многих исследованиях [368, 114, 115, 385, 386, 387], при равенстве давлений расплава и матрицы решения системы определяющих уравнений имеют характер уединенных волн, которые не переносят массу и поэтому не могут объяснить сегрегацию расплава в частично расплавленных системах. Скотт и Стивенсон [368] обратили внимание на то, что в этом случае отсутствует физическая причина изменения объема порового пространства, что делает сегрегацию невозможной.

В настоящем разделе получено общее уравнение, замыкающее систему определяющих уравнений для частично расплавленного двухфазного агрегата. Это уравнение представляет собой сформулированное явным образом условие согласованности просачивания расплава, неупругой деформации порового пространства и изменения объема при фазовых превращениях. Поэтому его можно назвать уравнением неразрывности двухфазной смеси. Оно является столь же фундаментальным, как и определяющие уравнения гидродинамической системы и очевидным образом обобщается на случай N -фазной среды. Используя уравнение неразрывности смеси, можно также преобразовать уравнение сохранения массы расплава к

виду, не содержащему скорость просачивающейся жидкости. Возникающее при этом уравнение описывает изменение объема порового пространства под действием всех возможных причин, сводится к уравнению Скотта и Стивенсона [368] в области применимости последнего и удобно для практического использования.

Особенности изотермической сегрегации расплава продемонстрированы на одномерных численных решениях для случая низкой степени плавления. Из этих решений, в частности, следует, что ключевым параметром, определяющим стиль и характерное время сегрегации расплава внутри частично расплавленной зоны мощностью L является параметр сегрегации $\gamma_c = (L/\delta_c)^2$, где δ_c — длина компакции [43; 302; 345].

Численные решения свидетельствуют о том, что при любых значениях γ_c в верхней части зоны возникают слои, максимальное содержание расплава в которых намного превышает значение начального максимума, однако характер эволюции системы и время сегрегации существенно различаются в случаях низких и высоких значений γ_c . Первый из них соответствует сегрегации маловязких ультраосновных расплавов (кимберлитов и карбонатитов), а второй, возможно, объясняет некоторые особенности расслоенности крупных интрузий толеитовых базальтов.

6.2. Уравнение неразрывности двухфазной смеси

Получим уравнение, в общем виде выражающее условие того, что невозможность образования пустот в двухфазной смеси требует согласованности просачивания расплава, неупругого изменения объема пористости и, вообще говоря, скорости фазовых превращений. Если материал как матрицы, так и расплава является несжимаемым, то это уравнение легко написать из феноменологических соображений. Однако физический смысл уравнения становится более ясным, а само уравнение более общим, если

отказаться от предположения о несжимаемости и учесть конечную упругость твердой и жидкой фаз.

Рассмотрим участок пористой матрицы объемом ΔV , размеры которого велики по сравнению с размерами отдельных пор. Пусть объем пор в этом участке равен ΔV_p , а относительное содержание жидкости (или пористость) $\varphi = \Delta V_p / \Delta V$. В начале предположим, что расплав в этот участок не поступает и фазовые превращения не происходят. Допустим, что вследствие неупругой релаксации материала матрицы объем пор в этом участке породы изменился на δV , а давление расплава изменилось при этом на δp . Реальное изменение объема пористости δV_p складывается из его изменения δV вследствие вязкой деформации пор и упругой реакции матрицы δV_{el} на изменение давления

$$\delta V_p = \delta V + \delta V_{el}, \quad (6.1)$$

где

$$\frac{\delta V_{el}}{\Delta V} = \beta \frac{\delta p}{E}, \quad (6.2)$$

E — модуль Юнга материала матрицы, β — численный коэффициент, зависящий от формы пор и свойств материала матрицы (для круговых цилиндров $\beta = 1 + \sigma$; σ — коэффициент Пуассона [55]).

Изменение объема жидкости δV_l в этом случае является чисто упругим

$$\frac{\delta V_l}{\Delta V} = -\frac{\delta p}{K}, \quad (6.3)$$

где $1/K$ — сжимаемость расплава, и должно быть согласовано с изменением объема пористости $\delta V_l = \delta V_p$, откуда

$$\delta p \left(\frac{1}{K} + \frac{\beta}{E} \right) = -\frac{\delta V}{\Delta V}. \quad (6.4)$$

Учитывая, что $\delta V / \Delta V = (\delta \varphi / \varphi)_{def}$, получаем из (6.4)

$$\frac{1}{K_{eff}} \frac{\partial p}{\partial t} = - \left. \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right|_{def}, \quad (6.5)$$

где индекс “*def*” означает, что изменение пористости и давления жидкости в ней рассчитываются как результат чисто неупругой деформации без учета фильтрации и фазовых переходов, а $1/K_{eff}$ — эффективная сжимаемость:

$$\frac{1}{K_{eff}} = \frac{1}{K} + \frac{\beta}{E}. \quad (6.6)$$

Аналогично находится изменение давления жидкости вследствие фильтрации и фазовых переходов.

Пусть в некоторый участок среды, объем пористости в котором равен ϕV , поступил вследствие фильтрации объем δV расплава, что привело к увеличению давления на δp . Реальное изменение объема жидкости

$$\delta V_l = \delta V - \Delta V \frac{\delta p}{K} \quad (6.7)$$

а упругое изменение объема пор

$$\delta V_{el} = \Delta V \frac{\beta \delta p}{E} \quad (6.8)$$

Приравнивая эти выражения, получаем

$$\frac{\delta p}{K_{eff}} = \frac{\delta V}{\Delta V}. \quad (6.9)$$

Учитывая, что $\delta V/\Delta V = (\delta \phi/\phi)_{flow}$, где индекс “*flow*” означает, что изменение пористости рассчитывается как результат фильтрации без учета влияния остальных процессов, находим

$$\frac{1}{K_{eff}} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \ln \varphi}{\partial t} \Big|_{flow}. \quad (6.10)$$

Наконец, предположим, что в отсутствие фильтрации и неупругой деформации расплавился участок матрицы массой δM . Изменение объема пористости с учетом упругой реакции матрицы на изменение давления δp равно

$$\delta V_p = \frac{\delta M}{\rho_m} + \Delta V \frac{\beta \delta p}{E}, \quad (6.11)$$

где ΔV — начальный объем пористости, а ρ_m — плотность вещества матрицы.

Объем жидкости изменяется вследствие появления нового расплава и упругой деформации:

$$\delta V_l = \frac{\delta M}{\rho_l} - \Delta V \frac{\delta p}{K}, \quad (6.12)$$

где ρ_l — плотность жидкости.

Приравнивая изменения объемов расплава и матрицы, получаем

$$\frac{\delta p}{K_{eff}} = \frac{\delta M}{\Delta V} \frac{\Delta \rho}{\rho_l \rho_m}, \quad (6.13)$$

где $\Delta \rho = \rho_m - \rho_l$.

Если теперь ввести скорость плавления в единице объема $(\partial M / \partial t)$ (кг м⁻³ с⁻¹), то

$$\frac{1}{K_{eff}} \frac{\partial p}{\partial t} \Big|_{phs} = \frac{1}{\varphi} \frac{\partial M}{\partial t} \frac{\Delta \rho}{\rho_l \rho_m}, \quad (6.14)$$

где индекс «*phs*» означает, что изменение давления вызывается фазовым переходом в отсутствие фильтрации и неупругой деформации матрицы.

Скорость изменения полного давления

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} \Big|_{def} + \frac{\partial p}{\partial t} \Big|_{flow} + \frac{\partial p}{\partial t} \Big|_{phs}. \quad (6.15)$$

Поэтому, объединяя (6.5), (6.10) и (6.14), получаем общее уравнение, описывающее эволюцию давления жидкости, заполняющей связную часть пористости:

$$\frac{1}{K_{eff}} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \Big|_{flow} - \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \Big|_{def} + \frac{1}{\phi} \frac{\partial M}{\partial t} \frac{\Delta p}{\rho_l \rho_m}. \quad (6.16)$$

В пределе полной несжимаемости $1/K_{eff} \rightarrow 0$ получаем

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{flow} = \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{def} - \frac{\partial M}{\partial t} \frac{\Delta p}{\rho_l \rho_m}. \quad (6.17)$$

Как видно из уравнений (6.16), (6.17), при равенстве плотностей фаз вновь образующаяся фаза просто заменяет старую фазу, не меняя давления и не вызывая дополнительной фильтрации или неупругой деформации матрицы. Если плотности фаз различаются, фазовый переход сопровождается скачком давления, который релаксирует благодаря фильтрации расплава и/или деформации матрицы.

Уравнение (6.17) замыкает систему определяющих уравнений для задачи об эволюции несжимаемой двухфазной среды. Мы будем называть это уравнение уравнением неразрывности двухфазной смеси.

Рассуждая аналогичным образом, можно получить уравнения связи, замыкающие систему определяющих уравнений для несжимаемой N -фазной смеси:

$$\left(\frac{\partial\varphi_i}{\partial t}\right)_i = \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N \left[\left(\frac{\partial\varphi_i}{\partial t}\right)_k - \frac{\partial M_{ik}}{\partial t} \frac{\rho_k - \rho_i}{\rho_k \rho_i} \right], \quad i=1, \dots, N-1, \quad (6.18)$$

где $(\partial\varphi_i/\partial t)_k$ обозначает скорость изменения фазы i за счет процессов в фазе k , а $(\partial M_{ik}/\partial t)$ — скорость образования фазы i из фазы k . Заметим, что в силу условий детального равновесия (равенства нулю суммы изменений объемов на контакте фаз и суммы изменений масс при фазовых переходах) и условия $\sum_{i=1}^N \varphi_i = 1$ только $N-1$ уравнений вида (6.18) являются линейно независимыми. Действительно, в отсутствие фазовых переходов или при равенстве плотностей, на контакте фаз i и k $\delta V_i = -\delta V_k$, откуда $(\partial\varphi_i/\partial t)_k = -(\partial\varphi_k/\partial t)_i$ ($i \neq k$). С учетом фазовых переходов нужно выделить пары фаз, переходящих одна в другую. Если, например, это фазы 1 и 2, то из условия сохранения массы $\delta M_{12} = -\delta M_{21} = \delta M$, и условие детального равновесия на границе между фазами можно записать в виде $\delta V_1 + \delta V_2 = 2\delta M(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2\rho_1$. Поэтому общее условие детального равновесия имеет вид:

$$\left(\frac{\partial\varphi_i}{\partial t}\right)_k + \left(\frac{\partial\varphi_k}{\partial t}\right)_i = 2 \frac{\partial M_{ik}}{\partial t} \frac{\rho_k - \rho_i}{\rho_k \rho_i}, \quad (6.19)$$

причем правая часть отлична от нуля, только если фазы i и k превращаются одна в другую при фазовом переходе. Следствием этого условия является обращение в нуль суммы N уравнений (6.18), т. е. их линейная зависимость.

Уравнения (6.16), (6.17) являются абсолютно общими, но для того, чтобы они были практически полезными, необходимо конкретизировать процессы, контролирующие эволюцию системы.

Левая часть уравнения (6.17) описывает фильтрацию расплава относительно матрицы, которая происходит со скоростью $\mathbf{v} - \mathbf{v}_m$, где \mathbf{v} и \mathbf{v}_m — скорости расплава и матрицы соответственно. Если рассмотреть

произвольный объем V с границей S , то изменение содержания расплава в этом объеме, связанное с фильтрацией относительно матрицы, можно записать следующим образом:

$$\int_V \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_{flow} dV = - \int_S \varphi (\mathbf{v} - \mathbf{v}_m) dS. \quad (6.20)$$

Величины в подинтегральном выражении в правой части (6.20) являются результатом осреднения по поверхности S . Поскольку осреднения по поверхности и объему эквивалентны [61], можно воспользоваться теоремой Гаусса и перейти к интегрированию по объему, откуда следует

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_{flow} = - \operatorname{div} \varphi (\mathbf{v} - \mathbf{v}_m). \quad (6.21)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (6.17) можно записать в виде

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_{def} = \int \left(\frac{dv}{dt} \right)_{def} dn_p(<v), \quad (6.22)$$

где $n_p(<v)$ — число пор в единице объема, объем которых не превышает v , а $(dv/dt)_{def}$ — скорость изменения объема пор вследствие неупругой деформации матрицы.

Таким образом, уравнение (6.17) можно привести к виду:

$$- \operatorname{div} \varphi (\mathbf{v} - \mathbf{v}_m) = \int \left(\frac{dv}{dt} \right)_{def} dn_p(<v) - \frac{\partial M}{\partial t} \frac{\Delta \rho}{\rho_l \rho_m}. \quad (6.23)$$

Далее мы будем предполагать, что фильтрация подчиняется закону Дарси:

$$\varphi(\mathbf{v} - \mathbf{v}_m) = -\frac{k(\varphi)}{\mu}(\nabla p - \nabla p_{hydro}), \quad (6.24)$$

где $\nabla p_{hydro} = \rho_l \mathbf{g}$ — гидростатический градиент давления, μ — вязкость расплава, $k(\varphi) \propto a^2 \varphi^n$ — проницаемость матрицы, которая квадратично зависит от размера зерна a . Показатель n принимается обычно равным 2–3 [302, 419, 424].

Подставляя (6.24) в (6.23), получаем уравнение неразрывности смеси, в которое не входят скорости расплава и матрицы:

$$\operatorname{div} \frac{k(\varphi)}{\mu} (\nabla p - \nabla p_{hydro}) = \int \left(\frac{dv}{dt} \right)_{def} dn_p (< v) - \frac{\partial M}{\partial t} \frac{\Delta \rho}{\rho_l \rho_m}. \quad (6.25)$$

Дальнейшее упрощение требует введения дополнительных предположений. В частности, если содержание расплава настолько мало, что деформация одной поры не влияет на остальные, то скорость изменения объема каждой поры зависит только от ее объема, v , разности давлений расплава и матрицы, $p - p_m$, и реологии матрицы, которую при низких скоростях деформации можно считать линейной (диффузионный крип). Если характеризовать деформацию матрицы реологическим параметром η , который мы будем называть вязкостью, то из соображений размерности $(dv/dt)_{def} \propto v(p - p_m)/\eta$. Численный коэффициент зависит от формы пор и для цилиндрических пор с большим отношением длины к радиусу равен 1. В этом случае и в отсутствие фазовых переходов уравнение неразрывности смеси можно записать в виде:

$$\operatorname{div} \frac{k(\varphi)}{\mu} (\nabla(p - p_m) + \Delta \rho \mathbf{g}) = \frac{\varphi(p - p_m)}{\eta}, \quad (6.26)$$

где учтено, что $\int v dn_p (< v) = \varphi$ и приближенно принято, что при низком содержании расплава $\nabla p_m = \rho_m \mathbf{g}$.

Система определяющих уравнений вязкой гидродинамики вместе с уравнением неразрывности смеси (6.23) или (6.25) (или (6.26) в случае низкой степени плавления и в отсутствие фазовых переходов) является полной. С практической точки зрения удобно заменить уравнение сохранения массы расплава [172, 302]

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \varphi \mathbf{v} = \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial M}{\partial t} \quad (6.27)$$

суммой уравнений (6.27) и (6.23):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \int \left(\frac{dv}{dt} \right)_{def} dn_p (< v) - \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial M}{\partial t} - \operatorname{div} \varphi \mathbf{v}_m. \quad (6.28)$$

Уравнение (6.28) не содержит скорости расплава и описывает изменение пористости вследствие всех возможных причин — неупругой деформации матрицы, фазовых превращений и адвективного переноса пор вместе с матрицей.

В том же приближении, в котором справедливо уравнение (6.26), получаем из (6.28)

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\varphi(p - p_m)}{\eta}. \quad (6.29)$$

Это уравнение, относящееся к системе координат, связанной с матрицей (т. е. $\mathbf{v}_m=0$), впервые предложили Скотт и Стивенсон [368]. В пределе низкой степени плавления и в пренебрежении фазовыми переходами уравнения (6.26) и (6.29) образуют замкнутую подсистему двух уравнений с двумя неизвестными (φ и $p-p_m$), что позволяет рассмотреть задачу о фильтрации расплава в пористой среде отдельно от задачи о течении матрицы. После решения этой системы скорость фильтрации можно найти из уравнения Дарси (6.24).

Заметим, что в работе [345] получено уравнение сходное с (6.26) (уравнение (8с)). Однако если его привести к обозначениям, принятым в настоящей работе, то возникает уравнение, в котором знак второго слагаемого в левой части отличается от знака в (6.26), т. е. уравнение (8с) работе [345] является ошибочным.

6.3. Одномерная изотермическая сегрегация расплава

Особенности сегрегации расплава внутри частично расплавленной области мы проиллюстрируем на примере изотермической одномерной сегрегации расплава относительно матрицы, т. е. в пренебрежении фазовыми превращениями и адвективным переносом пористости.

В этом случае сегрегация описывается уравнениями (6.26), (6.29). В одномерной формулировке уравнение (6.26) записывается следующим образом (ось Z направлена вверх):

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{k(\varphi)}{\mu} \left(\frac{\partial(p - p_m)}{\partial z} - \Delta \rho g \right) = \varphi \frac{P - P_m}{\eta}. \quad (6.30)$$

Пусть φ_0 — характерная величина пористости, например, ее максимальное значение в начальном распределении $\varphi(0, z)$, а L — мощность частично расплавленной области. Считая вязкости постоянными, введем нормализованную пористость $\psi = \varphi / \varphi_0$, а также безразмерные координату $\zeta = z/L$, время $\tau = t \Delta \rho g L / \eta$ и давление $\Pi = (p - p_m) / \Delta \rho g L$. В безразмерных переменных уравнения (6.29), (6.30) записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \psi \Pi, \quad (6.31)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \psi^n \left(\frac{\partial \Pi}{\partial \zeta} - 1 \right) - \gamma_c \psi \Pi = 0, \quad (6.32)$$

где параметр сегрегации

$$\gamma_c = \frac{L^2}{\delta_c^2}, \quad (6.33)$$

а длина компакции [345]

$$\delta_c = \sqrt{\frac{k(\varphi_0)\eta}{\varphi_0\mu}} \quad (6.34)$$

отличается от аналогичной величины, введенной Маккензи [302], дополнительным множителем $1/\varphi_0$ под знаком корня.

Поскольку граница частично расплавленной области совпадает с поверхностью солидуса, то $\psi(\tau, 0) = \psi(\tau, 1) = 0$. Однако, чтобы решить уравнение (6.32), необходимо задать граничные значения $\Pi(\tau, \zeta)$. Учитывая, что разность давлений поддерживается фильтрацией расплава, скорость которого вблизи границ исчезающе мала из-за обращения в нуль $k(\varphi)/\varphi$, естественно положить $\Pi(\tau, 0) = \Pi(\tau, 1) = 0$. Легко видеть, что интегрируя уравнения (6.31) и (6.32) по ζ от 0 до 1, получаем $\int_0^1 (\partial \psi / \partial \tau) d\zeta = 0$, т.е. в отсутствие фазовых превращений система уравнений (6.31), (6.32) обеспечивает сохранение расплава.

Из физических соображений следует, что разность давлений и негидростатическая часть градиента давления расплава устанавливаются в результате конкуренции неупругой деформации и просачивания. Просачивание приближает градиент давления в расплаве к гидростатическому, увеличивая разность давлений между матрицей и расплавом до значений порядка $\Delta \rho g L$ (или $|\Pi| \sim 1$ в безразмерных переменных). Наоборот, неупругая релаксация пористости уменьшает

разность давлений ($|p-p_m| \ll \Delta \rho g L$ или $|\Pi| \ll 1$), приближая давление в расплаве к литостатическому ($|\partial p / \partial z| \sim \rho_m g$ или $|\partial \Pi / \partial \zeta - 1| \sim 1$). С другой стороны, непосредственно из вида уравнения (6.32) можно заключить, что при малых значениях γ_c безразмерная разность давлений $|\Pi|$ велика, а $|\partial \Pi / \partial \zeta - 1|$ мало. Наоборот, большие значения γ_c соответствуют малой разности давлений $|\Pi| \ll 1$ и большому значению $|\partial \Pi / \partial \zeta - 1|$. Таким образом, малые значения γ_c соответствуют преобладанию просачивания над неупругой деформацией, т. е. маловязкому расплаву и/или высокопроницаемой и очень вязкой матрице. Наоборот, очень вязкому расплаву (или малопроницаемой и относительно маловязкой матрице) соответствуют высокие значения γ_c .

6.4. Сегрегация расплава в предельном случае $\gamma_c=0$

При $\gamma_c=0$ приближенное решение уравнения (6.32) имеет вид $\partial \Pi / \partial \zeta \approx 1$ или $\Pi \approx \zeta - \zeta_0(\tau)$, поэтому из (6.31)

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \psi(\zeta - \zeta_0(\tau)), \quad (6.35)$$

где ζ_0 — безразмерная координата уровня, на котором разность давлений $\Pi(\tau, \zeta)$, а следовательно, и скорость деформации пористости меняют знак.

Эта глубина должна быть выбрана таким образом, чтобы общее количество расплава не изменялось:

$$\int_0^1 \frac{\partial \psi}{\partial \tau} d\zeta = 0, \quad (6.36)$$

т. е.

$$\zeta_0(\tau) = \frac{\int \zeta \psi(\tau, \zeta) d\zeta}{\int \psi(\tau, \zeta) d\zeta}. \quad (6.37)$$

В последнем уравнении интегрирование производится по области существования связного расплава. Заметим, что уравнение (6.37) не предполагает одномерность задачи.

Рис. 6.1 демонстрирует, как происходит просачивание расплава в одномерной связной системе частичного плавления без фазовых переходов при $\gamma_c=0$. Предполагается, что в момент $\tau = 0$ содержание расплава зависело от глубины квадратично $\psi(0, \zeta) = 4\zeta(1 - \zeta)$. Расплав быстро мигрирует вверх, так что вблизи кровли зоны плавления возникает тонкий слой, в котором максимальное содержание расплава значительно превышает начальный максимум ϕ_0 . В предельном случае $\gamma_c=0$ градиент давления остается гидростатическим ($\partial\Pi/\partial\zeta = 1$) в течение всего времени эволюции системы и во всей зоне (Рис. 6.1b), но разность давлений монотонно уменьшается, вследствие чего уровень ζ_0 , который приближенно совпадает с положением центра масс расплава, в процессе эволюции системы смещается вверх (Рис. 6.1c). Иначе говоря, область в нижней части зоны плавления, в которой происходит закрытие пористости, со временем увеличивается, а область, где пористость раскрывается, уменьшается.

В этой упрощенной модели фильтрация происходит даже в хвосте распределения пористости вблизи основания зоны. В действительности, конечно, в этой части зоны плавления проницаемость с уменьшением содержания расплава быстро падает и просачивание прекращается. Наоборот, в верхней части зоны в окрестности максимума пористости проницаемость в процессе эволюции системы возрастает, облегчая поддержание гидростатичности давления. При этом, однако, вследствие поступления расплава на грани зерен кристаллической структуры [307] топология пористости меняется и уравнение (6.29), начиная с некоторого порогового значения пористости, перестает быть применимым. Иначе говоря, в процессе сегрегации внутри области возникают поверхности, по разные стороны которых реология среды резко различается. Общий подход к

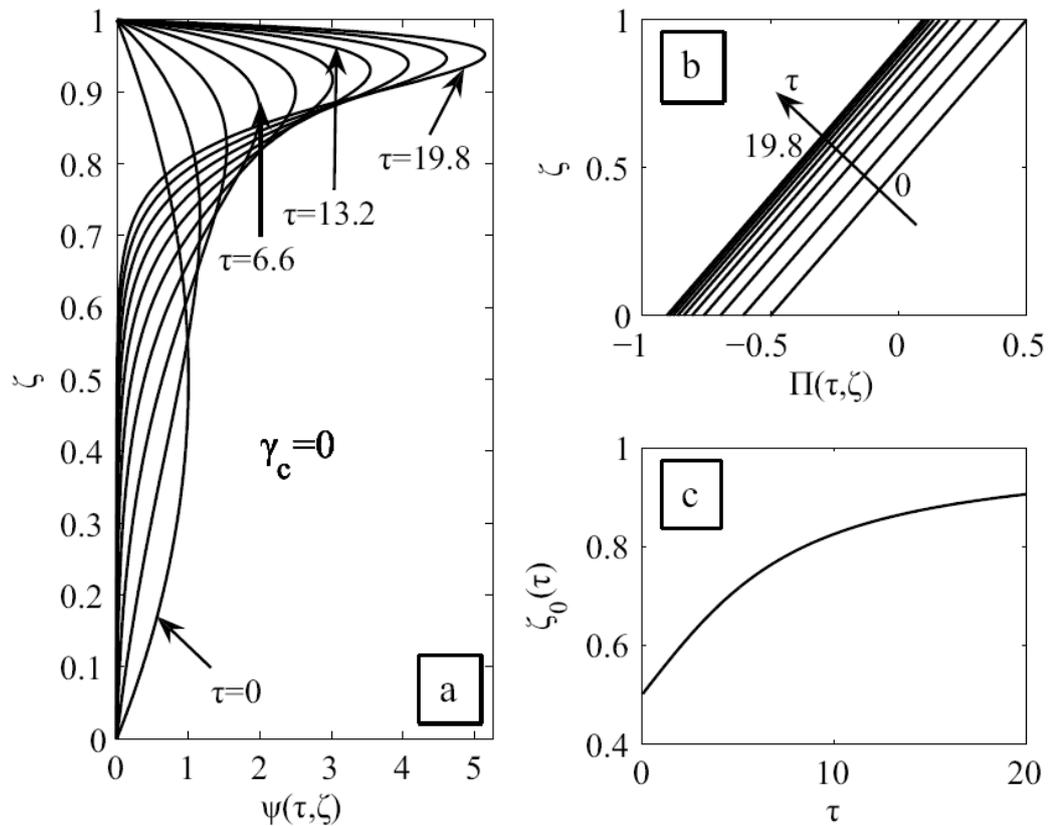


Рис. 6.1. Эволюция распределения пористости $\psi(\tau, \zeta)$ (а), безразмерного давления $\Pi(\tau, \zeta)$ (б) и уровня инверсии деформации $\zeta_0(\tau)$ (с) в частично расплавленной зоне при $\gamma_c = 0$ и $0 \leq \tau \leq 19,8$. Стрелкой показано направление возрастания времени. Начальное содержание расплава зависит от координаты квадратично: $\psi(0, \zeta) = 4\zeta(1 - \zeta)$, $\phi_0 = 0,01$.

изучению систем с внутренними реологическими границами развивается А. В. Каракиным [259].

6.5. Миграция расплава в предельном случае $\gamma_c \rightarrow \infty$

В этом приближении напряжения в матрице в окрестности пор релаксируют значительно быстрее, чем достигается гидростатическое

распределение давления в расплаве, так что давление в расплаве приближенно равно давлению в матрице. Физически, этот случай соответствует предположению [302] о равенстве давлений в матрице и расплаве. Поэтому не удивительно, что эволюция такой системы в основных чертах совпадает с решениями, полученными при постановке задачи, близкой к той, которая была предложена Маккензи [41, 40, 368, 114, 115, 385, 386, 387, 42]. Основное внимание в этих исследованиях концентрируется на изучении систем, размеры которых велики по сравнению с длиной компакции δ_c [43, 302]. Вследствие нелинейной зависимости проницаемости от пористости в таких системах могут возникать неустойчивости, приводящие к формированию волн пористости, распространяющихся на фоне восходящего (если расплав обладает плавучестью относительно матрицы) потока фильтрующейся жидкости.

С формальной точки зрения в этом случае $\Pi \approx 0$. Перед тем, как переходить к этому пределу, исключим из уравнений (6.31), (6.32) безразмерное давление и введем новое безразмерное время $\theta = \tau / \gamma_c$.

Поскольку при $\Pi \approx 0$ градиент безразмерного давления тоже равен нулю то система (6.31), (6.32) сводится к уравнению

$$\frac{\partial \psi}{\partial \theta} = - \frac{\partial \psi''}{\partial \zeta}. \quad (6.38)$$

Заметим, что аналогично тому, как в рассмотренном выше предельном случае $\gamma_c = 0$ эволюция пористости не зависит от проницаемости матрицы и вязкости расплава, в пределе $\gamma_c \rightarrow \infty$ вязкость матрицы η , а значит и длина компакции не входят в число существенных параметров, т. е. (6.38) соответствует приближению нулевой длины компакции [385, 386].

Простейшие свойства решений уравнения (6.38) легко выяснить аналитически.

Если в начальный момент пористость была постоянна, за исключением небольшого возмущения $\psi(0, \zeta) = 1 + \chi(\zeta)$, $|\chi(\zeta)| \ll 1$, то, линеаризовав уравнение (6.38), можно убедиться, что его решением является функция $\psi(\theta, \zeta) = 1 + \chi(\zeta/n - \theta)$, которая описывает волну, распространяющуюся, сохраняя форму возмущения, в направлении фильтрации с постоянной безразмерной скоростью, равной n .

В целом, эволюция возмущений, распространяющихся на фоне постоянной и не обращающейся в нуль на границах области пористости, т. е., фактически, в неограниченных системах, детально исследована в цитированных выше работах. Здесь мы рассмотрим случай ограниченной системы частичного плавления, в которой пористость обращается в нуль на нижней и верхней границах.

Поскольку знаки перед производными по координате и времени в уравнении (6.38) противоположны и обе производные изменяют знак в точке экстремума пористости, это уравнение описывает общее смещение распределения пористости в направлении фильтрации, которое происходит таким образом, что начальный максимум $\psi(0, \zeta)$ нигде не превышаетя. В частности, при $n=2$ линейное распределение пористости в процессе эволюции системы остается линейным. Например, решением уравнения (6.38), удовлетворяющим начальному условию $\psi(0, \zeta) = d(1 - \zeta)$, является функция $\psi(\theta, \zeta) = b(\theta)(1 - \zeta)$ с $b(\theta) = d / (1 - 2d\theta)$. Заметим, что $\partial\psi/\partial\zeta$ достигает $-\infty$ за конечное время $\theta = 1/2d$, т.е. за конечное время формируется скачок пористости (или фронт ударной волны в терминологии [385]).

Рис. 6.2 иллюстрирует это поведение на примере эволюции системы с начальным распределением пористости в виде $\psi(0, \zeta) = 1 - \zeta$ и граничными условиями $\psi(\theta, 0) = \psi(\theta, 1) = 0$. Если нелинейность слабая ($n=2$, Рис. 6.2а) формирование разрыва происходит вблизи верхней границы области, а в случае $n=3$ (Рис. 6.2б) скачок пористости возникает внутри зоны. При

$\partial\psi/\partial\zeta \rightarrow -\infty$ уравнение (6.38) становится неприменимым, что в процессе численного решения проявляется в появлении неустойчивостей, как на Рис. 6.2. при $\theta=0,18, 0,20$. Физического смысла эти неустойчивости не имеют, поскольку, как мы увидим в следующем разделе, в реальных системах, т. е. при конечных, хотя и больших значениях γ_c , резкие фронты пористости не возникают.

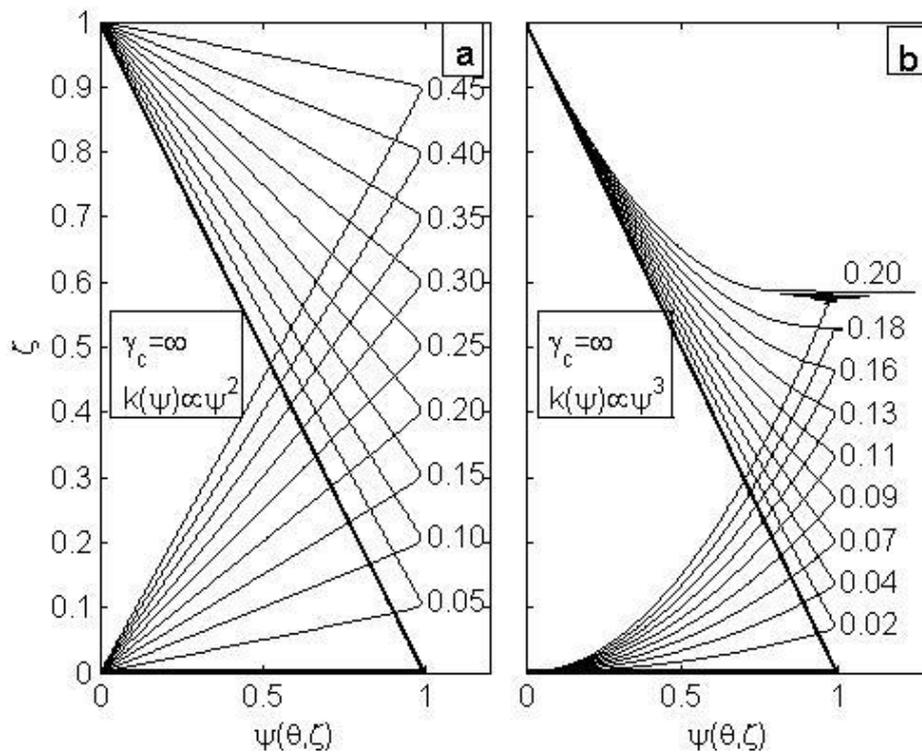


Рис. 6.2. Эволюция безразмерной пористости $\psi(\theta, \zeta)$ в зоне частичного плавления в предельном случае $\gamma_c \rightarrow \infty$: (a) $k(\varphi) \propto \varphi^2$; (b) $k(\varphi) \propto \varphi^3$. Начальное содержание (жирная кривая) зависит от координаты линейно: $\psi(0, \zeta) = 4\zeta(1 - \zeta)$. Числа возле вершин кривых — безразмерное время θ .

Поэтому идеализированные системы, описываемые уравнением (6.38), представляют только методический интерес.

6.6. Общий случай

Эволюция пористости и давления в случаях $\gamma_c=10^{-2}$, $\gamma_c=10$ и $\gamma_c=10^2$ иллюстрируется Рис. 6.3, Рис. 6.4, Рис. 6.5 соответственно. Начальное распределение пористости всюду принимается параболическим $\psi(0,\zeta)=4\zeta(1-\zeta)$ с максимумом $\psi(0, 0,5)=1$ посередине зоны и нулевыми значениями на границах. На каждом из рисунков левая панель (а) показывает, как эволюционирует безразмерное содержание расплава $\psi(\tau,\zeta)$, а правая (б) — безразмерное давление $\Pi(\tau,\zeta)$. Стрелка на панелях (б) показывает направление возрастания времени.

Как видно из Рис. 6.3, эволюция пористости при $\gamma_c=10^{-2}$ происходит по сценарию, аналогичному случаю $\gamma_c=0$. Практически весь расплав перемещается в верхнюю часть зоны частичного плавления, где формируется слой, в котором максимальное содержание быстро нарастает и за безразмерное время $\tau \approx 19,5$ достигает 5. Далее мы будем обозначать $\tau^{(5)}(\gamma_c)$ время, в течение которого максимальное значение пористости увеличивается в 5 раз.

Характер эволюции давления при $\gamma_c=10^{-2}$ отличается от предельного случая $\gamma_c=0$. В последнем случае градиент давления остается гидростатическим в течение всего времени во всей зоне (Рис. 6.1а). При $\gamma_c=10^{-2}$ градиент давления при $\tau=0$ также равен гидростатическому почти во всей области, причем безразмерное давление Π по порядку величины равно 1, т. е. размерная разность давлений между расплавом и матрицей $\sim \Delta \rho g L$. Однако с течением времени в нижней части зоны возникает и постепенно расширяется область, в которой пористость и проницаемость становятся настолько малыми, что просачивание не успевает компенсировать изменения

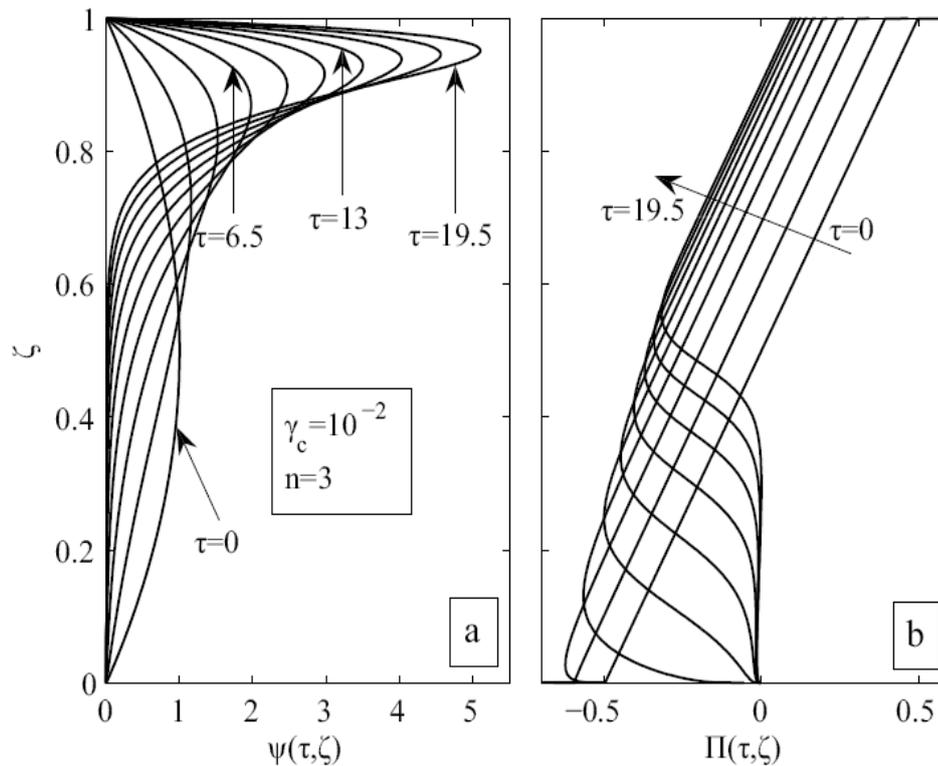


Рис. 6.3. Эволюция безразмерной пористости $\psi(\tau, \zeta)$ (a) и безразмерного давления $\Pi(\tau, \zeta)$ (b) при $\gamma_c=10^{-2}$, $n=3$ и $0 \leq \tau \leq 19,5$. Начальное распределение пористости $\psi(0, \zeta)=4\zeta(1-\zeta)$. Стрелка на правой панели показывает направление возрастания времени.

давления, вызываемые релаксацией матрицы. В этой области давление расплава практически сравнивается с давлением в матрице ($\Pi \approx 0$). В верхней части зоны давление остается гидростатическим, но мощность этой области со временем уменьшается.

При $\gamma_c=10$ (Рис. 6.4a) пористость эволюционирует по сценарию, промежуточному между случаями малых и больших (см. ниже) значений параметра сегрегации. Аналогично случаю $\gamma_c=10^{-2}$, к моменту, когда содержание расплава в максимуме распределения пористости возрастает в пять раз, в верхней части зоны образуется единственный слой, обогащенный

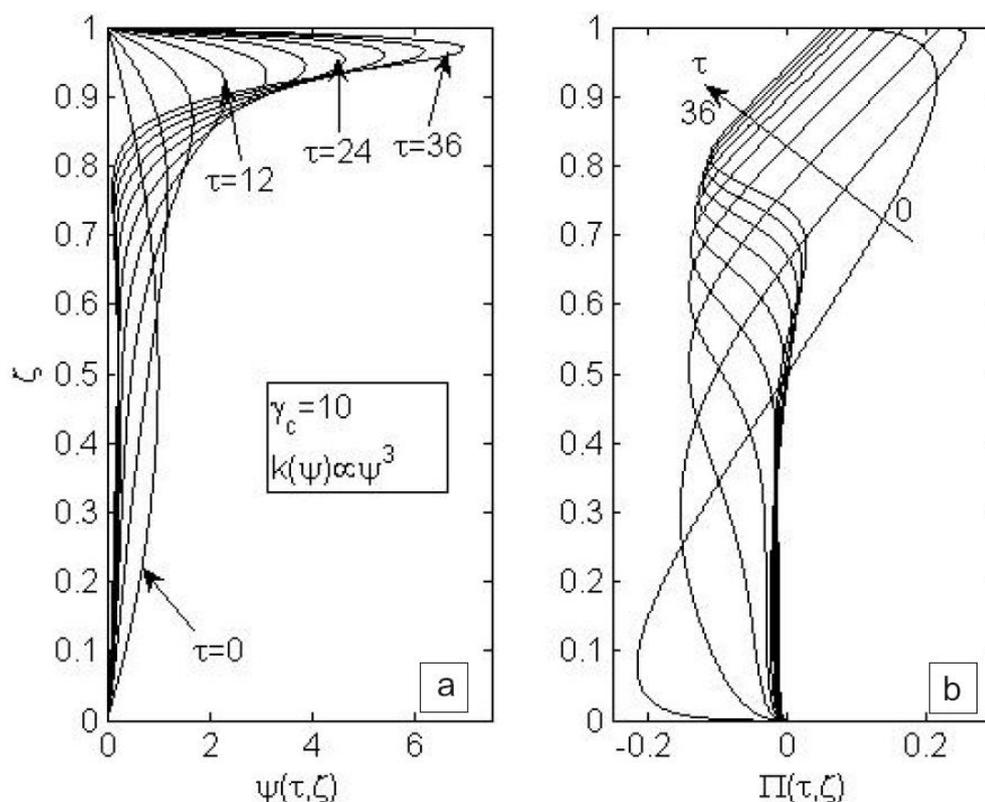


Рис. 6.4. Эволюция безразмерной пористости $\psi(\tau, \zeta)$ (a) и безразмерного давления $\Pi(\tau, \zeta)$ (b) при $\gamma_c=10$, $n=3$ и $0 \leq \tau \leq 36$. Начальное распределение пористости $\psi(0, \zeta)=4\zeta(1-\zeta)$. Стрелка на правой панели показывает направление возрастания времени.

расплавом, а градиент давления в этой части зоны близок к гидростатическому. В то же время, вблизи нижней границы этого обогащенного слоя образуется слабо выраженный минимум пористости, с появления которого начинается формирование волнообразной структуры, развивающейся при высоких значениях γ_c .

При $\gamma_c=10^2$, $n=3$ (Рис. 6.5a) на начальном этапе пористость изменяется примерно так же, как в случае $\gamma_c=10^{-2}$ (Рис. 6.2a), т. е. происходит общее смещение расплава вверх без превышения начального максимума распределения (равного 1). Затем в верхней части зоны формируется

обогащенный расплавом слой, который снизу ограничен минимумом пористости и, соответственно, проницаемости. Этот минимум препятствует поступлению расплава из нижележащих слоев, поэтому обогащенный слой в дальнейшем эволюционирует таким образом, что полное количество расплава в нем остается приблизительно постоянным. При этом он становится тоньше, максимум пористости в нем возрастает, а ограничивающий его снизу минимум пористости углубляется.

Эволюция давления при $\gamma_c=10^2$, $n=3$, показанная на Рис. 6.5, также резко отличается от случая $\gamma_c \ll 1$ (Рис. 6.3). Как следует из Рис. 6.5b, в этом случае $P \leq 0,05-0,1$, т. е. разность давлений в расплаве и матрице не превышает примерно 5–10% максимально возможного сверхгидростатического перепада давлений $\Delta p g L$ в частично расплавленной зоне. Другими словами, в течение всей эволюции давление в расплаве мало отличается от давления в матрице.

Именно вследствие этого эволюция частично расплавленной системы при высоких значениях γ_c оказывается медленной. Резкий минимум давления в верхней части зоны располагается несколько выше минимума пористости и приводит к закрытию пористости в нижней части волны и уменьшению ее мощности.

Вслед за первой волной формируется вторая, что хорошо видно на профилях пористости и давления, рассчитанных при $\tau=150$ и показанных на врезках Рис. 6.5. Как следует из кумулятивного распределения пористости (Рис. 6.6), в первой волне содержится около 57% всего расплава, а во второй – около 13%. Другими словами, даже после образования второй волны в «хвосте» распределения остается около трети расплава. После того как вторая волна сформируется, возникнет третья волна, и этот процесс будет продолжаться до затвердевания расплава. Заметим, что соотношение амплитуд уединенных волн существенно зависит от показателя, n , в зависи-

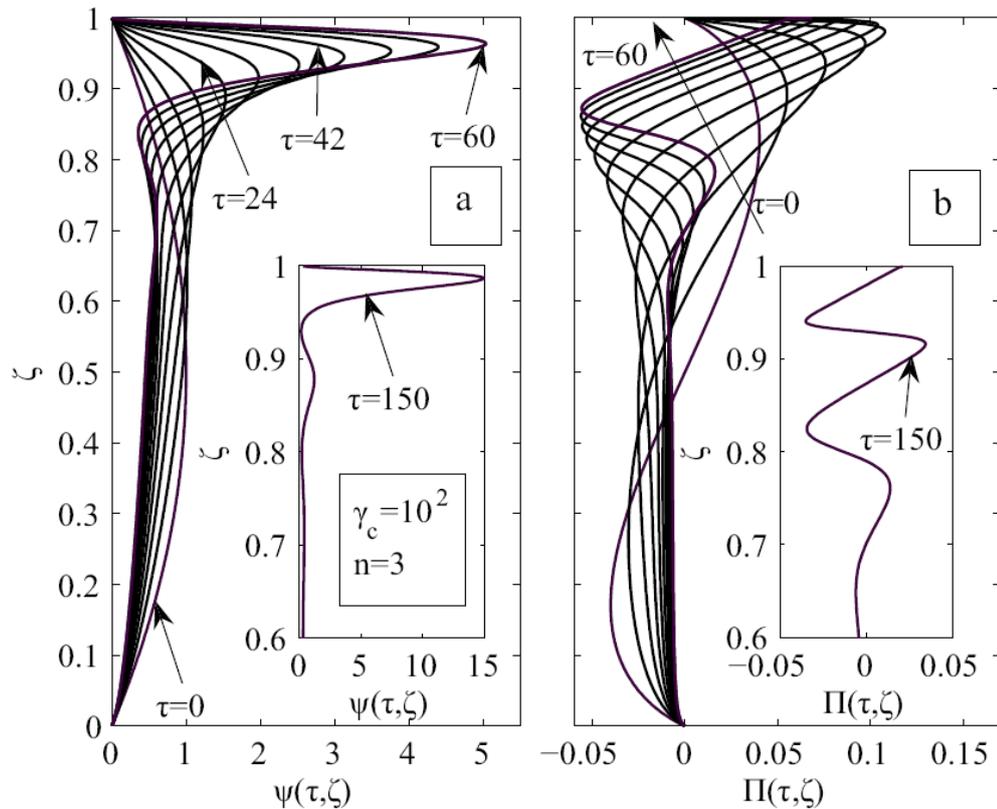


Рис. 6.5. Эволюция безразмерной пористости $\psi(\tau, \zeta)$ (a) и безразмерного давления $\Pi(\tau, \zeta)$ (b) при $\gamma_c=10^2$, $n=3$ и $0 \leq \tau \leq 60$. Начальное распределение пористости $\psi(0, \zeta)=4\zeta(1-\zeta)$. Стрелка на правой панели показывает направление возрастания времени.

мости проницаемости от пористости (см. (6.32)). При слабой нелинейности ($n=2$) большая часть расплава содержится в первой волне. Например, при $\gamma_s=10^2$, $n=2$ и $\tau=150$ в первой волне содержится более 75% всего расплава, а во второй — около 10%.

Структура пород, которая может возникнуть в результате сегрегации по сценарию $\gamma_c \geq 10^2$, сходна со строением расслоенных интрузий [76,83], и, возможно, характерная и закономерно организованная слоистость интрузий возникает именно вследствие сегрегации расплава в этом режиме.

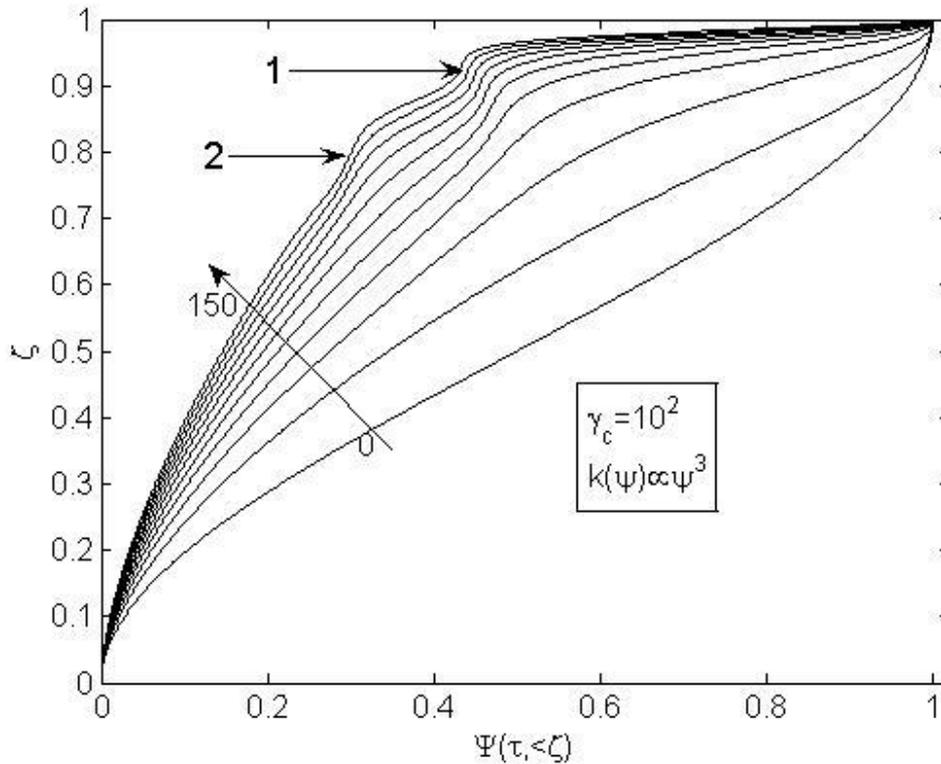


Рис. 6.6. Кумулятивное распределение пористости $\Psi(\tau, ζ) = $\int_0^\zeta \psi(\tau, \zeta) d\zeta / \int_0^1 \psi(0, \zeta) d\zeta$, рассчитанное для модели с $\gamma_c = 10^2$, $n = 3$ и $0 \leq \tau \leq 150$. Длинная стрелка показывает направление возрастания времени. Стрелки 1 и 2 показывают положение нижних границ первой и второй уединенных волн соответственно. В первой волне содержится около 57%, а во второй – 13% всего расплава.$

Наконец, сопоставляя эволюцию пористости при различных значениях параметра сегрегации от $\gamma_c = 0$ до $\gamma_c = \infty$ (Рис. 6.1-6.5), можно заключить, что способность пористости, заполненной жидкостью, эволюционировать посредством формирования волнообразной структуры становится более выраженной с увеличением γ_c .

6.7. Время сегрегации

Определение времени сегрегации невозможно ввести однозначным образом, поскольку оно зависит от того, как определить сам факт того, что сегрегация произошла, а также от начального распределения пористости. Мы в качестве количественной характеристики скорости сегрегации примем время $\tau^{(5)}(\gamma_c)$ в течение которого максимум первоначально параболического распределения безразмерной пористости $\psi(0,\zeta)=4\zeta(1-\zeta)$ возрастает в пять раз, т. е. по определению

$$\max_{\zeta} (\psi(\tau^{(5)}, \zeta)) = 5. \quad (6.39)$$

Тогда $\tau^{(5)}$ зависит от параметра сегрегации γ_c (или $L/\delta_c = \sqrt{\gamma_c}$), а также, но значительно слабее, от показателя n в зависимости проницаемости от пористости.

Рис. 6.7 иллюстрирует изменение $\tau^{(5)}(\gamma_c)$ в интервале $10^{-3} \leq \gamma_c \leq 10^4$ для двух значений n ($n=2$ и $n=3$), $\phi_0=0,01$ и $\psi(0,\zeta)=4\zeta(1-\zeta)$. Результаты расчета можно приближенно аппроксимировать зависимостью

$$\tau^{(5)}(\gamma_c) \approx 19,5 + 0,25\gamma_c, \quad (6.40)$$

показанной на Рис. 6.7 штриховой линией.

Размерное время сегрегации:

$$t^{(5)}(\gamma_c) \approx 19,5 \frac{\eta}{\Delta\rho g L} + 0,25 \frac{L}{V_D}, \quad (6.41)$$

где $V_D = k(\phi_0)\Delta\rho g / \mu\phi_0$ — скорость Дарси.

При $\gamma_c \ll \gamma^* = 80$ второе слагаемое в уравнении (6.41) мало по сравнению с первым, так что безразмерное время сегрегации приближенно постоянно и близко к 20, а размерное время $t^{(5)}$ не зависит от вязкости расплава и проницаемости и убывает с ростом мощности зоны плавления L

пропорционально L^{-1} . В противоположном предельном случае вязкость матрицы не влияет на скорость сегрегации. Заметим также, что при высоких значениях γ_c сегрегация происходит медленнее, чем при низких в γ_c/γ^* раз.

Значение γ^* , т. е. границы между “высокими” и “низкими” значениями γ_c , и конкретные значения коэффициентов в уравнениях (6.40), (6.41) не являются универсальными. Их значения зависят от формулировки проблемы в безразмерных переменных (граничных условий и вида начального распределения пористости $\varphi(0, \zeta)$), а также от вида критерия (6.39). Определение (6.39) является, конечно, произвольным. Если физически более оправданным является критерий, основывающийся на достижении системой определенного порогового содержания расплава φ_{th} (соответствующего, например, резкому изменению реологии частично расплавленного агрегата), то оценка времени сегрегации изменится приблизительно в $\varphi_{th}/5\varphi_0$ раз.

6.8. Обсуждение и следствия

Мы выяснили, что ключевым параметром, контролирующим стиль и характерное время сегрегации, является параметр сегрегации $\gamma_c = (L/\delta_c)^2$, т. е. квадрат отношения мощности частично расплавленной зоны к длине компакции δ_c . При малых значениях параметра сегрегации $\gamma_c \ll \gamma^*$ гидростатический градиент давления в расплаве устанавливается быстрее, чем релаксирует матрица. Вследствие этого разность давлений между расплавом и матрицей остается большой ($\sim \Delta \rho g L$). При $\gamma_c \geq \gamma^*$ перестройка матрицы происходит быстрее, чем релаксирует давление в расплаве, и разность давлений между расплавом и матрицей мала. В первом случае весь

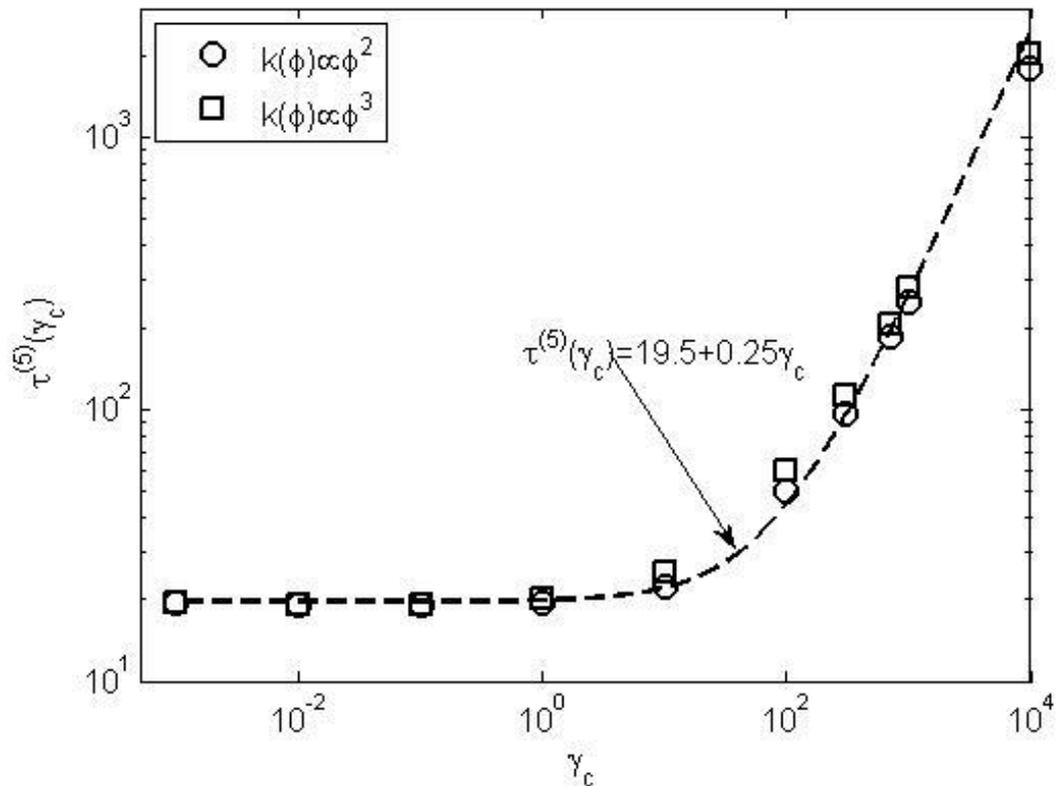


Рис. 6.7. Характерное время сегрегации в зависимости от γ_c . Кружки и квадраты — результаты расчета при $n=2$ и $n=3$ соответственно. Уравнение аппроксимирующей штриховой линии $\tau^{(5)}(\gamma_c)=19,5+0,25\gamma_c$.

расплав собирается в верхней части зоны, а во втором — формируется последовательность волн убывающей амплитуды. Мы обсудим наблюдательные проявления сегрегации расплавов, развивающейся в соответствии с этими двумя сценариями, на примере сегрегации маловязкого ультраосновного карбонат-содержащего расплава (кимберлит, карбонатит) в области его источника и базальтовой магмы в крупной коровой интрузии.

Несмотря на то, что значения величин, входящих в уравнение (6.41), известны не очень хорошо и в реальных условиях могут значительно различаться, полезно сделать некоторые численные оценки. При этих оценках будем принимать размер зерна $a=1$ мм, $\phi_0=0,01$, мощность зоны

плавления в очаге кимберлитового магматизма $L=10$ км (см. ниже), мощность крупной коровой интрузии $L=10^3$ м, разуплотнение расплава относительно матрицы $\Delta\rho=300$ кг м⁻³. По наблюдениям постгляциальных движений [359, 313] эффективная вязкость верхней мантии порядка $\eta=10^{21}$ Па с. Эта оценка относится, однако, к холодной мантии щитов, а в области частичного плавления, где температура превышает солидус, вязкость, несомненно, намного ниже. Поэтому мы положим $\eta=10^{19}$ Па с, что не противоречит экспериментальным результатам работ [444, 305]. Такое же значение вязкости мы примем и для пористой матрицы в коровой интрузии. Наконец, проницаемость обычно задается в виде $k(\varphi)=a^2\varphi^n/B$, где B изменяется от 1000 до 300 при изменении n от 2 до 3 ([302, 387] и ссылки там). Мы воспользуемся соотношением $k(\varphi)=a^2\varphi^3/270$, которое проверено экспериментально при содержании жидкости $\geq 0,6\%$ [348].

При выбранных значениях параметров длина компакции для маловязких ультраосновных карбонат-содержащих расплавов ($\mu=0,1$ Па с; см. обсуждение в работе [174]) $\delta_c=6$ км, а для толеитовых базальтов, вязкость которых порядка 10^3 Па с [298], $\delta_c=60$ м, так что параметр сегрегации для ультраосновных карбонат-содержащих расплавов $\gamma_c \leq 3$, а для крупных интрузий γ_c порядка 10^2 . Таким образом, сегрегация маловязких ультраосновных расплавов происходит по сценарию $\gamma_c \ll \gamma^*$, а сегрегация основных расплавов на заключительной стадии становления крупных интрузивов — по сценарию $\gamma_c \geq \gamma^*$. Как обсуждалось в предыдущем разделе, γ^* зависит от граничных и начальных условий и для задачи о сегрегации расплава внутри ограниченной зоны частичного плавления с параболическим начальным распределением пористости $\gamma^*=80$.

Как отмечалось выше, формирование волнообразной структуры при сегрегации в режиме $\gamma_c \geq \gamma^*$ может иметь отношение с возникновению расслоенности крупных интрузий. В этой связи интересны наблюдения Уэйджера и Брауна [76, с. 520—521], которые подчеркивают, что

«...расслоенность характерна (и практически обязательна) для крупных интрузивов, возникших за счет родоначальной базальтовой магмы», но при этом «... в большинстве случаев родоначальная магма имела толеитовый состав.... Авторам неизвестны крупные расслоенные интрузивы с родоначальной магмой щелочного состава». С точки зрения рассмотренной выше модели сегрегации последнее, возможно, объясняется просто тем, что при сопоставимых температурах вязкость толеитовых базальтов по крайней мере на порядок превышает вязкость щелочных базальтов [298], что пропорционально увеличивает γ_c и приводит к тому, что последовательность волн становится более выраженной. Последнее очевидно, например, из сравнения Рис. 6.4 и Рис. 6.5, на которых показана эволюция пористости при $\gamma_c=10$ и $\gamma_c=10^2$ соответственно. На внутреннее строение расслоенных интрузий, несомненно, влияют процессы гравитационного осаждения кристаллов, которые Уэйджер и Браун [76] считают основными. Эти авторы подчеркивают, однако, что осаждение само по себе не может объяснить появления слоев с большей плотностью, лежащих выше по разрезу, чем менее плотные породы. В то же время эта характерная особенность структуры расслоенных интрузий объясняется естественным образом, если предположить, что окончательному затвердеванию предшествовало образование серии уединенных волн. Наблюдательной проверкой этого предположения может служить предсказание модели об убывании амплитуды волн в процессе сегрегации (Рис. 6.5 и Рис. 6.6).

Особенностью сегрегации при $\gamma_c \ll \gamma^*$ (маловязкие ультраосновные магмы) является убывающая зависимость времени сегрегации от мощности зоны плавления $\tau^{(5)} \propto L^{-1}$. Фактически, это ограничивает мощность зоны плавления, формирующейся к моменту сегрегации. Проиллюстрируем это, предполагая, что плавление является декомпрессионным, т. е. происходит внутри всплывающего диапира (Рис. 6.8). В первом приближении температура внутри диапира изменяется адиабатически, и плавление

начинается, когда вершина диапира достигает уровень пересечения адиабаты и солидуса. Мощность зоны плавления возрастает линейно со временем $L=t_d V_d$, где V_d — скорость всплывания, а время t_d отсчитывается от начала плавления. Поскольку никакой объект не может существовать дольше времени, в течение которого он разрушается, то $t_d \leq t^{(5)}$, и мощность зоны плавления на момент завершения сегрегации и извержения магмы на поверхность можно оценить из (6.41):

$$\frac{L}{V_d} \leq 19,5 \frac{\eta}{\Delta \rho g L} + 0,25 \frac{L}{V_D}. \quad (6.42)$$

Откуда при $V_d \ll 4V_D$

$$L \leq L_{segr} \approx 4,4 \left(\frac{V_d \eta}{\Delta \rho g} \right)^{1/2}. \quad (6.43)$$

Поскольку при выбранных значениях параметров $V_D=30$ см/год, а скорость всплывания диапира порядка нескольких сантиметров в год, то условие справедливости оценки (6.43) можно считать выполненным. При скорости всплывания $V_d=3$ см/год и разуплотнении расплава относительно матрицы $\Delta \rho=300$ кг м⁻³ мощность области плавления не может превысить $L_{segr}=8$ км, а время сегрегации составляет $\tau^{(5)}=0,27$ млн. лет. После первого извержения при дальнейшем всплывании диапира образуется новая зона плавления, которая растет, пока сегрегация опять не станет неизбежной. Процесс будет повторяться, пока весь диапир не пересечет поверхность солидуса, как это схематически иллюстрируется на Рис. 6.8.

Таким образом, убывающая зависимость времени сегрегации маловязкого расплава от мощности пористой матрицы приводит к формированию кластера приблизительно одновозрастных и односоставных магматических извержений, характерных для кимберлитовых провинций [46, 23, 60] (как подчеркивают Белов и др. [60, с. 461], «...одиночных

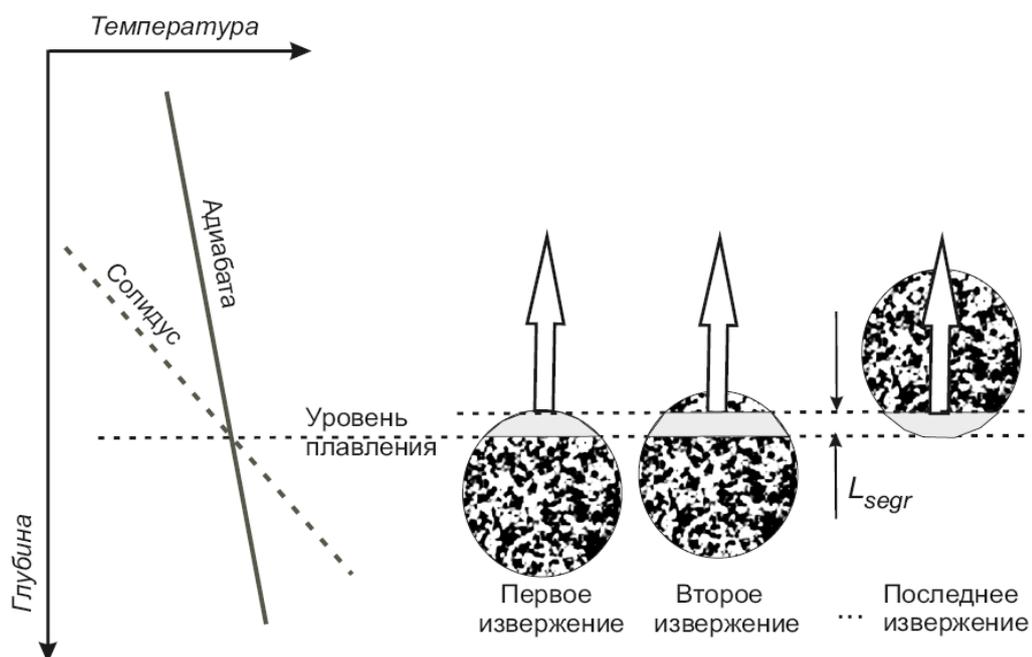


Рис. 6.8. Схема, иллюстрирующая формирование кластерных извержений при декомпрессионном плавлении. Предполагается, что диапир всплывает адиабатически, и плавление начинается, когда его вершина достигает уровня, на котором температура диапира сравнивается с солидусом. Первое извержение происходит, когда мощность области частичного плавления достигнет L_{segr} (см. оценку (6.43)). Затем извержения повторяются до тех пор, пока весь диапир не пересечет уровень плавления.

кимберлитовых трубок или даек не бывает»). При этом объем сегрегировавшего расплава составляет порядка $L_{segr}\phi_0 \sim 0,08 \text{ км}^3$ на 1 км^2 поверхности (при $\phi_0 \sim 1\%$), что близко к объему кимберлитовых трубок (например, объем конической трубки радиусом 100 м и высотой 2 км равен $0,02 \text{ км}^3$). В этой модели интервал времени между отдельными извержениями 0,2—0,3 млн. лет, что согласуется с данными датирования многочисленных кимберлитовых проявлений на Канадском щите [223, 221].

Сценарий, связывающий зарождение и сегрегацию кимберлитовых магм с декомпрессионным плавлением, согласуется с наблюдениями, свидетельствующими о существовании корреляции кимберлитовых полей с малоамплитудными поднятиями диаметром $D \sim 30\text{—}100$ км [60, стр. 185], и, возможно, указывающими на то, что кимберлитообразование происходит на фоне восходящих движений в мантии с характерным размером $\sim D$. Примеры этой корреляции можно найти в обзорах [344, 23]. Такие малоамплитудные поднятия могут быть следствием потери плавучести и остановки диапира внутри литосферы из-за выноса летучих, которыми насыщены ультраосновные щелочные расплавы. Интересно, что авторы работы [178], по-видимому, обнаружили ксенолиты, захваченные в таком, «застрявшем» диапире. Обращают на себя внимание еще два совпадения с наблюдениями: отношение D/L_{segr} ($\sim 3\text{—}10$) близко к количеству кимберлитов в отдельном кластере [46, 23, 60], а время D/V_d (несколько миллионов лет) как раз порядка продолжительности активности отдельного кимберлитового поля [223, 221].

Этот сценарий, как и модель происхождения кимберлитов, предложенная [208], предполагает решающую роль перколяционной сегрегации в эволюции источников ультраосновных карбонатизованных расплавов. Авторы [208] предположили также, что разность давлений $\sim \Delta \rho g L$ между расплавом и матрицей может быть причиной зарождения нарушений, рост которых приводит к формированию транслитосферных даек, транспортирующих магму на поверхность. Если плотности твердой фазы и расплава различаются, то плавление может приводить к дополнительному увеличению разности давлений, как следует из уравнения (6.16) и очевидно из физических соображений.

Несмотря на общее сходство моделей происхождения кимберлитов, рассмотренных в [208] и в настоящей работе, между ними есть принципиальное отличие. Как предполагают авторы. [208], сегрегации кимберлитов предшествует их фильтрация сквозь частично расплавленную

область мощностью несколько десятков километров. Иначе говоря, рассмотренный ими сценарий требует крупномасштабного плавления, которое трудно совместить с предполагаемой в [208] низкой степенью плавления. В модели, рассмотренной в настоящей работе, требуется только локальное плавление, что представляется более предпочтительным.

6.9. Выводы

1. Для задачи о компакции матрицы и сегрегации расплава получено общее уравнение неразрывности смеси, выражающее в явном виде условие согласованности просачивания расплава и неупругой деформации матрицы и замыкающее систему определяющих уравнений.

2. На одномерных численных решениях продемонстрированы особенности изотермической сегрегации расплава внутри зоны частичного плавления. Из этих решений следует, что стиль и характерное время сегрегации расплава внутри частично расплавленной зоны мощностью L определяет параметр сегрегации $\gamma_c = (L/\delta_c)^2$, где длина компакции

$\delta_c = \sqrt{\frac{k(\varphi_0)\eta}{\varphi_0\mu}}$ зависит от проницаемости k , характерного значения

пористости φ_0 и вязкостей матрицы η и расплава μ . Полученные решения свидетельствуют о том, что при любых значениях γ_c в верхней части зоны возникают слои, максимальное содержание расплава в которых намного превышает начальный максимум. В то же время характер эволюции системы и время сегрегации существенно различаются в случаях $\gamma_c \ll \gamma^*$ и $\gamma_c \gg \gamma^*$. Значение γ^* зависит от граничных и начальных условий задачи и $\gamma^*=80$ для задачи о сегрегации расплава внутри ограниченной области при начальном распределении расплава, которое имеет максимум посередине зоны.

3. При $\gamma_c \ll \gamma^*$, что соответствует сегрегации маловязких ультраосновных расплавов (кимберлитов и карбонатитов), весь расплав собирается вблизи кровли зоны, время сегрегации не зависит от проницаемости матрицы и вязкости расплава и убывает с увеличением мощности зоны пропорционально L^{-1} . Последнее может быть причиной формирования кластеров одновозрастных и односоставных излияний, характерных для кимберлитовых провинций.
4. Во втором предельном случае $\gamma_c \gg \gamma^*$ время сегрегации не зависит от вязкости матрицы и пропорционально L , причем в процессе сегрегации в верхней части зоны возникает последовательность волн, что, возможно, объясняет происхождение ритмической расслоенности крупных интрузий толеитовых базальтов.
5. Предложена модель формирования кластеров кимберлитовых магм во всплывающих продуктах тепловой неустойчивости в литосфере.

РАЗДЕЛ 7 УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВЯЗНОЙ СИСТЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЙ РАСПЛАВОВ В ЧАСТИЧНО РАСПЛАВЛЕННЫХ ПОЛИМИНЕРАЛЬНЫХ АГРЕГАТАХ

В настоящем разделе построены численные модели проницаемости частично расплавленных минеральных агрегатов. На основе результатов моделирования обсуждается возможность сегрегации расплава из частично расплавленной зоны при низких степенях плавления.

7.1. Связность включений расплава при плавлении по граням зерен кристаллической структуры

7.1.1. Введение

С точки зрения макроскопических свойств частично расплавленных горных пород, таких как проницаемость, электропроводность и эффективная вязкость, критическим параметром является связность расплавных включений, определяющая, в частности, динамику сегрегации магмы [302, 301, 368, 157]. В свою очередь, связность системы расплавов и абсолютные значения физических параметров очень чувствительны к количеству расплава и распределению жидкой фазы в масштабах зерен кристаллической структуры.

Горные породы представляют собой поликристаллический агрегат. Иначе говоря, они состоят из плотно упакованных многогранных зерен, которые контактируют вдоль граней многогранников. Грани соединяются группами по три вдоль ребер зерен (так называемые, тройные сочленения). Ребра сходятся группами по 4 в вершинах зерен. Группы, состоящие более чем из трех граней или более чем из четырех ребер, неустойчивы [138]. В процессе установления термодинамического равновесия частично

расплавленная система за счет перекристаллизации, роста зерен и изменения их формы приобретает такую текстуру, чтобы поверхностная энергия, связанная с существованием границ раздела фаз, была минимальна [138, 256, см. также обзор 282].

Для идеализированной модели горной породы, то есть для мономинеральной породы, нагруженной гидростатически, в которой поверхностная энергия изотропна (не зависит от ориентировки грани зерна относительно кристаллической решетки в нем), распределение расплава и проницаемость полностью характеризуются только двумя параметрами — углом смачивания θ и степенью плавления ϕ (доля объема, занятая расплавом) [378, 435, 419]. Под углом смачивания понимается угол, устанавливающийся в термодинамическом равновесии между гранями двух зерен кристаллической структуры в тройном сочленении, в котором третье зерно заменено расплавом. В такой идеализированной модели качественно различные термодинамически равновесные состояния соответствуют значениям угла смачивания $\theta=0^\circ$, $0^\circ<\theta<60^\circ$ и $\theta\geq 60^\circ$. В первом случае (полное смачивание) расплав растекается по граням зерен. Во втором — распределяется в тонких тубулах, расположенных вдоль ребер зерен. В сечении тубулы представляют собой криволинейные треугольники, стороны которых сходятся как раз под углом смачивания. В третьем случае образуются криволинейные тетраэдры в вершинах зерен, форма которых зависит от конкретного значения угла θ . При $0^\circ<\theta<60^\circ$ расплав образует связанную сеть теоретически уже при бесконечно малых степенях плавления. В последнем случае ($\theta\geq 60^\circ$) связность зависит от степени плавления: пороговое значение степени плавления, соответствующее наступлению связности, возрастает от $\phi_c=0,6\%$ при $\theta=60^\circ$ до $\phi_c=27,8\%$ при $\theta=180^\circ$ [138, 282, 435, 419].

Углы смачивания для геологических материалов измерялись в диапазоне температур до, примерно, 1500°C и давлений до 2 ГПа для основных и

кислых расплавов и до 20 ГПа для расплавов сульфидов (сводку экспериментальных результатов можно найти в обзоре [282]). Для основных и ультраосновных расплавов (базальт, коматиит, карбонатит) в контакте с оливином или ортопироксеном и кислых расплавов (кварц, гранит, плагиоклаз и др.) в контакте с кварцем, плагиоклазом, амфиболом и др. углы смачивания $<60^\circ$. При высоких разрешениях, необходимых для надежного исследования областей контакта зерен и достижимых на электронно-микроскопических фотографиях, обнаруживается, что все углы лежат в интервале от 10° до примерно 30° [283, 281] для кислых расплавов и даже в интервале 0° — 10° для базальтового расплава в оливине [88, 186]. Таким образом, следует ожидать, что даже при малых степенях плавления как основные, так и кислые расплавы образуют полностью связную систему тубул, расположенных вдоль ребер зерен кристаллической структуры.

Это заключение подтверждается экспериментально. С одной стороны, сечения тубул непосредственно наблюдаются на электронно-микроскопических фотографиях шлифов (например, [283, 88, 257, 188]). С другой стороны, при малых степенях плавления наблюдается скачок диффузионного переноса массы [163, 426, 309], соответствующий наступлению связности системы расплавов.

В то же время, эксперименты по плавлению смесей оливина и базальта, в которых мелкозернистые смеси порошков в течение длительного времени (порядка двух недель) отжигались при температуре 1300 — 1400°C до установления равновесной кристаллической структуры, обнаружили текстуры, существенно отличающиеся от предсказаний идеализированной модели. Помимо регулярного массива расплавных тубул в экспериментах обнаруживается существование расплава в виде тонких, дискообразных включений, размещающихся по граням зерен [283, 188, 417, 156, 142, 421, 187]. Более того, тонкие (от нескольких до сотен нанометров) слои расплава на гранях зерен обнаружены не только в синтетических структурах, но и в

ксенолитах, вынесенных из верхней мантии [431, 195, 432]. Эти слои возникли, по-видимому, вследствие плавления по граням зерен и представляют собой самые первые расплавы [431, 195, 432]. Причинами, приводящими к появлению расплавов на границах зерен, могут быть анизотропия поверхностной энергии [417, 156], понижение температуры плавления в интергранулярных слоях, связанное с особенностями их химического состава и структуры [431, 195, 432] и “динамическое смачивание” — распространение расплава по границам зерен, вызванное деформацией пород [252].

Проницаемость системы расплавных включений зависит от их геометрических характеристик. Для системы включений одинаковой формы проницаемость зависит от степени плавления ϕ степенным образом

$$k = \frac{a^2 \phi^n}{C}, \quad (7.1)$$

где a — размер зерен, C — константа, зависящая от формы зерен и угла смачивания. Показатель степени для системы одинаковых тубул $n=2$. Конкретное значение C зависит от модели, но для тубул по ребрам одинаковых зерен во всех моделях $C \geq 1000$. Например, ван Барген и Вафф, [419] принимали $C=1600$, McKenzie [300] — $C=3000$. Точное значение для тетрадекаэдрических зерен $C=144\pi\sqrt{2}/r \approx 600/r$, где $r \leq 1$ зависит от формы поперечного сечения тубул и принимает максимальное значение $r=1$ для каналов в виде круговых цилиндров.

В реальных пористых и частично расплавленных системах присутствуют, естественно, поры различных размеров и форм. Маккензи [300] предположил, что в процессе плавления большая часть расплава содержится в тубулярной подсистеме, причем с ростом степени плавления пористость изменяется самоподобным образом, то есть увеличиваются

размеры каналов, но форма расплавных включений остается неизменной. Это, по-видимому, не так, поскольку многие природные материалы характеризуются кубической зависимостью проницаемости от пористости (например, [186, 129, 443]). Отличие от идеализированной модели связано с тем, что реально с ростом степени плавления геометрия пористости изменяется. В частности, судя по данным [188], диаметры тубул возрастают лишь незначительно, так что содержание расплава в тубулярной подсистеме не превышает десятых процента, а вновь появившийся расплав при возрастании степени плавления накапливается на гранях зерен (см., однако, дискуссию в работе [348]).

Это отличие очень существенно, поскольку его следствием является чрезвычайно низкая проницаемость и фактическая невозможность сегрегации расплава до тех пор, пока при степени плавления, превышающей примерно 2—3% [188], не возникнет связанная система включений расплава, расположенных на гранях зерен. Простейшей моделью такой структуры является бесконечная решетка, состоящая из кубических зерен, на всех гранях которой располагаются тонкие плоские слои расплава. Ее проницаемость легко рассчитывается (например, [282]):

$$k = \frac{c^3}{6a} = \frac{a^2 \varphi^3}{162}, \quad (7.2)$$

где a — постоянная решетки, $c \ll a$ — толщина слоев расплава на гранях зерен, $\varphi = 3c/a$ — степень плавления.

Для более сложных моделей, в которых расплав размещается в уплощенных включениях, распределенных случайным образом,

$$k = \frac{c^3 d^2}{l^3} f(p), \quad (7.3)$$

где c , d и l — средние толщина, диаметр включений и расстояние между ними; f — фактор, характеризующий связность системы, p — вероятность обнаружить расплав на грани зерна. Если расплавы размещаются случайным образом на гранях зерен кубической решетки, то диаметр включений и расстояние между ними порядка размера зерна a , так что

$$k = \frac{c^3}{a} f(p). \quad (7.4)$$

Для некоторых специальных видов решетки функция $f(p)$ может быть найдена аналитически (например, [389]), однако, в общем случае требуется численное моделирование. Определение вида функции $f(p)$ для трехмерной кубической решетки, в которой расплавы размещаются по граням зерен, является целью настоящей работы. Отметим, что, несмотря на то, что проводимость и проницаемость случайных сред интенсивно исследовались (например, [389]), модели с такой геометрией ранее не рассматривались.

7.1.2. Проницаемость и электропроводность системы расплавных включений, расположенных по граням кубической решетки

Будем считать, что «кристаллическая решетка» состоит из кубических зерен с ребром a (Рис.5.1).

Размеры рассматриваемой области решетки (“кристалла”) $M_a \times N_a \times K_a$ (по осям X , Y , Z соответственно). Верхняя и нижняя плоскости модели перпендикулярны оси Z и являются идеально проводящими шинами (в задаче о проводимости — задаче 1) или имеют нулевое гидродинамическое сопротивление (в задаче о проницаемости — задаче 2). Между этими поверхностями поддерживается фиксированная разность потенциалов ΔU (задача 1) или фиксированная разность давлений ΔP (задача 2). Проводящими (с электрической или гидродинамической точки зрения) явля-

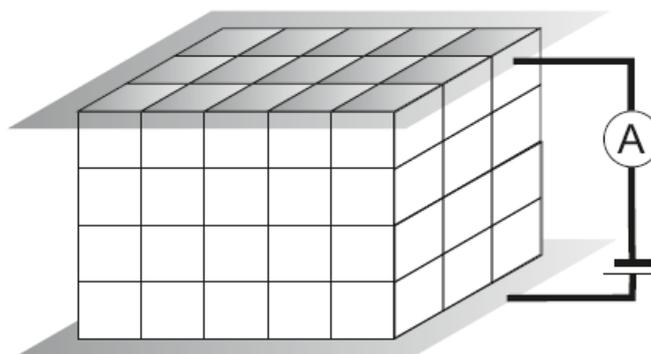


Рис. 7.1. Схематический вид модели.

ются включения на гранях элементарных кубиков, имеющие толщину $c \ll a$ (Рис. 7.2). С математической точки зрения обе задачи абсолютно эквивалентны (см. пункт 7.1.3). Поэтому для краткости далее речь будет идти о задаче расчета эффективной электропроводности такой системы.

Эффективная проводимость «кристалла», состоящего из непроводящих кубических зерен,

$$\sigma_{eff} = \frac{\langle j_z \rangle}{\langle E_z \rangle} \quad (7.5)$$

где $\langle j_z \rangle = I/S$ и $\langle E_z \rangle = \Delta U/H$ — средние по поперечному сечению «кристалла» плотность тока и напряженность электростатического поля соответственно, I — сила тока в цепи, $H=Ka$ — расстояние между шинами, $S=MNa^2$ — поперечное сечение кристалла. Таким образом, при заданном расположении проводящих элементов для определения проводимости необходимо найти полный ток, протекающий через «кристалл».

Проводящие элементы, расположенные на соседних гранях зерен, контактируют вдоль ребер решетки. Задача существенно упрощается, если

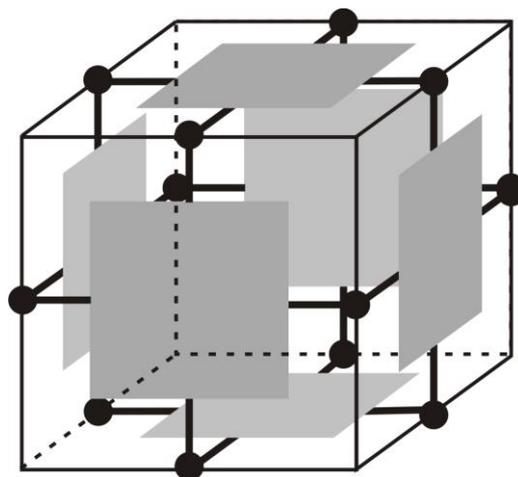


Рис. 7.2. Схематический вид кубического элемента.

считать, что вдоль каждого из ребер потенциал постоянен. Это упрощение позволяет рассматривать задачи о протекании тока через отдельный проводящий элемент и через систему таких элементов независимо. Здесь мы рассмотрим вторую из этих задач, а первая из них рассматривается в пункте 7.1.3.

Каждый проводящий элемент в этой модели представляет собой четырехполюсник на грани зерна (Рис. 7.2, 7.3). Выводы четырехполюсников сходятся в узлах, расположенных на ребрах, причем в каждом внутреннем узле сходятся выводы четырех четырехполюсников, в каждом узле, расположенном на боковой грани модели, — трех, а в каждом узле на ребре модели — двух четырехполюсников.

Задачу о протекании тока через такую систему проводников при заданной разности потенциалов между шинами проще всего алгоритмизировать, если выбрать в качестве неизвестных потенциалы в узлах. Количество неизвестных потенциалов равно количеству ребер «кристалла», за исключением ребер, лежащих на шинах:

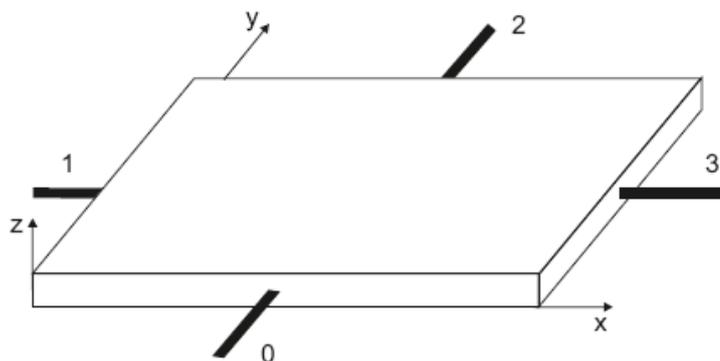


Рис. 7.3. Схематический вид проводящего элемента (четырёхполюсника).

$$L=[M(N+1)+N(M+1)](K-1)+(M+1)(N+1)K, \quad (7.6)$$

а система уравнений для нахождения потенциалов состоит из условий равенства нулю суммы токов в каждом из узлов. При этом токи, протекающие через четырёхполюсник, выражаются через потенциалы узлов и стандартные интегралы, введенные в пункте 7.1.3 (см. (7.16)).

Узел, для которого составляется условие баланса токов, может лежать внутри кристалла или на его поверхности (на грани или на ребре). На Рис. 7.4 показан наиболее общий случай внутреннего узла. Как видно из Рис. 7.4, токи, подтекающие к узлу 0, определяются потенциалами этого узла и двенадцати его ближайших соседей, то есть в уравнение баланса токов для внутреннего узла входят 13 неизвестных потенциалов. У узлов, находящихся на одной из граней кристалла, — девять ближайших соседей, а у узлов, находящихся на ребре кристалла, — шесть соседей. Таким образом, наибольшее количество неизвестных, входящих в одно уравнение, — 13. Для решения задачи необходимо ввести сквозную нумерацию узлов. От того, как построена эта нумерация, зависит конкретный вид матрицы системы. Эта

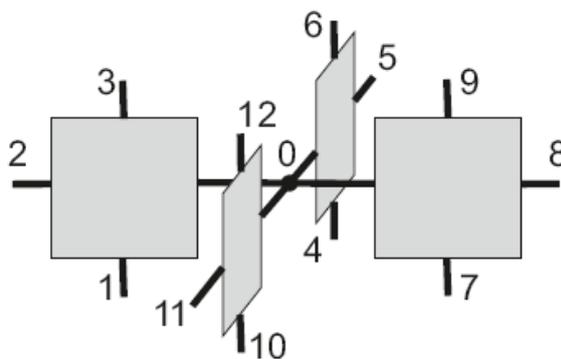


Рис. 7.4. Внутренний узел модели.

матрица не будет иметь строго 13-ти диагональный вид, потому что соотношения между номерами узлов, входящими в уравнение, различаются для узлов, расположенных на верхних и боковых ребрах «зерен». Тем не менее, всегда можно организовать вычисления таким образом, чтобы вместо матрицы размерностью L^2 (что, как видно из (7.6), порядка $(3MNK)^2$) хранить матрицу значительно меньшей размерности $13L$. Система решалась методом Чебышева с ускорением. После нахождения потенциалов токи, протекающие через четырехполюсник, находятся по формуле (7.16), а полный ток, протекающий через «кристалл», ищется как сумма токов через одну из шин.

Предположим теперь, что проводимости отдельных включений могут принимать n дискретных значений σ_i с вероятностями p_i ($i=1, \dots, n$; $\sum p_i=1$). Разбросав случайным образом эти значения проводимостей по сетке, можно найти значения потенциалов в узлах и определить значение тока, протекающего через шины в этой реализации. Повторяя многократно эту процедуру для тех же наборов вероятностей и проводимостей, можно найти средний по большому числу реализаций полный ток $\langle I \rangle$, протекающий через шину. Этот ток пропорционален количеству MN «зерен» в поперечном сечении кристалла и среднему парциальному току $\langle I^{(k)} \rangle$, протекающему

через проводящее включение $\langle I \rangle \propto MN \langle I^{(k)} \rangle$. В свою очередь, парциальные токи $I^{(k)}$ пропорциональны среднему падению напряжения на зерне $\Delta U/K$, а также, как следует из (7.16), $c\sigma_k$ и не зависят от размеров зерна a . Очевидно, кроме того, независимыми являются только $n-1$ значение вероятностей p_i , и при заданной максимальной проводимости σ_{max} величина тока зависит только от относительных величин всех остальных проводимостей σ_i/σ_{max} ($i=1, \dots, n-1$).

Поэтому

$$\langle I \rangle = \alpha \sigma_{max} \Delta U a \frac{MN}{K} f(p_1, \dots, p_{n-1}, \sigma_1/\sigma_{max}, \dots, \sigma_{n-1}/\sigma_{max}), \quad (7.7)$$

где $\alpha=c/a$ — аспектное отношение включений расплава, а безразмерная функция f зависит только от набора проводимостей и вероятностей, с которыми они встречаются. Поэтому эффективная проводимость такой системы

$$\sigma_{eff} = \frac{\langle j_z \rangle}{\langle E_z \rangle} = \frac{\langle I \rangle K}{MN \Delta U a} = \alpha \sigma_{max} f(p_1, \dots, p_{n-1}, \sigma_1/\sigma_{max}, \dots, \sigma_{n-1}/\sigma_{max}). \quad (7.8)$$

Если проводимость принимает только два значения σ_S и $\sigma_L > \sigma_S$, то

$$\sigma_{eff} = \alpha \sigma_L f(p, \sigma_S/\sigma_L), \quad (7.9)$$

где p — вероятность, с которой встречается большая из проводимостей. Заметим, что (7.9), фактически, является определением функции f как отношения $\sigma_{eff}/\alpha\sigma_L$.

Если меньшая из проводимостей σ_S отлична от нуля, то система пропускает ток при любом распределении более проводящих включений. Если же $\sigma_S=0$, то ненулевая проводимость возникает только, если система проводников является связной. Таким образом, перколяционная составляющая проводимости «кристалла» характеризуется функцией $f(p, 0)$

$$\sigma_{eff} = \alpha \sigma_L f(p, 0) = \alpha \sigma_L f(\varphi/3\alpha, 0), \quad (7.10)$$

где $\varphi=3p\alpha$ — степень плавления (коэффициент 3 связан с тем, что при $M, N, K \gg 1$ каждая из шести граней кубического зерна является общей для двух соседних зерен).

Если все проводники имеют одинаковую проводимость $\sigma_s = \sigma_L$ или $p=1$, то, как легко показать,

$$\sigma_{eff} = \alpha \sigma_L \left(2 + \frac{1}{M} + \frac{1}{N} \right), \quad (7.11)$$

то есть в этом предельном случае

$$f(p, 1) = f\left(1, \frac{\sigma_s}{\sigma_L}\right) = 2 + \frac{1}{M} + \frac{1}{N}. \quad (7.12)$$

Заметим также, что при $p \rightarrow 0$ $\sigma_{eff} \rightarrow \alpha \sigma_s (2 + 1/M + 1/N)$. Поскольку же мы определили $f(p, \sigma_s/\sigma_L)$ как отношение $\sigma_{eff}/\alpha \sigma_L$, то

$$f\left(0, \frac{\sigma_s}{\sigma_L}\right) = \frac{\sigma_s}{\sigma_L} \left(2 + \frac{1}{M} + \frac{1}{N} \right). \quad (7.13)$$

Значения (7.12), (7.13) использовались для контроля правильности численного моделирования.

7.1.3. Протекание электрического тока или жидкости через четырехполюсник.

Введем локальную систему координат в четырехполюснике (см. Рис. 7.3). Оси X и Y локальной системы лежат в его плоскости. Поскольку “зерна” кристалла являются непроводящими, то ток течет только в плоскости четырехполюсника, т. е. z -составляющая тока на его границах, параллельных плоскости XY : $\partial\psi/\partial z=0$ (ψ — электростатический потенциал).

Четырехполюсник тонкий $c \ll a$, и, следовательно, от координаты z потенциал не зависит.

Нас интересует ток, протекающий через сторону 0 при заданных потенциалах на всех сторонах квадрата. Координаты x, y нормируем на длину стороны квадрата a , так что $0 \leq x, y \leq 1$. Распределение потенциала в четырехполюснике описывается двумерным уравнением Лапласа (Δ_2 — двумерный оператор Лапласа)

$$\Delta_2 \psi = 0 \quad (7.14)$$

с граничными условиями $\psi = \psi_i$ на стороне i ($i=0, \dots, 3$).

Пусть $\psi^{(100)}(x, y)$, $\psi^{(010)}(x, y)$ и $\psi^{(001)}(x, y)$ — решения уравнения (7.14) при единичном потенциале на одной из сторон (1, 2 или 3 соответственно) и нулевым на остальных сторонах. В силу очевидной симметрии $\psi^{(001)}(x, y) = \psi^{(100)}(1-x, y)$

Если обозначить

$$I^{(100)} = -\int_0^1 \frac{\partial \psi^{(100)}(x, 0)}{\partial y} dx, \quad I^{(010)} = -\int_0^1 \frac{\partial \psi^{(010)}(x, 0)}{\partial y} dx, \quad I^{(001)} = I^{(100)}, \quad (7.15)$$

то ток $I^{(k)}$, протекающий через сторону 0 проводящего элемента с номером k , выражается через потенциалы на сторонах этого проводника и одинаковые для всех элементов стандартные интегралы $I^{(100)}$ и $I^{(010)}$:

$$I^{(k)} = c \sigma_k [(\psi_1 + \psi_3 - 2\psi_0)I^{(100)} + (\psi_2 - \psi_0)I^{(010)}], \quad (7.16)$$

где c — толщина проводящего элемента, а σ_k — его проводимость. В (7.16) учтено, что $I^{(001)} = I^{(100)}$.

Покажем теперь, что задача об определении эффективной проницаемости модели с такой же геометрией полностью эквивалентна задаче об определении эффективной проводимости.

Протекание жидкости через четырехполосник описывается уравнениями вязкой гидродинамики

$$-\nabla P + \eta \Delta \mathbf{v} = 0, \quad (7.17)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (7.18)$$

где P — давление, \mathbf{v} — скорость, η — динамическая вязкость.

Если толщина проводящего элемента мала по сравнению с остальными размерами, то течение в нем является пуазейлевым и средняя по толщине скорость зависит только от координат в плоскости проводника (∇_2 — двумерный градиент):

$$\mathbf{v} = -\frac{c^2}{12\eta} \nabla_2 P. \quad (7.19)$$

Поставляя (7.19) в (7.18), приходим к уравнению

$$\Delta_2 P = 0, \quad (7.20)$$

эквивалентному (7.14).

Если известны значения давления P_i ($i=0, \dots, 3$) на сторонах проводящего элемента, то поток жидкости $q^{(k)}$ через сторону 0

$$q^{(k)} = \frac{ac^3}{12\eta} [(P_1 + P_3 - 2P_0)I^{(100)} + (P_2 - P_0)I^{(010)}]. \quad (7.21)$$

причем интегралы $I^{(100)}$ и $I^{(010)}$ совпадают с (7.15).

Повторя рассуждения, которые привели к выражению (7.10), получаем

$$k_{eff} = \frac{\alpha^3 a^2}{12} f(p, 0) = \frac{\alpha^3 a^2}{12} f\left(\frac{\varphi}{3\alpha}, 0\right). \quad (7.22)$$

Отметим, что если известны проводимость, размеры зерна кристаллической структуры и аспектное отношение включений, то для оценки проницаемости не требуется знать степень плавления:

$$k_{eff} = \frac{\sigma_{eff}}{\sigma} \frac{\alpha^2 a^2}{12}.$$

7.1.4. Обсуждение результатов

Эта задача требует весьма больших вычислительных ресурсов. Например, для сетки $40 \times 40 \times 20$ (максимальной из рассматривавшихся) количество неизвестных потенциалов и, следовательно, размерность линейной системы $L=95940$, а размер матрицы, которую необходимо хранить в памяти, близок к $1,25 \cdot 10^6$. По этой причине «кристаллы», для которых рассчитывалась проводимость, сравнительно невелики — количество «зерен» по всем осям не превышает нескольких десятков. Кроме того, сходимость итерационного процесса резко замедляется при увеличении различия между большими и малыми проводимостями, и мы ограничились значениями $\sigma_S/\sigma_L=0,01$ и $0,001$.

Результаты численного моделирования для всех рассмотренных сеток и отношений проводимостей приведены в Таблице 7.1 и показаны на Рис. 7.5.

Общий характер всех кривых $f(p, \sigma_S/\sigma_L)$ совпадает. Как и должно быть, при $p \rightarrow 1$ и при $p \rightarrow 0$ $f(p, \sigma_S/\sigma_L)$ стремится к значениям, несколько превышающим 2 и $2(\sigma_S/\sigma_L)$ соответственно (см. уравнения (7.12), (7.13)). При $p \rightarrow 1$ $f(p, \sigma_S/\sigma_L)$ перестает зависеть от отношения проводимостей и асимптотически приближается к прямой. В таблице приведены угловые коэффициенты асимптот df/dp координаты p^* точек пересечения асимптот с осью абсцисс.

Таблица 7.1

Описание моделей

№	σ_L/σ_S	Размеры модели			$f(0)$	$f(1)$	Асимптота	
		Длина	Ширина	Высота			df/dp	p^*
1	100	30	30	5	0,0200	2,00	3,48	0,453
2	100	40	40	20	0,0198	1,98	3,93	0,497
3	1000	15	15	10	0,0020	2,07	4,18	0,508
4	100	20	20	10	0,0203	2,03	3,94	0,489
5	100	10	10	30	0,0213	2,13	4,51	0,532
6	100	15	10	20	0,0210	2,10	4,12	0,498
7	100	20	20	40	0,0204	2,04	4,16	0,512

Как видно из таблицы, модели 5 и 7, у которых расстояние между шинами («высота») больше остальных размеров, по-видимому, завышают наклон асимптоты и значение p^* . С другой стороны, малое значение как наклона асимптоты, так и p^* , видимо связано с чрезмерно малой «толщиной» модели. Среднее по остальным моделям значение $p^*=0,498$. Если в качестве значения $f(1)$ принять значение $f(1)=2$, то уравнение асимптоты можно записать в виде

$$f(p) = 2 \frac{p - p^*}{1 - p^*}. \quad (7.23)$$

Поскольку численное моделирование выполняется на конечных сетках, то результаты несколько отличаются от предсказаний моделей протекания на бесконечных сетках. В первую очередь, это относится к понятию порога проницаемости. На бесконечных сетках существует значение p_c , такое что $f(p, \sigma_S/\sigma_L)=0$ при $p < p_c$. Это значение и называется порогом связности, порогом протекания или порогом проницаемости системы. В то же время, на конечных сетках всегда существует ненулевая вероятность того, что при

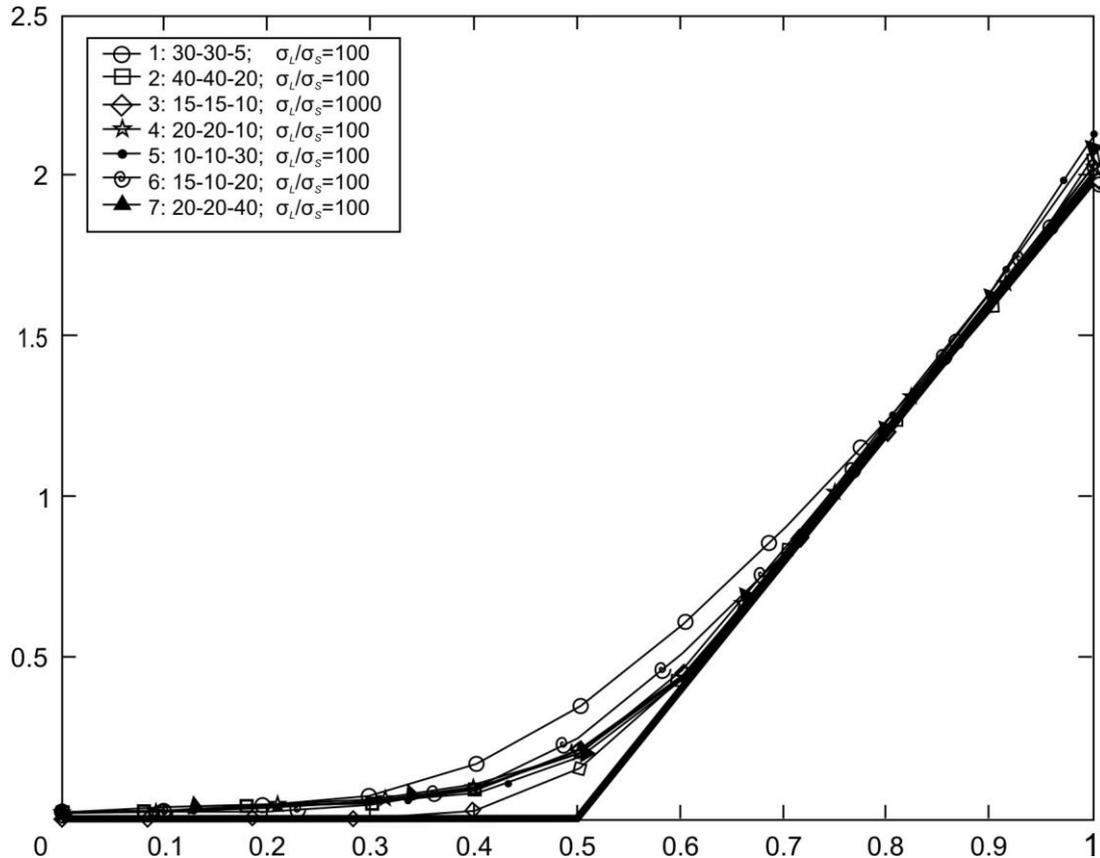


Рис. 7.5. Безразмерная проводимость $f(p, \sigma_s/\sigma_L)$ кубического «кристалла» (см. (7.9)). Символы на врезке — результаты расчета для моделей различного размера и с различающимися отношениями проводимостей (см. также Таблица 7.1). Жирной линией показана функция (7.24).

случайном разбрасывании связей (в нашем случае больших проводимостей) возникнет связный кластер, пронизывающий всю модель. Поэтому на конечных сетках $f(p, \sigma_s/\sigma_L)$, строго говоря, отлична от нуля при всех значениях p , при которых связей достаточно для пересечения модели по кратчайшему пути, в том числе и при значениях вероятности, меньших формального порога протекания p_c .

Аналитически порог проницаемости определен для некоторых частных случаев сеток. В общем случае существует только неравенство, позволяющее

оценить порог проницаемости $p_c > 1/(z-1)$, где z — координационное число, то есть количество связей, сходящихся в узле [389]. В нашем случае $z=4$, так что $p_c > 1/3$. Наши численные результаты удовлетворяют этому условию. На основании наших расчетов можно предположить, что при увеличении размера сетки и нулевом значении меньшей из проводимостей зависимость $f(p, \sigma_s/\sigma_L)$ будет стремиться к функции которая равна нулю при $p < p^*$ и совпадает с $f(p)$ (7.14), при $p > p^*$:

$$f(\varphi) = \begin{cases} 0, & p < p^*, \\ 2 \frac{p - p^*}{1 - p^*}, & p^* \leq p \leq 1. \end{cases} \quad (7.24)$$

Поэтому значение $p=p^*$ можно назвать практическим порогом связности системы.

При $\alpha \ll 1$ легко также записать зависимость функции f от степени плавления φ . Учитывая, что в этом приближении $\varphi=3\alpha p$, получаем

$$f(\varphi) = \begin{cases} 0, & p < p^*, \\ 2 \frac{\varphi/3\alpha - p^*}{1 - p^*}, & p^* \leq \frac{\varphi}{3\alpha} \leq 1. \end{cases} \quad (7.25)$$

Эффективная проводимость и проницаемость выражаются из уравнений (7.10) и (7.22):

$$\sigma_{eff} = \alpha \sigma f(p) = \alpha \sigma f(\varphi), \quad (7.26)$$

$$k_{eff} = \frac{\alpha^3 a^2}{12} f(p) = \frac{\alpha^3 a^2}{12} f(\varphi). \quad (7.27)$$

Наступлению связности расплавов соответствует значение $\varphi_c = 3\alpha p^* \approx 1,5\alpha$. Это пороговое значение не зависит от размеров зерна. При α

порядка 0,01 расплавы становятся связными при степени плавления около 1,5%, а при $\alpha \approx 0,05$, как наблюдалось в эксперименте [188], пороговое значение степени плавления составляет 7,5% (Фаул [188] получил более низкое значение 2—3%, отождествив вероятность пересечения двух включений расплава с вероятностью обнаружить включение расплава на грани зерна и используя более низкое значение $p_c=1/3$). Экстремальные обогащения кимберлитов некогерентными элементами (порядка 10^3 ; например, [29]) обычно объясняют сверхнизкими (порядка $\varphi \approx 10^{-3}$) степенями плавления. Как следует из (7.27), система расплавов, в принципе, может быть связной и при такой низкой степени плавления, если аспектное отношение включений расплавов $\alpha \leq \varphi/3p^*$, то есть не превышает, примерно, $6,6 \cdot 10^{-4}$. Фактически, однако, при таких низких степенях плавления преобладает уже тубулярная подсистема расплавов. Как следует из экспериментов [348], ее проницаемость также пропорциональна φ^3 :

$$k = \frac{a^2 \varphi^3}{270}$$

и оказывается при этом настолько низкой, что реально сегрегация расплава происходить не может. Например, если средние размеры зерна около 1 мм, то $k \approx 3 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2$. Если движущей силой фильтрации является различие плотностей расплава и твердых пород и $\Delta\rho/\rho=1-10\%$, то $|\nabla P|=\Delta\rho g=(1-3) \cdot 10^3 \text{ Па/м}$, то есть даже при очень низкой вязкости $\nu \approx 0,1 \text{ Па}\cdot\text{с}$ скорость фильтрации $v=k/|\nabla P|/\nu\varphi$ не превышает 0,3—3 мм/год. Такая низкая скорость не играет никакой роли в геодинамике.

Рассмотренная модель является, конечно, существенной идеализацией реальной ситуации. Кристаллов из одинаковых кубических зерен в природе не существует. Поликристаллические агрегаты в реальных горных породах состоят из зерен, различающихся по размерам, форме и составу. При этом,

как отмечалось во введении, термодинамически равновесными являются тройные сочленения, а не четверные, как в “кристаллах” из кубических зерен. Наконец, включения расплавов на гранях зерен также не могут быть вполне одинаковыми. В противном случае они возникли бы одновременно на всех гранях и проницаемость возрастала бы не скачкообразно, а постепенно по мере увеличения толщины включений расплавов. Полной ясности в вопросе о связи степени плавления и геометрических характеристик включений расплавов в настоящее время нет. Эксперименты указывают на то, что эта связь может быть весьма сложной. В частности, результаты [188, 233] содержат некоторые указания на то, что увеличение степени плавления сопровождается увеличением количества и размеров включений расплава. Неодновременное появление расплавов на гранях зерен может быть связано с анизотропией поверхностной энергии. Как отмечено в работе [421], включения расплавов предпочтительно ассоциируют с гранями кристаллов оливина, соответствующими низким значениям индексов Миллера. С другой стороны, авторы работы [348] настаивают на том, что тубулярная подсистема является преобладающей вплоть до малых степеней плавления. При этом проницаемость по их данным зависит от связности кубически, а не квадратично, как это следует из теории для идеализированных моделей кристаллов, как раз вследствие неидеальности реальных материалов, которые являются поликристаллическими и полиминеральными. По мнению авторов [348] решающую роль в зависимости проницаемости от пористости играет существование в термодинамически равновесных кристаллах распределения зерен по размерам и наблюдаемая экспериментально [425] концентрация включений расплава к зернам меньшего размера.

Таким образом, результаты настоящего раздела являются, если иметь в виду приложения, скорее качественными, чем количественными. Тем не менее, эти расчеты позволяют сделать некоторые существенные заключения.

Порог проницаемости для поликристаллической породы зависит, естественно, от распределения зерен по размерам и форме. Поэтому оценка $p_c^* \approx 0,51$ является, конечно, только ориентировочной. В то же время она не может заметно отличаться от реальных значений. Действительно, для случайной системы сопротивлений на кубической решетке, которой соответствует координационное число $z=6$, порог связности равен 0,249. В то же время, уменьшение координационного числа (напомним, что в рассматриваемой задаче $z=4$) должно сопровождаться увеличением порога связности, что проявляется, в частности, в ужесточении неравенства $p_c > 1/(z-1)$. Интересно, что Бигалке [125] получил такое же значение порога связности для случайной кубической решетки, в которой проводящими элементами являются не грани, а сами кубики решетки.

При этом ясно, что для достижения связности необходимо, чтобы расплавы появились на значительной (порядка 50%) части граней. Отсюда, в частности, следует, что к моменту начала сегрегации расплава из твердой матрицы расстояние между включениями расплава порядка размеров зерна. Этим определяется характерное время установления диффузионного равновесия между расплавом и релактантом, а значит, и окончательный химический состав расплава, просачивающегося сквозь твердый скелет.

Для рассмотренной модели при $p > p_c^*$ функция $f(p)$, характеризующая перколяционную составляющую проницаемости и проводимости, возрастает приблизительно линейно с ростом p (см. (7.14)). Вероятнее всего, зависимость такого вида сохранится и при другой геометрии решетки (возможно, при отличном значении порога проницаемости). Значительно менее определенными являются пороговое значение степени плавления φ_c и зависимость проницаемости или проводимости от степени плавления при $\varphi > \varphi_c$. Эта зависимость несомненно нелинейная, но ее конкретный вид определяется тем, как изменяется с ростом степени плавления количество граней смоченных расплавом (т. е. p), и аспектное отношение включений

расплава (т. е. α). Ясно только, что при $p=1$ и $\alpha \ll 1$, то есть в ситуации, когда расплав появился на всех гранях, но включения расплава еще можно считать тонкими, проницаемость и проводимость пропорциональны φ^3 и φ соответственно.

Наконец, можно заключить, что если справедливо утверждение Фаула [188], то сегрегация расплава из частично расплавленной среды со степенью плавления ниже нескольких процентов если и не невозможна то чрезвычайно затруднена. В заключение отметим, что метод моделирования, разработанный в этом разделе, легко может быть распространен на случай регулярной решетки другой, отличной от кубической, геометрии.

7.2. Порог протекания и проницаемость системы расплавных включений при плавлении по ребрам кристаллической структуры

7.2.1. Введение

Проницаемость частично расплавленных агрегатов зависит, как известно, от содержания жидкости или пористости φ , размера зерен a , и топологии пористости, которая, в термодинамическом равновесии определяется, в свою очередь, тем, как расплав смачивает твердую фазу [282, 425, 348]. Топология распределения расплава в системе частичного плавления определяется равновесным значением заполненного расплавом двугранного угла между двумя зернами, породы, имеющими общее ребро. Если равновесное значение этого угла $<60^\circ$, что типично для силикатных пород и их расплавов, то включения расплава в частично расплавленном агрегате образуют тубулы вдоль общих ребер трех зерен (так называемое, тройное сочленение). В мономинеральных агрегатах, состоящих из одинаковых зерен, расплавы возникают одновременно на всех ребрах, причем тубулы образуют связную систему уже при инфинитезимальном

плавлении. При этом проницаемость $k(\varphi)$ квадратично зависит от размера зерен и степенным образом от содержания жидкости: $k(\varphi) \propto a^2 \varphi^n$, где показатель степени n лежит в пределах от 2 до 3 [302, 348].

В реальных породах зерна могут различаться по размеру и при этом имеют различный состав. Влияние размеров зерен на проницаемость мономинеральных агрегатов рассмотрели Уорк и Уотсон [425], которые пришли к заключению, что значительного отличия проницаемости таких систем от идеализированных частично расплавленных агрегатов, состоящих из зерен одинакового размера нет. В то же время, в полиминеральных агрегатах имеется определенная очередность плавления, зависящая как от состава, так и от давления [423]. Поэтому может оказаться, что вблизи солидуса при низкой степени плавления, когда плавится только один из минералов, модальное содержание которого мало, возникающих включений расплава не достаточно для возникновения связной системы. В частности, именно такая ситуация возникает при плавлении мантийного перидотита в условиях близких к подошве литосферы. В этом случае первой потребляемой при плавлении фазой является клинопироксен [423], массовое содержание которого даже в фертильных составах не превышает 20% [423], а в средней мантийной породе менее 10% [335]. В настоящем разделе изучается, как зависит порог проницаемости агрегата, в котором расплавы возникают вдоль ребер только части зерен кристаллической структуры, от числа зерен, испытавших плавление. Эта задача будет рассмотрена в упрощенной постановке. Будет предполагаться, что все зерна состоят из одинаковых квадратных (в двумерном случае) или кубических (трехмерная постановка) элементов двух различных составов. Принадлежность элемента одному из составов определяется случайным образом. При этом принимается, что элементы одинакового состава, имеющие общую грань, образуют одно зерно, не имеющее внутренних границ. Таким образом, зерна каждого из «минералов» могут иметь сложную форму и различающиеся размеры.

Предполагается, что расплавные включения возникают только на ребрах контактирующих зерен разного состава. Для каждого значения относительного количества элементов одного из составов проницаемость рассчитывалась многократно, что позволяет оценить среднестатистический порог проницаемости и зависимость проницаемости от содержания p одного из «минералов». Заранее очевидно, что следует ожидать симметрии результатов относительно $p=0,5$.

7.2.2. Проницаемость системы расплавных включений, расположенных на ребрах кубической решетки

Рассмотрим полиминеральный агрегат, состоящий из различных по размеру и форме мономинеральных зерен двух различных составов. Как обсуждалось выше, задача о протекании жидкости эквивалентна задаче о протекании тока через разветвленную систему сопротивлений, поэтому дальше мы будем обсуждать последнюю задачу.

Начнем с двумерной задачи. Упрощая реальную ситуацию, будем считать, что сам агрегат имеет форму прямоугольника, а все его элементы имеют форму одинаковых по размеру квадратов со стороной a . При этом есть несколько типов элементов, отличающихся по составу. Элементы одинакового состава формируют мономинеральные зерна различных размеров и форм. На Рис. 7.6 показан агрегат, состоящий из зерен двух составов: 1 (показаны на рисунке черным цветом) и 2 (показаны на рисунке белым). Пусть размеры агрегата равны La , Wa по осям X , Y соответственно. Верхняя и нижняя поверхности агрегата перпендикулярны к оси Y и являются идеально проводящими шинами, между которыми поддерживается фиксированная разность потенциалов ΔU . В реальных породах плавление начинается в местах тройных сочленений зерен. По аналогии примем, что в нашей модели проводящими являются только ребра на границах зерен различного состава. Иначе говоря, внутренние границы зерен должны быть

непроводящими. Однако с точки зрения построения вычислительного алгоритма проще считать, что внутренние ребра также являются проводящими, но их проводимость σ_s мала по сравнению с проводимостью сочленений различных минералов σ_l . Иначе говоря, мы будем искать решение в пределе $\sigma_s/\sigma_l \rightarrow 0$. Нас интересует, при каких условиях система, состоящая из проводящих ребер в местах сочленений различных «минералов» (далее, проводящих ребер), является связной, т. е. расплавные включения на этих ребрах образуют по крайней мере один кластер, пронизывающий весь агрегат от нижней до верхней шины. В первую очередь, необходимо выяснить порог проницаемости такой системы, т. е. минимальный процент проводящих включений, при котором возникает проникающий кластер. Рассмотрим агрегат, состоящий из элементов двух различных составов. Пусть p — вероятность того, что элемент имеет состав 1, тогда $1-p$ — вероятность того, что элемент имеет состав 2. О наступлении связности можно судить по резкому росту тока, протекающего через шины. Таким образом, для нахождения порога связности при фиксированном значении p разбрасываем случайным образом элементы состава 1 по решетке и определим значение тока, протекающего через шины в этой реализации. Повторяя многократно эту процедуру для того же значения p , мы найдем средний по большому числу реализаций полный ток I_p , протекающий через шину.

Для алгоритмизации задачи о нахождении тока, протекающего сквозь агрегат при заданной разности потенциалов между шинами, воспользуемся методом, предложенном в подразделе 7.1. По аналогии, выберем в качестве неизвестных значения потенциалов в узлах решетки. Составим систему уравнений для нахождения этих неизвестных из условия равенства нулю суммы токов в каждом из узлов. Количество неизвестных системы очевидно совпадает с количеством узлов, не лежащих на шинах и равно

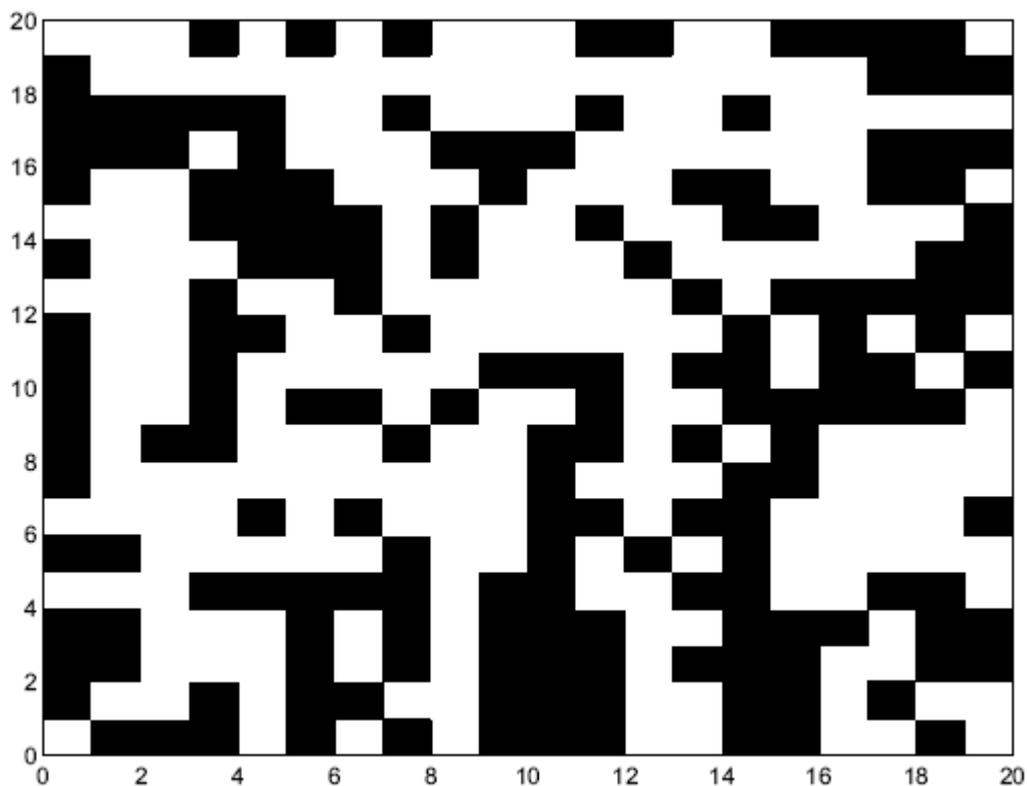


Рис. 7.6. Двумерный биминеральный агрегат, состоящий из зерен типа 1 (черные) и 2 (белые).

$$N=(L+1) \times (W-1).$$

Рассмотрим внутренний узел решетки. Ток, подтекающий к узлу, определяется потенциалами в этом узле и в четырех ближайших узлах. Таким образом, в уравнение баланса токов для узлов, находящихся на первом снизу (над шиной) или последнем (под верхней шиной) «этаже», входят 4 неизвестных, для узлов на средних «этажах» — 5 неизвестных. Поэтому максимальное число неизвестных, входящих в одно уравнение системы, равно 5.

Введем сквозную нумерацию узлов, начиная с первого снизу «этажа». Поскольку матрица будет иметь пятидиагональный вид, вместо матрицы

размерности $N \times N$ мы будем сохранять матрицу размерности $N \times 5$, записывая в нее только коэффициенты при неизвестных, входящих в уравнение. Для решения системы используется метод Зейделя [68]. После нахождения потенциалов ток, протекающий через агрегат, ищется как сумма токов, протекающих через одну из шин.

С другой стороны, наличие связной системы проводящих ребер можно проверить явно. Будем «строить» такую связную систему, начиная с верхней шины. Вначале инициализируем единицами узлы верхнего «этажа», связанные проводящими ребрами с верхней шиной, и будем считать, что все они принадлежат разным кластерам. Закрепим за ними номера кластеров от 1 до n , где n — число таких узлов верхнего «этажа». Кроме того, создадим двумерный «массив кластеров», в котором будем сохранять номера кластеров и количество ребер в них. Таким образом, число двумерных элементов этого массива равно n . Первоначально все номера кластеров совпадают с номерами элементов массива, и каждый кластер содержит по одному элементу.

Используя метод поиска в ширину [2], найдем все узлы, находящиеся на проводящих ребрах, и закрепим за каждым из них номер кластера «материнского» узла. Для удобства в дальнейшем будем называть такие узлы проводящими.

Теперь из проводящих узлов сформируем кластеры. Для этого, пробегая все узлы сверху вниз, отыскиваем пары соседних проводящих узлов, соединенных проводящим ребром. Если узлы принадлежат разным кластерам, сравниваем номера соответствующих кластеров в «массиве кластеров» и меняем больший из них на меньший, увеличивая число элементов кластера с меньшим номером на единицу. Поменяем также номера всех остальных кластеров, имеющих такой же (больший из двух) номер. Если же оба узла принадлежат одному кластеру, мы просто увеличиваем на единицу число ребер соответствующего кластера в «массиве кластеров».

Дойдя до нижнего «этажа», проверяем, какие из проводящих узлов нижнего «этажа» связаны с нижней шиной проводящими элементами. Кластеры, которым они принадлежат, если такие существуют, и будут искомыми.

Аналогичным образом рассматривается трехмерная задача. Здесь считаем, что агрегат имеет форму параллелепипеда, а элементы — кубов с ребром a . Если размеры агрегата La, Wa, Ha по осям X, Y, Z соответственно, то количество неизвестных потенциалов в узлах решетки равно $(L+1) \times (W+1) \times (H-1)$, а матрица системы будет иметь семидиагональный вид. Для нахождения проводящих узлов в трехмерной модели мы модифицировали метод поиска в ширину, что позволило сократить время работы программы.

7.2.3. Обсуждение результатов

Отметим, что как в двумерной, так и в трехмерной моделях значение среднего тока возрастает с ростом p и достигает максимума при $p=0,5$, при этом зависимость $I(p)$ оказывается симметричной относительно $p=0,5$. Также симметричными оказываются и другие результаты моделирования. Поэтому мы приводим результаты только для p в диапазоне $[0, 0,5]$. В Таблице 7.2 и на Рис. 7.7 приведены результаты численного моделирования для двумерных моделей, а в Таблице 7.3 и на Рис. 7.8 — для трехмерного агрегата. Поскольку в двумерном случае первые кластеры возникают при $p=0,35-0,40$, в Таблице 7.2 опущены результаты моделирования для значений $p < 0,3$. По аналогичным соображениям в Таблице 7.3 опущены результаты моделирования для $p < 0,1$.

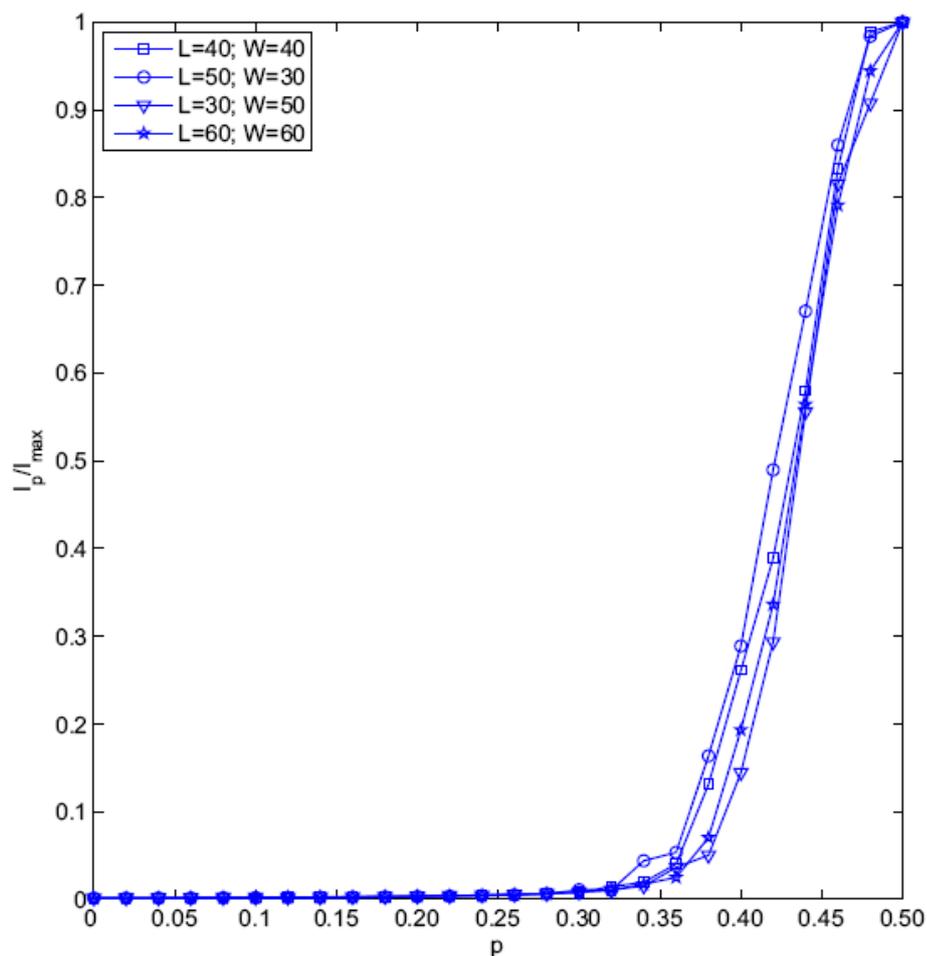


Рис. 7.7. Относительный ток I_p / I_{max} , протекающий через шину двумерного агрегата. I_p — среднее значение полного тока, I_{max} — среднее значение максимального тока. Символы — результаты расчета для моделей различного размера. L , W — размеры агрегата по осям X , Y соответственно.

Общий характер всех кривых как в двумерном, так и в трехмерном случае совпадает. Появление первого пронизывающего кластера наблюдается как резкое возрастание тока.

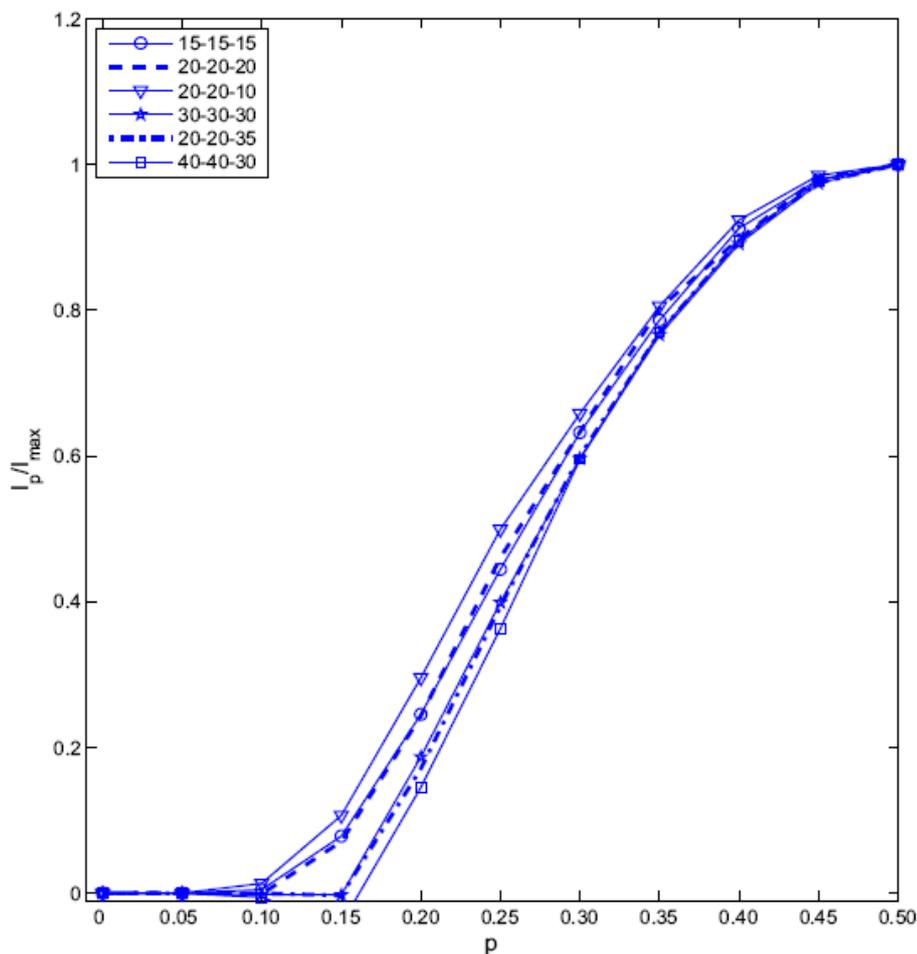


Рис. 7.8. Относительный ток I_p / I_{max} , протекающий через шину трехмерного агрегата. I_p – среднее значение полного тока, I_{max} — среднее значение максимального тока. Символы — результаты расчета для моделей различного размера. L , W , H – размеры агрегата по осям X , Y , Z соответственно.

Для трехмерной модели первые кластеры появляются при $p \approx 0,15$. С уменьшением высоты агрегата значение p незначительно уменьшается. При этом сразу до 75% проводящих ребер входят в кластер. На решетках большего размера это значение достигает примерно 85%. Заметим, что при низких значениях p почти в половине случаев возникает не один, а два

кластера. Это происходит особенно часто в моделях с малой высотой решетки, когда агрегат имеет уплощенную форму, и кластеры «не успевают» встретиться. При низких значениях p возникают зерна, состоящие всего из нескольких, часто двух элементов. По достижении порога связности среднее значение полного тока I_p растет практически пропорционально p до значений $p \approx 0,40$, достигая значения приблизительно $0,98I_{max}$, где I_{max} — среднее значение максимального тока, которое достигается при $p \approx 0,50$. Далее рост замедляется. Уже при $p \approx 0,20$ около 95% проводящих ребер включаются в кластер. Этот показатель с ростом p слегка растет и при $p \approx 0,50$ всего примерно 3% проводящих ребер находятся вне проникающего кластера. Средний размер зерна состава 1 с ростом p растет и возрастает также с увеличением размеров решетки.

В двумерном случае порог связности значительно выше, чем в трехмерном, и составляет приблизительно 0,35. Здесь различия между значениями для решеток разного размера менее заметны, а линейный характер роста относительного тока сохраняется до значений $p > 0,45$. Процент проводящих ребер, входящих в кластер, несколько ниже, чем в трехмерном случае, и составляет примерно 90% при $p \approx 0,50$.

Таким образом, можно заключить, что возникновение связной системы частичного плавления требует плавления по ребрам не менее примерно 15% зерен. Фактически, это означает, что в породе, в которой первой плавится минеральная фаза, модальное содержание которой не достаточно для преодоления порога связности, инфинитезимальное плавление не сопровождается сегрегацией расплава.

Таблица 7.2

Описание моделей. Двумерный случай.

C_p — среднее количество кластеров, g_p — средняя величина зерна состава 1, n_c — среднее количество высокопроводящих ребер, входящих в кластер, n_l — среднее количество высокопроводящих ребер агрегата, I_p — среднее значение полного тока, I_{max} — среднее максимальное значение тока

Размеры решетки	P	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50
40×40	C_p	0	0	0	0,40	1,10
	g_p	2,32	2,82	3,60	4,67	6,81
	n_c/n_l	0	0	0,2244	0,7548	0,8386
	I_p/I_{max}	0,0082	0,0237	0,1578	0,8518	1,0000
50×30	C_p	0	0,10	0,50	1,10	1,30
	g_p	2,26	2,77	3,51	4,68	7,15
	n_c/n_l	0	0,0239	0,2214	0,6485	0,8644
	I_p/I_{max}	0,0088	0,0518	0,2184	0,8927	1,0000
30×50	C_p	0	0	0,10	0,90	1,50
	g_p	2,30	2,76	3,56	4,66	6,59
	n_c/n_l	0	0	0,0750	0,6433	0,8863
	I_p/I_{max}	0,0079	0,0176	0,0644	0,7193	1,0000
60×60	C_p	0	0	0,30	1,20	1,30
	g_p	2,38	2,79	3,64	4,82	7,01
	n_c/n_l	0	0	0,0410	0,5964	0,9173
	I_p/I_{max}	0,0094	0,0205	0,1273	0,7790	1,0000

Таблица 7.3

Описание моделей. Трехмерный случай. C_p — среднее количество кластеров, g_p — средняя величина агрегата состава 1, n_c — среднее количество высокопроводящих ребер, входящих в кластер, n_l — среднее количество высокопроводящих ребер агрегата, I_p — среднее значение полного тока, I_{max} — среднее максимальное значение тока

Размеры решетки	p	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50
15×15×15	C_p	0,40	1,20	1,20	1,20	1,10	1,00	1,00	1,00	1,10
	g_p	1,38	1,66	2,11	2,97	4,23	6,74	10,95	20,08	34,41
	n_c/n_l	0,082	0,738	0,940	0,964	0,973	0,974	0,975	0,976	0,976
	I_p/I_{max}	0,005	0,078	0,245	0,444	0,632	0,786	0,912	0,979	1,000
20×20×10	C_p	0,70	1,50	1,40	1,30	1,10	1,10	1,10	1,00	1,00
	g_p	1,39	1,72	2,169	2,89	4,31	6,89	10,85	19,45	35,05
	n_c/n_l	0,161	0,748	0,925	0,951	0,960	0,963	0,963	0,964	0,965
	I_p/I_{max}	0,004	0,078	0,245	0,444	0,632	0,786	0,912	0,979	1,000
20×20×20	C_p	0,40	1,30	1,20	1,00	1,10	1,20	1,20	1,00	1,10
	g_p	1,39	1,73	2,23	2,98	4,35	7,07	12,85	21,01	40,64
	n_c/n_l	0,071	0,837	0,951	0,973	0,980	0,982	0,982	0,982	0,982
	I_p/I_{max}	0,000	0,071	0,243	0,460	0,633	0,803	0,898	0,982	1,000
20×20×35	C_p	0	1,40	1,00	1,30	1,00	1,10	1,10	1,20	1,10
	g_p	1,40	1,73	2,25	3,06	4,53	7,32	12,00	23,32	42,76
	n_c/n_l	0	0,87	0,96	0,983	0,988	0,99	0,99	0,99	0,99
	I_p/I_{max}	0,000	0,000	0,171	0,393	0,600	0,769	0,896	0,974	1,000
30×30×30	C_p	0,30	1,30	1,30	1,10	1,20	1,10	1,00	1,00	1,10
	g_p	1,41	1,75	2,24	3,09	4,67	7,75	13,72	23,99	44,30
	n_c/n_l	0,056	0,887	0,967	0,983	0,987	0,989	0,989	0,989	0,989
	I_p/I_{max}	0,002	0,003	0,187	0,399	0,596	0,766	0,891	0,974	1,000
40×40×30	C_p	0,60	1,20	1,20	1,20	1,10	1,20	1,30	1,00	1,10
	g_p	1,41	1,76	2,27	3,13	4,76	7,93	13,97	25,22	46,33
	n_c/n_l	0,0906	0,896	0,970	0,984	0,987	0,988	0,989	0,989	0,989
	I_p/I_{max}	0,000	0,000	0,145	0,363	0,595	0,770	0,895	0,978	1,000

7.3. Выводы

1. Построена численная модель проводимости и проницаемости случайной системы проводящих элементов, расположенных на гранях зерен кубической решетки. Проводящие грани моделируются четырехполюсниками, которые связаны между собой в узлах на ребрах решетки. Показано, что порог связности p_c системы соответствует приблизительно 50% занятых граней решетки. Если вероятность p того, что грань занята, превосходит порог, проводимость линейно зависит от $p-p_c$.
2. Построена численная модель проводимости и проницаемости частично расплавленного биминерального агрегата, зерна которого имеют различные формы и размеры, в предположении, что расплавы возникают только на ребрах контактирующих зерен разного состава. Возникновение связной системы частичного плавления требует плавления по ребрам не менее примерно 15% зерен. Фактически, это означает, что в породе, в которой первой плавится минеральная фаза, модальное содержание которой недостаточно для преодоления порога связности, инфинитезимальное плавление не сопровождается сегрегацией расплава.

ВЫВОДЫ

1. Показано, что стандартный метод теплового моделирования литосферы, который основывается на решении стационарного уравнения теплопроводности с граничными условиями (температура и тепловой поток), задаваемыми на поверхности, не учитывает теплообмен между литосферой и конвектирующей мантией и поэтому не гарантирует, что решения описывают реальное состояние, при котором тепловой поток на границе между литосферой и конвектирующей мантией непрерывен. Предложен подход к тепловому моделированию стационарной литосферы, использующий условие предельной устойчивости пограничного слоя на границе между литосферой и конвектирующей мантией вместо задания теплового потока на поверхности. Решения, к которым приводит этот подход, описывают стационарное состояние литосферы, которое согласовано с состоянием конвектирующей мантии. В отличие от стандартного подхода, глубинная часть геотермы почти не зависит от погрешности коровой теплогенерации.
2. Показано, что в субокеанической мантии в областях, где состояние литосферы близко к стационарному (возраст коры >60 – 80 млн. лет), положение равновесной границы между литосферой и конвектирующей мантией определяется только реологией горных пород и потенциальной температурой конвектирующей мантии. В континентальных регионах пограничный слой между литосферой и конвектирующей мантией располагается непосредственно у подошвы деплетированного слоя литосферы, и переход от литосферы к конвектирующей мантии сопровождается изменением состава пород.

3. Для континентального региона модель позволяет получить количественные соотношения между равновесной температурой литосферы, мощностью деплетированного слоя литосферы и потенциальной температурой конвектирующей мантии.
4. На основе наиболее полных современных баз данных продемонстрировано существование пространственно-временных корреляций между платобазальтами, карбонатитами и кимберлитами Евразии, Африки и Южной Америки, подтверждающих, что все типы магматизма имеют общую причину — восходящее мантийное течение, которое проникает до подошвы деплетированной литосферы и, растекаясь, следует ее рельефу, вызывая появление расплавов, состав которых зависит от давления.
5. Сформулировано расширенное «правило Клиффорда», которое акцентирует ассоциацию проявлений кимберлитового магматизма с мощной деплетированной литосферой. Проверено, что измененное таким образом «правило Клиффорда» является геодинамически обоснованным и выполняется практически без исключений.
6. Продемонстрировано изменение межэлементных отношений РЗЭ с глубиной в литосферной мантии — крупномасштабное пространственное фракционирование РЗЭ. Показано, что пространственное фракционирование РЗЭ возникло в результате неравновесной дифференциации РЗЭ между расплавом и реститом, сопровождавшей эпизода частичного плавления мантии.
7. Показано, что для частично расплавленной диффузионно-уравновешенной горной породы содержание РРЭ только в одном из модальных минералов является независимым, так что состав насыщенного расплава и содержание РРЭ во всех минералах породы, находящейся в равновесии с этим расплавом, не зависят от

модального состава породы и могут быть рассчитаны, если известно содержание РРЭ в одном из минералов.

8. Для задачи о компакции матрицы и сегрегации расплава получено общее уравнение неразрывности смеси, выражающее в явном виде условие согласованности просачивания расплава и неупругой деформации матрицы и замыкающее систему определяющих уравнений.
9. Построены аналитические и численные одномерные решения задачи о компакции. Из этих решений следует, что в пределе низкой вязкости расплавов время сегрегации контролируется вязкостью связной пористой матрицы и не зависит ни от вязкости расплава, ни от проницаемости матрицы. Время сегрегации убывает с увеличением мощности пористого слоя, заполненного жидкостью. Показано, что это может быть причиной формирования кластеров одновозрастных и односоставных излияний, характерных для кимберлитовых провинций.
10. Построена численная модель проводимости и проницаемости случайной системы проводящих элементов, расположенных на гранях зерен кубической решетки. Показано, что порог связности p_c системы соответствует приблизительно 50% занятым граней решетки. Если вероятность p того, что грань занята, превосходит порог, проводимость линейно зависит от $p-p_c$.
11. Построена численная модель проводимости и проницаемости частично расплавленного биминерального агрегата, зерна которого имеют различные формы и размеры, в предположении, что расплавы возникают только на ребрах контактирующих зерен разного состава. Возникновение связной системы частичного плавления требует плавления по ребрам не менее примерно 15% зерен. Это означает, что в породе, в которой первой плавится минеральная фаза,

модальное содержание которой недостаточно для преодоления порога связности, инфинитезимальное плавление не сопровождается сегрегацией расплава.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Rb–Sr возраст кимберлитов трубки Пионерская (Архангельская алмазоносная провинция) / В. А. Первов, В. А. Богомолов, В. А. Ларченко [и др.] // Доклады РАН. — 2005. — Т. 400, № 1. — С. 67–71.
2. Алгоритмы: построение и анализ / Т. Х. Кормен, Ч. И. Лейзерсон, Р. Л. Ривест, К. Штайн. — 2-е изд. — Москва: Вильямс, 2006. — 1296 с.
3. Арясова О. В. Взаимодействие мантийной конвекции с литосферой и происхождение кимберлитов / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2013. — № 4. — С. 78–85.
4. Арясова О. В. Глубина остановки мантийного плюма под кратонами / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Третья тектонофизическая конференция в ИФЗ РАН. Тектонофизика и актуальные вопросы наук о Земле. Тезисы докладов. — http://tph_2012.ifz.ru/Tez/204_Aryasova.pdf.
5. Арясова О. В. Крупномасштабное фракционирование редкоземельных элементов в мантии кратонов / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2007. — № 8. — С. 110–115.
6. Арясова О. В. Максимальная глубина ксенолитов, выносимых кимберлитами, и тепловое состояние литосферы / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2013. — № 3. — С. 95–101.
7. Арясова О. В. Частичное плавление горных пород: связность включений расплава при плавлении по граням зерен кристаллической структуры / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Геофизический журнал. — 2005. — Т. 27, №4. — С. 578–588.
8. Арясова О. В. "Правило Клиффорда" и геодинамика кимберлитового магматизма / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Геофизический журнал. — 2013. — Т. 35, №6 — С. 101–113.

9. Арясова О. В. Characteristic time of thermal and diffusion relaxation / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Геофизический журнал. — 2015. — Т. 37, №6. — С. 99–104.
10. Арясова О. В. Взаимодействие мантийной конвекции с литосферой и происхождение кимберлитов / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Геофизический журнал. — 2013. — Т. 35, № 5. — С. 150–171.
11. Арясова О. В. Взаимодействие просачивания и неупругой деформации пористости при сегрегации расплава в частично расплавленных системах / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2010. — № 4. — С.110–116.
12. Арясова О. В. Взаимосвязь между траппами, карбонатитами и кимберлитами и ее возможные причины / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2012. — № 5. — С. 97–104.
13. Арясова О. В. Диффузионная уравновешенность мантийных пород / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2009. — № 4.— С. 100–106.
14. Арясова О. В. Новые определения глубинного теплового потока в районе Днепровской аномалии / О. В. Арясова, В. В. Гордиенко, И. В. Гордиенко // Труды Института фундаментальных исследований. — 2010. — С. 20–25.
15. Арясова О. В. Новые определения глубинного теплового потока Земли в районе Днепровской аномалии / О. В. Арясова, В. В. Гордиенко, И. В. Гордиенко // Доповіді НАНУ. — 2011. — №4. — С.100–104.
16. Арясова О. В. Порог протекания и проницаемость частично расплавленных полиминеральных агрегатов / О. В.Арясова // Геофизический журнал. — 2011. — Т. 33, №2. — С. 116–121.
17. Арясова О. В. Проницаемость расплавленных горных пород при плавлении по граням зерен кристаллической структуры / О. В.Арясова // Доповіді НАНУ. — 2010. — №3.— С.112–119.

18. Арясова О. В. Пространственно-временные корреляции между траппами, карбонатитами и кимберлитами / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Геофизический журнал. — 2012. — Т. 34, №4. — С. 70–77.
19. Арясова О. В. Сегрегация расплава внутри ограниченных частично расплавленных зон с низкой степенью плавления: результаты численного моделирования / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2010. — № 5. — С. 109–115.
20. Арясова О. В. Формирование редкоэлементного состава кимберлитов в процессе их перколяционной сегрегации / О. В. Арясова, Я. М. Хазан // Доповіді НАНУ. — 2009. — № 5. — С. 123–128.
21. Базальтовый вулканизм архангельской алмазоносной провинции: новые геохронологические и изотопно-геохимические данные / А. А. Носова, В. А. Первов, Ю. О. Ларионова, В. А. Ларченко // III Всероссийский симпозиум по вулканологии и палеовулканологии «Вулканизм и геодинамика» 5-8 сентября 2006 года. — Россия, Республика Бурятия, г. Улан-Удэ. — <http://earth.jssc.ru/uu2006/>.
22. Божко Н. А. Тектонические обстановки локализации алмазоносных кимберлитов за пределами архейских кратонов / Н. А. Божко // Руды и металлы. — 2006. — №1. — С. 31–41.
23. Ваганов В. И. Алмазные месторождения мира и России. / В. И. Ваганов. — М.: Геоинформмарк, 2000. — 371 с.
24. Владыкин Н. В. Возраст необычных ксеногенных цирконов из кимберлитов Якутии / Н. В. Владыкин., Е. А. Лепехина // Доклады Академии наук. — 2009. — Т. 429, № 6. — С. 774–778.
25. Гайдук В. В. Вилуйская среднепалеозойская рифтовая система./ В. В. Гайдук. — Якутск: Якутский филиал СО АН СССР, 1988. — 128 с.
26. Генетическая связь деформированных перидотитов и мегакристов граната из кимберлитов с астеносферными расплавами / Л. В. Соловьева,

- Ю. Г. Лаврентьев, К. Н. Егоров [и др.]. // Геология и геофизика. — 2008. — Т. 49, № 4. — С. 281–301.
27. Геология кимберлитовой трубки Орапа А/К1, Ботсвана: дальнейшее развитие представлений о внедрении кимберлитовых трубок / М. Филд, Д. Г. Гибсон, Т. А. Уилкис [и др.] // Геол. и геофиз. — 1997. — Т. 38, № 1. — С. 24–45.
28. Геохимическая (ICP-MS геохимия, изотопия Sr, Nd, Pb) гетерогенность кимберлитов Якутии: вопросы генезиса и алмазоносность / В. А. Кононова, Ю. Ю. Голубева., О. А. Богатиков [и др.]. // Петрология. — 2005. — Т. 13, № 3. — С. 227–252.
29. Голубева Ю. Ю. Редкоземельные элементы (ICP-MS-геохимия) в кимберлитах Якутии / Ю. Ю. Голубева, И. П. Илупин, Д. З. Журавлев // Доклады Академии наук. — 2003. — Т. 390, № 5. — С. 668–672.
30. Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений / И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. — М.: Наука, 1971. — 1108 с.
31. Доусон Дж. Кимберлиты и ксенолиты в них / Дж. Доусон. — М.: Мир, 1983. — 300 с.
32. Дудкин О.Б. Проблема возраста и источника вещества карбонатитов Хибинского массива / О. Б. Дудкин, П. А. Серов // Геология и минерагения Кольского региона. Труды Всероссийской (с международным участием) научной конференции и IV Ферсмановской научной сессии, посвященных 90-летию со дня рождения акад. А.В. Сидоренко и д.г.-м.н. И.В. Белькова. Апатиты, 4-6 июня 2007 г. — Апатиты: Изд-во К & М, 2007. — С. 215–217.
33. Изотопно-геохимическая систематика кимберлитов Сибирской платформы / С. И. Костровицкий, Т. Морикио, И. В. Серов, Д. А. Яковлев, А. А. Амирджанов // Геология и геофизика. — 2007. — Т. 48, № 3. — С. 350–371.

34. Изотопно-геохимическая характеристика кимберлитов сибирской платформы в связи с проблемой их происхождения / А. М. Агашев, Ю. Орихаша, Т. Ватанабе, Н. П. Похиленко, В. П. Серенко // Геология и геофизика. — 2000. — Т. 41, №1. — С. 90–99.
35. Изотопно-геохимические и возрастные характеристики раннепротерозойских террейнов, коллизионных зон и связанных с ними анортозитов / О. М. Розен, Д. З. Журавлев, М. К. Суханов, Е. В. Бибилова, В. Л. Злобин // Геология и геофизика. — 2000. — Т. 41, № 2. — С. 163–180.
36. Изотопные исследования во ВСЕГЕИ. Обзор исследований по поиску и разведке месторождений алмазов / С. С. Шевченко, К. И. Лохов, С. А. Сергеев [и др.]. // Труды научно-практической конференции по эффективности поиска и разведки месторождений алмазов: настоящее и будущее (Алмазы50. ВСЕГЕИ, Санкт Петербург, 2004).— Санкт Петербург. — 2004. — С. 383–387.
37. Илупин И. П. Геохимия кимберлитов / И. П. Илупин, Ф. В. Каминский, Е. В. Францессон. — М.: Недра, 1978. — 352 с.
38. Илупин И. П. Кимберлиты: Справочник. / И. П. Илупин., В. И. Ваганов, Б. И. Прокопчук. — М.: Недра, 1990. — 248 с.
39. Источники, геодинамическая обстановка и перспективы алмазоносности кимберлитов северной окраины Русской плиты (Sr-Nd изотопия и ICP-MS геохимия) / О. А. Богатилов, В. А. Кононова, В. А. Первов, Д. З. Журавлев // Петрология. — 2001. — № 3. — С. 227–241.
40. Каракин А. В. Гидродинамика и структура двухфазной астеносферы / А. В. Каракин, Л. И. Лобковский // Доклады АН СССР. — 1982. — Т. 268, № 2. — С. 324–329.
41. Каракин А. В. Механика пористой двухфазной астеносферы / А. В. Каракин, Л. И. Лобковский // Известия. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1979. — № 6. — С. 63–73.

42. Каракин А. В. Общая теория компакции при малой пористости / А. В. Каракин // Физика Земли. — 1999. — № 12. — С. 13–26.
43. Каракин А. В. К выводу основных уравнений механики тающего льда / А. В. Каракин // Физика льда и льдотехника. — Якутск: Якутский филиал СО АН СССР. — 1974. — С. 87–97.
44. Карбонатиты Хибин / О. Б. Дудкин, Ф. В. Манаков, М. П. Кравченко [и др.]. — Апатиты: Кольский филиал АН СССР, 1984. — 98с.
45. Кимберлиты восточного Приазовья (Украина) и геохимические характеристики их источников / Е. В. Юткина, В. А. Кононова [и др.] // Петрология. — 2004. — Т. 12, № 2. — С. 134–148.
46. Кимберлиты и кимберлитоподобные породы: Кимберлиты — ультраосновная формация древних платформ / Б. М. Владимиров., Л. В. Соловьева, А. И. Киселев [и др.]. — Новосибирск: Наука. Сиб. Отд-ние, 1990. — 264 с.
47. Кимберлиты и лампроиты Восточно-Европейской платформы: петрология и геохимия / О. А. Богатиков, В. А. Кононова, А. А. Носова, И. А. Кондрашов // Петрология. — 2007. — Т. 15, № 4. — С. 339–360.
48. Киселев А. И. Девонские рой долеритовых даек на северо-востоке Сибирского кратона и их связь с Вилу́йским плюмом / А. И. Киселев, В. В. Ярмолук, М. Д. Томшин // Доклады Академии наук. — 2010. — Т. 434, № 4. — С. 502–508.
49. Киселев А. И. Кратоны, интракратонные и окраинные мобильные пояса и их алмазоносность / А. И. Киселев // Руды и металлы. — 1998. — № 6. — С. 15–24.
50. Киселев А. И. Геохимия среднепалеозойских и рифейских базитов в рифте Сетте-Дабан (Сибирская платформа) / А. И. Киселев, И. И. Колодезников, Я. П. Шепелева. // Вестник ЯГУ. — 2009. — Т. 6, № 1. — С. 29–38.

51. Киселев А. И. . Геодинамика развития кимберлитового и базитового магматизма в области Виллойского палеорифта / А. И. Киселев, К. Н. Егоров, М. Н. Масловская // Отечественная. Геология. — 2002. — № 4. — С.40–45.
52. Константинов К. М. Позднесилурийская-раннедевонская естественная остаточная намагниченность кимберлитов и траппов Якутской алмазоносной провинции / К. М. Константинов, Ю. Б. Стегницкий // Доклады Академии наук. — 2012. — Т. 442, № 3. — С. 394–400.
53. Ландау Л. Д. Статистическая физика. Часть 1 / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М.: Наука, 1975. — 584 с.
54. Ландау Л. Д. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М.: Наука, 1986. — 736 с.
55. Ландау Л. Д. Теория упругости. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М.: Наука, 1987. — 248 с.
56. Литасов К. Д. Свидетельства реакционного просачивания расплава в верхней мантии по данным изучения перидотитовых ксенолитов из базальтов Витимского и Удоканского вулканических полей Забайкалья / К. Д. Литасов, Н. Л. Добрецов, А. В. Соболев // Доклады РАН. — 1999. — Т. 368, № 4. — С. 525–529.
57. Мантийные источники кимберлитового магматизма Сибирской платформы / И. В. Серов, В. К. Гаранин, Н. И. Зинчук, А. Я. Ротман // Петрология. — 2001. — Т. 9, № 6. — С. 657–670.
58. Масайтис В. Л. Вулканизм и тектоника Патомско-Виллойского среднепалеозойского авлакогена / В. Л. Масайтис, М. В. Михайлов, Т. В. Селивановская— Москва: Недра, 1975. — 182 с.
59. Механизм образования сибирских меймечитов и природа их связи с траппами и кимберлитами / А. В. Соболев, С. В. Соболев, Д. В. Кузьмин, К. Н. Малич, А. Г. Петрунин // Геология и геофизика. — 2009. — Т. 50. № 12. — С. 1293–1334.

60. Минерагения платформенного магматизма (траппы, карбонатиты, кимберлиты) / С. В. Белов, А. В. Лапин, А. В. Толстов, А. А. Фролов. — Новосибирск: Изд. СО РАН, 2008. — 537 с.
61. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Часть. I / Р. И. Нигматулин. — М.: Наука, 1987. — 464 с.
62. О происхождении кимберлитов (анализ изотопно-геохимических данных) / С. И. Костровицкий, Т. Морикио, И. В. Серов, А. Я. Ротман // Доклады РАН. — 2004. — Т. 399, № 2. — С. 236–240.
63. Определение U-Pb возрастов перовскитов из якутских кимберлитов ионно-ионным масс-спектроскопическим (SHRIMP) методом / П. Д. Кинни, Б. Дж. Гриффин, Л. М. Хеамэн., Ф. Ф. Брахфогель, З. В. Специус // Геология и геофизика. — 1997. — Т. 38, № 1. — С. 91–99.
64. Перспективы коренной алмазоносности Украины / Ю. В. Гейко, Д. С. Гурский, Л. И. Лыков [и др.]. — Киев-Львов: Центр Европы, 2006. — 223с.
65. Петрохимические и изотопные вариации состава кимберлитов Якутии и их причины / О. А. Богатиков, В. А. Кононова, Ю. Ю. Голубева [и др.] // Геохимия. — 2004. — № 9. — С. 915–939.
66. Рябчиков И. Д. Механизмы и условия магмообразования в мантийных плюмах / И. Д.Рябчиков // Петрология. — 2003. — Т. 11, № 6. — С. 548–555.
67. Рябчиков И. Д. Происхождение низкокальциевых кимберлитовых магм / И. Д. Рябчиков, А. В. Гирнис // Геология и геофизика. — 2005. — Т. 46, № 12. — С. 1223–1233.
68. Самарский А.А. Теория разностных схем / А. А. Самарский. — 3-е изд., испр. — Москва: Наука, 1989. — 616 с.
69. Сафонов О. Г. Карбонатит-кимберлитовые тренды в хлорид-карбонат-силикатных системах в условиях верхней мантии / О. Г. Сафонов,

- Л. Л. Перчук // Физико-химические факторы петро- и рудогенеза: новые рубежи. Материалы конференции, посвященной 110-летию со дня рождения академика Д. С. Коржинского. Москва, ИГЕМ РАН 7—9 октября 2009 г. — Москва, ИГЕМ РАН. — 2009. — С. 351–355.
70. Соболев Н. В. Глубинные включения в кимберлитах и проблемы состава верхней мантии / В. С. Соболев. — Новосибирск: Наука, 1974. — 262 с.
71. Соболев А. В. Новые данные по петрологии сибирских меймечитов / А. В. Соболев, В. С. Каменецкий, Н. Н. Кононкова // Геохимия. — 1991. — № 8. — С. 1084–1095.
72. Соболев В. С. Петрология траппов. Избранные труды / В. С. Соболев. — Новосибирск: Наука, 1986. — 209 с.
73. Тепловое поле на северо-востоке Украины / О. В. Арясова, В. В. Гордиенко, И. В. Гордиенко, О. В. Завгородняя // Доповіді НАНУ. — 2011. — №5.— С.113–118.
74. Тепловое поле склона Воронежского массива / О. В. Арясова, В. В. Гордиенко, И. В. Гордиенко, О. В. Завгородняя // Труды Института фундаментальных исследований. — 2010. — Т. 14. — С. 18–22.
75. Уханов А. В. Литосферная мантия Якутской кимберлитовой провинции / А. В. Уханов, И. Д. Рябчиков, А. Д. Харьков. — М.: Наука, 1988. — 287 с.
76. Уэйджер Л. Расслоенные изверженные породы / Л. Уэйджер, Г. Браун — М.: Мир, 1970. — 551 с.
77. Хазан Я.М., Арясова О.В. Устойчивость пограничного слоя между литосферой и конвектирующей мантией и равновесная литосферная геотерма / Я. М. Хазан, О. В. Арясова // Физика Земли. — 2014. — № 4. — С. 1–20.
78. Хазан Я. М. Источник кимберлитов — мантия обычного состава / Я. М. Хазан, Ю. А. Фиалко // Геофизический журнал. — 2005. — Т. 27, № 1. — С. 136–145.

79. Хазан Я. М. Геодинамика кимберлитового магматизма // Я. М. Хазан, О. В. Арясова // Третья тектонофизическая конференция в ИФЗ РАН. Тектонофизика и актуальные вопросы наук о Земле. Тезисы докладов Всероссийской конференции, в 2-х томах. Т. 1. — М: ИФЗ РАН, 2012. — С. 110-113.
80. Хазан Я. М. Пространственное фракционирование редкоземельных элементов в мантии кратонов: анализ наблюдений, модель и связь с кимберлитообразованием / Я. М. Хазан, О. В. Арясова // Геофизический журнал. — 2007. — Т. 29, № 6. — С. 45–63.
81. Хазан Я. М. Сегрегация расплава внутри частично расплавленной зоны: теория, численные методы и следствия / Я. М. Хазан, О. В. Арясова // Физика Земли. — 2011. — № 5. — С.58–72.
82. Харьков А. Д. Алмазные месторождения мира / А. Д. Харьков, Н. Н. Зинчук, А. И. Крючков. — М.: Недра, 1998. —554 с.
83. Шарков Е. В. Петрология расслоенных интрузий / Шарков Е. В. — Л.: Наука, 1980. — 183 с.
84. Шейнманн Ю. М. . Закономерности размещения провинций ультраосновных-щелочных пород / Ю. М. Шейнманн // Геология редких элементов. Вып. 17. — М.: Госгеолтехиздат, 1962. — С.15–54.
85. Шиловский А. П. Траппы на Восточно-Европейской платформе / А. П. Шиловский // Геология, геофизика и разработка нефтяных и газовых месторождений. — 2009. — № 8. — С. 11–13.
86. Якутская кимберлитовая провинция: положение и структура Сибирского кратона, особенности состава верхней и нижней коры / О. М. Розен, В. П. Серенко, З. В. Специус, А. В. Манаков, Н. Н. Зинчук // Геология и геофизика — 2002. — Т. 43, № 1. — С. 3–26.

87. ^{40}K - ^{40}Ar dating of the main Deccan large igneous province: Further evidence of KTB age and short duration / A.-L. Chenet, X. Quidelleur, F. Fluteau, V. Courtillot, S. Bajpai // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2007. — V. 263. — P. 1–15.
88. A close look at dihedral angles and melt geometry in olivine-basalt aggregates: A TEM study / M. Cmiral, J. D. Fitz Gerald, U. H. Faul, D. H. Green // *Contrib. Miner. Petrol.* — 1998. — V. 130. — P. 336–345.
89. A mantle plume origin for the Siberian traps: uplift and extension in the West Siberian Basin, Russia / A. D. Saunders, R. W. England, M. K. Reichow, R. V. White // *Lithos.* — 2005. — V. 79. — P. 407–424.
90. Age, composition and thermal characteristics of South African off-craton mantle lithosphere: Evidence for a multi-stage history / P. E. Janney, S. B. Shirey, R. W. Carlson [et al.] // *J. Petrol.* — 2010. — V. 51. — P. 1849–1890.
91. Age C. Olivine flotation in mantle melt / C. Agee, D. Walker // *Earth and Planet. Sci. Lett.* — 1993. — V. 114, No. 2–3. — P. 315–324.
92. An integrated petrological, geochemical and Re–Os isotope study of peridotite xenoliths from the Argyle lamproite, Western Australia and implications for cratonic diamond occurrences / A. L. Jaques, D. G. Pearson, C. B. Smith [et al.] // *Lithos.* — 2009. — V. 112, No. Supplement 2. — P. 1096–1108.
93. An integrated petrological, geochemical and Re–Os isotope study of peridotite xenoliths from the Argyle lamproite, Western Australia and implications for cratonic diamond occurrences / A. L. Jaques, D. G. Pearson [et al.] // *Lithos.* — 2009. — V. 112, No. Supplement 2. — P. 1096–1108.

94. Anderson D. L. Hawaii, boundary layers and ambient mantle — geophysical constraints / D. L. Anderson // *J. Petrol.* — 2011. — V. 52. No. 7–8. — P. 1547–1577.
95. Arndt N. T. What is a komatiite? / N. T. Arndt , E. G. Nisbet // *Komatiites* / Edited by N. T. Arndt and E. G. Nisbet / Concord, Mass: Allen and Unwin.— 1982. — P. 19–28.
96. Artemieva I. M. The continental lithosphere: Reconciling thermal, seismic, and petrologic data / I. M. Artemieva // *Lithos.* — 2009. — V. 109. P. 23–46.
97. Artemieva I. M. *The Lithosphere: An Interdisciplinary Approach* / I. M. Artemieva. — Cambridge: Cambridge University Press, 2011. — 794 pp.
98. Artemieva I. M. *The Lithosphere: An Interdisciplinary Approach* / I. M. Artemieva. — Cambridge: Cambridge University Press, 2011. — 794 pp.
99. Artemieva I. M. Thermal thickness and evolution of Precambrian lithosphere: A global study / I. M. Artemieva, W. D. Mooney // *Journal of geophysical research.* —2001. — V. 106, No. B8. — P. 16387–16414.
100. Artemieva I. M., Global $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ thermal model TC1 for the continental lithosphere: Implications for lithosphere secular evolution / I. M. Artemieva // *Tectonophysics.* — 2006. — V. 416. — P. 245–277.
101. Aryasova O. Brownian motion in multi-dimensional Euclidian space with membranes on the boundary of a cone / O. Aryasova // 10th International Vilnius Conference on Probability Theory and Mathematical Statistics, 28th June – 2nd July, 2010, Vilnius, Lithuania. — Vilnius, 2010. — P. 86.
102. Aryasova O. Lithosphere-asthenosphere boundary: Where and why? / O. Aryasova, Y. Khazan // *EGU General Assembly 2015, Geophysical Research Abstracts, Vol.17.* — 2015. — EGU2015-385-3.

103. Aryasova O. On Brownian motion on the plane with membranes on rays with a common endpoint / O. Aryasova, A. Pilipenko // *Random Operators and Stochastic Equations*. — 2009. — V. 17, No 2. — P. 139–157.
104. Aryasova O. On differentiability with respect to the initial data of a solution of an SDE with Levy noise and discontinuous coefficients / O. Aryasova, A. Pilipenko // *Stochastics: An International Journal of Probability and Stochastic Processes*, — 2014. — V. 86, Is.4. — P. 643–654.
105. Aryasova O. On differentiability of a flow for an SDE with discontinuous drift / O. Aryasova, A. Pilipenko // *Second International Conference “Mathematics in Armenia. Advances and Perspectives”*, 24031, August 2013, Tsaghkadzor, Armenia: Abstracts. — Yerevan, 2013. — P. 83.
106. Aryasova O. On properties of a flow generated by a Levy-driven SDE with a discontinuous drift / O. Aryasova, A. Pilipenko // *8th World Congress in Probability and Statistics, Istanbul, 9-14 July, 2012: Abstracts*. — Istanbul, 2012. — P. 235.
107. Aryasova O. On the strong uniqueness of a solution to singular stochastic differential equations / O. Aryasova, A. Pilipenko // *International Conference ASMDA, Rome, 6-10 June, 2011: Proceedings*. — Rome, 2011. — P. 96.
108. Aryasova O. One class of multidimensional stochastic differential equations having no property of weak uniqueness of a solution / O. Aryasova, M. Portenko // *9th International Vilnius Conference on Probability Theory and Mathematical Statistics, 25-30 June, 2006, Vilnius, Lithuania*. — Vilnius, 2006. — P. 83-84.
109. Aryasova O. Reflecting diffusions and hyperbolic Brownian motions in multidimensional spheres / O. Aryasova, A. De Gregorio, E. Orsingher // *Lithuanian Mathematical Journal*. — 2013. — V. 53, No. 3. — P. 241–263.
110. Asahara Y. Melting relations of the hydrous primitive mantle in the CMAS-H₂O system at high pressures and temperatures, and implications for

- generation of komatiites / Y. Asahara, E. Ohtani // *Phys. Earth Planet. Int.* — 2001. — V. 125. — P. 31–44.
111. Ashchepkov I. V. Empirical garnet thermobarometer for mantle peridotites / I. V. Ashchepkov // *Russian Geol Geophys.* — 2006. — V. 47. — P. 1071–1085.
112. Asimow P. D. A hydrous melting and fractionation model for mid-ocean ridge basalts: Application to the Mid-Atlantic Ridge near the Azores / P. D. Asimow, J. E. Dixon, C. H. Langmuir // *Geochem. Geophys. Geosyst.* — 2004. — V. 5, No. 1.
113. Baker J. A brief Oligocene period of flood volcanism in Yemen / J. Baker , L. Snee, M. Menzies // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1996. — V. 138. — P. 39–55.
114. Barcilon V. Nonlinear waves in compacting media / V. Barcilon, F. M. Richter // *J. Fluid. Mech.* — 1986. — V. 164. — P. 429–448.
115. Barcilon V. Solitary waves in magma dynamics / V. Barcilon, O. M. Lovera // *J. Fluid. Mech.* — 1989. — V. 204. — P. 121–133.
116. Bathymetry of the Pacific plate and its implications for thermal evolution of lithosphere and mantle dynamics / S. Zhong, M. Ritzwoller, N. Shapiro [et al.] // *J. Geophys. Res.* — 2007. — V. 112. — B06412.
117. Becker M. Geochemistry of South African on- and off-craton, Group I and Group II kimberlites: petrogenesis and source region evolution / M. Becker, A. P. le Roex // *J. Petrol.* — 2006. — V. 47. — P.673–703.
118. Becker T. W. Comparison of tomographic and geodynamic mantle models / T. W. Becker, L. A. Boschi // *Geochem. Geophys. Geosyst.* — 2002. — V. 3. No. 1.
119. Bell D. R. Abundance and Partitioning of OH in a High-pressure Magmatic System: Megacrysts from the Monastery Kimberlite, South Africa / D. R. Bell, G. R. Rossman, R. O. Moore // *J. Petrol.* — 2004. — V. 45. — P. 1539–1564.

120. Bell K. Nd, Pb and Sr isotopic compositions of East African carbonatites: evidence for mantle mixing and plume inhomogeneity / K. Bell, G. R. Tilton // *J. Petrol.* — 2001. — V. 42, No. 10. — P. 1927–1945.
121. Bell K. Probing the mantle: the story from carbonatites / K. Bell, G. R. Tilton // *EOS Trans. Am. Geophys. Union.* — 2002. — V. 83 (25). — P. 273–277.
122. Bell K. Source of parental melts to carbonatites—critical isotopic constraints / K. Bell, A. Simonetti // *Miner Petrol.* — 2010. — V. 98, No. 1. — P. 77–89.
123. Bercovici D. A two-phase model of compaction and damage. General theory / D. Bercovici, Y. Ricard, G. Schubert // *J. Geophys. Res.* — 2001. — V. 106. — P. 8887–8906.
124. Bernstein S. Depleted spinel harzburgite xenoliths in tertiary dykes from East Greenland: Restites from high-degree melting / S. Bernstein, P. B. Kelemen, C. K. Brooks // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1998. — V. 154. — P. 221–235.
125. Bigalke J. Analysis of conductivity of random media using dc, MT and TEM / J. Bigalke // *Geophysics.* — 2003. — V. 68. — P. 506–515.
126. Blundy J. Prediction of crystal-melt partition coefficients from elastic moduli / J. Blundy, B. Wood // *Nature.* — 1994. — V. 372. — P. 452–454.
127. Boschi L. Mantle plumes: dynamic models and seismic images / L. Boschi, T. W. Becker, B. Steinberger // *Geochem. Geophys. Geosyst.* — 2007. — V. 8. — Q10006.
128. Bostock M. G. Seismic imaging of lithospheric discontinuities and continental evolution / M. G. Bostock // *Lithos.* — 1999. — V. 48, No. 1. — P. 1–16.
129. Bourbie T. Hydraulic and acoustic properties as a function of porosity in Fontainebleu sandstone / T. Bourbie, B. Zinszner // *J. Geophys. Res.* — 1985. — V. 90. — P. 11524–11532.
130. Boyd F. R. A pyroxene geotherm/ F. R. Boyd // *Geochim. Cosmochim. Acta* — 1973. — V. 37. — P. 2533–2546.
131. Boyd F. R. Composition and structure of the Kaapvaal lithosphere, Southern Africa / F. R. Boyd, S. A. Mertzman // *Magmatic Processes: Physicochemical*

- Principles, edited by B. O. Mysen, University Park, PA: Geochem. Soc, 1987. — P. 3–12.
132. Boyd, F. R. Compositional distinction between oceanic and cratonic lithosphere / F. R. Boyd // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1989. — V. 96. — P. 15–26.
 133. Brey G. P. Geobarometry for peridotites: Experiments in simple and natural systems from 6 to 10 gpa / G. P. Brey, V. K. Bulatov, A. V. Gurnis // *J Petrol.* — 2008. — V. 49. — P. 3–24.
 134. Brey G. P. Geothermobarometry in four-phase lherzolites i. experimental results from 10 to 60 kb / G. P. Brey, T. Köhler, K. G. Nickel // *J. Petrology.* — 1990. — V. 31, No. 6. — P. 1313–1352.
 135. Brey G. P. Geothermobarometry in four-phase lherzolites.(II). New thermobarometers, and practical assesment of existing thermobarometers / G. P. Brey, T. Köhler // *J. Petrol.* — 1990. — V. 31, No. 6. — P. 1353–1378.
 136. Brice J. Some thermodynamic aspects of the growth of strained crystals / J. Brice // *Journ. Crystal Growth.* — 1975. — V. 28. — P. 249–253.
 137. Buck W. When does small-scale convection begin beneath oceanic lithosphere / W. Buck // *Nature.* — 1985. — V. 313. — P. 775–777.
 138. Bulau J. R. Mechanical and thermodynamical constraints on fluid distribution in partial melts / J. R. Bulau, H. S. Waff, J. A. Tyburzy // *J. Geophys. Res.* — 1979. — V. 84. — P. 6102–6108.
 139. Burgess S. Tracing lithosphere evolution through the analysis of heterogeneous G9-G10 garnets in peridotite xenoliths {I}: Major element chemistry / S. Burgess, B. Harte // *Proceedings of the VIIth International Kimberlite Conference (Dawson volume)*, edited by J.J. Gurney, J.L. Gurney, M.D. Pascoe, and S.H. Richardson. — Cape Town: Red Roof Design, 1999. —P. 66–80.

140. Burgess S. Tracing lithosphere evolution through the analysis of heterogeneous G9-G19 garnets in peridotite xenoliths, II: REE chemistry / S. Burgess, B. Harte // *J. Petrol.* — 2004. — V. 45. — P. 609–644.
141. Busse F. H. High Prandtl number convection / F. H. Busse // *Phys. Earth Planet. Inter.* — 1979. — V. 19. — P. 149–157.
142. Bussod G. Y. Textural development and melt topology in spinel lherzolite experimentally deformed at hypersolidus conditions / G. Y. Bussod, J. M. Christie // *J. Petrol., Spec. lherzolite issue.* — 1991. — P. 17–39.
143. Campbell I. H. Melting in an Archaean mantle plume: Heads it's basalts, tails it's komatiites / I. H. Campbell, R. W. Griffiths, R. I. Hill // *Nature.* — 1989. — V. 339. — P. 697–699.
144. Campbell I. H. Implications of mantle plume structure for the evolution of flood basalts / I. H. Campbell, R. W. Griffiths // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1990. — V. 99. — P. 79–93.
145. Canil D. Garnet dissolution and the emplacement of kimberlites / D. Canil, Y. Fedortchouk // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1999. — V. 167. — P. 227–237.
146. Carbonate-chloride enrichment in fresh kimberlites of the Udachnaya-East pipe, Siberia: A clue to physical properties of kimberlite magmas? / V. S. Kamenetsky, M. B. Kamenetsky, V. V. Sharygin, A. V. Golovin // *Geophys. Res. Lett.* — 2007. — V. 34. — L09316.
147. Carlson R. W. Physical, chemical, and chronological characteristics of continental mantle / R. W. Carlson, D. G. Pearson, D. E. James // *Rev. Geophys.* — 2005.— V. 43. — RG1001.
148. Chalapathi Rao N. V. Kimberlites, flood basalts and mantle plumes: New insights from the Deccan Large Igneous Province / N. V. Chalapathi Rao, B. Lehmann // *Earth-Science Reviews.* — 2011. — V. 107. — P. 315–324.
149. Chen Y. J. Oceanic crustal thickness versus spreading rate. *Geophys* / Y. Chen // *J. Res. Lett.* — 1992. — V. 19. — P. 753–756.

150. Clifford T. N. Tectono–metallogenic units and metallogenic provinces of Africa / T. N. Clifford // *Earth Planet. Sci. Letters*. — 1966. — V. 1. — P. 421–434.
151. Coffin M. F. Large Igneous provinces: crustal structure, dimensions, and external consequences / M. F. Coffin, O. Eldholm // *Reviews of Geophysics*. — 1994. — V. 32, №1. — P. 1–36.
152. Composition of the Siberian cratonic mantle: Evidence from Udachnaya peridotite xenoliths / F. R. Boyd, N. P. Pokhilenko, D. G. Pearson [et al.]. // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 1997. — V. 128. — P. 228–246.
153. Constraints on the depth and thermal history of cratonic lithosphere from peridotite / K. A. Mather, D. G. Pearson, D. McKenzie [et al.] // *Lithos*. — 2011. — V. 125. — P. 729–74.
154. Continental insulation, mantle cooling, and the surface area of oceans and continents / A. Lenardic, L.-N. Moresi, A. M. Jellinek, M. Manga // *Earth Planet. Sci Lett.* — 2005. — V. 234. — P. 317–333.
155. Cooper C. M. The thermal structure of stable continental lithosphere within a dynamic mantle // C. M. Cooper, A. Lenardic, L. Moresi // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2004. — V. 222. P. 807–817.
156. Cooper R. F. Interfacial energies in the olivine-basalt system / R. F. Cooper, D. L. Kohlstedt // *Adv. Earth Planet. Sci.* — 1982. — V. 12. — P. 217–228.
157. Cooper R. F. Rheology and structure of olivine-basalt partial melts / R. F. Cooper, D. L. Kohlstedt // *J. Geophys. Res.* — 1986. — V. 91. — P. 9315–9323.
158. Cottrell E. Marginal stability of thick continental lithosphere / E. Cottrell, C. Jaupart, P. Molnar // *Geophys. Res. Lett.* — 2004. — V. 31. — P. L18612, doi:10.1029/2004GL020332.
159. Courtillot V. E. On the ages of flood basalt events / V. E. Courtillot, P. R. Renne // *Comptus Rendus Geoscience*. — 2003. — V. 333. — P. 113–140.

160. Craton stability and longevity: The roles of composition-dependent rheology and buoyancy / H.Wang, J. van Hunen, G. Pearson, M. B. Allen // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2014. — V. 391. P. 224–233.
161. Crough S. T. Kimberlites: their relation to mantle hotspots / S. T. Crough, W. J. Morgan, R. B. Hargraves // *Earth and Planetary Science Letters.* — 1980. — V. 50. — P. 260–274.
162. Crough S. T. Mesozoic hotspot epeirogeny in Eastern North America / S. T. Crough // *Geology.* — 1981. — V. 9. — P. 2–6.
163. Daines M. J. An experimental method for directly determining the interconnectivity of melt in partially molten system / M. J. Daines, F. M. Richter // *Geophys. Res. Lett.* — 1988. — V. 15. — P. 1459–1462.
164. Davaille A. Onset of thermal convection in fluids with temperature-dependent viscosity: Application to the oceanic mantle / A. Davaille, C. Jaupart // *J. Geophys. Res. Solid Earth.* — 1994. — V. 99. — P. 19853–19866.
165. Davaille A. Transient high-Rayleigh-number thermal convection with large viscosity variation / A. Davaille, C. Jaupart // *J. Fluid Mech.* — 1993. — V. 253. — P. 141–166.
166. Davies G. F. On the emergence of plate-tectonics / G. F. Davies // *Geology.* — 1992. — V. 20. — P. 963–966.
167. Diabase (dolerite) dyke swarms of the world / R. E. Ernst, K. L. Buchan, T. D. West, H. C. Palmer // *Geological survey of Canada open file 3241*, 1996. — 104 p.
168. Diamondiferous kimberlites in central India synchronous with Deccan flood basalts / B. Lehmann, R. Burgess, D. Frei [et al.] // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2010. — V. 290. — P. 142–149.
169. Diamonds sampled by plumes from the core–mantle boundary / T. H. Torsvik, K. Burke, B. Steinberger, S. J. Webb, L. D. Ashwal // *Nature.* — 2010. — V. 466. — P. 352–357.

170. Dickin A. Radiogenic isotope geology / A. Dickin // Cambridge: University Press, 2005.
171. Doin M. P. Thermal evolution of the oceanic lithosphere / M. P. Doin, L. Fleitout // Earth Planet. Sci. Lett. — 1996. — V. 142. — P. 121–136.
172. Drew D. A. Averaged field equations for two-phase flow / D. A. Drew // Ann. Rev. Fluid Mech. — 1983. — V. 15. — P. 261–291.
173. Dumoulin C. Numerical simulation of the cooling of an oceanic lithosphere above a convective mantle / C. Dumoulin, M.-P. Doin, L. Fleitout // Phys. Earth Planet. Int. — 2001. — V. 125. — P. 45–64.
174. Dynamical constraints on kimberlite volcanism / R. S. J. Sparks, L. Baker, R. J. Brown [et al.] // J. Volcan. Geotherm. Res. — 2006. — V. 155. — P. 18–48.
175. Ebinger C. Cenozoic magmatism throughout east Africa resulting from impact of one large plume / C. Ebinger, N. Sleep // Nature. — 1998. — V. 395. — P. 788–791.
176. Eggler D. Experimental studies on the relationship between kimberlite magmas and partial melting of peridotite / D. Eggler, R. Wendland // Kimberlites, diatremes and diamonds: their geology, petrology and geochemistry: Proc. 2nd Int. Kimberlite conf / Eds. F. R. Boyd, H. O. A. Meyer. — Washington: AGU, 1979. — V. 1. — P.330–338.
177. Eggler D. Kimberlites: How do they form? / D. Eggler // Kimberlites and related rocks / Ed. J. Ross et al. — Cambridge, MA: Blackwell Sci. Pub., 1989. — V. 1. — P. 489–504.
178. Emplacement of deep upper-mantle rocks into cratonic lithosphere by convection and diapiric upwelling / M. R. Drury, H. L. M. van Roermund, D. A. Carswell [et al.] // J. Petrol. — 2001. — V. 42. — P. 131–140.
179. England P. On the geodynamic setting of kimberlite genesis / P. England, G. Howsemann // Earth Planet.Sci.Lett. — 1984.— V.67. — P. 109–122.

180. Ernst R. E. Large igneous provinces (LIPs) and carbonatites / R. E. Ernst, K. Bell // *Miner. Petrol.* — 2010. — V. 98. — P. 55–76.
181. Ernst R. E. Large igneous provinces in Canada through time and their metallogenic potential / Ernst R. E. // *Mineral Deposits of Canada: A Synthesis of Major Deposit-Types, District Metallogeny, the Evolution of Geological Provinces, and Exploration Methods* / Ed. W.D. Goodfellow. — Geol. Ass. Canada Spec. Publ, 2007. — №. 5. — P. 929–937.
182. Eu^{2+} and REE^{3+} diffusion in enstatite, diopside, anorthite, and a silicate melt: a database for understanding kinetic fractionation of REE in the lunar mantle and crust / Y. Liang, D. J. Cherniak, Z. T. Morgan, P. C. Hess // *Lunar and Planetary Science XXXV*, Lunar and Planetary Institute, Houston, Texas, 2004. — Abstract No. 1894.
183. Evidence for an upper mantle plume beneath the Tanzanian craton from Rayleigh wave tomography / D. S. Weeraratne, D. W. Forsyth, K. M. Fischer, A. A. Nyblade // *J. Geophys. Res.* — 2003. — V. 108, No. B9. — 2427.
184. Evidence for mantle metasomatism in peridotitic nodules from the Kimberly pipes, South Africa / A. Erlank, S. Wafers, C. J. Hawkesworth [et al.] // *Mantle metasomatism* / Ed. M. Menzies, C. Hawkesworth. — London: Academic Press, 1987. — P. 221–309.
185. Extremely depleted lithospheric mantle and diamonds beneath the southern Zimbabwe Craton / C. B. Smith, D. G. Pearson, G. P. Bulanova [et al.] // *Lithos.* — 2009. — V. 112, No. Supplement 2. — P. 1120–1132.
186. Faul U. H. Constraints on the melt distribution in anisotropic polycrystalline aggregates undergoing grain growth / U. H. Faul // *Physics and chemistry of partially molten rocks* / Eds. N. Bagdassarov, D. Laporte, A. B. Thompson. — Kluwer Academic Publishers, 2000. — P. 67–92.
187. Faul U. H. Intergranular basaltic melt is distributed in thin elongated inclusions / U. H. Faul, D. R. Toomey, H. S. Waff // *Geophys. Res. Lett.* — 1994. — V. 21. — P. 29–32.

188. Faul U. H. Permeability of partially molten upper mantle rocks from experiments and percolation theory / U. H. Faul // *J. Geophys. Res.* — 1997. — V. 102. — P. 10299–10311.
189. Faure S. World Kimberlites CONSOREM Database (Version 3) / Faure S. // Consortium de Recherche en Exploration Minerale CONSOREM. — Universite du Quebec e Montreal, 2010. www.consorem.ca.
190. Fei Y. Thermal expansion. / Fei Y. // *Rock physics and phase relations* / Ed. T. Ahren. — Washington, DC: AGU, 1995. — P. 29–44.
191. Fialko Y. Thermal and mechanical aspects of magma emplacement in giant dike swarms / Y. Fialko, A. Rubin // *J. Geophys. Res.* — 1999. — V. 104. — P. 23033–23049.
192. Finnerty A. A. Thermobarometry for garnet peridotites: Basis for the determination of thermal and compositional structure of the upper mantle / A. A. Finnerty, F. R. Boyd // *Mantle Xenoliths* / Ed. P. H. Nixon. — Hoboken, N. J.: John Wiley, 1987. — P. 381–402,
193. Fleitout L. Steady state, secondary convection beneath lithospheric plates with temperature and pressure-dependent viscosity / L. Fleitout, D. A. Yuen // *J. Geophys. Res.* — 1984. — V. 89. — P. 9227-9244.
194. Floyd P. A. Geochemistry and petrogenesis of Jurassic ocean crust basalts, Site 801 / P. A. Floyd, P. R. Castillo // *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, 1992. — V. 129. — P. 361–385.
195. Franz L. Thin intergranular melt films and melt pockets in spinel peridotite xenoliths from the Rhon area (Germany): early stage of melt generation by grain boundary melting / L. Franz, R. Wirth // *Contrib. Miner. petrol.* — 1997. — V. 129. — P. 268–283.
196. Garnet lherzolites from Louwrensia, Namibia: bulk composition and P/T relations / F. R. Boyd, D. G. Pearson, K. O. Hoal [et al.]. // *Lithos.* — 2004. — V. 77, No. 1–4 [special issue]. — P. 573–592.

197. Geochemical character of the southern African kimberlites: a new approach based on isotopic constraints / C. B. Smith, J. J. Gurney, E. M. W. Skinner, C. R. Clement, N. Ebrahim // *Transactions Geol. Soc. South Africa*. — 1985. — V. 88. — P. 267–280.
198. Geochemistry and mineralogy of kimberlites from the Arkhangelsk Region, NW Russia: evidence for transitional kimberlite magma types / A. D. Beard, H. Downes, E. Hegner, S. M. Sablukov // *Lithos*. — 2000. — V. 51, No. 1. — P. 47–73.
199. Geochemistry of kimberlites from the Nakyn Field, Siberia; evidence for unique source composition / A. M. Agashev, T. Watanabe, D. A. Bydaev [et al.] // *Geology*. — 2001. — V. 29, No. 3. — P. 267–270.
200. George R. M. Earliest magmatism in Ethiopia: evidence for two mantle plumes in one flood basalt province / R. M. George, N. W. Rogers, S. Kelley // *Geology*. — 1998. — V. 26. — P. 923–926.
201. Gerya T. Precambrian geodynamics: Concepts and models / T. Gerya // *Gondwana Res.* — 2014. — V. 25. — P. 442–463.
202. Gibson S. A. Melt depletion and enrichment beneath the western Kaapvaal craton: Evidence from Finsch peridotite xenoliths / S. A. Gibson, J. Malarkey, J. A. Day // *J. Petrol.* — 2008. — V. 49. — P. 1817–1852.
203. Glassley W. Geochemistry and Tectonics of the Crescent Volcanic Rocks, Olympic Peninsula, Washington / W. Glassley // *Geol. Soc. Am. Bull.* — 1974. — V. 85, No.5. — P. 785–794.
204. Goes S. Lithospheric cooling trends and deviations in oceanic PP-P and SS-S differential traveltimes / S. Goes, C. M. Eakin, J. Ritsema. — *J. Geophys. Res. Solid Earth*. — 2013. — V. 118. — P. 996–1007.
205. Goes, S. Thermal structure of the North American uppermost mantle inferred from seismic tomography / S. Goes, S. van der Lee // *J. Geophys. Res.* — 2002. — V. 107, No. 3. — 2050.

206. Goutorbe B. An integration to optimally constrain the thermal structure of oceanic lithosphere / B. Goutorbe, J. K. Hillier // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. — 2013. — V. 118. — P.432–446.
207. Grand S. P. Tomographic inversion for shear velocity beneath the North American plate / S. P. Grand // *J. Geophys. Res.* — 1987. — V. 92. — P. 14065–14090.
208. Grègoire M. Mantle mush compaction: A key to understand the mechanisms of concentration of kimberlite melts and initiation of swarms of kimberlite dykes / M. Grègoire, M. Rabinowicz, A. Janse // *J. Petrol.* 2006. — V. 47. — P. 631–646.
209. Grègoire M. Garnet lherzolites from the Kaapvaal craton (South Africa): Trace element evidence for metasomatic history / M. Grègoire, D. Bell, A. le Roex // *J. Petrol.* — 2003. — V. 44. — P. 629–657.
210. Griffiths R. W. Interaction of mantle plume heads with the Earth's surface and onset of small-scale convection / R. W. Griffiths, I. H. Campbell // *J. Geophys. Res.* — 1991. — V. 96. — P. 18295–18310.
211. Grütter H. S., Latti D., Menzies A. Cr-saturation arrays in concentrate garnet compositions from kimberlite and their use in mantle barometry / H. S. Grütter S, D. Latti, A. Menzies // *J. Petrol.* — 2006. — V. 47. — P. 801–820.
212. Grütter H. S. Pyroxene xenocryst geotherms: Techniques and application / H. S. Grütter // *Lithos*. — 2009. — V. 112, Supplement 2. — P. 1167–1178.
213. Gudfinnsson G. H. Continuous gradations among primary carbonatitic, kimberlitic, melilititic, picritic, and komatiitic melts in equilibrium with garnet lherzolite at 3–8 GPa / G. H. Gudfinnsson, D. C. Presnall // *J. Petrol.* — 2005. — V. 6. — P. 1645–1659.
214. Hager B. H. A simple global model of plate dynamics and mantle convection / B. H. Hager, R. J. O'Connell. — *J. Geophys. Res.* — 1981. — V. 86. — P. 4843–4867.

215. Hansen S. E. Mantle structure beneath Africa and Arabia from adaptively parameterized P-wave tomography: Implications for the origin of Cenozoic Afro-Arabian tectonism / S. E. Hansen, A. A. Nyblade, M. H. Benoit // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2012. — V. 319-320. — P. 23–34.
216. Harris M. Geochemistry of the Uintjiesberg kimberlite, South Africa: petrogenesis of an off-craton, group I, kimberlite / M. Harris, A. le Roex, C. Class // *Lithos.* — 2004. — V. 74. P. 149–165.
217. Harte B. Melt geometry, movement, and crystallization, in relation to mantle dykes, veins and metasomatism / B. Harte, R. Hunter, P. Kinny // *Phil. Trans. R. Soc. London. Ser. A.* — 1993. — V. 342. — P. 1–21.
218. Hasterok D. Heat production and geotherms for the continental lithosphere / D. Hasterok, D. S. Chapman // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2011. — V. 307. — P. 59–70.
219. Hasterok D. Thermal state of the oceanic and continental lithosphere: Ph.D. thesis / D. Hasterok. — University of Utah, 2010. — 156 p.
220. Hasterok D. A heat flow based cooling model for tectonic plates / D. Hasterok. — *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2013. — V. 361. — P. 34–43.
221. Heaman L. The temporal evolution of North American kimberlites / L. Heaman, B. Kjarsgaard, R. Creaser // *Lithos.* — 2004. — V. 76. — P. 377–397.
222. Heaman L. M. Timing of eastern North American kimberlite magmatism: Continental extension of the Great Meteor Hotspot Track? / L. M. Heaman, B. A. Kjarsgaard // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2000. — V. 178. — P. 253–268.
223. Heaman L. The timing of kimberlite magmatism in North America: Implications for global kimberlite genesis and diamond exploration / L. Heaman, B. Kjarsgaard, R. Creaser // *Lithos.* — 2003. — V. 71. — P. 153–184.
224. Hearn Jr. B. C. Garnet peridotites from Williams kimberlites, north-central Montana, U.S.A / B. C. Hearn Jr., E. S. McGee // *Kimberlites: Proceedings of*

- the Third International Kimberlite conference (1982, Clermont-Ferrand, France). Volume 2 / Ed. J. Kornprobst. — Amsterdam: Elsevier, 1984. — P. 57–70.
225. Hearn Jr. B. C. The Homestead kimberlite: Central Montana, U.S.A.: Mineralogy, xenocrysts, and upper-mantle xenoliths / B. C. Hearn Jr. // *Lithos*. — 2004. — V. 77. — P. 473–491.
226. Heat flow and thickness of the lithosphere in the Canadian Shield / C. Jaupart, J. C. Mareschal, L. G. Guillou-Frottier, A. Davaille // *J. Geophys. Res.* — 1998. — V. 103. — P. 15269–15286.
227. Heat flow maintained in ocean basins of great age: Investigations in the north-equatorial west Pacific / Lister C. R. B., J. G. Sclater, E. E. Davis, H. Villinger, and S. Nagahira // *Geophys. J. Int.* — 1990. — V. 102. — P. 603–630.
228. Herzberg C. Depth and degree of melting of komatiite / C. Herzberg // *J. Geophys. Res.* — 1992. — V. 97. — P. 4521–4540.
229. Herzberg C. Lithosphere Peridotites of the Kaapvaal Craton / C. Herzberg // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1993. — V. 120. — P. 13–29.
230. Herzberg C. Thermal history of the Earth and its petrological expression / C. Herzberg, K. Condie, J. Korenaga // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2010. — V. 292. — P. 79–88.
231. High-³He plume origin and temporal–spatial evolution of the Siberian flood basalts / A. R. Basu, R. J. Poreda, P. R. Renne [et al.] // *Science*. — 1995. — V. 269. — P. 822–825.
232. Hirschmann M. M. Water, melting, and the deep Earth H₂O cycle / M. M. Hirschmann // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* — 2006. — V. 34. — P. 629–653.
233. Hirth G. Experimental constraints on the dynamics of the partially molten upper mantle: Deformation in the diffusion creep regime / G. Hirth, D. L. Kohlstedt // *J. Geophys. Res.* — 1995. — V. 100. — P. 1981–2001.

234. Hirth G. Rheology of the upper mantle and the mantle wedge: A view from the experimentalists / G. Hirth, D. L. Kohlstedt // *Inside the Subduction Factory*, volume 138 of *Geophys. Monogr. Ser.* / Ed. J. Eiler. — Washington, D.C.: AGU, 2003. — P. 83–105.
235. Hirth G. Water in the oceanic mantle: Implications for rheology, melt extraction, and the evolution of the lithosphere / G. Hirth, D. L. Kohlstedt // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1996. — V. 144. — P. 93–108.
236. Hoffmann A. W. An assessment of local and regional isotopic equilibrium in the mantle / A. W. Hoffmann, S. R. Hart // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1978. — V. 39. — P. 44–62.
237. How unique is the Udachnaya-East kimberlite? Comparison with kimberlites from the Slave Craton (Canada) and SW Greenland / V. S. Kamenetsky, M. B. Kamenetsky, Y. Weiss [et al.] // *Lithos.* — 2009. — V. 112, Supplement 2. — P. 334–346.
238. Howard L. N. Convection at high Rayleigh number / L. N. Howard // *Proc. 11th Int. Congr. of Applied Mechanics, Munich, 1964* / Ed. H. Görtler. — Berlin: Springer, 1966. — P. 1109–1115.
239. Huang J. Controls on sublithospheric small-scale convection / J. Huang, S. Zhong, J. van Hunen // *J. Geophys. Res.* — 2003. — V. 108(B8). — P. 2405, doi:10.1029/2003JB002456.
240. Huang J. Sublithospheric small-scale convection and its implications for the residual topography at old ocean basins and the plate model / J. Huang, S. Zhong // *J. Geophys. Res.* — 2005. — V. 110. — P. B05404, doi:10.1029/2004JB003153.
241. Ionov D. Sr-Nd-Pb isotopic compositions of peridotite xenoliths from Spitsbergen: Numerical modeling indicates Sr-Nd decoupling in the mantle by melt percolation metasomatism / D. Ionov, S. Mukasa, J. Bodinier // *J. Petrol.* — 2002. — V. 43. — P. 2261–2278.

242. Ivanov A. V. Evaluation of different models for the origin of the Siberian Traps / A. V. Ivanov // *Plates, plumes, and planetary processes. Geological Society of America Special Paper 430* / Eds. G. R. Foulger, D. M. Jurdy. — 2007. — P.669–691.
243. van Orman J. Rare earth element diffusion in diopside: Influence of temperature, pressure and ionic radius, and an elastic model for diffusion in silicates / J. van Orman, T. Grove, N. Shimizu // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 2001. — V. 141. — P. 687–703.
244. Jago B. C. Ultrabasic xenoliths from the Ham kimberlite, Somerset Island, Northwest Territories / B. C. Jago, R. H. Mitchell // *Canadian Mineralogist.* — 1987. — V. 25. — P. 515–525.
245. Janse A. J. A. Catalogue of world wide diamond and kimberlite occurrences: a selective and annotative approach / A. J. A. Janse, P. A. Sheahan // *J. Geochem. Explor.* — 1995. — V. 53. — P. 73–111.
246. Janse A. J. A. Kimberlites – Where and when? / A. J. A. Janse // *Kimberlite occurrence and origin: A basis for conceptual models in exploration. University of Western Australia, Nedlands. Geology Department and University Extension Publication* / Eds. J. E. Glover, P. G. Harris. — 1984. — V. 8. — P. 19–61.
247. Janse J. A. Is Clifford's Rule still valid? Affirmative examples from around the World / A. J. A. Janse // *Proceeding of the Fifth International Kimberlite Conference, Araxa, Brazil 1991, Volume 2. Diamonds: Characterization, Genesis and Exploration. CPRM Special Publication* / Eds. H. O. A. Meyer, O. H. Leonardos. — Brasilia: Companhia de Pesquisa de Recursos Minerais, 1994. — V. 1B. — P. 215–235.
248. Jaupart C. Constraints on crustal heat production from heat flow data / C. Jaupart, J. C. Mareschal // *Treatise on Geochemistry (Second Edition)* / Eds. H. Holland, Turekian. — Oxford: Elsevier, 2014. — P. 53-73.

249. Jaupart C. Convective instabilities in a variable viscosity fluid cooled from above / C. Jaupart, B. Parsons // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. — 1985. — V. 39, No. 1. — P. 14-32.
250. Jaupart C. Instability of a chemically dense layer heated from below and overlain by a deep less viscous fluid / C. Jaupart, P. Molnar, E. Cottrell // *J. Fluid Mech.* — 2007. — V. 572. — P. 433–469.
251. Jaupart C. Instability of a chemically dense layer heated from below and overlain by a deep less viscous fluid / C. Jaupart, P. Molnar, E. Cottrell // *J. Fluid Mech.* — 2007. — V. 572. — P. 433-469.
252. Jin Z.-M. Melt topology in partially molten mantle peridotite during ductile deformation/ Z.-M. Jin, H. W. Green, Y. Zhou // *Nature*. — 1994. — V. 372. — P. 164–167.
253. Jordan T. H. Continents as a chemical boundary layer / T. H. Jordan // *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*. — 1981. — V. 301. P. 359–373.
254. Jordan T. H. Structure and formation of the continental tectosphere; Oceanic and continental lithosphere; similarities and differences / T. H. Jordan // *J. Petrol. Special Lithosphere Issue*. — 1988. — P. 11-37.
255. Jordan T. H. The continental tectosphere / T. H. Jordan // *Rev. Geophys.* — 1975. — V. 13. — P. 1–12.
256. Jurewicz S. R., Watson E.B. The distribution of partial melt in granitic systems: The application of liquid phase sintering theory / S. R. Jurewicz, E. B. Watson // *Geochim. Cosmochim. Acta* — 1985. — V. 49. — P. 1109–1121.
257. Jurewicz S. R. Distribution of apparent angles on random sections with emphasis on dihedral angle measurements / S. R. Jurewicz, A. J. G. Jurewicz // *J. Geophys. Res.* — 1986. — V. 91. — P. 9277–9282.
258. Kamenetsky V. S. Mantle-melt evolution (dynamic source) in the origin of a single MORB suite: a perspective from magnesian glasses of Macquarie

- Island / V. S. Kamenetsky, R. Maas // *J. Petrol.* — 2002. — V. 43. — P. 1909–1922.
259. Karakin A. V. Compaction in media with inner boundaries / A. V. Karakin // *Russian J. Earth Sciences.* — 2002. — V. 4. — P. 301–329.
260. Karato S. Deformation of Earth materials. An introduction in the rheology of solid Earth / Karato S. — Cambridge: University Press, 2008. — 463 p.
261. Karato S. Rheology of the upper mantle: a synthesis / S. Karato, P. Wu // *Science.* — 1993. — V. 260. — P. 771–778.
262. Katz R. F. A new parameterization of hydrous mantle melting / R. F. Katz, M. Spiegelman, C. H. Langmuir, // *Geochem. Geophys. Geosyst.* — 2003. — V. 4, № 9. — P. 1073.
263. Kelley S. P. Rapid kimberlite ascent and the significance of Ar-Ar ages in xenolith phlogopites / S. P. Kelley, J.-A. Wartho // *Science.* — 2000. V. 289, No. 5479. — P. 609–611.
264. Kennedy C. S. The equilibrium boundary between graphite and diamond / C. S. Kennedy, G. C. Kennedy // *J. Geophys. Res.* — 1976. — V. 81. — P. 2470–2476.
265. Kennedy L. A. Mantle shear zones revisited: The connection between the cratons and mantle dynamics / L. A. Kennedy, J. K. Russell, M. G. Kopylova // *Geology.* — 2002. — V. 30. — P. 419–422.
266. Kent R. W. Mantle Sources and Melting Dynamics in the British Palaeogene igneous Province / R. W. Kent, J. G. Fitton // *J. Petrol.* — 2000. — V. 41. — P. 1023–1040.
267. Khazan Y. Why do kimberlites from different provinces have similar trace element patterns? / Y. Khazan, Y. Fialko // *Geochemistry, Geophysics, Geosystems.* — 2005. — V. 6. — Q10002.
268. Khazan Y. Melt segregation and matrix compaction: closed governing equation set, numerical models, applications / Y. Khazan, O. Aryasova // *Геофизический журнал.* — 2010. — Т. 32, №4. — С. 62-65.

269. Khazan Y. Physical Cause of Kimberlite Occurrences Clustering / Y. Khazan, O. Aryasova // American Geophysical Union, Fall Meeting 2011, 5-9 December 2011, San Francisco, California: Abstracts. —Abstract V23B-2576.
270. Kimberlite melts rich in alkali chlorides and carbonates: a potent metasomatic agent in the mantle / M. B. Kamenetsky, A. V. Sobolev, V. S. Kamenetsky [et al.] // *Geology*. — 2004. — V. 32. — P. 845–848.
271. Kimberlite-hosted diamond deposits of southern Africa: A review / A. Field, J. Stiefenhofer, J. Robey, S. Kurszlaukis // *Ore Geology Reviews*. — 2008. — V. 34. — P. 33–75.
272. Kimberlites from the Wawa area, Ontario / F. V. Kaminsky, S. M. Sablukov, L. I. Sablukova, V. S. Shchukin, D. Canil // *Canadian J. Earth Sci.* —2002. — V. 39. — P. 1819–1838.
273. Kinny P. D. A mantle metasomatic injection event linked to late Cretaceous kimberlite magmatism / P. D. Kinny , J. B. Dawson // *Nature*. — 1992. — V. 360, No 6406. — P. 726–728.
274. Kiselev A.I. Radiating rifts and dyke swarms of the middle Paleozoic Yakutsk plume of eastern Siberian craton / A. I. Kiselev, R. E. Ernst, V. V. Yarmolyuk, K. N. Egorov // *Journal of Asian Earth Sciences*. — V. 45. — 2012. — P. 1–16.
275. Kjarsgaard B. A. Kimberlite diamond deposits / Kjarsgaard B. A. // *Mineral Deposits of Canada: A Synthesis of Major Deposit Types, District Metallogeny, the Evolution of Geological Provinces, and Exploration Methods: Geological Association of Canada, Mineral Deposits Division, Special Publication* / Ed. W. D. Goodfellow. — 2007. — No. 5. — P. 245–272.
276. Kogarko L. N. Plume-related mantle source of super-large rare metal deposits from the Lovozero and Khibina massifs on the Kola Peninsula, Eastern part of

- Baltic Shield: Sr, Nd and Hf isotope systematics / L. N. Kogarko, Y. Lahaye, G. P. Brey // *Miner Petrol.* — 2010. — V. 98. — P. 197–208.
277. Kopylova M. G. Petrology of peridotite and pyroxenite xenoliths from the Jericho kimberlite: Implications for the thermal state of the mantle beneath the Slave craton, northern Canada / M. G. Kopylova, J. K. Russell, H. Cookenboo // *J. Petrol.* — 1999. — V. 40. — P. 79–104.
278. Korenaga J. Scaling of stagnant-lid convection with Arrhenius rheology and the effects of mantle melting / J. Korenaga // *Geophys. J. Int.* — 2009. — V. 179. — P. 154–170.
279. Korzhinskii D. *Theory of Metasomatic Zoning* / D. Korzhinskii. — Oxford, UK: Clarendon, 1970. — 162 p.
280. Kushev V. G. The Ukrainian shield / V. G. Kushev, M. F. Kornilov // *Greenstone belts* / Eds. M. de Wit, L. D. Ashval. — Oxford: Clarendon Press, 1997. — P. 726–729.
281. Laporte D. Experimental and theoretical constraints on melt distribution in crustal sources: the effect of crystalline anisotropy on melt connectivity / D. Laporte, E. B. Watson // *Chem. Geol.* — 1995. — V. 124. — P. 161–184.
282. Laporte D. The grain scale distribution of silicate, carbonate and metallosulfide partial melts: a review of theory and experiment / D. Laporte, A. Provost // *Physics and chemistry of partially molten rocks* / Eds. N. Bagdassarov, D. Laporte, A. B. Thompson. — Kluwer Academic Publishers, 2000. — P. 93–140.
283. Laporte D. Wetting behaviour of partial melts during crustal anatexis: the distribution of hydrous silicic melts in polycrystalline aggregates of quartz / D. Laporte // *Contrib. Miner. Petrol.* — 1994. — V. 116. — P. 486–499.
284. Large igneous provinces generated from the margins of the large low-velocity provinces in the deep mantle / T. H. Torsvik, M. A. Smethurst, K. Burke, B. Steinberger // *Geophys. J. Int.* — 2006. — V. 167. — P. 1447–1460.

285. Late Eocene-recent volcanism and faulting in the southern main Ethiopian Rift / C. J. Ebinger, T. Yemane, G. Woldegabriel, J. L. Aronson, R. C. Walter // *J. Geol. Soc. London.* — 1993. — V. 150. — P. 99–108.
286. Late Precambrian to Triassic history of the East European Craton: Dynamics of sedimentary basin evolution / A. M. Nikishin, P. A. Ziegler, R. A. Stephenson [et al.] // *Tectonophysics.* — 1996. — V. 268. — P. 23–63.
287. Lateral variation in upper mantle viscosity: role of water / J. Dixon, T. Dixon, D. Bell, R. Malservisi // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2004. — V. 222. P. 451–467.
288. Layered lithospheric mantle at the edge of the Karelian Craton: P-T and compositions of kimberlitic xenocrysts and xenoliths from Kaavi-Kuopio, Finland / M. L. Lehtonen, H. E. O'Brien; P. Peltonen, B. S. Johansson, L. K. Pakkanen // *Lithos.* — 2004. — V. 77. — P. 593–608.
289. Lazarov M. Thermal state and redox conditions of the Kaapvaal mantle: A study of xenoliths from the Finsch mine, South Africa / M. Lazarov, A. B. Woodland, G. P. Brey // *Lithos.* — 2009. — V. 112, No. Supplement 2. — P. 913–923.
290. le Roex A. Petrogenesis of Group I kimberlites from Kimberly, South Africa: Evidence from bulk rock geochemistry / A. le Roex, D. Bell, P. Davis // *J. Petrol.* — 2003. — V. 44. P. 2261–2286.
291. Lee C.-T. Building and destroying continental mantle / C.-T. Lee, P. Luffi, E. J. Chin // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* — 2011. — V. 39. — P. 59–90.
292. Lee C.-T. Geochemical/petrologic constraints on the origin of cratonic mantle / C.-T. Lee // *Archean Geodynamics and Environments*, volume 164 of *Geophysical Monograph Series* / Eds. K. Benn, J.-C. Mareschal, K. C. Condie. — Washington, DC: AGU, 2013. — P. 89–114.
293. Lee C.-T. Preservation of ancient and fertile lithospheric mantle beneath the southwestern United States / C.-T. Lee, R. L. Rudnick, S. B. Jacobsen. — *Nature.* — 2001. — V. 411. — P. 69–73.

294. Lister J. R. Fluid-mechanical models of crack propagation and their application to magma transport in dykes / J. R. Lister, R. C. Kerr, // *J Geophys. Res.* — 1991. — V. 96. — P. 10049–10077.
295. Lithospheric controls on magma composition along Earth's longest continental hotspot track / D. R. Davies, N. Rawlinson, G. Iaffaldano, I. H. Campbell // *Nature.* — 2015. — V. 525. — P. 511-514.
296. Mantle plumes, flood basalts, and thermal models for melt generation beneath continents: Assessment of a conductive heating model and application to the Parana / S. Turner, C. Hawkesworth, K. Gallagher [et al.] // *J. Geophys. Res.* — 1996. — V. 101. — P. 11503–11518.
297. Matton G. The Cretaceous Peri-Atlantic Alkaline Pulse (PAAP): Deep mantle plume origin or shallow lithospheric break-up? / G. Matton, M. Jebrak // *Tectonophysics.* — 2009. — V. 469. — P. 1–12.
298. McBirney A. R. Rheological properties of magmas / A. R. McBirney, T. Murase // *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* — 1984. — V. 12. — P. 337–357.
299. McDonough W. F. The composition of the Earth / W. F. McDonough, S.-S. Sun // *Chem. Geol.* — 1995. — V. 120. — P. 223–253.
300. McKenzie D. Some remarks on movement small melt fractions in the mentle / D. McKenzie // *Earth Planet. Sci Lett.* — 1989 — V. 95. — P. 53–72.
301. McKenzie D. The extraction of magma from the crust and mantle / D. McKenzie // *Earth Planet. Sci Lett.* — 1985. — V. 74. — P. 81–91.
302. McKenzie D. The generation and compaction of partially molten rock / D. McKenzie // *J. Petrol.* — 1984. — V. 25. — P. 713–765.
303. McKenzie D. Thermal structure of oceanic and continental lithosphere / D. McKenzie, J. Jackson, K. Priestley // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2005. — V. 233. — P. 337–349.
304. McKenzie D. P. Some remarks on heat flow and gravity anomalies / D. P. McKenzie // *J. Geophys. Res* — 1967. — V. 72. — P. 6261–6273.

305. Mei S. Influence of water on plastic deformation of olivine aggregates 1. Diffusion creep regime / S. Mei, D. L. Kohlstedt // *J. Geophys. Res.* — 2000. — V. 105. — P. 21457–21469.
306. Melt inclusions from the deep Slave lithosphere: implications for the origin and evolution of mantle-derived carbonatite and kimberlite / E. van Achterbergh, W. L. Griffin, C. G. Ryan [et al.] // *Lithos.* — V. 76. — 2004. — P. 461–474.
307. Melt percolation in a partially molten mantle mush. Effect of a variable viscosity / G. Khodakovskii, M. Rabinowicz, G. Ceuleneer, V. P. Trubitsyn // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1995. — V. 134. — P. 267–281.
308. Menzies M. Metasomatic and enrichment processes in lithospheric peridotites, an effect of asthenosphere-lithosphere interaction / M. Menzies, N. Rogers, C. Hawkesworth // *Mantle metasomatism* / Ed. M. Menzies, C. Hawkesworth. — London: Academic Press, 1987. — P. 313–361.
309. Minarik W. G. Interconnectivity of carbonate melt at low melt fraction / W. G. Minarik, E. B. Watson // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1995. — V. 133. — P. 423–437.
310. Mineralogy and geochemistry of Devonian ultramafic minor intrusions of the southern Kola Peninsula, Russia: implications for the petrogenesis of kimberlites and melilitites / A. D. Beard, H. Downes, E. Hegner [et al.] // *Contributions Miner. Petrol.* — 1998. — V. 130, No. 3–4. — P. 288–303.
311. Mitchell R. Kimberlites, orangeites, and related rocks / R. Mitchell. — N.Y.: Plenum Press, 1995. — 410 p.
312. Mitchell R. Kimberlites: Mineralogy, geochemistry, and petrology / R. Mitchell. — N.Y.: Plenum Press, 1986. 442 p.
313. Mitrovica J. X. Haskell [1935] revisited / J. X. Mitrovica // *J. Geophys. Res.* — 1996. — V. 101. — P. 555–569.

314. Modelling of thermochemical plumes and implications for the origin of the Siberian traps / N. L. Dobretsov, A. A. Kirdyashkin, A. G. Kirdyashkin, V. A. Vernikovskiy, I. N. Gladkov // *Lithos*. — 2008. — V. 100. — P. 66–92.
315. Morgan W. Convection plumes in the lower mantle / W. Morgan // *Nature*. — 1971. — V. 230. — P. 42–43.
316. Morgan W. J. Hotspot tracks and the early rifting of the Atlantic / W. J. Morgan // *Tectonophysics*. — 1983. — V. 94. — P. 123–139.
317. Nataf H.-C. Convection experiments in fluids with highly temperature-dependent viscosity and the thermal evolution of the planets / H.-C. Nataf, F. M. Richter // *Physics of Earth and Planetary interiors*. — 1982. — V. 29(34). — P. 320–329.
318. Navon O. Geochemical consequences of melt percolation: The upper mantle as a chromatographic column / O. Navon, E. Stolper // *J. Geol.* — 1987. — V. 95. — P. 285–307.
319. Navon O. Magma transport and metasomatism in the mantle: A critical review of current geochemical models — Discussion / O. Navon, F. A. Frey, E. Takazawa // *Amer. Mineralogist*. — 1996. — V. 81. — P. 754–759.
320. Nesbitt R. W. Geochemistry of Archaean spinifex-textured peridotites and magnesian and low-magnesian tholeiites / R. W. Nesbitt, S.-S. Sun // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1976. — V. 31. — P. 433–453.
321. Nettles M. Radially anisotropic shear velocity structure of the upper mantle globally and beneath North America / M. Nettles, A. M. Dziewoski // *J. Geophys. Res.* — 2008. — V. 113. — B02303.
322. Nickel K. G. Empirical geothermobarometry for garnet peridotites and implication for the nature of the lithosphere, kimberlites and diamonds / K. G. Nickel, D. H. Green // *Earth Planet Sci Lett.* — 1985. — V. 73. — P. 158–170.

323. Nimis P. Internally consistent geothermometers for garnet peridotites and pyroxenites. / P. Nimis, H. Grütter. // *Contributions to Mineralogy and Petrology*. — 2010. — V. 159. — P. 411–427.
324. Nimis P. Internally consistent geothermometers for garnet peridotites and pyroxenites / P. Nimis, H. Grütter // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 2010. — V. 159. — P. 411–427.
325. Nimis P. Major and trace element composition of chromian diopsides from the Zagadochnaya kimberlite (Yakutia, Russia): Metasomatic processes, thermobarometry and diamond potential / P. Nimis, A. Zanetti, I. Dencker, N. V. Sobolev // *Lithos*. — 2009. — V. 112. — P. 397–412.
326. Nimis P. Single pyroxene thermobarometry for garnet peridotites. Part I. Calibration and testing of a Cr-in-Cpx thermometer / P. Nimis, W. R. Taylor // *Contrib. Miner. Petrol.* — 2000. — V. 139. — P. 541–554.
327. Norton G. Rheological properties of natrocarbonatite lavas from Oldoinyo Lengai, Tanzania / G. Norton, H. Pinkerton // *Eur. J. Mineral.* — 1997. — V. 9. — P. 351–364.
328. Nyblade A. A. A global analysis of heat flow from Precambrian terrains: implications for the thermal structure of Archean and Proterozoic lithosphere / A. A. Nyblade, H. N. Pollack // *J. Geophys. Res.* — 1993. — V. 98. — P. 12207–12218.
329. O'Reilly S. Y. The continental lithosphere-asthenosphere boundary: Can we sample it? / S. Y. O'Reilly, W. Griffin. — *Lithos*. — 2010. — V. 120. — P. 1–13.
330. Ogawa M. Numerical simulations of three-dimensional thermal convection in a fluid with strongly temperature-dependent viscosity / M. Ogawa, G. Schubert, A. Zebib // *J. Fluid Mech.* — 1991. — V. 233. — P. 299–328.
331. Origins of xenolithic eclogites and pyroxenites from the central Slave Craton, Canada / S. Aulbach, N. J. Pearson, S. Y. O'Reilly, B. J. Doyle // *J. Petrol.* — 2007. — V. 48. — P. 1843–1873.

332. Parsons B. An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age / B. Parsons, J. G. Sclater // *J. Geophys. Res.* — 1977. — V. 82. — P. 803–827.
333. Parsons B. Mantle convection and the thermal structure of the plates / B. Parsons, D. McKenzie // *J. Geophys. Res.* — 1978. — V. 83. — P. 4485–4496.
334. Pearson D. Mantle samples included in oceanic rocks: Xenoliths and diamonds / D. Pearson, D. Canil, S. Shirey // *The mantle and core. Vol. 2 Treatise on Geochemistry.* — Oxford: Elsevier-Pergamon, 2003. — P.171-276
335. Pearson D. Mantle samples included in volcanic rocks: Xenoliths and diamonds / D. Pearson, D. Canil, S. Shirey // *The Mantle and Core* / Ed. R. Carlson. — Elsevier-Pergamon: Oxford, 2005. — P.171–276.
336. Peate D. W. The Paraná-Etendeka Provinces / D. W. Peate // *Large igneous provinces: Continental, oceanic, and planetary flood volcanism: American Geophysical Union Geophysical Monograph* / Eds. J. J. Mahoney, M. F. Coffin. — 1997. — V. 100. — P. 217–245.
337. Peridotitic mantle xenoliths from kimberlites on the Ekati diamond mine property, N.W.T., Canada: Major element compositions and implications for the lithosphere beneath the central Slave craton / A. H. Menzies, K. Westerlund, H. Grütter [et al.] // *Lithos.* — 2004. — V. 77. — P. 395–412.
338. Petrogenesis of proterozoic lamproites and kimberlites from Guddapah basin and Dharwar craton, southern India / N. Chalapathi Rao, S. Gibson, D. Pyle, A. Dickin // *J. Petrol.* — 2004. — V. 45. — P. 907–948.
339. Plume generation zones at the margins of large low shear velocity provinces on the core–mantle boundary / K. Burke, B. Steinberger, T. H. Torsvik, M. A. Smethurst // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2008. — V. 265. — P. 49–60.
340. Polet J. Depth extent of cratons as inferred from tomographic studies / J. Polet, D. L. Anderson // *Geology.* — 1995. — V. 23. — P. 205–208.

341. Pollack H. N. On the regional variation of heat flow, geotherms, and the thickness of the lithosphere / H. N. Pollack, D. S. Chapman // *Tectonophysics*. — 1977. — V. 38. — P. 279–296.
342. Presnall D. C. Oceanic Volcanism from the low-velocity zone – without mantle plumes / D. C. Presnall, G. H. Gudfinnsson // *J. Petrol.* — 2011. — V. 72, No. 77–78. P. 1239–1242.
343. Priestley C. H. B. Turbulent transfer in the atmosphere / C. H. B. Priestley. — Chicago and London: University of Chicago Press, 1959.
344. Prognostication of primary diamond deposits / F. V. Kaminsky, A. A. Feldman, V. A. Varlamov [et al.] // *J. Geochem. Exploration*. — 1995. — V. 53. — P. 167–182.
345. Rabinowicz M. Compaction in a mantle with a very small melt concentration: Implications for the generation of carbonatitic and carbonate bearing high alkaline mafic melt impregnations / M. Rabinowicz, Y. Ricard, M. Grègoire // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2002. — V. 203. — P. 205–220.
346. Rabinowicz M. The effect of sloped isotherms on melt migration in the shallow mantle: A physical and numerical model based on observations in the Oman ophiolite / M. Rabinowicz, G. Ceuleneer // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2005. — V. 229. — P. 231–246.
347. Rare earth element diffusion in a natural pyrope single crystal at 2.8 GPa / J. van Orman, T. Grove, N. Shimuzu, G. Layne // *Contrib. Miner. Petrol.* — 2002. — V. 142. — P. 416–424.
348. Reassessment of pore shapes in microstructurally equilibrated rocks, with implications for permeability of the upper mantle / D. A. Wark, C. A. Williams, E. B. Watson, J. D. Price // *J. Geophys. Res.* — 2003. — V. 108, No. B1. — 2050.
349. Reconstruction of mantle sections beneath yakutian kimberlite pipes using monomineral thermobarometry / I. V. Ashchepkov, N. P. Pokhilenko,

- N. V. Vladykin [et al.]// Geological Society, London, Special publications. — 2008. — V. 293, No. 1. — P. 335–352.
350. Richards M. A. Flood Basalts and Hot-Spot Tracks: Plume Heads and Tails / M. A. Richards, R. A. Duncan, V. E. Courtillot // Science. — 1989. — V. 256. — P. 203–207.
351. Richter F. On the interaction of two scales of convection in the mantle / F. Richter, B. Parsons // J. Geophys. Res. — 1975. — V. 80. — P. 2529 – 2541.
352. Richter F. M. Heat transfer and horizontally averaged temperature of convection with large viscosity variations / F. M. Richter, H.-C. Nataf, S. F. Daly // J. Fluid Mech. — 1983. — V. 129. — P. 173–192.
353. Rifting Archean lithosphere: the Eyasi–Manuara–Matrion rifts, East Africa / C. Ebinger, Y. P. Djomani, E. Mbede, A. Foster, J. B. Dawson.// J. Geol. Soc. London. — 1997. — V. 154. — P. 947–961.
354. Rigden S. M. Densities of liquid silicates at high pressures / S. M. Rigden, T. J. Ahrens, E. M. Stolper // Science. — 1984. — V. 226, No. 4678. — P. 1071–1074.
355. Ritzwoller M. H. Cooling history of the Pacific lithosphere / M. H. Ritzwoller, N. M. Shapiro, S. Zhong // Earth Planet. Sci. Lett. — 2004. — V. 226. — P. 69–84.
356. Rogers N. W. Basaltic magmatism and the geodynamics of the East African Rift System / N. W. Rogers // The Afar volcanic province within the East African rift system. Geological Society London, Special Publication, 2006 / Eds. G. Yirgu, C. J. Ebinger, P. K H. Maguire. — 2006. — V. 259. — P. 77–93.
357. Rudnick R. L. The thickness and heat production of Archean lithosphere: constraints from xenolith thermobarometry and surface heat flow / R. L. Rudnick, A. A. Nyblad // Mantle Petrology: Field Observations and High Pressure Experimentation: A Tribute to Francis R. (Joe) Boyd / Eds

- Y. Fei, C. M. Bertka, B. O. Mysen.— Chem. Soc. Spec.Publ. —1999. — V. 6. — P. 3-12.
358. Rudnick R. L. Thermal structure, thickness and composition of continental lithosphere / R. L. Rudnick, W. F. McDonough, R. J. O'Connell // Chem. Geol. — 1998. — V. 145. P. 395–411.
359. Sabadini R. Pleistocene deglaciation and the Earth's rotation: Implications for mantle viscosity / R. Sabadini, W. R. Peltier // J. R. Astron. Soc. — 1981. — V. 66. — P. 552–578.
360. Safonov O. G. Links between carbonatite and kimberlite melts in chloride–carbonate–silicate systems: experiments and application to natural assemblages / O. G. Safonov, V. S. Kamenetsky, L. L. Perchuk // J. Petrology. — 2011. — V. 52. — P. 1307–1331.
361. Sage R. P. Kimberlites of the Attawapiskat area, James Bay Lowlands, northern Ontario / R. P. Sage // Ontario Geological Survey Open File Report 6019. — 2000. — 341p.
362. Salters V. J. M. Composition of the depleted mantle / V. J. M. Salters, A. Stracke // Geochim. Geophys. Geosyst. — 2004. — V. 5. — Q05004.
363. Sato H. The use of laboratory velocity data for estimating temperature and partial melt fraction in the low velocity zone: Comparison with heat flow and electrical studies / H. Sato, I. S. Sacksa, T. Murase // J. Geophys. R. — 1989. — Es. 94. — P. 5689-5704.
364. Schmidberger S. Nature of mantle roots beneath the North American Craton: mantle xenolith evidence from Somerset Island kimberlites / S. Schmidberger, D. Francis // Lithos. — 1999. — V. 48. — P. 195–216.
365. Schmidberger S. Constraints on the trace element composition of the Archean mantle root beneath Somerset Island, Arctic Canada / S. Schmidberger, D. Francis // J. Petrol. — 2001. — V. 42. — P. 1095–1117.

366. Schroeder W. The empirical age-depth relation and depth anomalies in the Pacific ocean basin / W. Schroeder // *J. Geophys. Res.* — 1984. — V. 89. — P. 9873–9883.
367. Schutt D. L. Effects of melt depletion on the density and seismic velocity of garnet and spinel lherzolite / D. L. Schutt, C. E. Lesher // *J. Geophys. Res.* — 2006. — V. 111. — B05401.
368. Scott D. R. Magma ascent by porous flow / D. R. Scott, D. J. Stevenson // *J. Geophys. Res.* — 1986. — V. 91. — P. 9283–9296.
369. Scott D. R. The competition between percolation and circulation in a deformable porous medium / D. R. Scott // *J. Geophys. Res.* — 1998. — V. 93, No. B6. — P. 6451–6462.
370. Segev A. Flood basalts, continental breakup and the dispersal of Gondwana: evidence for periodic migration of upwelling mantle flows (plumes) / A. Segev // *EGU Stephan Mueller Special Publication Series.* — 2002. — V. 2. — P. 171–191.
371. Shannon R. D. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides / R. D. Shannon // *Acta. Cryst.* — 1976. — V. A32. — P. 751–767.
372. Shaw D. M. Trace element fractionation during anatexis / D. M. Shaw // *Geochim. Cosmochim. Acta.* — 1970. — V. 34. — 237–242.
373. Shpount B. R. A comparison of mafic dyke swarms from the Siberian and Russian platforms / B. R. Shpount, B. V. Oleinikov // *Mafic dyke swarms: Geological Association of Canada Special Paper* / Eds. H. C. Halls, W. F. Fahrig. — 1987. — V. 34. — P. 379–383.
374. Siggia E. D. High Rayleigh number convection / E. D. Siggia // *Annu. Rev. Fluid Mech.* — 1994. — V. 26. — P. 137–168.
375. Simakov S. K. Garnet-clinopyroxene and clinopyroxene geothermobarometry of deep mantle and crust eclogites and peridotites / S. K. Simakov // *Lithos.* — 2008. — V. 106, No. 1-2. — P. 125–136.

376. SIMs determination of trace element partition coefficients between garnet, clinopyroxene and hydrous basaltic liquids at 2–7.5 GPa and 1080–1200°C
T. H. Green, J. D. Blundy, J. Adam, G. M. Yaxley // *Lithos.* — 2000. — V. 53. P. 165–187.
377. Smith C. B. Pb, Sr and Nd isotopic evidence for sources of southern African Cretaceous kimberlites / C. B. Smith // *Nature.* — 1983. — V. 304. — P. 51–54.
378. Smith C. S. Some elementary principles of polycrystalline microstructure / C. S. Smith // *Metall. Rev.* — 1964. — V. 9. — P. 1–48.
379. Smith M. K. Thermal convection during the directional solidification of a pure liquid with variable viscosity / M. K. Smith // *J. Fluid Mechanics.* — 1988. — V. 188. — P. 547–570.
380. Smith W. H. F. Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings / W. H. F. Smith, D. T. Sandwell // *Science.* — 1997. — V. 277. — P. 1956–1962.
381. Solomatov V. S. Scaling of temperature- and stress-dependent viscosity convection / V. S. Solomatov // *Phys. Fluids.* — 1995. — V. 7. — P. 266–274.
382. Solomatov V. S. Scaling of time-dependent stagnant lid convection. Application to small-scale convection on Earth and other terrestrial planets / V. S. Solomatov, L.-N. Moresi // *J. Geophys. Res.* — 2000. — V. 105. — P. 21795–21817.
383. Spence D. Buoyancy-driven magma fracture - a mechanism for ascent through the lithosphere and the emplacement of diamonds / D. Spence, D. Turcotte // *J. Geophys. Res.* — 1990. — V. 95. P. 5133–5139.
384. Spiegel E. A. Convection in stars. I. Basic Boussinesq convection / E. A. Spiegel // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1971. — V. 9. P. 323–352,
385. Spiegelman M. Flow in deformable porous media. Part 1. Simple analysis / M. Spiegelman // *J. Fluid. Mech.* — 1993. — V. 247. — P. 17–38.

386. Spiegelman M. Flow in deformable porous media. Part 2. Numerical analysis – the relationship between shock waves and solitary waves / M. Spiegelman // *J. Fluid. Mech.* — 1993. — V. 247. — P. 39–63.
387. Spiegelman M. Physics of the melt extraction: Theory, implications and applications / M. Spiegelman // *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A.* — 1993. — V. 342. — P. 23–41.
388. Sr, Nd and Pb isotope and minor element geochemistry of lamproites and kimberlites / K. J. Fraser, C. J. Hawkesworth, A. J. Erlank, R. H. Mitchell, B. H. Scott-Smith // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1985. — V. 76. — P. 57–70.
389. Stauffer D. Introduction to percolation theory / D. Stauffer, A. Aharony — Bristol: Taylor and Francis, 1992.
390. Stein C. A. A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age / C. A. Stein, S. Stein // *Nature.* — 1992. — V. 359. P. 123–129.
391. Stengel S. C. Onset of convection in a variable-viscosity fluid / S. C. Stengel, D. C. Oliver, J. R. Booker // *J. Fluid Mech.* — 1982. — V. 120. — P. 411–432.
392. Stixrude L. Influence of phase transformations on lateral heterogeneity and dynamics in Earth's mantle / L. Stixrude, C. Lithgow-Bertelloni // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2007. — V. 263. P. 45–55.
393. Structure and evolution of the lithospheric mantle beneath Siberian craton, thermobarometric study / I. V. Ashchepkov, N. P. Pokhilenko, N. V. Vladykin, [et al.] // *Tectonophysics.* — 2010. — V. 485. — P. 17–41.
394. Superplume metasomatism: Evidence from Siberian mantle xenoliths / G. H. Howarth, P. H. Barry, J. F. Pernet-Fisher [et al.] // *Lithos.* — 2014. — V. 184–187. — P. 209–224.
395. Super-silicic garnet microstructures from an orogenic garnet peridotite, evidence for an ultra-deep (>6 GPa) origin / H. L. M. van Roermund,

- M. R. Drury, A. Barnhorn, A. A. De Ronde // *J. Metamorphic Geol.* — 2000. — V. 18. — P. 135–147.
396. Tainton K. The generation of kimberlites, lamproites and their source rocks / K. Tainton, D. McKenzie // *J. Petrol.* — 1994. — V. 35. — P. 787–817.
397. Taylor W. R. An experimental test of some geothermometer and geobarometer formulations for upper mantle peridotites with application to the thermobarometry of fertile lherzolite and garnet websterite / W. R. Taylor // *Neues Jahrbuch für Mineralogie, Abhandlungen.* — 1998. — V. 172. — P. 381–408.
398. Tectospheric structure beneath southern Africa / D. E. James, M. J. Fouch, J. C. VanDecar, S. van der Lee // *Geophys. Res. Lett.* — 2001. — V. 28. — P. 2485–2488.
399. The Carolina kimberlite, Brazil — Insights into an unconventional diamond deposit / L. Hunt, T. Stachel, R. Morton, H. Grütter, R. A. Creaser // *Lithos.* — 2009. — V. 112, Supplement 2. — P. 843–851.
400. The Churchill kimberlite field, Nunavut, Canada: petrography, mineral chemistry and mineralogy / S. E. Zurevinski, L. M. Heaman, R. A. Creaser, P. Strand // *Canadian Journal of Earth Sciences.* — 2009. — V. 45. — P. 1039–1059.
401. The density structure of subcontinental lithosphere through time / Y. H. Poudjom Djomani, S. Y. O'Reilly, W. L. Griffin, P. Morgan // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2001. — V. 184. — P. 605–621.
402. The Late Cretaceous impact of the Trindade Mantle Plume: Evidence from large-volume, mafic, potassic magmatism in SE Brazil / S. A. Gibson, R. N. Thompson, O. H. Leonardos, A. P. Dickin, J. G. Mitchell // *J. Petrol.* — 1995. — V. 36. — P. 189–229.
403. The lithospheric mantle below southern West Greenland: A geothermobarometric approach to diamond potential and mantle stratigraphy /

- K. K. Sand, T. E. Waight, D. G. Pearson [et al.] // *Lithos*. — 2009. — V. 112, No. Supplement 2. — P. 1155–1166.
404. The origin and evolution of Archean lithospheric mantle / W. Griffin, S. O'Reilly, N. Abe [et al.] // *Precambrian Res.* — 2003. — V. 127. — P. 19–41.
405. The origin and evolution of the Kaapvaal cratonic lithospheric mantle / N. S. C. Simon, R. W. Carlson, D. G. Pearson, G. R. Davies // *J. Petrol.* — 2007. — V. 48. — P. 589–625.
406. The origin of garnet and clinopyroxene in 'depleted' Kaapvaal peridotites / N. S. C. Simon, G. J. Irvine, G. R. Davies, D. G. Pearson, R. W. Carlson // *Lithos*. — 2003. — V. 71. — P. 289–322.
407. The origins of Yakutian eclogite xenoliths / G. A. Snyder, L. A. Taylor, G. Crozaz [et al.] // *J. Petrol.* — 1997. — V. 38. — P. 85–113.
408. The role of chemical boundary layers in regulating the thickness of continental and oceanic thermal boundary layers / C.-T. Lee, A. Lenardic, C. M. Cooper, F. Niu, A. Levander // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2005. — V. 230. — P. 379–395.
409. The Siberian lithosphere traverse: mantle terranes and the assembly of the Siberian Craton / W. L. Griffin, C. G. Ryan, F. V. Kaminsky [et al.] // *Tectonophysics*. — 1999. — V. 310. — P. 1–35.
410. Thermal and compositional anomalies beneath the North American continent / S. Godey, F. Deschamps, J. Trampert, R. Snieder // *J. Geophys. Res.* — 2004. — V. 109. — B01308.
411. Timing of hotspot-related volcanism and the breakup of Madagascar and India / M. Storey, J. J. Mahoney, A. D. Saunders [et al.] // *Science*. — 1995. — V. 267. — P. 852–855.
412. Turcotte D. L. Finite amplitude convective cells and continental drift / D. L. Turcotte, E. R. Oxburgh // *J. Fluid Mech.* — 1967. — V. 28. — P. 29–42.

413. Van der Lee, S., Nolet, G. The upper mantle S velocity structure of North America / S. Van der Lee, G. Nolet // *J. Geophys. Res.* — 1997. — V. 102. — P. 22815–22838.
414. Van Orman J. Diffusive fractionation of trace elements during production and transport of melt in Earth's upper mantle / J. van Orman, T. Grove, N. Shimuzu // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 2002. — V. 198. — P. 93–112.
415. Van Westrenen W. thermodynamic model of trace element partitioning between garnet, majorite and silicate melt applicable from 2,5 to 25 GPa / W. van Westrenen, D. Draper // *Transactions of the Utrecht University Geological Survey.* — 2006. — V. VII. — P. 43–50.
416. Vasiliev Y. R. The Maimecha-Kotui alkaline-ultramafic province of the northern Siberian Platform, Russia / Y. R. Vasiliev, V. V. Zolotukhin // *Episodes.* — 1995. — V. 18. — P. 155–164.
417. Vaughan P. J. Distribution of the glass phase in hot-pressed olivine-basalt aggregates: An electron microscope study / P. J. Vaughan, D. L. Kohlstedt, H. S. Waff // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 1982. — V. 81. — P. 253–261.
418. Viljoen F. Geochemical processes in peridotite xenoliths from the Premier diamond mine, South Africa: Evidence for the depletion and refertilisation of subcratonic lithosphere / F. Viljoen, R. Dobbe, B. Smit // *Lithos.* — 2009. — V. 112, No. Supplement 2. — P. 1133–1142.
419. von Bagen N. Permeabilities, interfacial areas and curvatures of partially molten systems: results of numerical calculations of equilibrium microstructures / N. von Bagen, H. S. Waff // *J. Geophys. Res.* — 1986. — V. 91. — P. 9261–9276.
420. W R Taylor. An experimental test of some geothermometer and geobarometer formulations for upper mantle peridotites with application to the thermobarometry of fertile ilherzolite and garnet websterite / W R Taylor // *Neues Jahrbuch Fur Mineralogie Abhandlungen.* — 1998. — V. 172, No. 2-3. — P. 381–408.

421. Waff H. S. Effects of crystalline anisotropy on fluid distribution in ultramafic partial melts / H. S. Waff, U. H. Faul // *J. Geophys. Res.* — 1992. — V. 97. — P. 9003–9014.
422. Walter M. Melting of garnet peridotite and the origin of komatiite and depleted lithosphere / M. Walter // *J. Petrol.* — 1998. — V. 39. — P. 29–60.
423. Walter M. J. Melt extraction and compositional variability in mantle lithosphere / M. J. Walter // *The Mantle and Core* / Ed. R. Carlson. — Oxford: Elsevier-Pergamon, 2005. — P. 363–394.
424. Wark D. Grain size permeabilities of texturally equilibrated monomineralic rocks / D. A. Wark, E. B. Watson // *Earth Planet. Sci. Lett.* — 1998. — V. 164. — P. 591–605.
425. Wark D. A. Effect of grain size on fluid and melt distribution in mantle and deep crustal rocks / D. A. Wark, E. B. Watson // *Geophys. Res. Lett.* — 2000. — V. 27 — P. 2029–2032.
426. Watson E. B. Diffusion in fluid-bearing and slightly melted rocks: experimental and numerical approaches illustrated by iron transport in dunite / E. B. Watson // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 1991. — V. 107. — P. 417–434.
427. Weaver B. L. Thermal aspects of komatiite generation and greenstone belt models / B. L. Weaver, J. Tarney // *Nature.* — 1979. — V. 279. — P. 689–692.
428. Wedepohl K. The chemical composition of kimberlites compared with the average composition of three basaltic magma types / K. Wedepohl, Y. Muramatsu // *Kimberlites, diatremes and diamonds: Their geology, petrology and geochemistry* / Eds. F. Boyd, H. Meyer. — Washington, DC: AGU, 1979. — P. 300–312.
429. White R. Magmatism at rift zones: The generation of volcanic continental margins and flood basalts / R. White, D. McKenzie // *J. Geophys. Res.* — 1989. — V. 94. — P. 7685–7729.

430. White R. Mantle plumes and flood basalts / R. White, D. McKenzie // *J. Geophys. Res.* — 1995. — V. 100. — P. 17543–17585.
431. Wirth R. Thin amorphous films (1–2 nm) at olivine grain boundaries in mantle xenoliths from San Carlos (Arizona) / R. Wirth // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 1996. — V. 124. — P. 44–54
432. Wirth R. Thin amorphous intergranular melting at mineral interfaces in xenoliths: the early stage of melting / R. Wirth, L. Franz // *Physics and chemistry of partially molten rocks* / Eds. N. Bagdassarov, D. Laporte, A. B. Thompson. — Kluwer Academic Publishers, 2000. — P. 229–268.
433. Wood B. Predictive model for rare element partitioning between clinopyroxene and anhydrous silicate melt / B. Wood, J. A. Blundy // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 1997. — V. 129. — P. 166–181.
434. Woolley A. R. Carbonatite occurrences of the world: map and database. / A. R. Woolley, B. A. Kjarsgaard // Geological Survey of Canada. — 2008. — Open File 5796. — 28 p.
435. Wray P. J. The geometry of two-phase aggregates in which the shape of the second phase is determined by the dihedral angle / P. J. Wray // *Acta Metall.* — 1976. — V. 24. — P. 125–135.
436. Xenolith constraints on seismic velocities in the upper mantle beneath southern Africa / D. E. James, F. R. Boyd, D. Schutt, D. R. Bell, R. W. Carlson // *Geochem. Geophys. Geosyst.* — 2004. — V. 5. — Q01002.
437. Xenoliths from kimberlite pipes of the Lac de Gras area, Slave craton, Canada / N. J. Pearson, W. L. Griffin, B. J. Doyle [et al.] // *Proceedings of the 7th International Kimberlite Conference.* — Capetown: Red Roof Design, 1999. — P. 644–658.
438. Yellowstone in Yukon: The Late Cretaceous Carmacks Group / S. T. Johnston, P. Jane Wynne, D. Francis, C. J. R. Hart, R. J. Enkin, D. C. Engebretson // *Geology.* — 1996. — V. 24. — P. 997–1000.

439. Yuan H. Lithospheric layering in the North American craton / H. Yuan, B. Romanowicz — *Nature*. — 2010. — V. 466. — P. 1063–1068.
440. Yuen D. A. Thinning of the lithosphere by small-scale convective destabilization / D. A. Yuen, L. Fleitout // *Nature*. — 1985. — V. 313. — P. 125–128.
441. Yund R. A. Rates of grain boundary diffusion through enstatite and forsterite reaction rims / R. A. Yund // *Contrib. Mineral. Petrol.* — 1997. V. 126. — P. 224–236.
442. Zack T. G. A. A consistent partition coefficient set for clinopyroxene, amphibole and garnet from laser ablation microprobe analysis of garnet pyroxenites from Kakanui, New Zealand / T. Zack, S. F. Foley, G. A. Jenner // *Neues Jahrbuch für Mineralogie-Abhandlungen*. — 1997. — V. 172, No. 1. — P. 23–41.
443. Zhang S. Porosity and permeability evolution during hot isostatic pressing of calcite aggregates / S. Zhang, M. S. Paterson, S. F. Cox // *J. Geophys. Res.* — 1994. — V. 99. — P. 15741–15760.
444. Zimmerman M. E. Rheological properties of partially molten lherzolite / M. E. Zimmerman, D. L. Kohlstedt // *J. Petrol.* — 2004. — V. 45. — P. 275–298.

ПРИЛОЖЕНИЕ А ПОЛНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕРМОБАРОМЕТРИИ

На Рис. А.1—А.5 приведены полные результаты термобарометрии. Номера на Рис. А.1—А.5 соответствуют номерам в Таблице 3.2, где приведены ссылки на источники данных. Тонкие линии — геотермы НС11, соответствующие РТП, показанному в нижней части каждой геотермы (мВт м^{-2}). Черные кружки (пустые квадраты) показывают данные, которые использовались (не использовались) для определения РТП. На каждом рисунке приведены значения РТП q и равновесного давления P_{max} для наиболее глубокого ксенолита. Серое поле ограничено геотермами $q \pm \sigma$, где σ — погрешность оценки РТП (см. пункт 3.4.3). Пунктир — переход графит-алмаз [264].

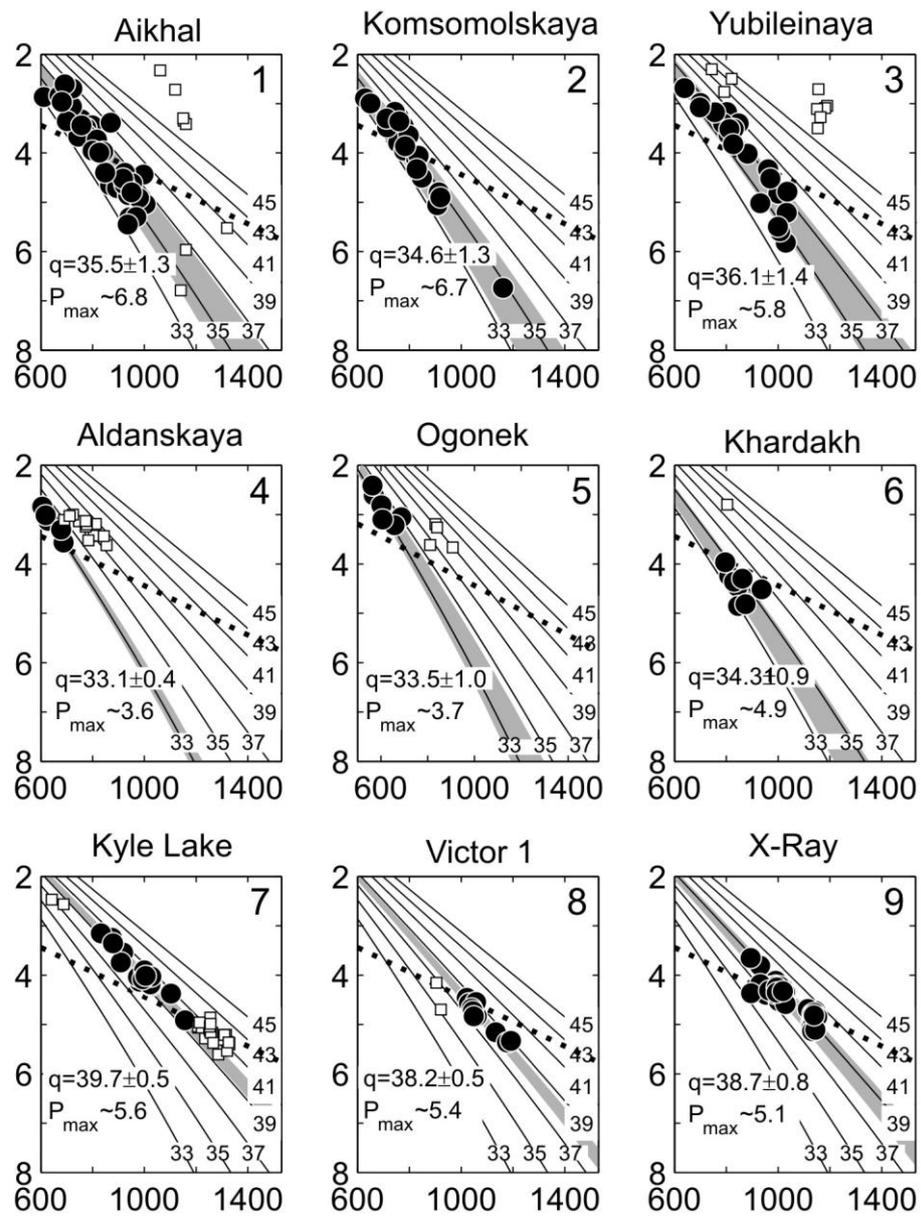


Рис. А.1. Результаты термобарометрии для кимберлитов 1—9 из Таблицы 3.2.

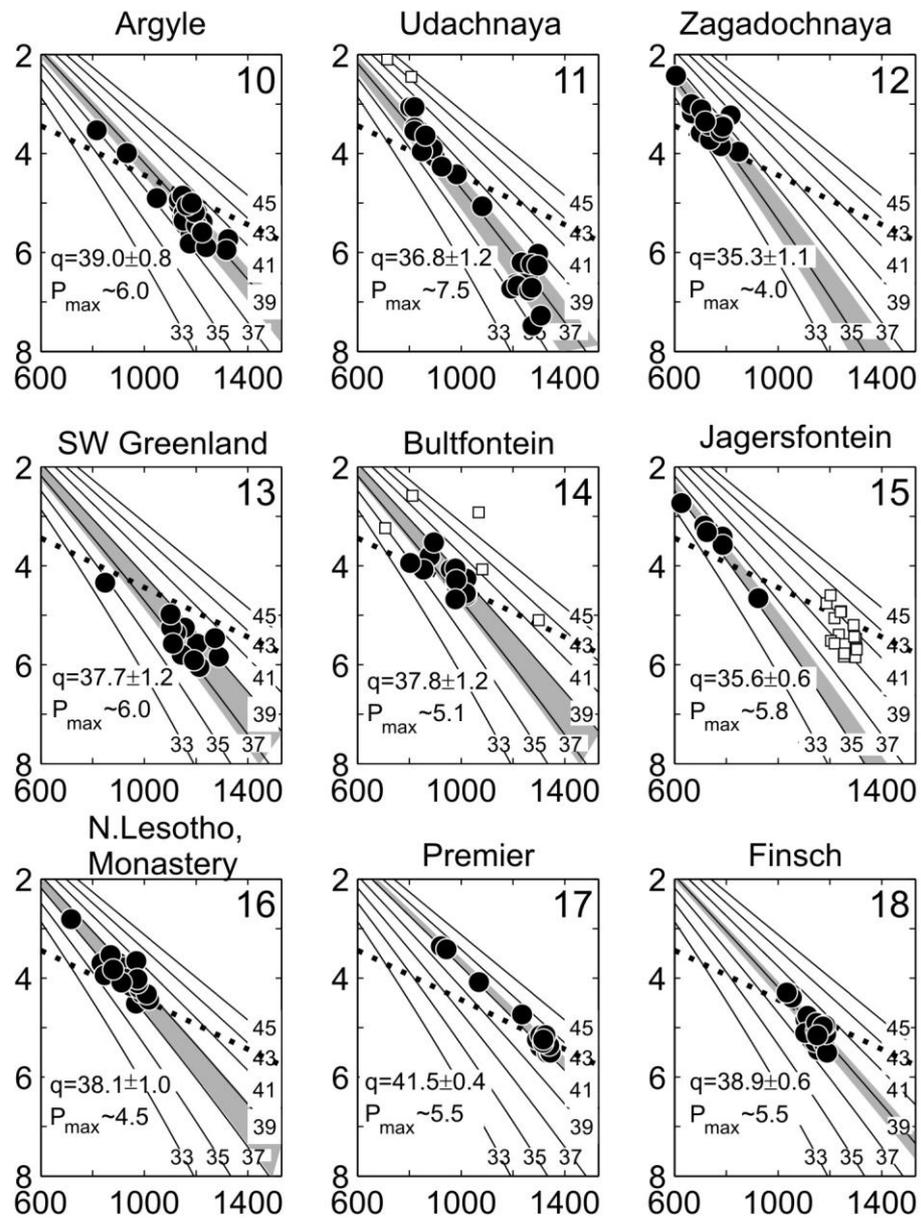


Рис. А.2. Результаты термобарометрии для кимберлитов 10—18 из Таблицы 3.2.

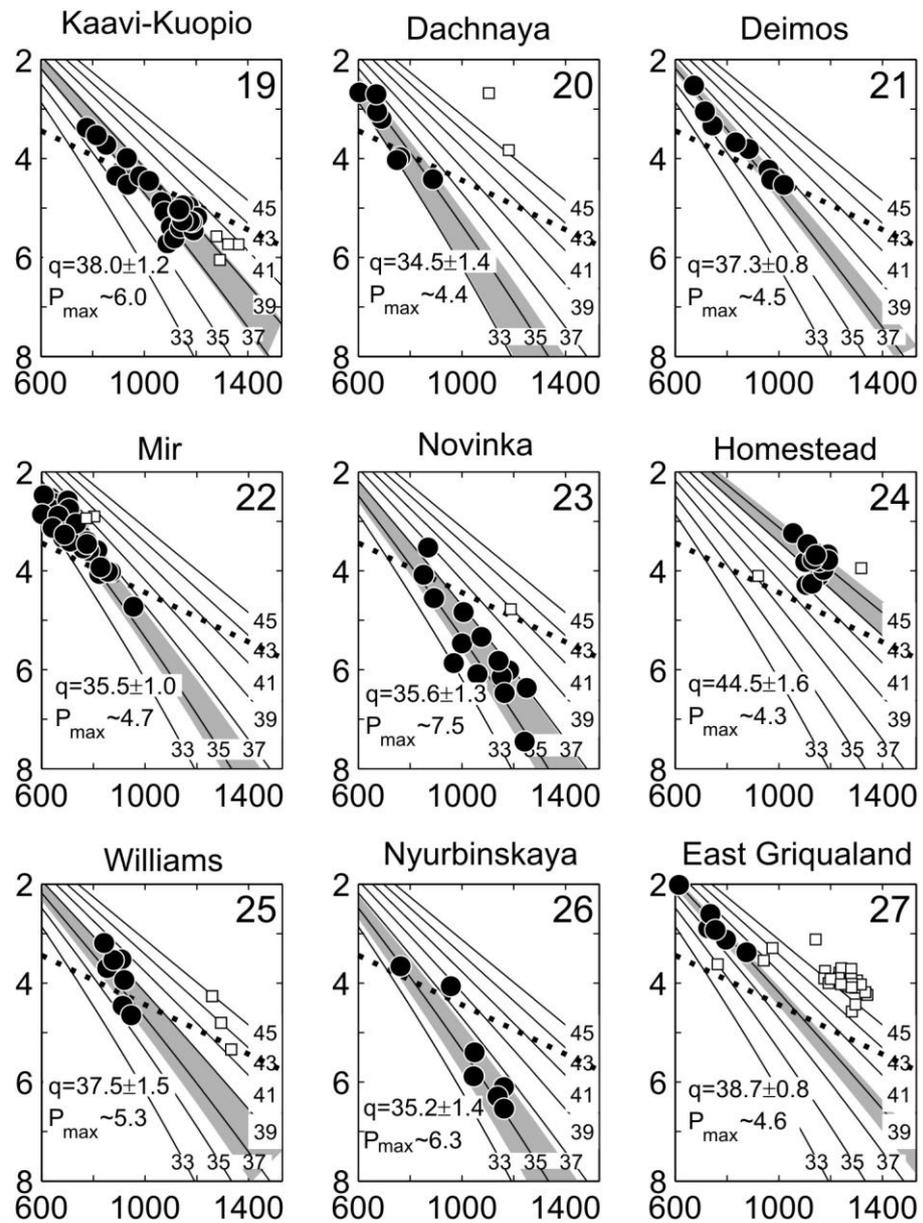


Рис. А.3. Результаты термобарометрии для кимберлитов 19—27 из Таблицы 3.2.

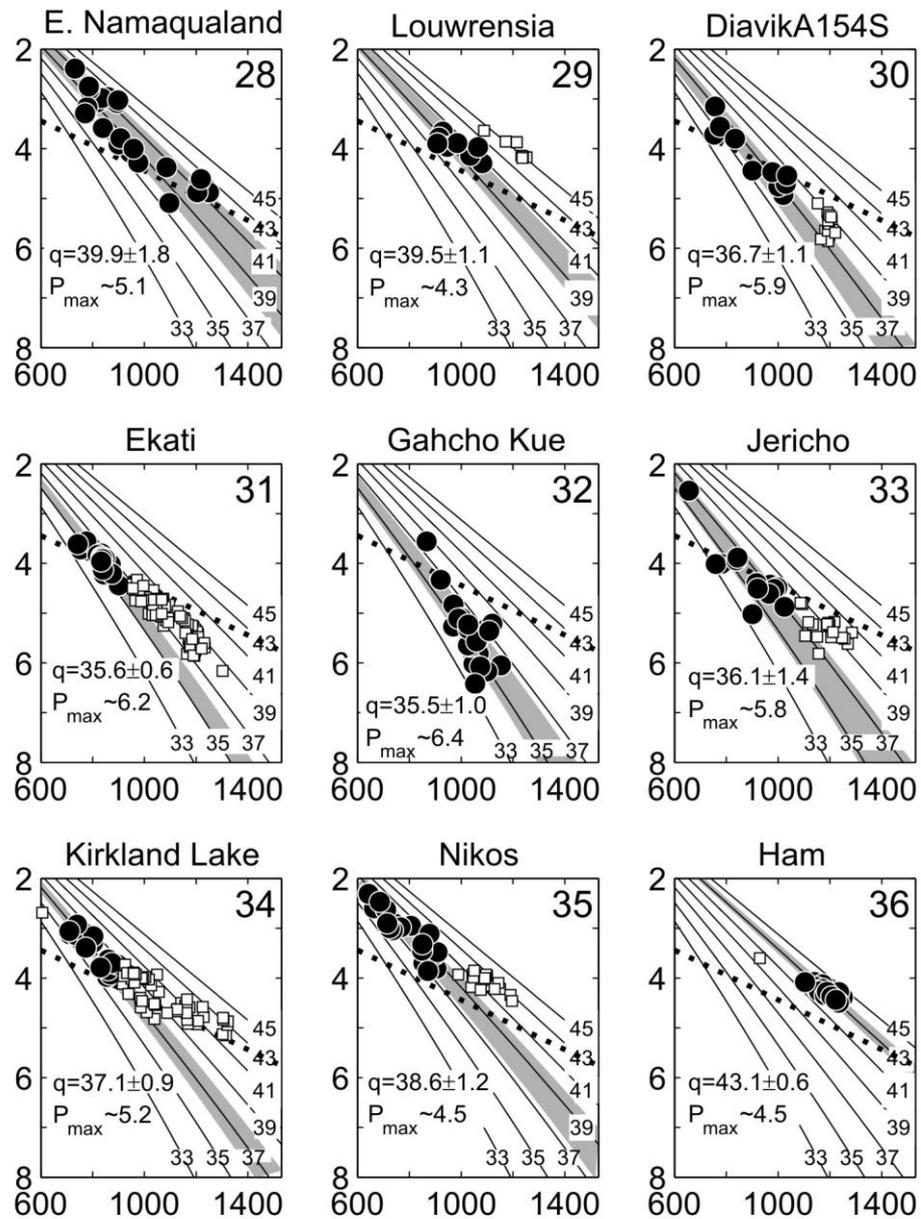


Рис. А.4. Результаты термобарометрии для кимберлитов 28—36 из Таблицы 3.2.

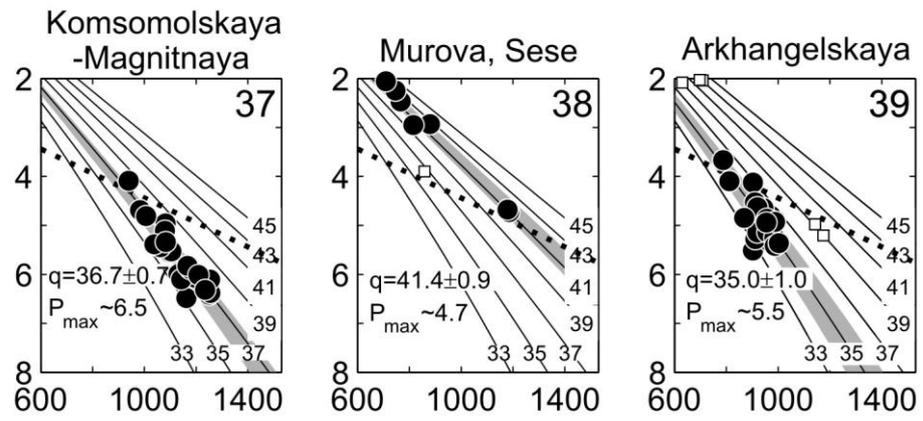


Рис. А.5. Результаты термобарометрии для кимберлитов 37—39 из Таблицы 3.2.

ПРИЛОЖЕНИЕ В ХАРАКТЕРНОЕ ВРЕМЯ ТЕПЛОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Характерным временем релаксации называют период времени, за который амплитудное значение возмущения выведенной из равновесия физической системы уменьшается в e раз. Ниже для определенности говорится о распространении тепла и, соответственно, о тепловой релаксации, однако все результаты с точностью до обозначений справедливы для задачи о диффузионной релаксации.

Одномерная задача о распространении тепла в слое толщиной l в отсутствие источников тепла описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (\text{B.1})$$

где $u(t,z)$ — температура, t — время, z — координата, отсчитываемая от поверхности вдоль оси, направленной вертикально вниз, κ — температуропроводность. Граничные и начальные условия считаем известными: $u(t,0)=T_1$, $u(t,l)=T_2$, $u(0,z)=u_0(z)$.

Введем безразмерные координату пространства $v=z/l$ и время $\tau=tk/l^2$. Имеем уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u}{\partial v^2} \quad (\text{B.2})$$

с граничными условиями: $u(\tau,0)=T_1$, $u(\tau,1)=T_2$, $u(0,v)=u_0(vl)$. Решение такой задачи можно представить в виде

$$u(\tau, \nu) = U(\tau, \nu) + (T_2 - T_1)\nu + T_1, \quad (\text{B.3})$$

где U — решение краевой задачи

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 U}{\partial \nu^2} \quad (\text{B.4})$$

с нулевыми граничными условиями

$$U(\tau, 0) = U(\tau, 1) = 0 \quad (\text{B.5})$$

и начальным условием

$$U(0, \nu) = u_0(\nu l) - (T_2 - T_1)\nu - T_1. \quad (\text{B.6})$$

Уравнения (B.4) может быть решено методом разделения переменных. Представляя решение в виде $U(\tau, \nu) = T(\tau)N(\nu)$, находим, что общее решение для пространственной части имеет вид

$$N(\nu) = C_1 \cos \sqrt{\lambda} \nu + C_2 \sin \sqrt{\lambda} \nu, \quad (\text{B.7})$$

где $-\lambda$ — параметр разделения переменных. Из граничных условий получаем, что $C_1 = 0$, а нетривиальное решение равно

$$N_n(\nu) = C_2 \sin \sqrt{\lambda_n} \nu, \quad \lambda_n = \pi^2 n^2, \quad n = 1, 2, \dots$$

Полное решение задачи (B.4)-(B.6) представляется в виде ряда

$$U(\tau, \nu) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n e^{-(\pi n)^2 \tau} \sin \pi n \nu. \quad (\text{B.8})$$

Здесь D_n — коэффициенты разложения, которые находятся из начальных условий.

Поскольку ряд (B.8) сходится экспоненциально быстро, то для оценки безразмерного времени релаксации τ_r достаточно его первого слагаемого, и

$$\tau_r \cong \frac{1}{\pi^2} = 0,101. \quad (\text{B.9})$$

Размерное характерное время релаксации выражается формулой

$$t_r = \frac{\tau_r l^2}{\kappa} = \frac{l^2}{\pi^2 \kappa}.$$

Проиллюстрируем поведение решения уравнения (B.2) в случае неоднородных граничных условий $u(\tau, 0) = 0$, $u(\tau, 1) = 1$ и нулевого начального распределения $u(0, \nu) = 0$, $\nu \in [0, 1]$. Из формулы (B.3) и начального условия имеем

$$u(0, \nu) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \sin \pi n \nu + \nu = 0.$$

Следовательно,

$$\sum_{n=1}^{\infty} D_n \sin \pi n \nu = -\nu,$$

и D_n являются коэффициентами в разложении функции $-\nu$ в ряд Фурье по функциям $\sin \pi n \nu$, т.е.

$$D_n = -2 \int_0^1 \xi \sin \pi n \xi d\xi = (-1)^n \frac{2}{\pi n}.$$

Тогда решение имеет вид:

$$u(\tau, \nu) = \nu + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} e^{-(\pi n)^2 \tau} \sin \pi n \nu. \quad (\text{B.10})$$

На Рис. В.1 показана эволюция безразмерной температуры $u(\tau, \nu)$ на глубинах $\nu=0,25, 0,5, 0,75, 1$. Значения температуры нормированы на стационарное значение температуры $u_{st}(\nu)$ для данной глубины, а безразмерное время τ — на характерное время релаксации τ_r . Как видно из рисунка, скорость роста температуры увеличивается с глубиной. Так за характерное безразмерное время релаксации, т.е. при $\tau=\tau_r$, температура равна 0,36, 0,53 и 0,77 стационарного значения для глубин 0,25, 0,5 и 0,75 соответственно. При этом значение температуры, равное 0,95 стационарной температуры, достигается для этих же глубин за время $3,65\tau_r, 3,25\tau_r$ и $2,5\tau_r$ соответственно.

Посмотрим теперь, как изменяется тепловой поток. Из формулы (B.10) имеем

$$\frac{\partial u(\tau, \nu)}{\partial \nu} = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-(\pi n)^2 \tau} \sin \pi n \nu.$$

Изменение теплового потока $\frac{\partial u(\tau, \nu)}{\partial \nu}$ иллюстрирует Рис. В.2. Характер эволюции отличается для глубин $\nu \leq 0,5$ и $\nu > 0,5$. В последнем случае наблюдается резкий всплеск значений теплового потока при τ близких к

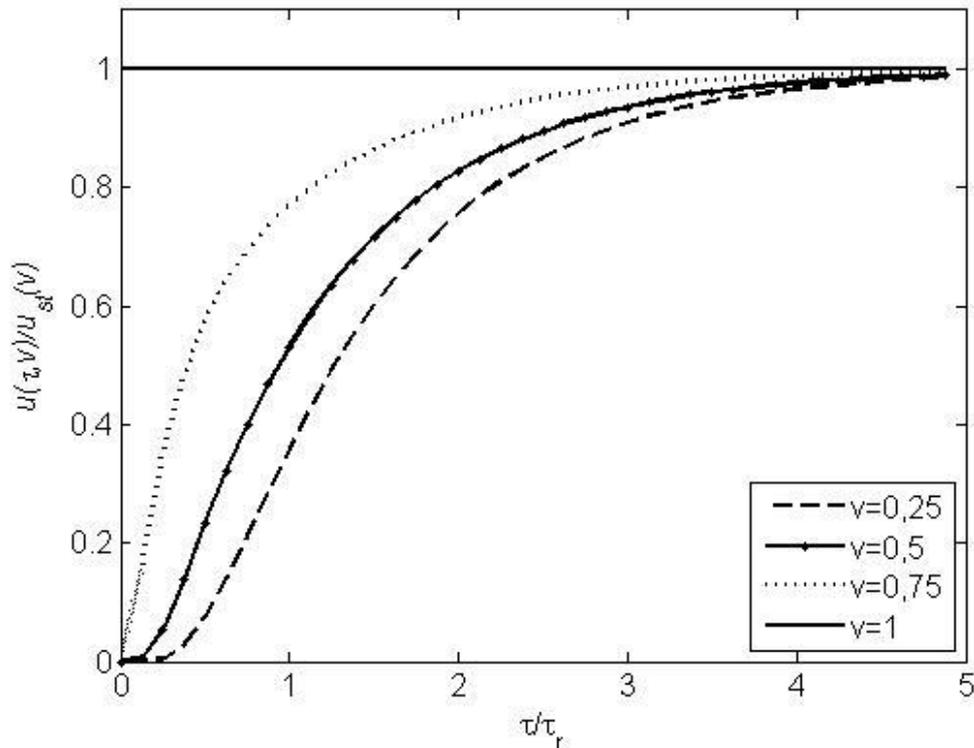


Рис. В.1. Эволюция температуры $u(\tau, \nu)$ на глубинах $\nu=0,25, 0,5, 0,75, 1$ при нулевом начальном распределении и граничных условиях $u(\tau, 0)=0, u(\tau, 1)=1$. Значения температуры нормированы на стационарное значение температуры $u_{st}(\nu)$ для данной глубины, а безразмерное время τ — на характерное время релаксации τ_r .

нулю, связанный с сингулярностью граничных условий в точке $\nu=1$. При $\nu \leq 0,5$ тепловой поток монотонно возрастает до стационарного значения. Скорость роста, как и для температуры, увеличивается с глубиной. В момент времени $\tau=\tau_r$ значения теплового потока на глубинах $\nu=0, 0,25, 0,5$ составляют 0,3, 0,48, 0,96 соответственно. Так что даже для минимальной глубины за характерное время тепловой релаксации поток увеличивается почти на треть от стационарного значения. К моменту времени $\tau=3,8\tau_r$ все

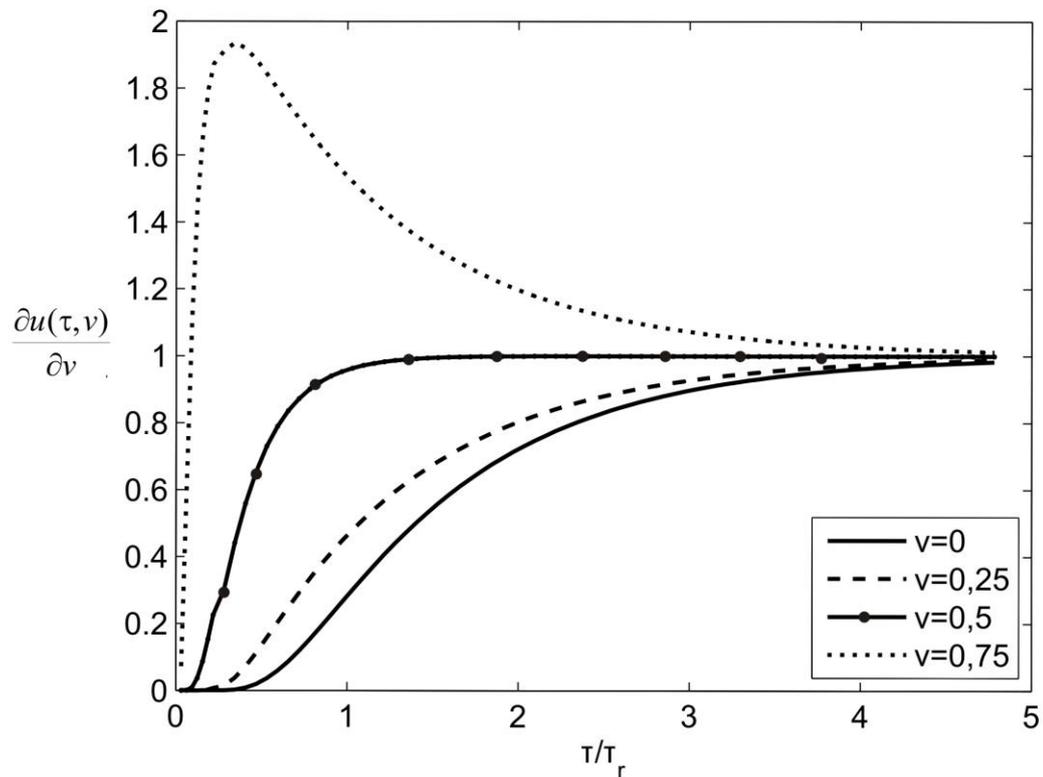


Рис. В.2. Изменение теплового потока $\frac{\partial u(\tau, \nu)}{\partial \nu}$ на глубинах $\nu=0, 0,25, 0,5, 0,75$ при нулевом начальном распределении и граничных условиях $u(\tau, 0)=0, u(\tau, 1)=1$. Безразмерное время τ нормировано на характерное время релаксации τ_r .

кривые отстоят от стационарного распределения не более чем на 0,05.

Рассмотрим теперь уравнение (В.1) с граничными условиями вида

$$u(t, 0)=T, \quad \frac{\partial u}{\partial z}(t, l)=q,$$

и начальным условием $u(0, z) = u_0(z)$. Решение такой задачи в безразмерных координатах (см. уравнение (В.2)) может быть представлено в виде

$$u(\tau, v) = U(\tau, v) + qv + T, \quad (\text{B.11})$$

где U — решение краевой задачи (B.4) с нулевыми граничными условиями

$$U(\tau, 0) = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial v}(\tau, 1) = 0 \quad (\text{B.12})$$

и начальным условием

$$U(0, v) = u_0(vl) - qv - T.$$

Представляя решение в виде $U(\tau, v) = T(\tau)N(v)$, из формулы (B.7) и граничных условий находим, что нетривиальное решение для пространственной части равно

$$N_n(v) = C_2 \sin \sqrt{\lambda_n} v, \quad \lambda_n = \pi^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2, \quad n = 1, 2, \dots,$$

а полное решение задачи (B.4), (B.12) можно представить в виде ряда

$$U(\tau, v) = \sum_{n=0}^{\infty} D_n e^{-\pi^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \tau} \sin \pi \left(n + \frac{1}{2} \right) v,$$

коэффициенты D_n которого находятся из начальных условий.

Характерное безразмерное время тепловой релаксации

$$\tau_r = \frac{4}{\pi^2} = 0,0405. \quad (\text{B.13})$$

Пусть теперь заданы граничные условия $u(\tau,0)=0$, $\frac{\partial u}{\partial v}(\tau,1)=1$ и нулевое начальное распределение температуры $u(0,v)=0$. Тогда

$$u(0,v)=\sum_{n=0}^{\infty} D_n \sin \pi \left(n + \frac{1}{2} \right) v + v = 0.$$

Следовательно D_n являются коэффициентами разложения функции $-v$ в ряд Фурье по функциям $\sin \pi \left(n + \frac{1}{2} \right) v$, т.е.

$$D_n = -2 \int_0^1 \xi \sin \pi \left(n + \frac{1}{2} \right) \xi d\xi = (-1)^{n+1} \frac{8}{(2n+1)^2 \pi^2}.$$

Общее решение имеет вид

$$u(\tau,v)=v + \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(2n+1)^2} e^{-\pi^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \tau} \sin \pi \left(n + \frac{1}{2} \right) v.$$

Эволюция температуры на глубинах $v=0,25, 0,5, 0,75, 1$ изображена на Рис В.3. Как и на Рис. В.1, температуры нормированы на стационарное значение температуры для данной глубины. На всех глубинах температура монотонно возрастает к стационарному значению, достигая при этом 95% от стационарной температуры за время $3,25\tau_r, 3,18\tau_r, 3\tau_r, 2,81\tau_r$ соответственно. Отметим, что при этом безразмерное время тепловой релаксации в 4 раза больше, чем для задачи с заданной температурой на нижней границе (ср. формулы (В.9), (В.13)).

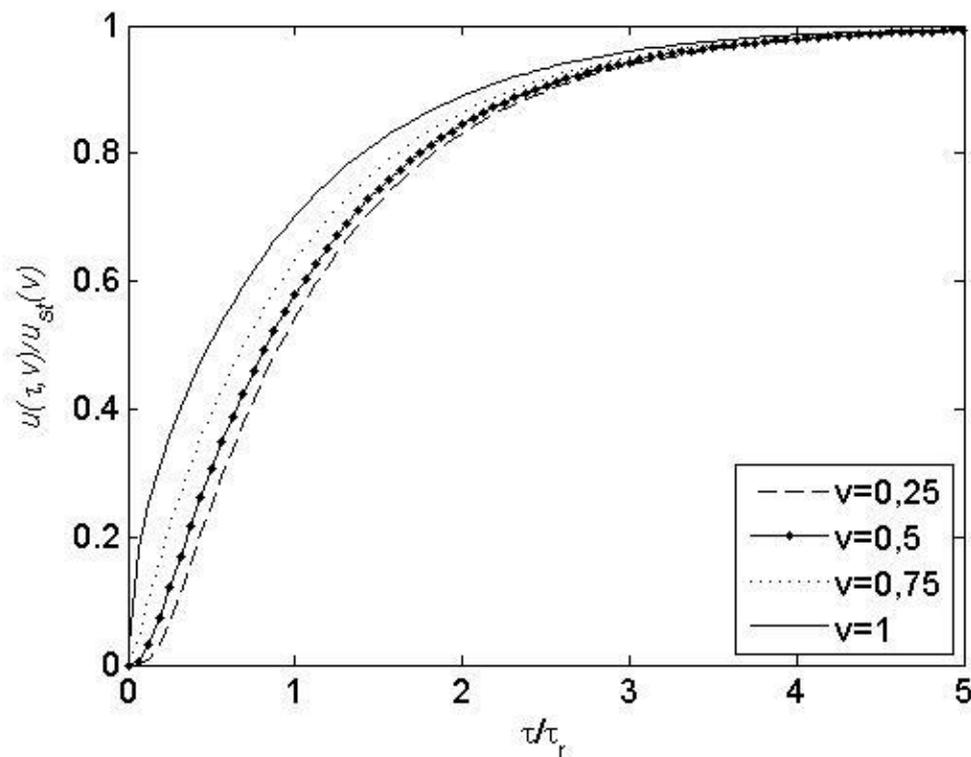


Рис. В.3. Эволюция температуры $u(\tau, \nu)$ на глубинах $\nu=0,25, 0,5, 0,75, 1$ при нулевом начальном распределении и граничных условиях $u(\tau, 0)=0, \frac{\partial u}{\partial \nu}(\tau, 1)=1$. Значения температуры нормированы на стационарное значение температуры $u_{st}(\nu)$ для данной глубины, а безразмерное время τ — на характерное время релаксации τ_r .

Трехмерная сферически симметричная задача о нахождении времени релаксации для диффузии в сферическом зерне рассмотрена в подразделе 5.1.