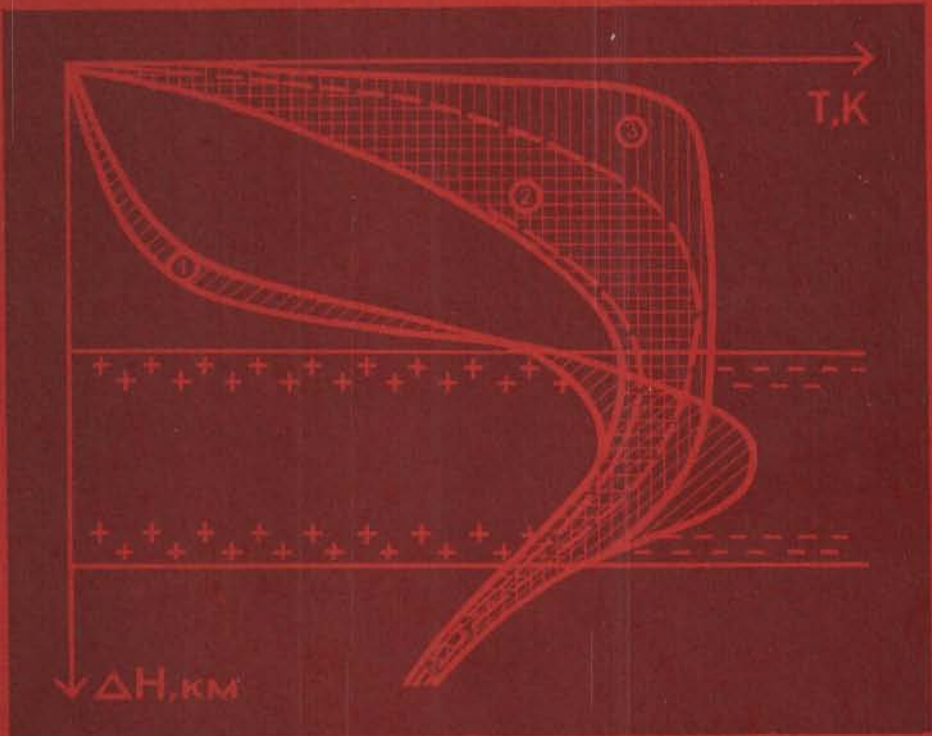


В.Н. ШАРАПОВ  
Ю.А. АВЕРКИН

# ДИНАМИКА ТЕПЛО-И МАССООБМЕНА В ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМАХ



«НАУКА»  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

---

ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ им. 60-летия СОЮЗА ССР  
ВЫПУСК 721

---

В. Н. ШАРАПОВ Ю. А. АВЕРКИН

# ДИНАМИКА ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМАХ

Ответственный редактор  
доктор геолого-минералогических наук В. И. Сотников



НОВОСИБИРСК  
«НАУКА»  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
1990

УДК 551.0+551.2+553.4

Динамика тепло- и массообмена в ортомагматических флюидных системах /  
Шарапов В. Н., Аверкин Ю. А. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. —  
200 с.

ISBN 5—02—028837—3.

Впервые построена замкнутая количественная модель эволюции магматических флюидных систем, возникающих в связи с ретроградным кипением гранитоидных магм. Построена термодинамика ретроградного кипения, и на основе оригинальной теории динамики кристаллизации флюидо-содержащих магм определены различные режимы становления интрузивов в зависимости от структуры вмещающих пород и магматических фаций глубинности. Впервые получены пространственные профили распределения концентраций компонентов во флюиде и твердой фазе для геохимических барьеров, определяемых условиями переноса тепла и массы в ортомагматических флюидных системах; показаны условия смешения поровых и магматических флюидов.

Монография представляет интерес для петрологов, геохимиков и геологов-рудников.

Табл. 14. Ил. 98. Библиогр.: 343 назв.

Рецензенты

доктор геолого-минералогических наук *О. П. Иванов*  
кандидат геолого-минералогических наук *Г. Ю. Шведенков*

Утверждено к печати

Институтом геологии и геофизики им. 60-летия Союза ССР СО АН СССР

Ш  $\frac{1804030000 - 012}{055 (02) - 90}$  377 — 89, кн. 2

© В. Н. Шарапов, Ю. А. Аверкин, 1990

ISBN 5—02—028837—3

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В последнее десятилетие теория эндогенного рудообразования развивается преимущественно в направлении разработки моделей генетических типов рудных месторождений и рудных формаций (в СССР). Однако нельзя сказать, что произошли существенные сдвиги в разрешении известных альтернатив в генетических дискуссиях. Так, усилилась критика ортомагматической концепции; сформировались представления, отрицающие существование этого класса флюидогенных рудных месторождений; опубликованы «полигенно-полихронные» генетические схемы эндогенного рудообразования, в которых более или менее эклектично включено почти все известное о физике переноса тепла и массы в трещиновато-пористых средах. В них без осмысливания возможности реализации того или иного феномена в природном процессе словесно или в форме графических иллюстраций рисуются предполагаемые механизмы рудоотложения, иногда со взаимоисключающими элементами массообмена.

Прежде чем строить некое сложное генетическое сооружение, должно отобразить природные физические явления, полезно предварительно исследовать надежность его составных частей и их конструктивную совместимость. В генетических построениях последнего времени большое внимание уделяется плутоногенным рудным месторождениям, появление которых связано с охлаждением в земной коре интрузивных тел. Хотя ортомагматические месторождения являются лишь определенной частью такого рода объектов, в генетических дискуссиях иногда происходит подмена этих понятий.

Мы  
ной модели эволюции ортомагматических флюидных систем. Она диктуется следующими обстоятельствами: чтобы судить о достаточности или несостоятельности той или иной генетической концепции, необходимо строго определить начальные и граничные условия существований соответствующей рудообразующей системы, иметь количественные оценки эволюции интенсивных и экстенсивных факторов, определяющих ее состояние; полезно установить также, что именно соответствует на современном уровне изученности плутоногенных месторождений классическому толкованию природы ортомагматических месторождений основоположниками теории эндогенного рудообразования (от В. Линдгрена до С. С. Смирнова и др.), а что пришло в явное несоответствие с современным пониманием физики тепло- и массопереноса.

В предлагаемой читателю работе мы попытались дать количественную интерпретацию ортомагматической модели флюидогенного рудообразования, одним из краеугольных камней которой является теория дифференциации магм, содержащих летучие компоненты, другим — теория тепло- и массопереноса в трещиновато-пористых горных породах. Нами развивается аспект дифференциации магм, связанный с накоплением и отделением летучих при кристаллизации расплавов в камере, а также используются данные наших предыдущих работ [Голубев, Шарапов, 1974; Шарапов, Голубев, 1976; Шарапов, Черепанов, 1986а]. Динамические модели флюидных рудообразующих систем уже получили

определенное количественное описание в ранних публикациях [Голубев, Шарапов, 1974; Шарапов и др., 1978; Голубев, 1981]. В данной работе более последовательно рассмотрены вопросы конвективного переноса тепла и массы в зависимости от характера проницаемости пород в морфогенетических зонах интрузивных тел и типа кристаллизации магм.

Как нам представляется, удалось несколько углубить и развить идеи Дж. Мори, К. Феннера, П. Ниггли, Ю. А. Кузнецова и Г. Л. Поспелова об эволюции ортомагматических флюидных систем и дифференциации магм, которые в комплексе с современными методами количественного описания динамики тепло- и массообмена позволяют изложить существо количественной модели эволюции ортомагматических флюидных систем. В ней проблема задания граничного условия, описывающего отделение летучих от магмы, решена А. Н. Черепановым, совместно с которым написана третья глава монографии, а также раздел 6.3.

Постановки задач и обсуждение полученных результатов не состоялись бы без дискуссий с В. Т. Беликовым, В. С. Голубевым, И. А. Калугиным, А. Н. Киргинцевым, А. Г. Кирдяшкиным, М. П. Мазуровым, Л. В. Миловой, А. Л. Павловым, Г. А. Третьяковым. Мы признательны им за критику и конструктивные предложения, которые позволили избавиться от ряда заблуждений и избежать неоправданно оптимистических прикладных оценок решенных задач динамики рудоотложения. Мы надеемся, что полученные в этой работе результаты являются развитием исследований по созданию количественных физических моделей рудообразующих систем, которые по инициативе Г. Л. Поспелова проводятся в лаборатории динамики рудообразующих процессов (ИГиГ им. 60-летия Союза ССР СО АН СССР) более 15 лет.

## УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ \*

- $T, \theta$  — температура  
 $P$  — давление  
 $V$  — объем, протенциал силы тяжести  
 $S$  — площадь, энтропия  
 $\rho$  — плотность  
 $m$  — пористость  
 $k_p, k(z)$  — проницаемость  
 $\beta$  — коэффициент сжимаемости, массообмена, теплового расширения, характеризующий изменение температуры ликвидуса  
 $\alpha$  — коэффициент теплового расширения, сжимаемости, теплообмена, теплопроводности, характеризующий изменение температуры эвтектики  
 $k(T)$  — константа скорости химической реакции  
 $r$  — скорость химической реакции, радиальная ось  
 $r_g$  — радиус флюидных (газовых) пузырьков в расплаве (растворе)  
 $C$  — концентрация компонентов в растворе, во флюидной фазе  
 $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения, концентрация компонентов в паровой (газовой) фазе  
 $q$  — концентрация компонентов в твердой фазе, тепловой поток  
 $D$  — коэффициент диффузии  
 $\gamma$  — показатель политропы, вектор силы тяжести  
 $j$  — показатель политропы  
 $R$  — универсальная газовая постоянная, граница фазы при локальном рассмотрении гетерофазной зоны расплава, поперечный полуразмер области фильтрации
- з. с. м. — закон сохранения массы  
з. с. э. — закон сохранения энергии  
 $M$  — молекулярный вес газа  
 $z$  — фактор сжимаемости, вертикальная ось  
 $U$  — удельная внутренняя энергия  
 $\dot{u}$  — собственная (локальная) скорость фазы  
 $g$  — ускорение силы тяжести  
 $\lambda$  — коэффициент теплопроводности  
 $\nabla$  — градиент скалярной величины (grad)  
 $\Delta, \nabla^2$  — оператор Лапласа (div grad)  
 $\vec{\nabla}$  — дивергенция векторной величины (div)  
 $i, h$  — энтальпия  
 $c$  — теплоемкость, коэффициент трения

\* Смысл неоднозначно определенных параметров ясен из контекста. Буквенные пояснения параметров очевидны при описании различных моделей. Так, для температуры внешней среды нами применяются обозначения  $T_c, T_\infty, T_n, T_{\text{поверхн}}$ . Безразмерные критерии подобия обсуждаются в тексте. Прочие пояснения приводятся также в таблицах.

$\left. \begin{matrix} \rightarrow \\ \omega \\ \rightarrow \\ v \end{matrix} \right\}$  — «тепловая» скорость, скорость фильтрации флюида

$a$  — коэффициент температуропроводности

$\eta$  — дифференциальный адиабатический коэффициент, коэффициент динамической вязкости

$A$  — тепловой эквивалент работы

$a$  — коэффициент пьезопроводности

$\left. \begin{matrix} \tau \\ t \end{matrix} \right\}$  — время

$\nu$  — коэффициент кинематической вязкости

$\mu$  — коэффициент динамической вязкости

$L$  — линейный размер рассматриваемой области

$\tilde{E}$  — энергия активации

$\left. \begin{matrix} Q \\ x \end{matrix} \right\}$  — удельная теплота парообразования

$k_p$  — коэффициент распределения компонента между паровой и жидкой фазами

$\delta$  — дифференциальная разность, толщины пограничного слоя и вязкого подслоя, «дельта»-функция, переходный термодинамический коэффициент

$\tau$  — напряжение трения

$x$  — продольная ось на поверхностях тепло-, массообмена

$\vec{j}, \vec{J}$  — массовые потоки

$b$  — параметр «вдувания»

$m_{\Sigma Fe}$  — концентрация железа в растворе

$k^{m-s}, k^{l-s}$  — равновесный коэффициент распределения компонентов между расплавом и твердой фазой

$\varepsilon$  — коэффициент усадки, числовой критерий итерационного процесса

$\kappa_0$  — удельная теплота кристаллизации

$\Psi$  — функция тока, начальная функция распределения

$\omega$  — напряженность вихря

$\vec{n}$  — нормаль

$f_1$  — пористость интрузивной породы

$f_e$  — сечение расплавной фазы

$f_s$  — сечение твердой фазы

$f_g$  — сечение газовой фазы

$f_{lp}$  — сечение расплавной фазы в точке вскипания

$K_l$  — равновесная константа закона Генри (Сивертса)

$\exp x$  — функция  $e^x$

$$\operatorname{erfc} z = 1 - \operatorname{erf} z = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2} dy$$

$\left. \begin{matrix} K^{v-m} \\ *K^{v-m} \end{matrix} \right\}$  — коэффициенты распределения компонентов между расплавной и флюидной фазами

$K_p$  — коэффициент экстракции

$$\varepsilon_1 = 1 + \varepsilon = 1 + \frac{\rho_s - \rho_l}{\rho_l} = \frac{\rho_s}{\rho_l}$$

Верхние символы

— — средняя величина

sat — состояние насыщения

\* — координата вскипания критическая

$k$   
 $j$  } — компоненты расплава

$m, l$  — расплавная фаза

$v$  — газовая (флюидная) фаза

Н и ж н и е с и м в о л ы (буквенные пояснения параметров)

$T, s$  — твердая фаза

$E$  — «эвтектические» величины

$g$  — газовая (флюидная) фаза

$\emptyset$  — начальное состояние

литост — литостатическое (давление)

гидрост — гидростатическое (давление)

$S$  — «солидусная» величина (температура)

$NS$  — состояние насыщения (температура)

общ — общее (давление)

$i_p$  — интрузивная (проницаемость)

$\Sigma$  — суммарное

$V$  — объемная средняя (теплоемкость)

$V_1$  — объемная для расплавной фазы

$fl$  — флюид

$Cl$  — хлор

$H_2O$  — вода

$Me_i$  —  $i$  — компонент расплава (металл)

экстр — экстракция

ост — остаток

нач — начальное

конечн — конечное

конв — конвективная составляющая

эф — величина эффективная

абс — величина абсолютная

$c$  — среда внешняя, насыщенная флюидом пористая среда, вмещающие породы, критическое состояние

$G_r$  — гранит

$\Pi$  } — величина на поверхности  
поверхн }

$*$  } — критическая величина  
кр }  
крит }

фл — флюид

ев — равновесная величина

$\omega$  — «вдуваемый» (поперечный) поток флюида (раствора)

$\infty$  — величины в невозмущенном потоке

$n$  } — насыщенное состояние  
нас }

$m$  } — расплав  
 $l$  }



## ГЛАВА I

# СТРУКТУРНЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ИНТРУЗИВНЫМИ МАССИВАМИ И МАГМАТОГЕННЫМИ МЕСТОРОЖДЕНИЯМИ

Основные представления о месте и времени появления рудных месторождений, располагающихся внутри или в окрестностях интрузивных массивов, возникли на основе детального изучения структурных соотношений между изверженными породами и рудами [Lindgren, 1919; Niggli, 1929; Spurr, 1923]. Выделение класса ортомагматических месторождений основано на том факте, что имеются рудные образования с сопутствующими комплексами околорудных изменений, не встречающиеся вне близости контактовых зон интрузивных тел или являющиеся экономически важными изверженными горными породами [Усов, 1931; Обручев, 1929; Овчинников, 1968]. Отсюда появилось понятие «рудоносных» плутонов и, естественно, были созданы схемы временных соотношений между становлением интрузивных тел и фомированием руд [Эммонс, 1933; Смирнов, 1947, 1969]. Очевидно, не мог остаться без внимания и аспект разрывных структур интрузивных тел и вмещающих их пород [Королев, 1962; Поспелов, 1939, 1972], а также изучались физические свойства среды, вмещающей рудные объекты [Структуры. . ., 1960; Королев, 1962; Овчинников и др., 1964].

В этой главе будут кратко освещены эти важные для построения динамической модели плутоногенных месторождений генетические аспекты.

### 1.1. ГЕОЛОГО-СТРУКТУРНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ВЫДЕЛЕНИЯ ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ РУДООБРАЗУЮЩИХ СИСТЕМ

Поскольку работа посвящена исследованию *P-T-X* эволюции магматоногенных флюидных систем, необходимо определить используемые в ней понятия и термины, не имеющие пока в научной литературе общепринятого толкования (хотя они употребляются более полувека).

Нами рассматриваются флюидные системы, формирующиеся в связи с охлаждением интрузивных тел в термодинамических условиях различных магматических фаций глубинности. Понятия «флюидная система» вводятся в рамках работы Г. Л. Поспелова [1962], «магматические фации» — в трактовке Ю. А. Кузнецова [Кузнецов и др., 1973]. Эволюция флюидных систем анализируется в соответствии со стадиями эволюции магматических тел. Последние приняты в рамках толкований П. Ниггли [Niggli, 1929, 1954] и К. Феннера [Fenner, 1936]. Основное внимание в работе уделено ортомагматической стадии охлаждения магматических тел, поскольку с ней связано ретроградное кипение магм.

«Плутоногенными» мы считаем флюидные системы (ПФС), появляющиеся при охлаждении интрузивных тел в земной коре, «ортомагматическими» — плутоногенные флюидные системы (ОФС), которые формируются из флюидов, отделяющихся от эволюционирующего при охлаждении в интрузивной камере магматического расплава. Или более развернутое определение: совокупность процессов переноса тепла и массы в проницаемых зонах изверженных и вмещаю-

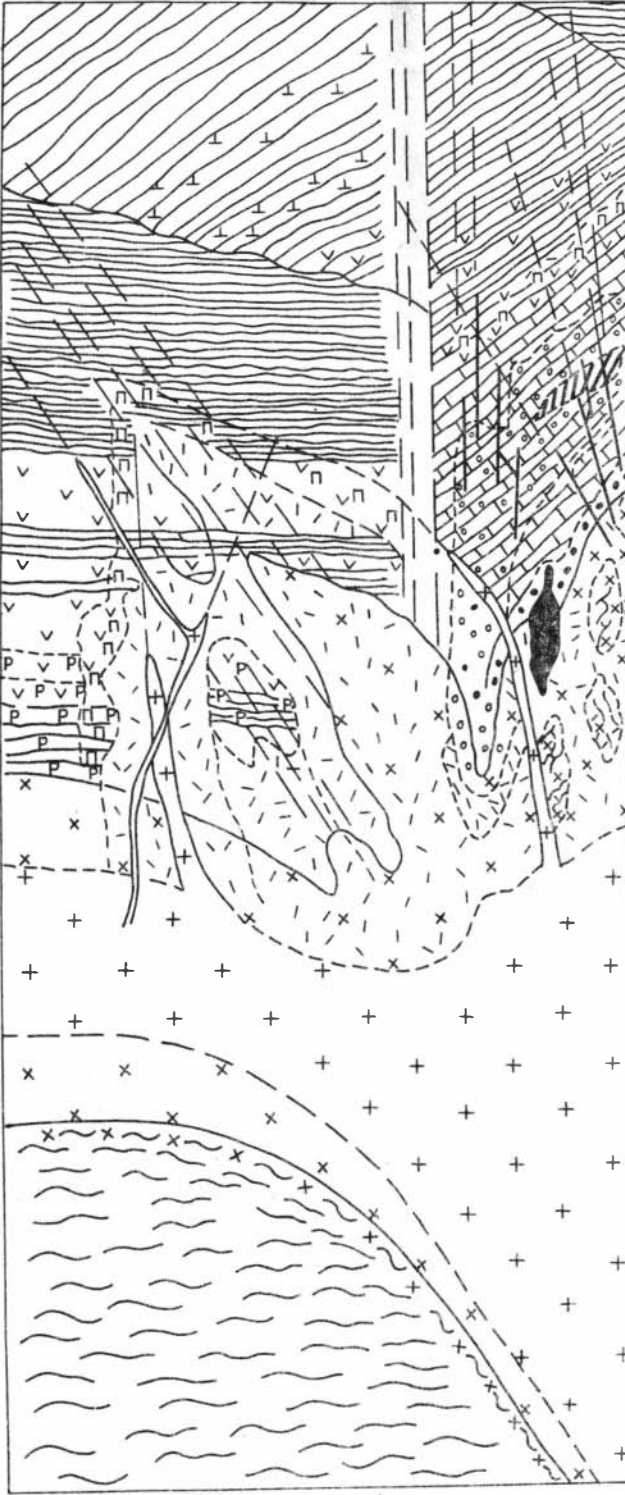
щих интрузив пород фильтрующимися потоками магматических флюидов, возникающих в области ретроградного кипения магмы.

ОФС является лишь стадией существования ПФС, поскольку флюидогенерирующие процессы не исчерпываются ретроградным кипением магмы. Вопросы детализации условий эволюции ОФС, граничные и начальные условия, геометрия, структура и движущие силы рассматриваются далее в специальных разделах работы. Анализ *P-T-X* эволюции ОФС необходим не только в целях изучения генезиса собственно ортомагматических рудных месторождений (ОРМ) [Niggli, 1954; Смирнов, 1969], что само по себе уже немаловажно, но и широкого класса плутоногенных (ПРМ). Для отнесения месторождения к магматогенным необходимо провести иногда довольно обширные полевые и лабораторные исследования, чтобы убедиться в правдоподобности предположения о генетической (парагенетической) связи этих соседствующих в пространстве образований: 1) выявить значимую пространственную корреляцию между рассматриваемым формационным типом месторождений и данной магматической формацией [Смирнов, 1969]; установить, что: 2) месторождения коррелируются с фациями и/или фазами магматических тел определенного магматического комплекса [Поспелов, 1960; Поспелов, Лапин, 1961; Смирнов, 1969], 3) зональность руд или околорудных пород коррелируется с морфогенетической зональностью интрузивов [Смирнов, 1969; Поспелов, 1960], 4) имеется закономерная смена во времени продуктов магматической деятельности (кристаллизации магмы в контактовой зоне, внедрение даек или новых «фаз» интрузии) и коррелирующаяся с ней смена продуктов флюидных процессов [Дэли, 1933; Niggli, 1954; Fenner, 1936; Смирнов, 1969; Основные параметры. . ., 1979]. Перечисленные соотношения являются фундаментальными геолого-структурными предпосылками отнесения или отбраковки конкретного рудного объекта из класса «плутоногенных» или уточнения его позиции в нем (ортомагматический или нет). Геохимические наблюдения лишь дополняют структурно-геологические критерии [Геохимические критерии. . ., 1973].

На рис. 1.1 даны типичные структурные соотношения ортомагматических месторождений и сопряженных интрузивных тел для случаев локализации редкометалльных жильно-штокверковых и скарновых месторождений, для которых выявлены указанные выше соотношения. Опираясь на упомянутые выше работы, кратко отметим выявленные временные и пространственные отношения между магматическими (в смысле образования изверженных пород) и связанными с ними флюидными процессами (см. рис. 1.1), которые учитываются при постановке задач динамики эволюции ортомагматических флюидных систем (ОФС).

Согласно принятой терминологии [Коржинский, 1972; Смирнов, 1982], флюидные процессы в ортомагматических рудообразующих системах протекают как в «магматическую», так и «послемагматическую» стадию становления гип- и мезоабиссальных плутонов. Первое обозначает то, что в экзоконтакте интрузива происходят отложение руд и образование околорудных пород, когда кристаллизация магмы еще не началась. Обычно этот процесс связан с пузырением расплава из-за растворения в нем карбонатных пород [Шарапов, 1972; Мазуров, 1985]. Под вторым подразумевается то, что в эндо- и экзоконтакте интрузива рудообразующие процессы развиваются после затвердевания магмы в контактовой зоне массива.

Изверженные породы здесь подвергаются вторичным изменениям. Они разбиты трещинами, в которых размещаются дайки и жилы выполнения. При этом в указанных выше схемах не накладывается жестких ограничений ни на степень закристиаллизованности интрузива, ни на момент времени проявления оруденения в процессе охлаждения фаз интрузии в телах рассматриваемого интрузивного комплекса, образующих плутон, или отдельного интрузивного тела. Важно только то, что «источник» флюида в недрах магматической системы



Морфогенетическая зона массива

Внешний ореол

Внутренний ореол

Ядро

Магмапроводящая

- 1
- 2
- 3
- 4
- 5
- 6
- 7
- 8
- 9
- 10
- 11
- 12
- 13
- 14
- 15
- 16
- 17

*Рис. 1.1.* Структурные и временные отношения между изверженными и околорудными породами, а также рудами в ортомагматических месторождениях различных рудных формаций.

1 — осадочные породы; 2 — эффузивные породы; 3 — доломиты, доломитизированные известняки и известняки; 4 — магматические магнезиальные скарны; 5 — роговики и ороговикованные породы; 6 — фельдшпатолиты и фельдшпатизированные породы; 7 — известковые скарны, водно-силикатные метасоматиты; 8 — пропилиты и пропилитизированные породы; 9 — метасоматические руды магматической (а) и «постмагматической» (б) стадий; 10 — жилы с околосильными изменениями; 11 — метаморфические породы; 12 — гранитизированные породы «фундамента»; 13 — изверженные породы внутреннего ореола интрузива; 14 — изверженные породы ядра массива; 15 — дайки; 16 — «теневые» ксенолиты и ксенолиты; 17 — разломы.

отделен от участка проявления деятельности флюида толшей кристаллических (изверженных) пород, имеющих определенные пористость, состав и испытавших, как и вмещающие породы к моменту появления потока флюида, хрупкие деформации.

В конкретных генетических типах магматогенных месторождений, как полагают специалисты, такие события протекают или квазистационарно, или прерывисто на фоне охлаждения «предрудного» плутона [Эммонс, 1933; Смирнов, 1947; Основные параметры. . ., 1979], сложно сочетаясь с внедрением новых порций расплава, которые сопутствуют определенным флюидным проявлениям, предваряя или заключая их [Ефремова, 1970; Смирнов, 1982; Дымкин, Шарпов, 1963]. Наиболее полно такого рода соотношения установлены для магнетитовых железорудных, жильных и штокверковых редкометалльных месторождений. Но предполагается, что они характерны для любого ортомагматического рудообразующего процесса.

Таким образом, основной особенностью ортомагматических флюидных систем является связь эволюции ОФС с охлаждением магматических масс в интрузивных камерах. Это предполагает, что появление и характер отделения магматического флюида зависят от динамики охлаждения магматических расплавов определенного состава, а следовательно, от их «способности» выделять летучие при затвердевании магмы.

## **1.2. МОРФОГЕНЕТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ ИНТРУЗИВОВ И ПОЛОЖЕНИЕ В НИХ МАГМАТОГЕННЫХ РУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ**

При изучении магматогенных рудных месторождений геолог сталкивается главным образом с тремя основными видами структурного соотношения руд и изверженных пород: 1) руды — определенного рода изверженные породы, содержащие в повышенных концентрациях рудные минералы, 2) руды заполняют трещины, пересекающие изверженные и вмещающие интрузив породы, 3) руды являются продуктами метасоматической переработки вмещающих и изверженных пород. При этом предрудные интрузивы имеют характерные зоны, в одних из них встречаются рудные тела, в других — нет. Поэтому полезно провести систематику этих соотношений. В табл. 1.1 дано сопоставление структурно-петрографических зон интрузивов, которые обычно выделяются петрографами. Это сравнение полезно в том смысле, что в последующих разделах нам будет необходимо сопоставлять и другие характеристики ПРМ и магматических тел. Анализ табл. 1.1. приводит к таким заключениям.

Лишь ядерная морфогенетическая зона интрузивов полностью изоморфна структурно-петрографическому разделению зон интрузивных тел. Суть несовпадений этих классификаций состоит в том, что морфогенетические зоны включают в себя весь комплекс процессов взаимодействия вмещающей среды и магмы при формировании магматической камеры и становления массива [Поспелов, 1959, 1960]. Однако петрологи рассматривают главным образом только терми-

**Т а б л и ц а 1.1. Соотношения между структурно-петрологическими и морфогенетическими зонами интрузивов, а также постагматическими и магматическими флюидогенными рудами [Дэли, 1933; Поспелов, 1959, 1960; Овчинников, 1968]**

Структурно-петрографические зоны интрузивов и их характеристика		Морфогенетические зоны интрузивов и их характеристика		Пространственное соотношение с магматическим и постагматическим оруденением
Экзоконтактовая	Ороговикование, околоконтактовое деформирование вмещающих пород	Внешнего ореола	Область механического, термического и метасоматического воздействия интрузивного массива на вмещающие породы	Область максимального проявления оруденения и околорудных изменений, магматических и постагматических руд
Контактовая Эндоконтактовая	Структурная и вещественная граница изверженных и вмещающих пород Структурные, вещественные неоднородности изверженных пород, область распространения ксенолитов, сочетание разных «фаз» интрузии, главным образом ранних и дайковых образований	Внутреннего ореола	Область воздействия вмещающей среды на состав пород или внутреннюю структуру массива	Область затухания околорудных изменений и руд, развитых во внешнем ореоле; флюидогенные магматические руды исчезают по мере движения к границе зоны ядра
Ядерная	Более или менее однородные по структурно-текстурным признакам изверженные породы. Область преимущественного распространения пород поздних «фаз» интрузии, отсутствия родственных даек	Ядерная	Область отсутствия механического или химического влияния вмещающей среды на внутреннюю структуру или состав изверженных пород массива	Отсутствуют околорудные изменения и постагматическое флюидогенное оруденение (не путать с «автометаморфическими» изменениями изверженных пород)

ческое и частично механическое воздействия магмы на породы рамы [Дэли, 1933]. В этом случае не учитываются весьма существенные для геолога-рудника явления контракции и усадки, термоупругие нарушения во вмещающих породах, состав пород кровли массива и многое другое [Смирнов, 1982]. Следовательно, комплекс факторов, определяющих появление ОФС и формирование в них зон оруденения, существенно более широк, чем таковой, определяющий морфологию интрузивного тела или его внутреннюю структуру, как и термическое воздействие на вмещающую среду.

### **1.3. СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ТИПАХ МАГМАТОГЕННЫХ РУДОБРАЗУЮЩИХ СИСТЕМ**

В последующих разделах мы будем рассматривать ортомагматическую модель флюидной рудообразующей системы, которая должна описывать соотношения, зафиксированные на рис. 1.1. Сейчас не существует, строго говоря, единого толкования такой, а имеются многочисленные схемы плутоногенных систем, которые претендуют на объяснения отмеченных структурных ситуаций. Если отбросить второстепенные моменты, для понимания положения ортомагматической модели среди других магматогенных рудообразующих систем удачным

является обзор генетических схем из статьи Р. Хенли и А. Мак-Набба [Henley, McNabb, 1978].

В разных вариациях упомянутый обзор фигурирует в более поздних публикациях. Если рассмотреть предлагаемые толкования с более общих генетических позиций, то можно современную обстановку в описании природы магматогенного рудообразования в общих чертах представить в виде рис. 1.2.

Водораздел между разными концепциями проходит по следующему главному моменту — признание или отрицание отделения «ювенильного» флюида от затвердевающего расплава. Отметим, что существующие геологические и геохимические данные [Генетические модели. . ., 1983а, б; Основные параметры. . ., 1979; Проблемы. . ., 1963] позволяют считать, что в преобладающей массе магматогенные системы образуются или по выбранной нами схеме (см. рис. 1.2, I) или с некоторым участием грунтовых вод (см. рис. 1.2, II). Существуют большие сомнения в правдоподобности реализации показанной ситуации (см. рис. 1.2, III) как превалирующего механизма формирования магматогенных рудообразующих систем. Термальные системы, возникающие подобным образом, вероятно, появляются в зонах наземного и субмаринного вулканизма островных дуг или спрединговых зон [Fyfe, 1979; Spooner, 1980; Rona, 1984]. Пока лишь, пожалуй, случай проявления рудообразования на поверхности морского дна в участках активного спрединга («курильщики») достаточно последовательно объясняется этой схемой [Rona, 1984]. Поэтому в последующем нами обсуждается ортомагматическая концепция и некоторые ее модификации, в которых учитывается смешение «ювенильного» флюида и метеорных вод. В табл. 1.2 кратко изложены основные известные толкования характера отделения флюида от магмы, которые будут учитываться при формулировке количественной модели эволюции плутогенных рудообразующих систем или при обсуждении результатов расчетов.

Как говорилось ранее, генетические схемы ортомагматических флюидных рудообразующих систем строятся на базе следующих фундаментальных наблюдений: 1) с определенными по составу и глубине формирования интрузивными массивами пространственно коррелируют определенные рудные месторождения; 2) такие рудные месторождения располагаются преимущественно в области внешнего ореола интрузивов, их корневые зоны заканчиваются во внутренней ореольной зоне, оруденение не встречается в «ядре» массивов; 3) за исключением магнезиальных скарнов и сопутствующего им оруденения рудообразующие процессы проявляются только после образования мощной корки изверженных

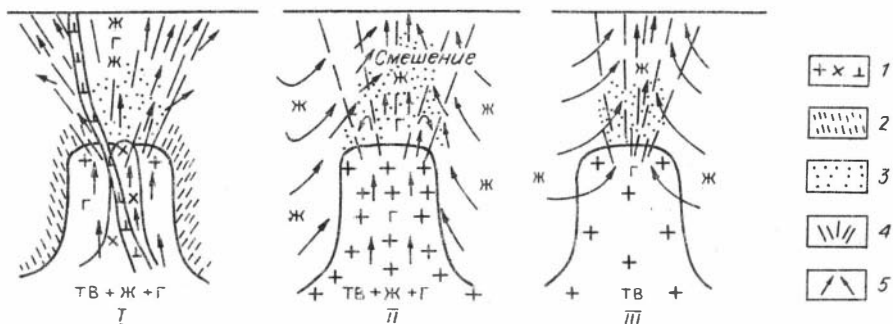


Рис. 1.2. Структурно-генетические типы плутогенных рудообразующих флюидных систем (по [Хенли и Мак-Наббу, 1978] с дополнениями).

I—III — системы: I — ортомагматическая флюидная (ОФС), II — смешенно-флюидная магматогенная, III — вторично-флюидная магматогенная. 1 — изверженные породы различных фаз внедрения (ТВ); 2 — роуовки; 3 — область газового состояния флюида (г); 4 — трещины; 5 — направления течения газового и жидкого (ж) флюида

**Т а б л и ц а 1.2. Временные соотношения между последовательностью охлаждения магмы в камере и появлением оруденения в ореольных зонах крупных интрузивов**

Этап (последовательность охлаждения магмы в интрузивной камере)	Процессы тепло- и массообмена в ореольных зонах интрузивов		Процессы рудообразования
	Внутренняя зона	Зона внешнего ореола	
Начальный магматический	Ассимиляция пород кровли и ксенолитов, дистилляция избыточных газов, начало развития гетерофазной зоны, токов свободной конвекции	Ороговикование вмещающих пород, метасоматические изменения, связанные с фильтрацией поровых вод и дистиллирующих из магмы летучих. Инъекции расплава в возникающие трещины	Формирование сопутствующего магматическим магнезиальным скарнам оруденения
Формирование контактовой (краевой) фации изверженных пород	Продвижение фронта солидуса внутрь массива при максимальном изменении скорости кристаллизации, магмы, проявление термотоков, инъекции расплава в усадочные трещины изверженных пород	Ороговикование вмещающих пород, инъекции расплава в контрационные трещины	Перекристаллизация «первичных» руд во вмещающих породах
Затвердевание основной массы расплава при квазистационарной скорости движения фронта солидуса	Развитие токов свободной конвекции и термотоков в гетерофазной зоне, проявление ретроградного кипения, развитие площадного ранне-постмагматического метасоматоза изверженных пород, внедрение даек или «новых» фаз интрузии	Метасоматические высокотемпературные изменения «раннепостмагматической» стадии (фельдшпатизация, фенитизация и т. п.), инъекции расплава в виде даек, мелких штоков из недр массива	Формирование метасоматических руд, перекристаллизация руд магматической стадии, выщелачивание (отбеливание) ороговикovaných пород
Кристаллизация остаточных жидкостей	Прекращение пульсационного ретроградного кипения, развитие термотоков, инъекций в трещины контракции, испарение летучих на фронте солидуса в усадочные поры и трещины Гидротермально-метасоматические процессы в области зон трещиноватости	Гидротермально-метасоматические процессы в области проницаемых трещиноватых зон, заполнение открытых трещин жильными минералами из циркулирующих растворов, инъекции даек аплитов и аляскитов	Формирование метасоматического и жильного оруденения
Охлаждение раскристаллизованного массива	Дренаживание остаточных магматических флюидов трещинными зонами, развитие свободно конвектирующих токов поровых флюидов в зону выравнивания давления во флюидах	«Низкотемпературные» гидротермальные потоки вдоль проницаемых зон и в разломных структурах, пересекающих массив	Низкотемпературное «позднее» оруденение в кварц-кальцитовых жилах

пород в кровле плутонов. Нередко они предваряются внедрением новых фаз (порций магмы). Д. В. Рундквистом [1983] подмечена определенная симметрия проявления пред- и сорудных процессов метасоматоза в ореольных зонах плутонов, когда имеется сопряжение явлений выщелачивания компонентов из из-

верженных пород в зоне внутреннего и замещения (отложения) в зоне внешнего ореола; 4) имеется закономерная смена во времени высокотемпературных минеральных ассоциаций низкотемпературными; 5) обычным является наличие «внутриминерализационных» даек, состав которых близок составу изверженных пород в ядерной зоне plutонов. Иными словами, довольно часто небольшие инъекции расплава предшествуют рудоотложению, сопровождают его и появляются после формирования рудных тел; 6) изучение состава газовой-жидких включений и температур их гомогенизации также выявляет определенную эволюцию ОФС относительно указанных инъекций магмы.

Перечисленные соотношения позволяют в целом реставрировать картину временных соотношений между процессами охлаждения предрудного plutона и развития ОФС в целях задания краевых условий тепловой эволюции ОФС. При этом наиболее важным для последующих интерпретаций результатов вычислений является следующее.

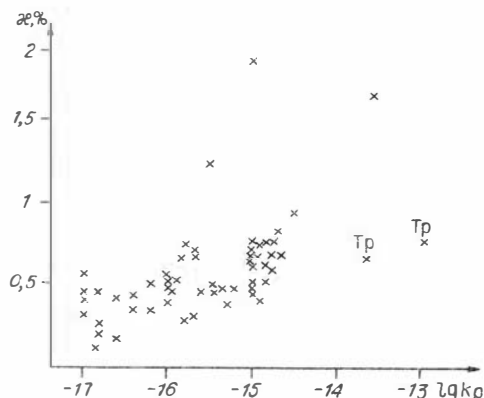
Хотя процесс отделения летучих от магмы может начинаться в момент заполнения (формирования) камеры, локализованные потоки флюидов проявляются после образования в кровле массива корки изверженных пород мощностью не менее 0,5 км, после раскристаллизации различного рода выступов и апофиз. В зональных гранитоидных массивах процессы рудообразования начинаются позже образования эндоконтактной зоны относительно основных пород. В «многофазных» plutонах рудообразующие гидротермальные процессы проявляются, как правило, после внедрения II или III фаз, но до заключительной фазы внедрения аплитовидных или аляскитовых гранитов [Смирнов, 1969]. При развитии ОФС установлены две формы проявления отделения флюидов: 1) площадная, 2) локализованная вдоль проницаемых зон. При этом первая является и более ранней по времени, обычно ее продукты (минеральные ассоциации) более высокотемпературные.

#### 1.4. ПОРИСТОСТЬ И ПРОНИЦАЕМОСТЬ ИЗВЕРЖЕННЫХ МЕТАМОРФИЧЕСКИХ ПОРОД И ЭФфуЗИВНО-ОСАДОЧНЫХ ТОЛЩ, ВМЕЩАЮЩИХ ПЛУТОНОГЕННЫЕ РУДНЫЕ МЕСТОРОЖДЕНИЯ

Петрофизические свойства пород являются определяющими в процессах тепло-массообмена при образовании плутоногенных рудных месторождений, однако изучены они по сравнению с минералогией, петрохимией и геохимией вмещающих месторождений толщ весьма незначительно. Основные экспериментальные данные о пористости, проницаемости, удельной поверхности порового пространства, распределении размеров пор и т. д. получены в нефтяной геологии и гидрогеологии. Очевидна полезность подобного рода данных для общего представления об этих характеристиках осадочных пород, которые нередко являются вмещающими. Но они не могут, естественно, заменить данные для изверженных и иных пород морфогенетических зон интрузивных тел. Исключительно важны указанные для построения моделей ОФС характеристики метаморфических и метасоматических по-

Рис. 1.3. Зависимость коэффициента проницаемости изверженных и метаморфических пород  $k_p$  от их пористости (x).

Тр — трещиноватые породы.





род, в которых обычно размещаются руды плутоногенных рудных месторождений [Смирнов, 1969]. Но именно петрофизика этих пород изучена менее всего. Мало сведений имеется об «интегральной» проницаемости зон трещиноватых пород над интрузивами. О них можно судить практически лишь по данным изучения современных термальных систем в областях активного вулканизма.

Отметим известные экспериментальные данные, которые учитывались нами в расчетах (рис. 1.3). Более поздние измерения проницаемости  $k_p$  [Николаенко, Индутный, 1978; Белевцев и др., 1972] близки к этим данным. Они интересны тем, что обнаружено увеличение  $k_p$  с ростом температуры, которое, возможно, связано с изменением вязкости флюида. Зависимость  $k_p$  гранитоидов от давления исследована в интервале от десятков до 4000 бар [Freeze, Cherry, 1979].

Специальное изучение влияния петрофизических свойств пород на размещение руд было проведено на месторождениях Тянь-Шаня [Акбаров и др., 1981]. Соотношение между средними значениями общей и эффективной пористости рудовмещающих пород таково:

Порода	$\bar{m}_0$	$\bar{m}_{\text{эф}}$	Порода	$\bar{m}_0$	$\bar{m}_{\text{эф}}$
Андезитовые порфириды	5,07	1,8	Гранофиры	9,45	1,66
Липаритовые порфиры	7,69	5,22	Биотитовые роговики	6,29	1,17
Туфы	4,67	2,56	Брекчированные сланцы	3,59	1,46
Сланцы	6,73	3,18	Гнейсы	3,06	1,81

Большая сводка по ряду петрофизических характеристик пород и руд имеется в работе А. Н. Дударева с соавторами [1972]. Теплофизические характеристики пород с ограниченной статистикой имеются также в известном справочнике по физическим характеристикам горных пород [Справочник. . ., 1969]. Пожалуй, лишь в работе Р. Хенли и А. Мак-Набба [Henleg, McNabb, 1978] имеется «интегральная» характеристика проницаемости зон развития ПФС. Вероятно, этих данных достаточно для получения общего представления об эволюции ОФС, образующихся над кристаллизующимися гранитоидными и гранитовыми интрузивами. Определяющими условиями развития этих систем являются также пористость и проницаемость формирующихся изверженных горных пород. К сожалению, нет экспериментальных данных о проницаемости изверженных пород в момент их образования, поэтому приходится прибегать к теоретическим оценкам [Шарапов, Черепанов, 1986а, б] или вводить поправки типа тех, которые предлагаются на основе небольшого объема экспериментальных данных [Николаенко, Индутный, 1978; Зарайский, Балашов, 1983], и разумно «манипулировать» такими понятиями, как «структурный параметр» ( $a_k$ ) [Черепанов, 1983].

По данным изучения штокверково-жильных месторождений [Щерба и др., 1983; Рундквист, Нежинский, 1975], проявляется растрескивание надкупольной зоны вмещающих и, частично, изверженных пород до наступления полного затвердевания интрузива. Экспериментальные исследования показывают [Molen, Paterson, 1979; Meredith, Atkinson, 1984; Иванова, Перцев, 1984], что, как в уже раскристаллизованной породе, так и в содержащей остатки магматической жидкости развитие трещин может реализовываться при меньших напряжениях, чем во вмещающих интрузив породах.

Иными словами, развитие проницаемых зон при определенных структурных условиях может проходить в интрузиве с момента формирования кристаллического каркаса изверженной породы, т. е. при содержании жидкости менее 20—25 % по объему. А как будет показано ниже, это основной отрезок ретроградного кипения магм при объемном типе кристаллизации расплава.

### 1.5. РАЗМЕРЫ И МОРФОЛОГИЯ ПРОНИЦАЕМЫХ ЗОН, ВМЕЩАЮЩИХ МАГМАТОГЕННЫЕ МЕСТОРОЖДЕНИЯ

О морфологии и размерах, как и внутренней структуре проницаемых зон, вмещающих рудные месторождения, можно судить практически лишь по морфологии и внутренней структуре зон околорудных изменений, рудных тел и по размаху рудных зон или околорудных изменений. Соответственно, о вероятных глубинах рудообразования судят по положению верхней и нижней кромки рудной зоны относительно палеоповерхности земли или морского дна.

Поэтому здесь будут зафиксированы выявленные на этот счет сведения, на основании которых можно построить обобщенные структурные ОФС. Выше упоминалось о том, что плутоногенные рудные месторождения и рудопроявления располагаются закономерно относительно определенных структурных элементов в ореольных зонах массивов (рис. 1.4). Геохимические аномалии (месторождения) располагаются над выступами кровли и по периферии массива, при этом проекция контура массива на поверхность меньше площади распространения аномалий. Еще более четкая структурная картина размещения месторождений, контролируемых разрывными нарушениями, наблюдается в разрезе рудных зон (рис. 1.5). Структурный контроль метасоматических месторождений определяется структурными и литологическими факторами [Поспелов, 1959]. Здесь определяющую роль играют области повышенной трещиноватости в сочетании с благоприятными литологическими горизонтами (обычно

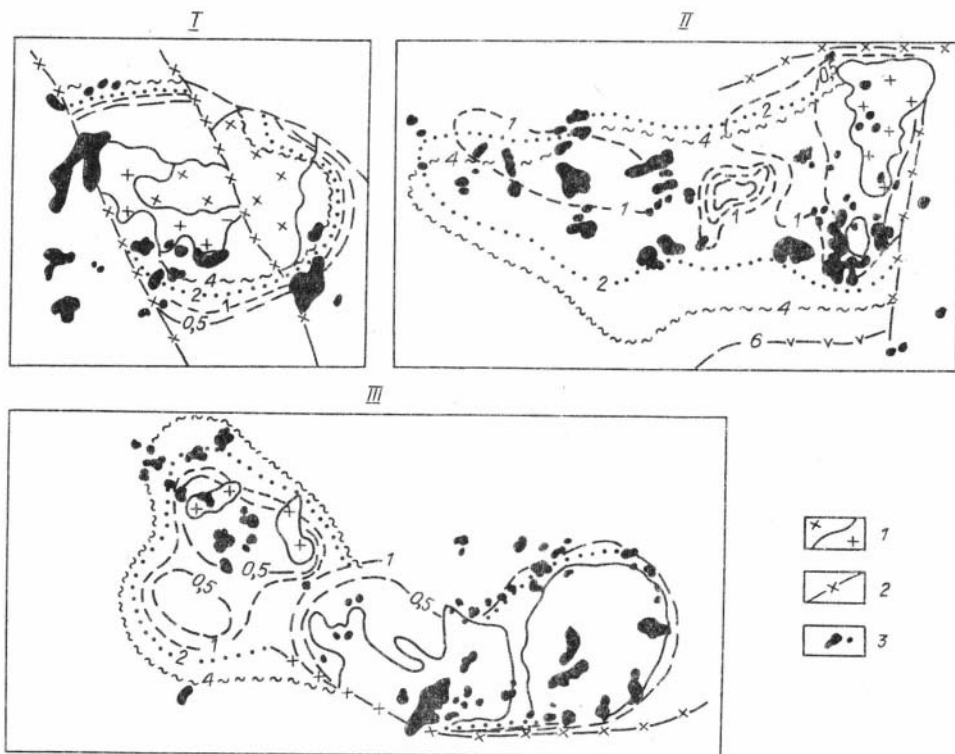


Рис. 1.4. Характер размещения геохимических аномалий относительно кровли гранитоидного плутона (по [Геология. . . 1972]).

I—III — интрузивы: I — Кызылзайрский, II — Бектаута-Жанеский, III — Майтасский. 1 — фазы гранитов; 2 — разломы; 3 — геохимические аномалии. Цифрами указаны изотермы контактовой поверхности.

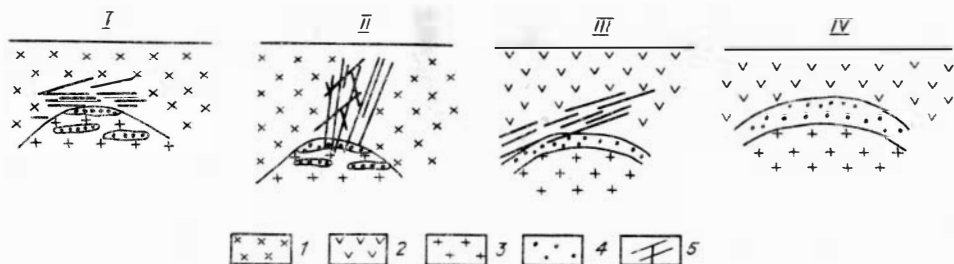


Рис. 1.5. Основные структурные типы штокверковых месторождений [Рундквист и др., 1971]. I — пологие свиты жил и трещиноватости около и внутри интрузивных выступов; II — сочетание субвертикальных в крутых трещин и пологих зон трещиноватости; III — сочетание пологих трещин и участков «сплошной» околоконтактовой трещиноватости; IV — зоны слабой околоконтактовой трещиноватости, отсутствие хорошо выраженных трещинных структур. 1 — гранаты, 2 — породы кровли; 3 — ранние граниты; 4 — грейзены; 5 — жилы.

карбонатных и карбонатсодержащих) пород. В зоне внутреннего ореола замещению подвергаются ксенолиты и провесы вмещающих пород.

Внутренняя структура рудных тел и их морфология имеют довольно сложную форму. В случае метасоматических рудных тел обычно наследуются элементы структуры замещаемой толщи пород [Лапин, 1976]. При отложении рудных минералов в трещинах внутренняя структура рудной зоны характеризуется полядерным расположением богатых участков (рудные столбы) (рис. 1.6).

Существует достаточная информация и о размерах рудных зон плутогенных месторождений [Быбачкин, 1965; Фролов, 1978; Рундквист, Нежинский, 1975; Глубинные условия... , 1986] штокверкового типа: 1) месторождения молибдена, вертикальный размах 400÷500 м при площади 0,3÷1—2 км<sup>2</sup>; трубчатые тела имеют максимальный размах 1200—1700 м; 2) месторождения олова, протяженность жильных зон до 1,2—2 км при вертикальном размахе от 400 до 1500 м; 3) медно-молибденовые месторождения, имеющие часто трубчатую морфологию, характеризуются радиусом трубок 200—700 м при вертикальном размахе до 2,5 км; 4) месторождения вольфрама разных формацион-

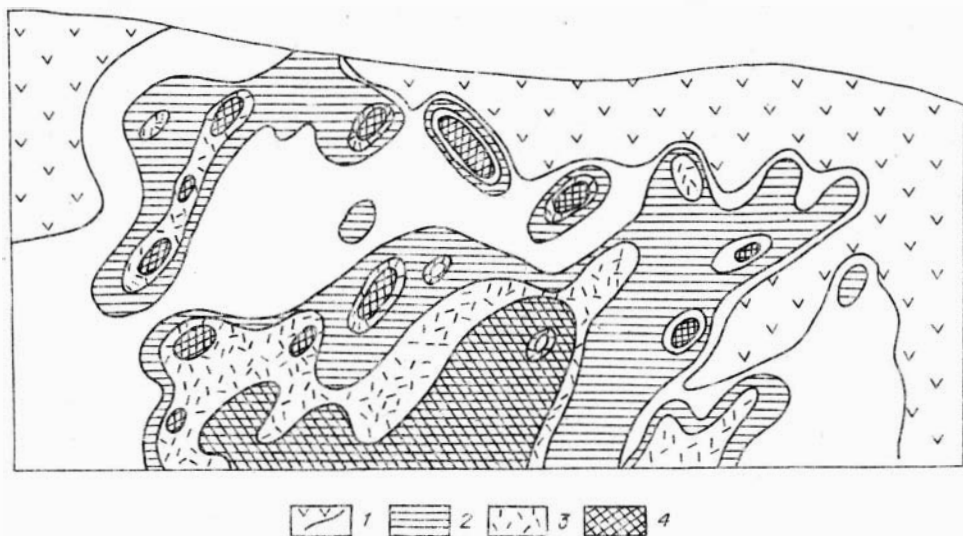


Рис. 1.6. Распределение оруденения в зоне оруденения на месторождении Хрустальное (Дальний Восток) (по [Добропольский, 1974]).

1 — зона оруденения; 2 — очень бедные руды; 3 — бедные руды; 4 — руды со средним содержанием металла.

ных типов имеют большие вариации в размерах рудных зон — кварцевые жилы от десятков метров до 1500 м по вертикали, скарновые — от первых десятков метров до 1700 м. Исключительно крупными размерами характеризуются метасоматические месторождения железа [Поспелов, 1959; Дымкин, 1962] — вертикальный размах более 2000 м при площади до нескольких квадратных километров. Глубина залегания верхней кромки рудных зон от поверхности земли или морского дна оценивается в интервале от 0,5—1 до 3—4 км. Наиболее часто указывается глубина 1—1,5 км. Если учесть данные о размахе оруденения, то несложно определить и положение в разрезе земной коры области наиболее предпочтительного развития руд в пределах эволюционирующих ОФС. Очевидно, в количественной модели ОФС должно найти объяснение это фундаментальное свойство рудообразования в ОФС. Ясно, что определяющими в нем должны быть изменения термодинамических параметров ОФС. Обратимся к обсуждению известных наблюдений.

## ГЛАВА II

### АГРЕГАТНОЕ СОСТОЯНИЕ $T$ , $P$ И СОСТАВ ФЛЮИДОВ ОФС

Без знания температуры, давления и агрегатного состояния флюида при его отделении от расплава, фазовых переходов в нем при фильтрации в трещинах и порах пород невозможно количественное описание эволюции ОФС. Эта информация накапливается главным образом путем изучения газовой-жидких включений в минералах изверженных и окологрудных пород и руд. Обсуждение нужной информации было облегчено тем, что уже опубликованы сводки и материалы нескольких совещаний по данной проблеме [Минералометрическая термометрия... , 1968; Рудообразующая среда... , 1972; Основные параметры... , 1979; Овчинников, Масалович, 1981; Наумов и др., 1983; Пизнюр, 1983; Мазуров, 1985; Roedder, 1967; Ермаков, Долгов, 1979; и др.]. Учитывая это, ниже мы приведем главным образом полезные для расчетов цифровые данные и краткие комментарии к ним.

#### 2.1. ОБ АГРЕГАТНОМ СОСТОЯНИИ РУДООБРАЗУЮЩИХ ФЛЮИДОВ

До появления методов термобарометрии продолжительное время дискутировался вопрос об агрегатном состоянии флюида при отделении его от магматического расплава. Суть этой дискуссии полно отражена в переведенном на русский язык сборнике [Природа... , 1946]. В отечественной литературе эта проблема тоже обсуждалась [Минералометрическая термометрия... , 1968; Ермаков, Долгов, 1979]. Данный вопрос практически был решен после создания метода изучения включений в минералах, когда появилась возможность «прямого» визуального определения агрегатного состояния флюида, захваченного при росте данного минерала [Ермаков, Долгов, 1979]. Анализ опубликованных материалов показывает, что гомогенизация флюида во включениях в «газ» встречается по крайней мере до  $T \geq 220$  °С, а жидкое состояние флюида зафиксировано при  $T \sim 520$  °С. Однако чаще всего жидкообразное состояние флюида отмечается при  $T < 450$  °С, а газовое — при  $T > 350$  °С. Состояние «гетерогенизации» флюида наблюдается в интервале от  $T \sim 460$  °С до  $T \sim 270$  °С, а обычно эта ситуация встречается при  $T = 420 \div 320$  °С. Впрочем, эти наблюдения хотя и интересны, но в целом мало что прибавляют к вопросу о том, была ли это конденсация надкритического газа (при  $T < 370$  °С) или это зона испаре-

ния жидкого флюида при  $T > 470$  °С. Ясно из них лишь то, что газо- и жидкообразное состояния магматогенного флюида обычны при температурах, отвечающих фактическому интервалу температур формирования подавляющего большинства плутогенных рудных месторождений. Но, судя по описаниям конкретных объектов, руды в них чаще всего формируются из жидкообразного флюида.

## 2.2. ВРЕМЕННАЯ И ЛАТЕРАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ТЕМПЕРАТУР ВО ФЛЮИДЕ ПОСЛЕ ОТДЕЛЕНИЯ ОТ МАГМЫ

Накоплен обширный материал по временной эволюции температур во флюидных рудообразующих системах для отдельных их сечений (обычно эрозионный срез или интервал вскрышных и разведочных работ). Существенно меньше имеется сведений о латеральных вариациях, а также изменении  $T$  с глубиной. Тем не менее собранной и обобщенной информации достаточно для получения

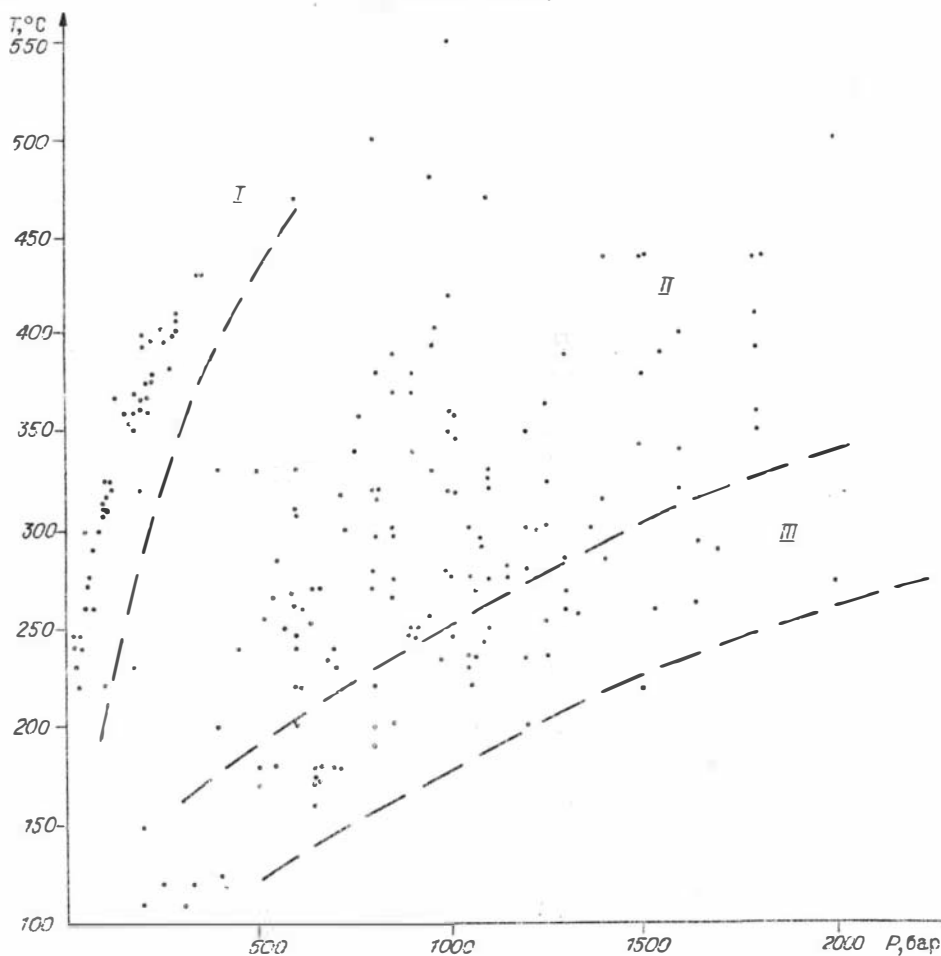


Рис. 2.1. Соотношения температур и давлений, определенных в газово-жидких включениях, изученных в месторождениях.

I—III — месторождения: I — жильные субвулканические и гипабиссальные, II — гипабиссальные и мезобиссальные редкометалльные жильно-штокверковые, скарновые, III — гипабиссальные и субвулканические колчеданные и колчеданно-полиметаллические.

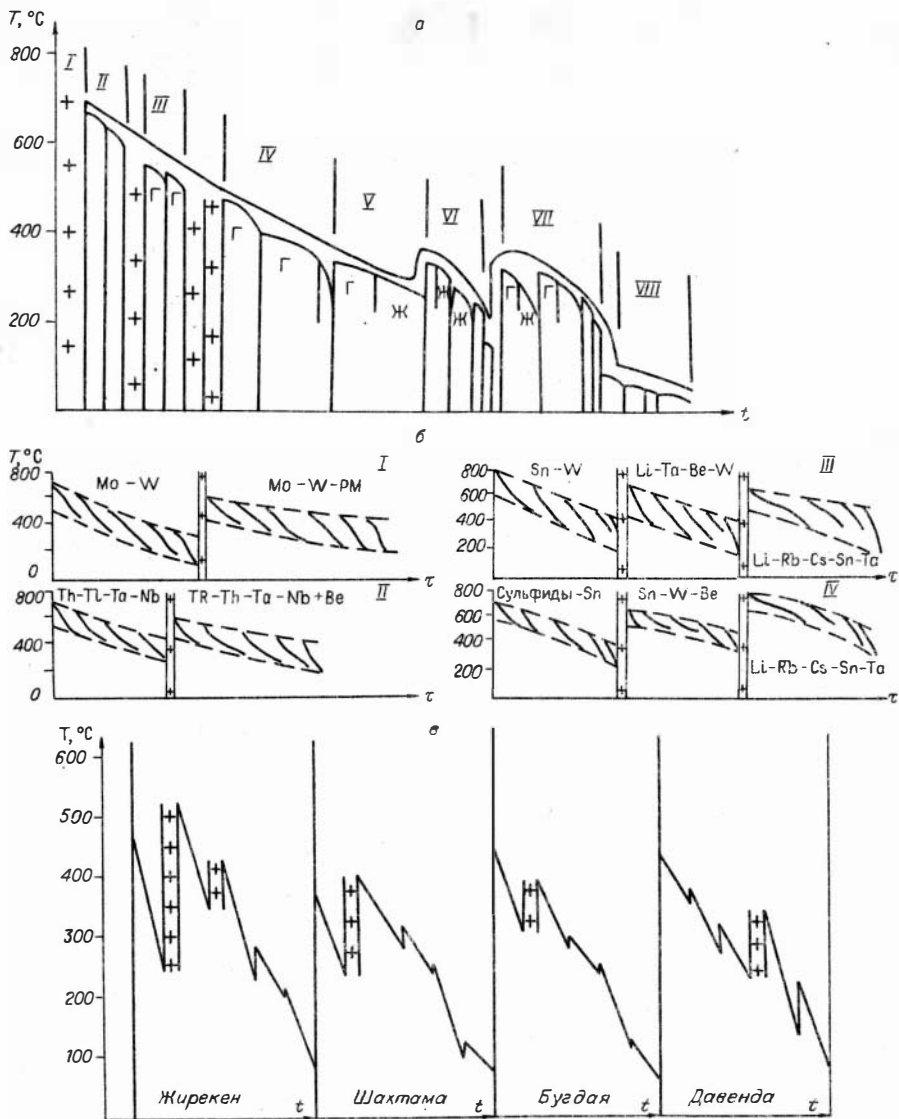


Рис. 2.2. Временные вариации температур в жильно-штокверковых редкометалльных месторождениях.

*a* — вариации температур по месторождению Кара-Оба (Казихстан) [Банщикова, 1965]; *б* — изменение температуры в стадиях минерализации (I—VIII), ассоциирующих с отдельными фазами внедрения гранитов в формациях [Косалс, Колонин, 1983]; *в* — тренд температур в месторождениях Забайкалья [Пазько и др., 1979]. I — гранодиорит-гранитная, гранит-лейкогранитовая; II — аляскит-щелочно-гранитная; III, IV — гранит-лейкогранит-алюкситовая. Крестиками помечено появление даек. г — газ; ж — жидкость.

ясной объемной картины распределения температур в ОФС. На рис. 2.1 выделены три области сопряжения величин  $T$  и  $P$ . Отметим, что максимальные величины давления оценены для гипер- и высокосолевых включений. По расчетам они в 1,5—2 раза превышают литостатические нагрузки [Березина, Сотников, 1972]. Столь высокие давления предполагаются и для некоторых камерных пегматитов [Косухин и др., 1984]. Для большинства месторождений отмечаются резкие перепады давлений в интервале между предполагаемым гидро- и лито-

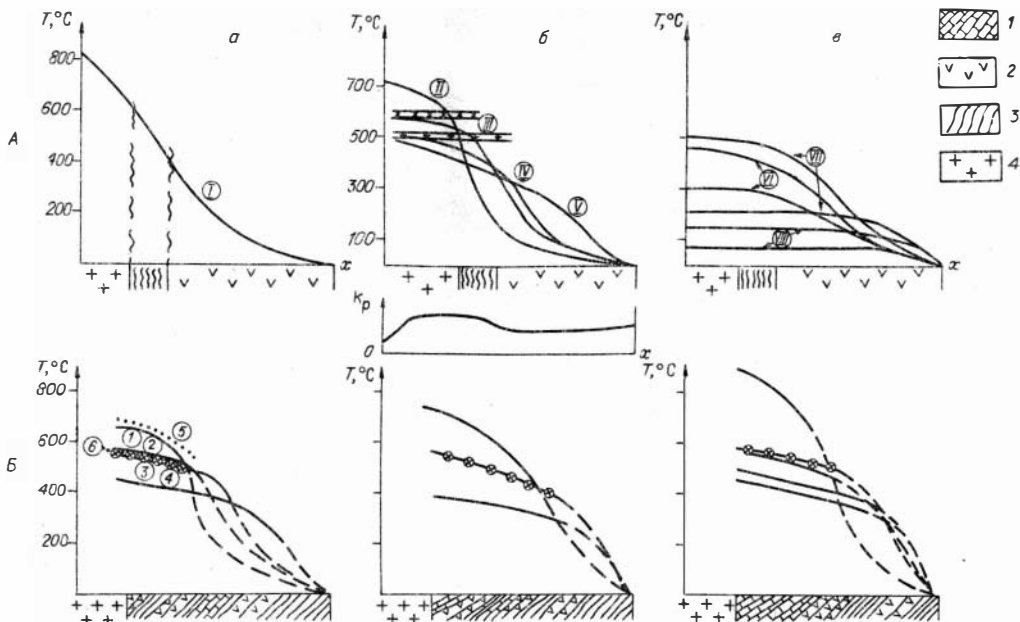


Рис. 2.3. Изменение в пространстве температур в морфогенетических зонах интрузивов.

А — редкометалльные жильно-штокерковые месторождения (данные по  $t-T$  см. на рис. 2.2); 1—VIII — стадии гидротермальных процессов, установленные для Кара-Обинского месторождения. а—в — этапы: а — дорудный, б — рудный, в — заключительный.  $k_p-x$  — изменение проницаемости пород в зоне рудоотложения.

Б — метасоматические магнетитовые месторождения [Мазуров, 1985]. а—в — формации: а — альбит-скаполит-магнетитовая, б — известково-скарновая, в — магнезиально-скарновая.

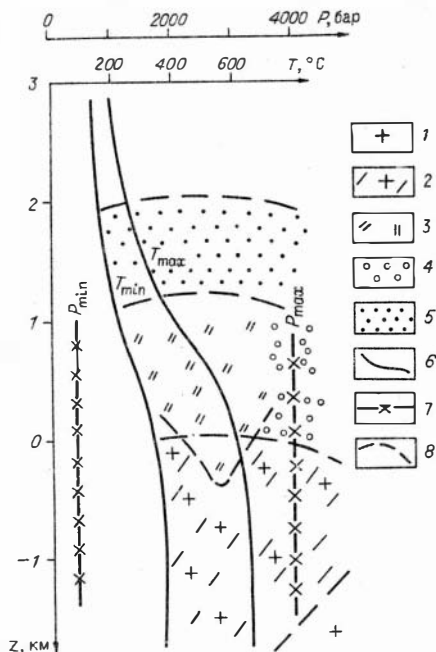
Цифры в кружках (1—6) — температурные кривые минеральных парагенезисов различных стадий процессов, развивающихся при формировании месторождений.

1 — карбонатные породы; 2 — эффузивы; 3 — осадочные породы; 4 — изверженные породы предрудного плутона.

Рис. 2.4. Пространственное распределение температур, давления и измененных пород в редкометалльных жильно-штокерковых месторождениях [Щерба и др., 1983; Рундквист, Нежинский, 1975; Рундквист, 1983; Косалс, Колонин, 1983; и др.].

1 — граниты; 2 — калишпатизированные и альбитизированные граниты; 3 — грейзены; 4 — скарны; 5 — пропитатизированные породы; 6 — кривые распределения  $T_{max}$  и  $T_{min}$ ; 7 —  $P_{max}$  и  $P_{min}$  по данным изучения газожидких включений; 8 — границы между зонами гидротермально измененных пород.

статическим. Следует указать, что достоверные определений давлений в литературе крайне мало. По изменению же температур в процессе формирования месторождений в вертикальном разрезе по ряду объектов собраны обширные материалы. На рис. 2.2 показаны данные изменения температур гомогенизации включений в околорудных минералах для месторождения Кара-Оба (Казахстан) и ряда редкометалльных месторождений Забайкалья [Банщикова, 1965; Лазыко и др., 1979; Косалс, Колонин, 1983] и сходного типа



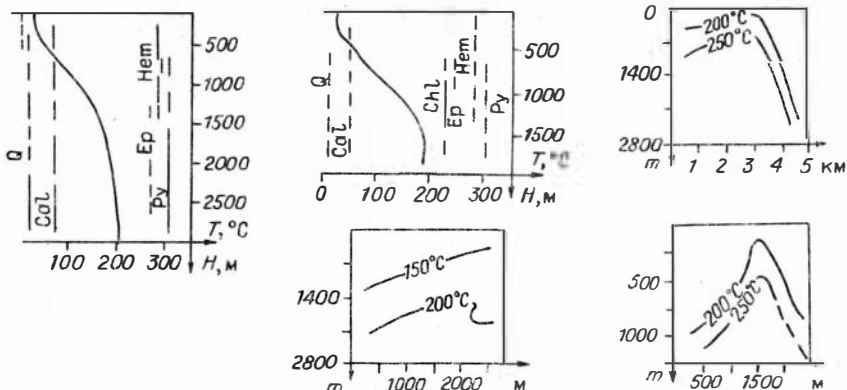


Рис. 2.5. Изменение  $T$  и состава гидротермальной минерализации в некоторых геотермальных системах Невады (США) [Cole, Raviinsky, 1984].

Q — кварц, Cal — кальцит, Ep — эпидот, Hem — гематит, Chl — хлорит, Py — пирит.

ОФС различных магматогенных рудных формаций. Для магматогенных месторождений характерны следующие черты температурной эволюции флюидных систем со временем: 1) пульсационный характер проявления потоков флюидов, которые обычно предваряются внедрением даек; 2) снижение в целом со временем температуры флюида; 3) превышение температуры отложения минералов в начале последующей стадии (волны флюидов) над температурой формирования минералов предыдущей; 4) «газовое» агрегатное состояние флюида ранних порций в отдельных волнах или на раннем этапе формирования месторождений. Эти особенности временной и пространственной эволюции флюидных систем отражены на рис. 2.3 для метасоматических месторождений [Мазуров, 1985], которые по ряду особенностей процесса отличаются от жильно-штокверковых редкометалльных месторождений.

Пространственное распределение температур при отложении руд в ортомагматических месторождениях в обобщенной форме показано на рис. 2.4. Важен вопрос о том, каковы температурные особенности разгрузки термальных систем на/ или у поверхности земли. Эти сведения имеются для современных термальных систем (рис. 2.5). В совокупности цитированные данные позволяют составить достаточно полную качественную картину тепловой эволюции магматогенных флюидных систем для широкого формационного спектра плутогенных рудных месторождений.

### 2.3. О СОЛЕВОЙ «НАГРУЗКЕ» МАГМАТОГЕННОГО ФЛЮИДА

Изучение эволюции магматогенных флюидных систем предполагает, что исследователю известен начальный состав магматогенного флюида. Однако это одна из наиболее неясных сторон генезиса ортомагматических рудных месторождений. Дискуссия об агрегатном состоянии и составе «ювенильных» магматогенных флюидов продолжается более полувека и нельзя сказать, что к настоящему времени ее завершение близко к финалу. Какими обычно сведениями располагает геолог по данному вопросу сейчас? К ним можно относить главным образом результаты изучения состава вулканических газов.

Многое дает исследование расплавных и сопутствующих флюидных включений в «свежих» изверженных породах. Наконец, моделирование равновесного состава фаз в магматических системах при давлении до нескольких тысяч атмосфер позволяет получить определенное представление о составе флюида в предполагаемых реальных интрузивных телах при их кристаллизации.



Ортомагматические флюидные системы формируются преимущественно в пространственной связи с гранитоидными и гранитовыми магматическими комплексами. Поэтому наибольший интерес для нас представляют данные по извержениям андезитовых и дацитовых лав. Состав газа, выделяющегося из магмы в недрах коры, иной из-за влияния давления и отсутствия «воздушного заражения». Однако в отношении основных компонентов картина вряд ли существенно иная, чем при извержении вулканов [Косухин и др., 1984; Магмато-генная кристаллизация. . ., 1975], поэтому отметим данные по сублиматам высокотемпературных fumarol разных вулканов мира [Coradossi, 1980] (основной компонент — вода, второстепенные газы —  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{HF}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ). Химическим анализом установлено [Martini, Legittimo, 1982—1983], что в составе газов вулканов Усу ( $512^\circ\text{C}$ ) — Япония и Сент-Хеленс ( $540^\circ\text{C}$ ) — США присутствуют соответственно, мас. %:  $\text{H}_2\text{O}$  — 94,3 и 92;  $\text{CO}_2$  — 4,7 и 7,0;  $\text{H}_2\text{S}$  — 0,5 и 0,43;  $\text{SO}_2$  — 0,16 и 0,23;  $\text{HCl}$  — 0,25 и 0,26;  $\text{HF}$  — 0,02 и 0,047;  $\text{V}$  — 0,0022 и 0,0067;  $\text{Wg}$  — 0,0017 и 0,0036;  $\text{NH}_4$  — 0,00023 и 0,0003. В незначительных количествах зафиксированы  $\text{Zn}$ ,  $\text{Cd}$ ,  $\text{Pb}$ ,  $\text{Cu}$ . Если обратиться к сводке Г. Макдональда [1975], то можно видеть примерно ту же картину — преобладающим компонентом флюида является вода, в нем бывают высокие содержания  $\text{CO}_2$ , имеются небольшие концентрации сернистых газов, хлора, фтора и бора.

Содержание компонентов во флюиде при его отделении от магмы в интрузивной камере может быть оценено по данным изучения включений в минералах «свежих» изверженных пород. Данных таких немного [Магматогенная кристаллизация. . ., 1975]. Для субвулканической и гиабиссальной фации глубинности можно полагать, что из магмы первым улетучивается азот, наименее растворимый в силикатных расплавах среди наиболее распространенных в них газов.

В более поздние моменты кристаллизации отделяющиеся газы обогащаются  $\text{CO}_2$ . Эта тенденция проявляется более четко с возрастанием давления (глубины кристаллизации расплава). К конечным моментам кристаллизации флюид обогащается также «кислыми» газами. Наиболее интересно изучение состава сопутствующих расплавному флюидных включений из камерных пегматитов. Водный флюид в конечные моменты кристаллизации магмы бывает обогащен  $\text{CO}_2$ , концентрации солей колеблются от 5 до 15 мас. % по  $\text{NaCl}$  эквиваленту [Косухин и др., 1984]. При возрастании во флюиде содержания  $\text{CO}_2$  несколько уменьшается его солевая «нагрузка».

Интересны данные изучения состава сопутствующих включений в интрузивных гранитоидных комплексах, с которыми пространственно ассоциирует редкометальное оруденение в Забайкалье [Рейф, Бажеев, 1982]. В отличие от формирования камерных пегматитов иногда отмечается низкое содержание  $\text{CO}_2$ , а вместо хлоридов в солевом составе флюидов преобладают фториды и гидрокарбонаты (данные криометрического изучения). Выделяются два типа флюидов: 1) с солевой концентрацией 5—15 %; 2) 26—85 мас. %,  $\text{NaCl}$  эквивалент.

При экспериментальном изучении равновесного состава флюида в субсолидусной области расплава гранитных пегматитов [Бернэм, 1970, 1982] обнаруживается неплохое совпадение с изучением сопутствующих газовой-жидких включений в вопросе возможного начального содержания солей во флюиде. Нет только ясности в отношении влияния на этот процесс начальных концентраций воды в расплаве.

Предварительное заключение из анализа ограниченных пока данных изучения расплавленных и сопутствующих включений и из указанных экспериментальных результатов позволяет полагать, что расслоение флюида можно ожидать лишь в обогащенных первоначально водой и галоидами гранитоидных и гранитовых расплавах. «Ординарные» магмы выделяют гомогенный относительно «низкосолёный» флюид.

## 2.4. О СОЛЕВЫХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ МАГМАТОГЕННЫХ ФЛЮИДОВ В ЗОНАХ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПОРОДАМИ ИЛИ МИНЕРАЛООТЛОЖЕНИЯМИ В ТРЕЩИНАХ

Имеется обширная литература по изучению состава включений в минералах руд и околорудных пород в магматогенных рудных месторождениях. Заметим, что большая часть этих данных основана только на визуальных оценках температур растворения минералов узников и криометрических данных. Весьма ограничены сведения о составе водных вытяжек, и практически нет сведений о количественном анализе состава нелетучей части индивидуальных включений.

Поэтому известные сведения о солевом составе включений только по этой причине являются полезной, но скорее полуколичественной информацией, пока единственной для генетических построений. Кратко резюмируем доступные нам на этот счет данные. На рис. 2.6 показаны соотношения между  $T$  и  $C_{\text{NaCl}}$ . Диаграмма построена на основании упомянутых в разделе 2.3 работ и ряда статей в периодических изданиях (см. далее). Нами учтены только криометрические измерения и оценки содержания солей по водным вытяжкам. По этим данным, лишь  $\sim 5\%$  флюидов во включениях имеют концентрации выше  $30 \text{ мас.}\%$  по эквиваленту  $\text{NaCl}$ , а  $\sim 10\%$  характеризуются концентрацией солей  $12\text{--}20\%$ . Основная масса флюидов имела концентрацию солей от нескольких до  $10 \text{ мас.}\%$ . Особенно часто такого рода наблюдения относятся к месторождениям типа Куроко, золотосеребряным и другим типам, связанным пространственно с вулкано-плутоническими комплексами вулканических дуг. Для редкометалльных и меднопорфировых месторождений фиксируется более сложная ситуация. По солености обычно выделяется не менее двух типов флюидов: 1) с относительно низкими концентрациями ( $5\text{--}15\%$ ) и 2) высокосолёные флюиды ( $25\text{--}40\%$ ). В ряде объектов зафиксировано появление гиперсолёных флюидов; по существу, это пересыщенные солями высокотемпературные рассолы с концентрациями  $40\text{--}60\%$  по весу. Такие образования установлены на молибденовых и меднопорфировых месторождениях Британской Колумбии [Bloom, 1981], Мексики [Sawkins, Scherckenbach, 1981], Японии [Takeuchi, 1984], Канады [Schelton, 1983], Боливии [Sugaki et al., 1985]. Аналогичная картина известна в месторождениях СССР и Монголии [Сотников и др., 1983]. На рис. 2.7 приведены материалы Л. Шелтона [Schelton, 1983], полно отражающие статистические данные по отмеченной рудной формации.

Большой интерес представляют также известные материалы о распределении соленостей флюидов в разрезе месторождений. На рис. 2.8 отражены данные по Лифудзинскому месторождению олова в Приморье [Говоров и др., 1972]. Ф. Соукинс [Sawkins, 1977] в меднопорфировых месторождениях Трансвааля отметил различные ситуации: 1) отсутствие в разведанном интервале (более  $1000 \text{ м}$ ) закономерного изменения содержания солей во флюиде, 2) некоторое увеличение вверх по

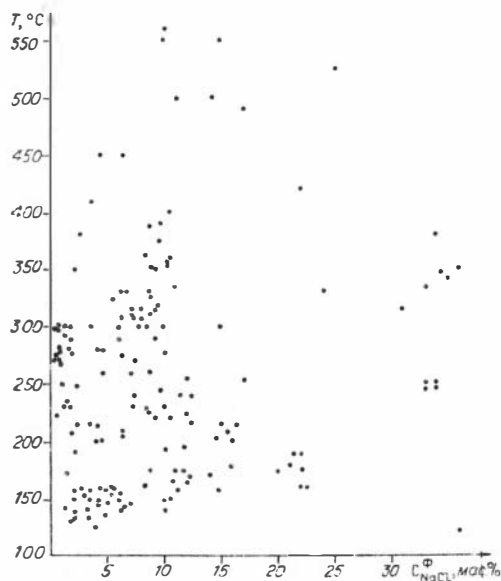


Рис. 2.6. Колебания содержания солей во флюиде (эквивалент  $\text{NaCl}$ ) с изменением температуры гомогенизации включений (аналогично полям I—III, см. рис. 2.1)

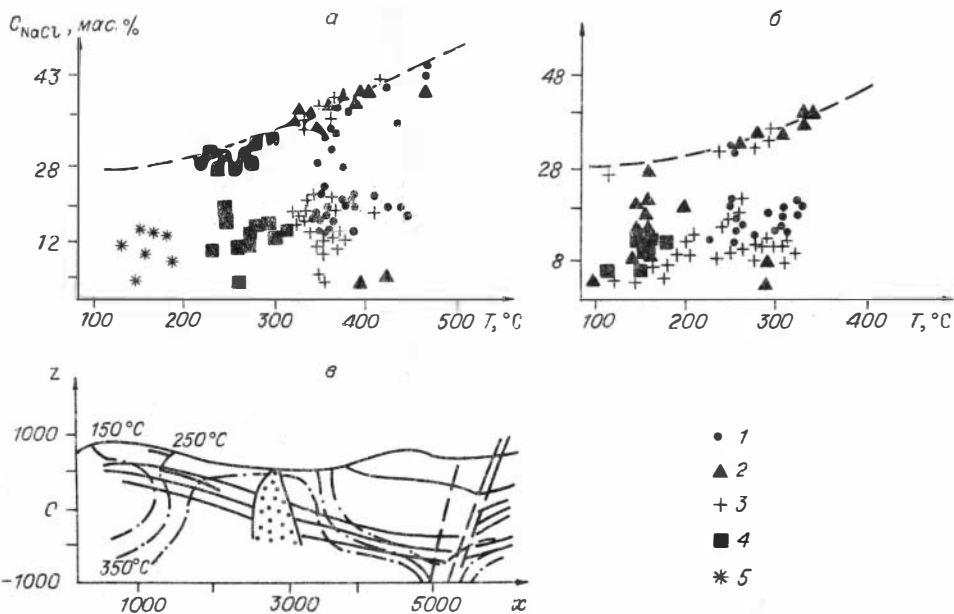


Рис. 2.7. Изменение состава газожидких включений и распределение температур в рудообразующей системе на месторождении Майнс Гесре в Квебеке (Канада).   
 а — первичные; б — вторичные включения (1—5 — стадии: 1 — ранняя, 2—5 — поздняя); в — схема разреза и изотермы «медной» стадии образования месторождения.

разрезу солености. На оловорудных месторождениях Приморья отмечается и некоторое увеличение солености с глубиной [Зональность. . . , 1980]. Характерно, что флюиды повышенной солености связаны чаще с «рудной» стадией процесса. Наиболее ранние высокотемпературные флюиды характеризуются пониженной или умеренной концентрацией солей (обычно ниже 15 % по весу). Изучение изотопов рудных элементов и околорудных пород показывает увеличение доли «грунтовых» вод по мере снижения температуры флюидов. Обобщенная схема

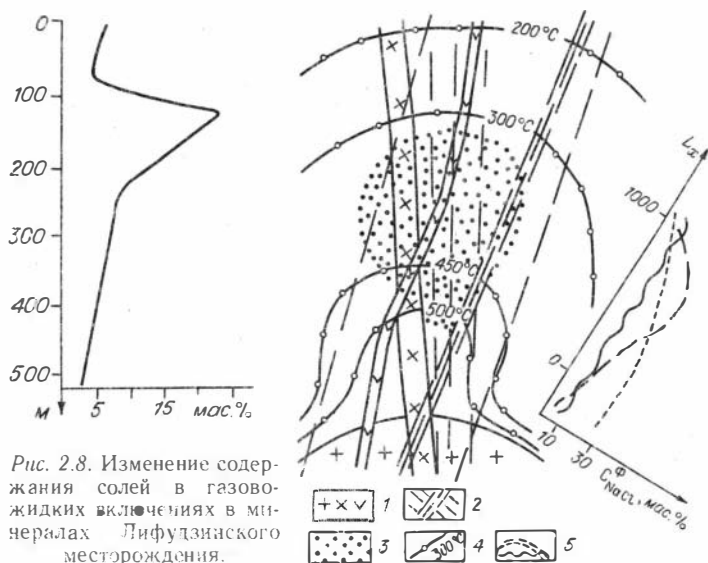


Рис. 2.8. Изменение содержания солей в газожидких включениях в минералах Лифудзинского месторождения.

Рис. 2.9. Схема структурных и термодинамических условий формирования оловорудного оруденения в Приморье (по [Зональность. . . , 1980]).   
 1 — изверженные породы; 2 — проницаемые зоны; 3 — зона рудоотложения; 4 — изотермы; 5 — качественный характер изменения содержания солей во флюиде в различных гидротермальных системах.

температурной зональности меднопорфировых месторождений и видов распределения солей по разрезу объектов показана на рис. 2.9.

Таким образом, наиболее «ранние» магматические флюиды имеют относительно низкое содержание солей. Нет «прямых» наблюдений, свидетельствующих о наличии «расслоения» флюида при субсолидусных температурах кристаллизации «ординарных» гранитоидных и гранитовых магм. Гиперсоленные флюиды появляются после отделения флюида от магмы, после их некоторого охлаждения в зоне рудоотложения при движении фильтрующегося потока от «источника» (границы кристаллизации магмы) к поверхности земли.

## **ГЛАВА III**

### **МЕХАНИЗМ ОТДЕЛЕНИЯ ФЛЮИДА ОТ МАГМЫ ПРИ ЕЕ ОХЛАЖДЕНИИ В ИНТРУЗИВНОЙ КАМЕРЕ**

● образование ортомагматической рудообразующей флюидной системы начинается с отделения флюида от охлаждающейся магмы. При этом время и механизм отделения определяют состав, а в некоторых случаях и его агрегатное состояние. Хотя этот начальный акт творения является исходным генетическим пунктом эволюции флюидных систем данного типа, описание физики этого процесса в петрологии или теории эндогенного рудообразования пока не отличается ясностью и последовательностью. Дискуссия о времени и агрегатном состоянии флюида при отделении от магмы продолжается около полувека, однако до сих пор не имеется согласованного толкования ряда важнейших генетических аспектов зарождения магматогенного флюида (см. табл. 3.1). Без определения граничных условий отделения флюида от магмы затруднительны дальнейшие построения в количественном описании динамики тепло- и массообмена в плутоногенных флюидных системах. Поэтому мы сочли необходимым обсудить термодинамические аспекты разделения компонентов магмы при ее охлаждении на флюидную (подвижную) и неподвижную (остающуюся *in situ*) фракции, из которой образуется изверженная порода.

#### **3.1. СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МЕХАНИЗМА РАЗДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ В РАСПЛАВЕ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ МАГМЫ В КАМЕРЕ И СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА ОПИСАНИЯ ДИНАМИКИ ЕЕ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ В ИНТРУЗИВНОЙ КАМЕРЕ**

Бытующие сейчас представления о возможных механизмах отделения флюида от магмы формировались с конца прошлого века до середины 30-х годов настоящего по мере накопления полевых наблюдений и экспериментов, моделирующих состав магм и фазовые превращения в них при изменении температуры и давления. Большую роль в становлении взглядов на природу магматического флюида сыграло изучение активного вулканизма и термальных систем, имеющих в пределах активных вулканических зон. А поэтому геологи, изучавшие рудные месторождения, при толковании природы рудообразующего флюида базировались главным образом на результатах изучения рудных жил, пегматов и массивных залежей руд. Другая часть исследователей исходила из интерпретации экспериментальных данных или изучения вулканизма. В результате такого рода изысканий сложились альтернативные трактовки природы рудообразующего флюида, часть которых существует до сих пор. Кратко отметим

Т а б л и ц а 3.1. Существующие толкования механизмов отделения и агрегатного состояния флюида

Дискуссионные моменты	30—40-е годы		
	К. Феннер, Н. Боуэн и др.	Э. Ингерсон, Дж. Мори и др.	Л. Грейтон и др.
Механизм отделения от магмы	Кипение и ретроградное кипение, в конечные моменты кристаллизации возможно разделение магмы на две жидкости	Испарение летучих, выделение жидкого остатка, обогащенного водой при затвердевании магмы	Расслоение остаточного магматического расплава на две жидкости: силикатную и водный раствор
Агрегатное состояние	Газовый раствор, обогащенный хлоридами металлов, летучими $\text{CO}_2$ , $\text{H}_2\text{S}$ , $\text{HCl}$ , $\text{VO}_3$ , переменное содержание воды, в которой, по-видимому, преобладает кислый газовый раствор	Постоянное отделение газового раствора, в конечные моменты кристаллизации магмы только жидкие водные растворы, обогащенные нелетучими и летучими соединениями	Жидкий водный раствор, обогащенный летучими и нелетучими веществами. Щелочной газовый раствор
Эволюция флюида при снижении температуры	Кислые растворы при снижении температуры, возможны повторные явления испарения (кипения) и конденсации	При конденсации газов появляется водный раствор, возможны повторное кипение и конденсация	Водный раствор достигает поверхности земли в виде жидкости. Вероятны в экстремальных условиях вскипание и конденсация

Примечание. Данный краткий обзор не претендует на полноту или последовательность, поскольку это не являлось нашей задачей. Мы лишь показали, что за прошедшие 40 лет со времени возникновения альтернативных трактовок, несмотря на несомненный прогресс экспериментальных результатов, в проблеме описания физики отделения флюидов от магмы существенных сдвигов не произошло. Качественные толкования явлений пятидесятилетней давности оказались столь глубокими, что не испытали существенной корректировки или глубокого развития.

существо высказываний на этот счет геологов и экспериментаторов, сыгравших определенную роль в развитии современных концепций природы рудообразующего флюида [Grout, 1926; Lindgren, 1919; Bowen, 1928; Ingerson, 1934; Fenner, 1931, 1936; Morey, 1924; Niggli, 1929; Neuman, 1948; Смирнов, 1947; Коржинский, 1972; Смит, 1968; Бернэм, 1970, 1982; Рябчиков, 1975] (табл. 3.1).

Указанные выше представления о механизме отделения и возможном агрегатном состоянии флюида для удобства дальнейших построений полезно сопоставить с изложением современного состояния описания динамики разделения компонентов при кристаллизации магм, поскольку динамика разделения (дифференциация) компонентов в магме определяет и характер, и масштабы отделения летучих от магмы. Поэтому мы прореферлируем результаты нашей предшествующей работы по данному вопросу [Шарапов, Черепанов, 1986а, б].

Из анализа существа петрогенетических моделей несложно видеть, что тела изверженных горных пород рассматриваются в них как природные отливки преимущественно алюмосиликатных расплавов, имеющих различную форму и размеры и охлаждающихся при различных термодинамических условиях в зависимости от места залегания в разрезе земной коры. При этом практически все основные особенности состава, структуры и текстуры изверженных пород определяются скоростью перемещения фронтов затвердевания расплава и характером переноса тепла и массы в камере. В настоящее время получены решения задачи динамики разделения компонентов для эвтектических и котектических магм с учетом термоконвекционных токов, связанных с усадочными явлениями и диффузионным оттеснением их компонентов кристаллическими поверхностями

60—80-е годы		
Д. С. Коржинский и др.	К. Бернэм и др.	И. Д. Рябчиков и др.
Барбатаж газовых пузырьков и диффузия воды через магматический расплав, которые называются «сквозьмагматическими растворами»	Кипение и ретроградное кипение магмы в зависимости от начального содержания $H_2O$ и $CO_2$	Разделение магмы в сублидусной области на две жидкости и газ до давлений $<1,5$ кбар, при больших давлениях отделение закритического флюида
Специального освещения этого вопроса нет. Толкование взаимодействия и состояния скорее может быть отнесено к субкритической жидкой воде или водному раствору	Газовый водный раствор с содержанием $\sim 0,35m$ NaCl; $0,2m$ KCl; $0,04m$ HCl; $0,005m$ CaCl <sub>2</sub> . Слабокислый раствор при $T \sim 700—750$ °C; $P = 1—2$ кбар	Надкритический водный флюид, содержащий хлориды металлов ( $\Sigma Cl \sim 0,02m$ ) и летучие. При расслоении имеются соответственно низкосолевого и содержащий большое количество солей флюиды с существенно разной плотностью и вязкостью
Развитие волн кислотности—щелочности из-за влияния «фильтрационного эффекта»	Кислые растворы при снижении температуры	Некоторые авторы вслед за И. Д. Рябчиковым полагают, что «газовый» флюид обладает при снижении температуры кислотной реакцией, а более плотный «солевой»—щелочной. Соответственно они взаимодействуют с вмещающими породами

в расплав, а также пузырения жидкости при ее насыщении летучими. Не имеют пока замкнутого количественного описания такие механизмы массообмена, как нестационарная динамика ликвации магмы, а также сегрегационные явления, нестационарная концентрационная и тепловая свободная конвекция. Имеющиеся попытки количественного описания накопления кристаллов на дне камеры пока не выходят за рамки весьма упрощенной схемы, которая может быть соотнесена с простейшим случаем затвердевания основных магм в интервале температур ликвидус — солидус без учета движения фронта ликвидуса, изменения размеров кристаллов и т. п. К сожалению, из-за больших формальных трудностей и отсутствия нужного экспериментального материала существенного прогресса в учете этих факторов достичь пока не удалось. Разработанные же количественные модели дают возможность предсказать развитие того или иного типа зональности интрузивных тел в зависимости от магматической фации глубинности: 1) гомодромного (прямая зональность, обычная для крупных гранитоидных интрузивов), 2) антидромного (обратная зональность), 3) промежуточного (локальное, иногда почти периодическое колебание состава пород).

Решение задач динамики кристаллизационной дифференциации для жидкостей различного состава и разных начальных и граничных условий их затвердевания показало, что квазиэвтектики могут давать либо первый, либо третий типы разделения, поскольку при затвердевании эвтектоидных магм с коэффициентом распределения меньше единицы для примесных компонентов, летучих или происходит отнесение компонентов от фронта кристаллизации, или проявляются лишь локальные флуктуации состава жидкости у фронта затвердевания, когда скорости кристаллизации меньше скорости вытеснения компонентов, которыми обогащается жидкость.

При кристаллизации котектик с эвтектикой или без таковой могут реализоваться более сложные случаи разделения. Особенности перераспределения компонентов при затвердевании такой жидкости будут зависеть от характера

Таблица 3.2. Масштабы разделения компонентов в магматических расплавах в зависимости от термодинамических условий их охлаждения

Магматическая фация глубинности	Характер разделения компонентов в магматическом расплаве	Средние скорости кристаллизации магмы в крупных плутонах, м/с	Масштабы разделения, %	
			$K_0=10^{-1}$	$K_0=10^{-3}$
Субвулканическая	Сегрегационное разделение, термоконвекционные течения, зональность антидромного, переходного типа	$10^{-8}-10^{-9}$	Локальные флуктуации содержания микрокомпонентов	
Гипабиссальная, $\Delta H \sim 1 \div 6$ км	Преимущественно локальное (ритмическая кристаллизация), сегрегационное разделение, термоконвекционные течения, появление зональности прямого, обратного и промежуточного типа	$10^{-8}$	1 ÷ 2	5 ÷ 25
Мезоабиссальная, $\Delta H \sim 6 \div 10$ км	Диффузионная направленная кристаллизация, затухание концентрационного переохлаждения Зональность в интрузивах преимущественно прямого типа вследствие проявления перехода от диффузионной к квазиравновесной направленной кристаллизации	$10^{-9} \div 10^{-10}$	1 ÷ 3	25 ÷ 400
Абиссальная, $\Delta H \sim 10 \div 15$ км	Квазиравновесное разделение компонентов, зональность в массивах прямого типа	$10^{-10} \div 10^{-11}$	300 ÷ 700	900 ÷ 1000
Ультраабиссальная, $\Delta H \sim 10 \div$ граница Мохо	Квазиравновесное разделение компонентов, зональность прямого типа	$10^{-11} \div 10^{-12}$	700 ÷ 800	1000

движения расплава и изотерм (изоконцентрат) в гетерофазной зоне. Если при кристаллизации отсутствует или весьма мала усадка, то не будет проходить макросегрегация компонентов в затвердевающей части системы, что, собственно, реализуется при весьма высоких скоростях кристаллизации.

Анализ динамики тепло- и массопереноса позволяет выявить следующие особенности затвердевания интрузивов: 1) если имеется объемная усадка при затвердевании, то появляется межкристалльный поток жидкой фазы. Когда компонента скорости движения расплава совпадает с направлением движения изотермы, но по величине превосходит ее, элементарный объем жидкости будет попадать со временем в более горячую область, вызывая подплавление твердой фазы. Следствием этого процесса может быть появление полосчатой текстуры с образованием сегрегационных полос; 2) если поток жидкости движется против направления роста главных осей кристаллов, то краевые зоны массивов могут обогащаться компонентами, концентрирующимися в остаточном расплаве.

Решение задачи динамики кристаллизации расплава в интервале температур позволяет сформулировать критерии проявления того или иного типа разделения компонентов: 1) если границы солидуса и ликвидуса движутся с одинаковыми скоростями, то формируется незональный интрузив; 2) если со временем происходит расширение гетерофазной зоны, т. е. скорость движения

фронта ликвидуса много больше таковой для солидуса, то возможно развитие антидромного типа дифференциации; 3) если со временем размер гетерофазной зоны сокращается, то компоненты с коэффициентом распределения меньше единицы накапливаются в центральной области интрузива, т. е. реализуется гомодромный тип дифференциации. Этот тип разделения вероятен в том случае, когда объемная доля эвктики велика, а скорости кристаллизации малы.

Формирование фаций тел изверженных пород обусловлено резко различными скоростями кристаллизации расплава в начальные и последующие моменты затвердевания магмы в камере и наличием разделения ее компонентов и фаз в процессе кристаллизации. При этом высокие скорости кристаллизации могут существенно затормозить или вообще «заморозить» макроскопическое разделение компонентов в твердеющей магме. При определенных соотношениях величин скоростей кристаллизации и диффузии компонентов в расплаве макроскопического разделения вообще не происходит, а формируются только зональные кристаллы, иногда с осциллирующим типом зональности.

В некотором диапазоне глубин структура изверженных пород вблизи контакта отличается от таковой в центральной части массива. Такие эндоконтактные породы называют «фацией закалки», «контактной группой» и т. п.

Зависимость структуры и состава пород от условий охлаждения жидкости может быть количественно описана с помощью неравновесных моделей кристаллизации, в которых учитывается кинетика затвердевания и роста кристаллов. Число возникающих зародышей кристаллов и скорость их роста являются функциями переохлаждения расплава в гетерогенной зоне. Если для известной диаграммы состояния силикатного расплава построить зависимость числа центров кристаллизации для различных условий охлаждения и сопоставить их с наблюдаемыми кривыми распределения элементов структуры изверженных пород в разных фациях тел изверженных пород, то можно будет оценить не только изменение условий охлаждения интрузивов, но и понять соотношение градиентов температур в эндоконтактных зонах. Иными словами, восстановить с большой полнотой количественную картину становления интрузивных тел в зависимости от размера плутона, морфологии, начального состава расплава и т. п.

Однако практическое использование как равновесных, так и неравновесных моделей сталкивается пока с рядом существенных трудностей из-за отсутствия полевых данных определенного типа и материалов физического моделирования процессов кристаллизации интрузивов. Для успешного применения количественных моделей петрогенеза необходимы данные о зависимости коэффициентов распределения от состава жидкости и скорости кристаллизации, диаграммы состояния для реальных расплавов, кинетические параметры. Полевые материалы также должны содержать количественные сведения о структуре и текстуре пород, а также о строении кристаллов минералов переменного состава по разрезам интрузивных тел. Таких данных пока не имеется. Это основная причина крайне ограниченных возможностей применения теории динамики дифференциации магм в практических ее приложениях и развития учения о магматических фациях путем создания количественной теории магматогенных процессов в земной коре.

Другие ограничения этого подхода связаны с существом физики кристаллизации многокомпонентных жидкостей при изменении температуры и давления. Отметим основные из них. Эффективный коэффициент распределения [Киргинцев и др., 1977] является функцией ряда параметров и наиболее существенно зависит от скорости кристаллизации. Существует такая область его малых значений, где он становится практически постоянным. Следовательно, с некоторых глубин затвердевания интрузивов характер разделения будет зависеть не от внешних условий их охлаждения, а определяться только составом жид-



Т а б л и ц а 3.3. Классы МФС, выделяемые по структурно-временной сопряженности с магматическими

Магматическая фация глубинности	Характер разделения компонентов в магматическом расплаве при охлаждении	Тип МФС
Субвулканическая	Бездиффузионный, термоконвекционный, начало проявления сегрегационного разделения	Структурно-сопряженный
		Генетически связанный
Гипабиссальная	Бездиффузионный, диффузионный характер направленной кристаллизации с широким развитием термоконвекционных токов и сегрегационных явлений. Появление всех типов зональности в крупных магматических телах (прямой, обратной и промежуточной)	Структурно-сопряженный
		Генетически связанный
Мезоабиссальная	Диффузионная направленная кристаллизация, затухание термоконвекционного разделения. Преобладание прямой зональности в интрузивных массивах	Структурно-сопряженный
		Генетически связанный
Абиссальная	Квазиравновесная направленная кристаллизация магм, развитие прямой зональности в массивах изверженных пород	Генетически связанный
Ультраабиссальная	Возможны квазиравновесная направленная кристаллизация магм, прямая зональность в массивах изверженных пород; сегрегационное разделение фаз в магматических очагах за счет архимедовых сил и свободного конвектирования	Генетически связанный

кости и диаграммой ее состояния при данных  $T$  и  $P$ . Сейчас мы не имеем возможности определенно указать эту область скоростей кристаллизации магм, но из предварительных расчетов можно ожидать, что при их значениях ниже  $n \cdot 10^{-10} - 10^{-11}$  м/с такая ситуация вполне вероятна. Количественные и качественные оценки характера разделения компонентов в магме приведены в табл. 3.2, 3.3.

Далее структурные различия пород, формирующиеся из жидкостей одинакового состава, также будут иметь место до определенных величин переохлаждения расплава и скоростей изменения переохлаждения. Каких именно, сказать сейчас трудно, так как пока удалось получить лишь предварительные теоретические оценки, требующие экспериментальной проверки. Все перечисленные динамические особенности затвердевания магм сказываются не только на механизме накопления или отделения летучих от расплава, но и на их перемещении в изверженной породе, так как проницаемость пород зависит от структуры, что в первую очередь связано с типом дифференциации магмы и глубиной разделения ее компонентов. Поскольку все известные летучие, содержащиеся в магмах, имеют коэффициент распределения между кристаллами и жидкостью

Тип «источника» флюида и механизм поддержания существования «источника»	Возможные $T$ и $P$ в «источнике» флюида
Термодиффузионный подток поровых вод; свободное конвектирование в окрестностях магматического тела; напорный подток поровых вод в интрузивное тело после охлаждения ниже критической точки порового флюида	$T$ — от нескольких десятков градусов до 300—400 °С в конвектирующих системах, 500—700 °С в термодиффузионных, $P$ — от нескольких до десятков атмосфер
Вскипание магмы после интрузии, отделение летучих при затвердевании магмы в камере в виде фильтрационного потока на границе «изверженная порода—магма»	$T$ —800—1100 °С, $P$ от десятков до сотен атмосфер
Свободное конвектирование порового флюида в окрестностях магматического тела; подток порового флюида в интрузивное тело после охлаждения до критической точки порового флюида	$T$ — от десятков до 300—400 °С, $P$ — десятки или сотни атмосфер
Вскипание магмы после интрузии, отделение летучих в виде фильтрационного потока на границе «изверженная порода—магма»	$T$ —700—1100 °С, $P$ — сотни атмосфер
Затухание свободного конвектирования в связи с уменьшением связанной пористости в осадочных породах, преобладание подтока трещинных вод в охлаждающиеся массивы изверженных пород	$T$ —от сотни до 300—400 °С, $P$ — первые сотни атмосфер
Отделение летучих в виде фильтрационного потока на границе «изверженная порода—магма». Кипение расплава при ассимиляции карбонатных пород, солей, гипсов	$T$ ~670—1000 °С, $P$ ~сотни и тысячи атмосфер
Отделение летучих в виде фильтрационного потока на границе «изверженная порода—магма»; в магматических очагах вероятно насыщение верхних горизонтов и за счет свободного конвектирования	$T$ ~670—1000 °С, $P$ ~несколько тысяч атмосфер
Отделение летучих в виде фильтрационных потоков на границе «изверженная порода—магма»; насыщение летучими верхних горизонтов магматических очагов при конвектировании	$T$ ~670—1200 °С, $P$ ~несколько тысяч атмосфер

меньше единицы, то их отделение должно быть определенным образом связано с начальным составом магмы, размерами и масштабами закристаллизованности интрузивных тел, а также глубиной их охлаждения.

### 3.2. КАЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ОТДЕЛЕНИЯ ФЛЮИДА ОТ МАГМЫ

Краткое рассмотрение толкований природы рудообразующего флюида показывает, что практически все известные в физической химии механизмы разделения компонентов в многокомпонентных растворах, испытывающих агрегатные превращения при изменении температуры и давления, использовались геологами для объяснения природы рудообразующего флюида: испарение, кипение, ликвация, ретроградное кипение. Существенно, однако, то, что эти построения не были сопоставлены с динамикой охлаждения интрузивных тел и масштабами перераспределения компонентов в магме в зависимости от термодинамических условий их охлаждения. Отметим, что количественных моделей макроликвации магматических расплавов, описывающих динамику разделения жидкостей,

по-видимому, пока нет. Поэтому содержательное обсуждение модели Сперра и его современных последователей для нас затруднительно. Этот процесс в наших построениях не учитывается, поскольку, как показывает изучение газово-жидких и иных включений в рудах и околорудных породах плутоногенных месторождений, нет оснований полагать, что (за исключением некоторых медно-никелевых, хромитовых и титано-магнетитовых «магматических» и других руд) большинство формационных типов ортомагматических месторождений возникло не из «рудных» ликватов, а из водно-солевых флюидов, в которых рудные компоненты составляют лишь весьма незначительную долю растворенных веществ. Мы остановимся на изложении тех соображений о характере отделения флюида от магмы при ее охлаждении в камере, которым затем будет дано количественное описание.

Отметим, что полное описание этих механизмов было предложено Дж. Мори [Morey, 1924; Morey, Ingerson, 1937], Н. Боуэном [Bowen, 1928] и К. Феннером [Fenner, 1936]. На русском языке имеется специальная работа, где подробно и последовательно изложены все эти соображения [Природа. . ., 1946]. Поэтому мы лишь отметим существо физики процессов отделения летучих от магматического расплава. Достаточно часто явно или неявно предполагается, что в магматическую камеру при интрузии поступает гомогенный расплав (это справедливо во всех случаях для эвтектик). При снижении напора в магматической жидкости, скорее всего в головной части колонны, общее давление может оказаться ниже парциального какого-то летучего. Им может быть плохо растворимый в магме газ (благородные азот, водород или двуокись углерода). В этом случае в расплаве возникнут газовые пузырьки, которые могут подниматься к контакту интрузива. Для этого процесса предложено название «дистилляция». Аналогичная ситуация может проявиться при ассимиляции карбонатных пород, солей или гипсов. При развитии процесса кристаллизации магмы насыщение расплава летучими будет происходить за счет оттеснения их фронтом кристаллизации растущих кристаллов. Здесь могут реализоваться две ситуации: кристаллизация эвтектик (рис. 3.1) и котектик (рис. 3.2).

При достижении определенной концентрации летучего в жидкости, когда его парциальное давление станет больше литостатического, начнется образование пузырей (газовых «пор» в жидкости). Они могут при «набегании» фронта кристаллизации (солидуса) захватываться в кристалл или образовывать газосадочные поры вдоль границ кристаллов, по которым флюид из пузырьков будет фильтроваться по порам изверженных пород. Такой процесс может продолжаться до тех пор в интрузивном массиве по мере перемещения фронтов ликвидуса и солидуса в его недрах, пока давление в жидкости не превысит парциального давления летучих. После этого рассматриваемое кипение (называемое петрологами ретроградным) прекратится. Лишь на фронте солидуса в «последних» каплях расплава возможно выделение флюидов в виде газовых пузырьков или специфических рассолов — расплавов, или двухфазных субстанций типа газ + рассол. Этим собственно и исчерпывается процесс «отделения» летучих от магмы. В порых изверженной породы газовые смеси или расплавы — рассолы фильтруются против градиента давления со скоростью, которая определяется рядом параметров. Динамика этого процесса более подробно будет рассматриваться в последующих главах. Здесь же мы кратко отметим узловые моменты попыток построить количественную модель динамики отделения летучих от магмы при ретроградном кипении, которые начались более шести десятилетий назад. Дж. Мори [Morey, 1924] впервые на основе анализа диаграммы состояния системы «силикат + летучий» сформулировал общие закономерности отделения воды (летучих) при кристаллизации первоначально ненасыщенного летучим силикатного расплава. В это же время независимо и более полно качественная картина ретроградного кипения магмы и формирова-

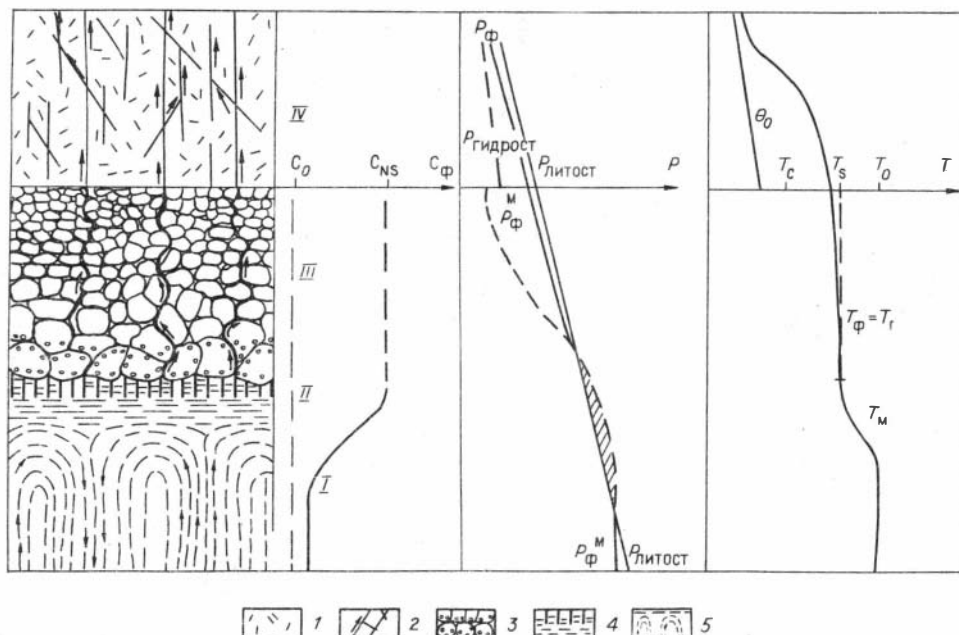


Рис. 3.1. Термодинамические и структурные условия развития ретроградного кипения эвтектоидных магм.

1 — вмещающие трещиноватые (проницаемые) породы; 2 — трещины и направления движения флюида; 3 — изверженная порода, стрелками показаны возможные направления фильтрации флюида; 4 — зона пузырения расплава у фронта кристаллизации; 5 — свободное конвектирование в расплаве (стрелки — линии тока в магме). I—IV — области: I — недосыщенности магмы летучим, II — развития ретроградного кипения, III — фильтрации флюида в эндоконтакте и IV — в экзоконтакте интрузива. Здесь и далее  $C_0$  — начальное содержание летучего,  $C_{NS}$  — концентрация насыщения магмы летучим,  $C_{\Phi}$  — содержание летучего в магме,  $P_{гидрост}$  — гидростатическое давление в поровом флюиде вмещающих пород,  $P_{\Phi}^m$  — парциальное давление летучего в магме до начала кипения,  $P_{\Phi}$  — давление в фильтрующемся магматическом флюиде,  $P_{литост}$  — литостатическое давление.  $\theta_0$  — начальное распределение температур во вмещающих породах,  $T_c$  — температура контакта в момент начала кристаллизации магмы,  $T_s$  — температура солидуса,  $T_m$  — температура магмы,  $T_{\Phi}$  — температура флюида,  $T_p$  — температура пород. Заштрихована область кипения магмы.

ния рудоносного флюида была обсуждена П. Ниггли [Niggli, 1929]. После этого прошло достаточно много времени, когда Г. Ньюмен [Neuman, 1948] сумел на основе уравнения Шейля описать характер разделения нелетучих примесных компонентов между тремя фазами (твердой, жидкой и летучей) при кристаллизации ненасыщенной летучими магмы. Затем потребовалось еще больше времени, чтобы обсудить динамику равновесного насыщения расплава летучим при кристаллизации изолированного объема магматического расплава [Whitney, 1975].

В последнее десятилетие было проведено много экспериментальных, полевых и теоретических исследований, существенно расширивших информацию о типах дифференциации магм и разделения в них компонентов, соотношений между становлением плутонов и формированием связанных с ними месторождений, изучения диаграмм состояния силикатных расплавов, содержащих летучие в широком интервале давлений и составов. Для отдельных формационных типов ортомагматических рудных месторождений появились содержательные модели, учитывающие динамику разделения малых элементов между фазами в процессе кристаллизации ненасыщенных водой магм в интрузивной камере. Наиболее последовательно этот вопрос оказался рассмотренным для медно-молибденовых месторождений [Candela, Holland, 1984]. Случай кристаллизации насыщенных квазиэвтектик обсуждался А. С. Калининым [1975; Кали-

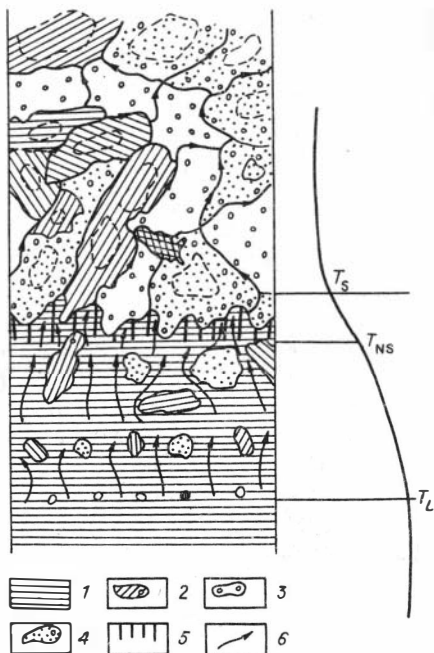


Рис. 3.2. Схема развития ретроградного кипения при кристаллизации котектик (объемная кристаллизация).

1 — магматическая жидкость; 2 — кристаллы плагиоклаза; 3 — калиевого полевого шпата; 4 — кварца; 5 — зона пузырения расплава в гетерофазной зоне; 6 — направление термоконвекционных токов жидкости.  $T_L$  — температура ликвидуса,  $T_{NS}$  — температура насыщения расплава летучим,  $T_S$  — температура солидуса.

нин и др., 1980]. В своих работах он учитывал механизм разрядки термоупругих напряжений над штоком гранитов. Эти и другие работы, в которых обсуждаются проблемы ретроградного кипения магм и формирования магматических флюидов, имеют следующие общие недостатки: 1) в них не учитывается связь между скоростью кристаллизации и насыщением магмы; 2) не рассматривается сам механизм отделения летучего и его перемещения из расплава во вмещающие породы; 3) нет учета влияния фильтрующегося из магмы флюида на темп и вид охлаждения интрузива, т. е. не рассматривается реальная динамика температурной эволюции ортомагматической флюидной системы. Но эти моменты являются фундаментальными для ана-

лиза и отделения летучих с определенной солевой «нагрузкой» и динамики тепло- и массообмена в рудообразующих системах.

Учитывая это, в последующих разделах мы обратимся к анализу термодинамики ретроградного кипения и динамики отделения летучих.

### 3.3. ТЕРМОДИНАМИКА РЕТРОГРАДНОГО КИПЕНИЯ МАГМЫ В ИНТРУЗИВНОЙ КАМЕРЕ

Выше были обсуждены возможные механизмы отделения летучих от магмы. Одним из наиболее важных из них, вероятно, является ретроградное кипение расплава в процессе кристаллизации. Рассмотрим термодинамику данного процесса для наиболее общего случая возможных составов магм — котектического. Выясним термодинамические условия пузырения магмы при ее кристаллизации. Их можно с достаточной полнотой описать уравнением вида

$$P_g = P(z_i) - \Delta P_\Sigma + 2\sigma/r_p, \quad (3.1)$$

где  $P_g$  — суммарное парциальное давление летучих в магме,  $z_i$  — текущая координата начала затвердевания гетерофазной зоны,  $\sigma$  — поверхностное натяжение магмы,  $r_p$  — начальный размер флюидного пузырька,  $\Delta P_\Sigma = \Delta P_g + \Delta P_\mu$  — суммарные потери давления против сил тяжести ( $\Delta P_g$ ) и на вязкое течение ( $\Delta P_\mu$ ).

Далее будем рассматривать случай кристаллизации плоского интрузивного тела. Для него вертикальная координата  $z$  совпадает с направлением силы тяжести. Считаем, что начало отсчета находится на поверхности земли. Тогда  $\Delta P_\Sigma = \rho g(z_i - z_p) + \Delta P_\mu$ , где  $z_p$  — координата фронта начала кипения (появления газового пузырька). В таком случае (3.1) может быть записано как

$$P_g = \rho g z_p + \Delta P_\mu + 2\sigma/r_p. \quad (3.2)$$

Если учесть проведенные ранее расчеты [Шарапов, Черепанов, 1986а, б],

то несложно обнаружить, что второй и третий член (3.2) существенно меньше первого (более чем на один-два порядка). Поэтому в дальнейшем будет использоваться лишь приближенная зависимость (3.2):

$$P_g = \rho g z_p. \quad (3.3)$$

Экспериментальные данные [Минералы, 1974] указывают на существование степенной зависимости парциального давления летучих от их концентрации в силикатном расплаве:

$$C_g = K_l P_g^{1/j} \text{ или } C_g = (\rho g z_p)^{1/j} K_l. \quad (3.4)$$

Для простоты будем рассматривать трехкомпонентный расплав:  $C_A$  — растворитель (сеткообразователь);  $C_1$  — нелетучий компонент — примесь (модификатор);  $C_2 = C_g$  — летучий компонент;  $K_i$  — коэффициент распределения  $i$ -го компонента ( $i = 1, 2$ );  $C_{i_0}$  — начальная концентрация  $i$ -го компонента. Допускаем также, что распределение концентраций приближенно подчиняется правилу «неравновесного рычага»:

$$C_i = C_{i_0} / f_l^{1-k_i}. \quad (3.5)$$

Кристаллизация в гетерофазной зоне пусть отвечает условию квазиравновесия, когда температура ликвидуса определяется как

$$T = T_L(C_1, C_2, P). \quad (3.6)$$

Аппроксимируем величину  $T$  линейной функцией переменных  $C$  и  $P$ :

$$T_L = T_{L_0} - \beta_1(C_1 - C_{1_0}) - \beta_2(C_2 - C_{2_0}) + \beta_p(P - P_a). \quad (3.7)$$

Из (3.3), (3.6) получим

$$T = T_{A_0} - \sum_{i=1}^2 \beta_i C_{i_0} f_l^{k_i - 1} + \beta_p \rho g z_p, \quad (3.8)$$

где  $T_{A_0} = T_{L_0} + \sum_{i=1}^2 \beta_i C_{i_0} - \beta_p P_a$  — сечение жидкой фазы, где возникает газовый пузырек при достижении давления насыщения расплава летучим. Учитывая (3.4) и (3.7), получим

$$\left( \frac{C_{2_0}}{k_l f_{l_p}^{1-k_2}} \right)^j = \rho g z_p. \quad (3.9)$$

Из этого уравнения можно оценить равновесные термодинамические условия проявления ретроградного кипения в зависимости от их начального содержания в магме, размеров и глубины залегания плоского интрузива:

$$f_{l_p} = \left[ \frac{C_{2_0} / K_l}{(\rho g z_p)^{1/j}} \right]^{1/(1-k_2)}. \quad (3.10)$$

Из анализа (3.10) следует, что в первоначально ненасыщенной летучими магме в крупном интрузивном теле должна существовать область ретроградного кипения, которая меньше его вертикального размера. Иными словами, при кристаллизации интрузивных тел ретроградному кипению расплава соответствует область между фронтами насыщения  $f_{l_p}$  и прекращения кипения  $f_{l_E}^*$ . Последний будет совпадать с концом зоны затвердевания  $f_{l_E}$ .

Положим  $T = T_E$ :

$$T_E = T_{A_0} - \sum_{i=1}^2 \beta_i C_{i_0} \hat{f}_{i_E}^{k_i - 1} - \beta_p \rho g z_p. \quad (3.11)$$

Для численных расчетов ниже будут использованы экспериментальные данные по системам  $\text{SiO}_2 + \text{Ab} + \text{H}_2\text{O}$  и  $\text{An} + \text{Di} + \text{H}_2\text{O}$  [Минералы, 1974]. Зависимость  $T_E$  для этих систем можно представить в виде

$$T_E = T_{E_0} - \sum_{i=1}^2 \alpha_i C_{i_0}^i - \beta_p \rho g z_p. \quad (3.12)$$

Приравняв правые части (3.11) и (3.12), получим уравнение для нахождения  $\hat{f}_{i_E}$ :

$$\sum_{i=1}^2 \beta_i C_{i_0} \hat{f}_{i_E}^{k_i - 1} - T_{A_0} + T_E - \sum_{i=1}^2 \alpha_i C_{i_0}^i = 0. \quad (3.13)$$

Поскольку для указанных систем  $k_i \ll 1$ , то, положив  $k_i \simeq 0$  в (3.13), получим явное выражение для  $\hat{f}_{i_E}$ :

$$\hat{f}_{i_E} = (T_{A_0} - T_E + \sum_{i=1}^2 \alpha_i C_{i_0}^i)^{-1} \cdot \sum_{i=1}^2 \beta_i C_{i_0}. \quad (3.14)$$

Из (3.9) следует, что начальное содержание летучего, при котором возможно ретроградное кипение при рассматриваемом давлении в интрузиве, можно определить из неравенства

$$C_{2_0} - \hat{f}_{i_E}^{1-k_2} K_l (\rho g z_p)^{1/i} > 0. \quad (3.15)$$

Прекращение ретроградного кипения будет при этом отвечать глубине

$$z_p^* \leq \frac{1}{\rho g} \left( \frac{C_{2_0}}{k_l \hat{f}_{i_E}^{1-k_2}} \right)^i. \quad (3.16)$$

Для эвтектических расплавов термодинамические условия развития ретроградного кипения можно оценить из анализа следующей математической модели [Шарапов, Черепанов, 1987]:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \alpha_i \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad i = 1, 2; \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial C_g}{\partial t} = D_g \frac{\partial^2 C_g}{\partial z^2}; \quad (3.18)$$

$$T_1 |_{t=0} = T_0; \quad C_g |_{t=0} = C_{g_0}; \quad (3.19)$$

$$T_1 |_{z \rightarrow \infty} \rightarrow T_0; \quad C_g |_{z \rightarrow \infty} \rightarrow C_{g_0}; \quad T_2 |_{z=0} = T_c; \quad (3.20)$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=z_f-0} = \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=z_f+0} + \kappa_0 \rho z'(t); \quad (3.21)$$

$$T_i |_{z=z_f} = T_E(C_g, P) |_{z=z_f}; \quad (3.22)$$

$$D_g \frac{\partial C_g}{\partial z} \Big|_{z=z_f} = -(1 - k_g) C_g z'_f(t) \Big|_{z=z_f}. \quad (3.23)$$

Штрих означает производную по  $t$ ;  $D_g$  — коэффициент диффузии летучего в магме;  $a$  — температуропроводность;  $\lambda$  — теплопроводность; индекс 1 — жидкая фаза, 2 — твердая фаза,  $z=0$  — координата контакта интрузива,  $z=z_f$  — координата фазового фронта.

$$T_E = T_{E_0} - \alpha_1 C_g. \quad (3.24)$$

Решение ищется в принятом для этого класса задач виде

$$z_f = 2\xi_0 \sqrt{a_1 t}, \quad (3.25)$$

находится из решения трансцендентного уравнения

$$\begin{aligned} & \sqrt{a_1/a_2} \exp \left[ -\frac{a_1 \xi_0^2}{a_2} \right] (T_{E_0} - \alpha_2 N - \alpha_2 N^2 - T_\rho) / \operatorname{erfc}(\xi_0) = \\ & = \lambda_1/\lambda_2 \cdot (T_\bullet - T_{E_0} + \alpha_1 N + \alpha_2 N^2) \exp(-\xi_0^2/\operatorname{erfc}(\xi_0)) + \\ & + \kappa_0 a_1 \xi_0 \sqrt{\pi}/C_g a_2 \end{aligned} \quad (3.26)$$

где

$$N = C_{g_0} - \frac{C_{g_0} (1 - k_g) \xi_0 \operatorname{erfc}(\sqrt{a_1/D_g} \cdot \xi_0)}{(1 - k_g) \xi_0 \operatorname{erfc}(\sqrt{a_1/D_g} \xi_0) - \exp(-a_1 \xi_0^2/D_g) \sqrt{D_g/\pi a_1}};$$

$\xi = z/2\sqrt{a_1 t}$ ;  $\alpha$  — модуль наклона кривой температуры эвтектики, содержащей летучие при изменении давления. Парциальное давление летучего в магме у фронта кристаллизации определяется как

$$C_g |_{z \approx z_f} = C_{g_f} = \frac{C_{g_0}}{1 - (1 - k_g) \xi_0 \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{a_1}{D_g} \xi_0} \right) \sqrt{\frac{\pi a_1}{D_g}} \exp \left( \frac{a_1 \xi_0^2}{D_g} \right)}. \quad (3.27)$$

Учитывая, что  $C_g = K_l l^i$ , можно оценить парциальное давление  $P_{g_f}$  летучего у фронта кристаллизации:

$$P_{g_f} = \left[ C_{g_0}/K_l / 1 - (1 - k_i) \xi_0 \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{a_1 \xi_0^2}{D_g}} \right) \sqrt{\frac{\pi a_1}{D_g}} \exp \left( \frac{a_1 \xi_0^2}{D_g} \right) \right]^i. \quad (3.28)$$

тогда время начала кипения магмы можно определить по неравенству

$$z_n(t_n) = \frac{P_{g_n} - \rho g z_c - 2\sigma/r_p}{g\rho} \geq 0. \quad (3.29)$$

Соответственно координата конца ретроградного кипения  $z_p^*$  определяется по соотношению

$$z_p^* < 0, \text{ где } z_p^* = (P_{g_f} - \rho g z_c - 2\sigma/r_p) / g\rho. \quad (3.30)$$

Для расчетов по (3.15), (3.16) определены следующие параметры (размерность в системе СИ): 1)  $\text{SiO}_2 + \text{Ab} + \text{H}_2\text{O}$ :  $T_A = 1962$  К;  $T_{E_0} = 1336,6$  К;  $\beta_1 = 14,2$ ;  $\beta_2 = 40$ ;  $\rho = 2,2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $\beta_p = 1,25 \cdot 10^{-7}$ ;  $j = 2$ ;  $K_l = 3 \cdot 10^{-4}$ ;  $\alpha_1 = 53,4$ ;  $\alpha_2 = 2,5$ ;



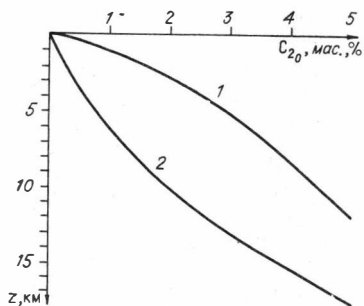


Рис. 3.3. Критические начальные концентрации воды в гранитовой (1) и базитовой (2) магмах, при которых на данной глубине возможно ретроградное кипение в интрузивной камере.

2)  $An + Di + H_2O$ :  $T_{A_0} = 1863$  К;  $T_{E_0} = 1541$  К;  $\beta_1 = 5,05$ ;  $\beta_2 = 41,7$ ;  $\beta_p = 1,25 \cdot 10^{-7}$ ;  $j = 0,8$ ;  $K_f = 10^{-6}$ ;  $\alpha_1 = 21,36$ ;  $\alpha_2 = 0$ .

Данные расчетов приведены на рис. 3.3. Отметим, что при всей полезности данных соотношений для общей оценки условий развития ретроградного кипения в кристаллизующихся магмах они не пригодны для анализа динамики

отделения флюида. Для обсуждения эволюции УФС необходимо развить этот подход, чтобы связать изменение термодинамических и структурных факторов, определяющих достижение условий кипения, фильтрацию флюидов при интрузии к поверхности земли.

#### 3.4. ДИНАМИКА ОТДЕЛЕНИЯ ФЛЮИДА ОТ МАГМЫ ПРИ РЕТРОГРАДНОМ КИПЕНИИ МАГМ

При описании динамики ретроградного кипения магм необходимо учитывать термодинамические и структурные условия охлаждения интрузивных тел. Достаточно подробно эти проблемы нами уже обсуждались [Шарапов, Черепанов, 1986а, б]. Поэтому в данном разделе с учетом изложенного выше мы сформулируем общую постановку задачи и прокомментируем ту ее численную реализацию, которую удалось к настоящему времени получить на основе известных экспериментальных и полевых данных (см. гл. I, II), а также доступного для расчетов парка ЭВМ.

В общем виде задача динамики ретроградного кипения магм может быть сформулирована следующим образом: необходимо дать количественное описание тепло- и массообмена при кристаллизации изолированного объема первоначально ненасыщенной летучими магмы в процессе ее охлаждения в известных структурных и термодинамических условиях земной коры. При этом геолога-рудника интересует существенно больший спектр вопросов, чем петролога. По-видимому, верным будет сказать, что генезис флюидогенных ортомагматических систем начинается там, где заканчивается петрология изверженных пород. Но поскольку флюидная система является конечным эфирным продуктом кристаллизации магмы, постольку геологу-руднику необходимо быть и петрологом. По этой причине мы вынуждены рассматривать динамику кристаллизации интрузивных тел в условиях различных магматических фаций глубинности с учетом характера прогресса вмещающих пород при протекании метаморфических (метасоматических) процессов, влияния структуры вмещающих и изверженных пород на процесс теплообмена с вмещающими породами, а следовательно, и динамику насыщения и отделения летучих. Элементы математической постановки такой задачи уже рассматривались нами ранее [Дударев и др., 1972; Голубев, Шарапов, 1974; Шарапов, Голубев, 1976; Шарапов, Черепанов, 1986а, б]. Поэтому ниже мы приводим только запись этой задачи с весьма краткими комментариями, которые касаются лишь не обсуждавшихся до этого проблем ее решения.

В ранее выполненных нами, равно как и в работах других исследователей, в явном виде не увязывался расход флюида, отделяющегося от магмы со структурными характеристиками горных пород (эффективная пористость, проницаемость), которые сами являются зависящими от начального состава жидкости

и условий ее насыщения летучими при образовании интрузивных пород. Поэтому в предлагаемой постановке задачи динамики эволюции ОФС этот аспект мы пытаемся учесть как построением некоторой специальной теории [Черепанов, 1983; Шарапов, Черепанов, 1986а, б], так и ее корректировкой на основе известных экспериментальных данных об этих параметрах (см. гл. I). Это обстоятельство является ключевым для описания эволюции ОФС. Необходимо учитывать, что в системе интрузив—вмещающие породы после протекания метаморфических изменений во вмещающих породах и образования корки изверженных пород в кровле интрузива мощностью не менее 0,5 км могут образовываться локальные зоны трещиноватости, пересекающие интрузив и вмещающие породы (их размеры и морфология отмечены в гл. I). Начиная с этого момента времени в истории развития ОФС происходят существенные изменения. Данное обстоятельство также учтено в постановке задачи эволюции тепло- и массообмена ОФС.

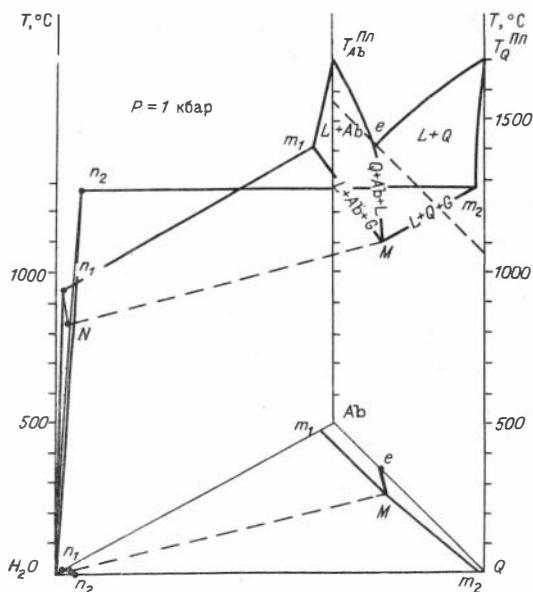
Нами обсуждается кристаллизация плоских горизонтально залегающих интрузивов, вертикальные размеры которых согласуются с полевыми данными о «рудоносных» массивах. Чрезвычайная сложность рассматриваемой задачи заставила нас прибегнуть к ряду упрощений, связанных или с возможностями доступных нам ЭВМ, или неразработанностью теорий, позволяющих учитывать некоторые возможные физические явления. В частности, мы не учитываем структурные осложнения кровли массивов выступами в форме куполов или штоков, провесы кровли внутри камеры и процессы ассимиляции ксенолитов вмещающих пород. Не удалось учесть свободное конвектирование магмы и ускорение ее насыщения за счет выделения летучих на нижнем фронте насыщения жидкости, поскольку нет ясности в том, как это сделать. Следовательно, нами могут быть получены несколько завышенные времена насыщения и температуры в центре камеры.

Мы считали, что после полного затвердевания интрузива процесс отделения летучих заканчивается. Очевидно, это не так — расход флюида из массива должен еще некоторое время падать. Но нам не известно, как описать этот процесс количественно. Таким образом, конечные моменты эволюции ОФС не имеют в предлагаемой постановке последовательного количественного освещения. Другие обстоятельства, учтенные или неучтенные в нашей постановке задачи динамики ретроградного кипения, будут обсуждены при анализе результатов решения и описания элементов динамики рудоотложения в последующих главах книги.

При решении конкретной задачи формирования и эволюции ОФС необходимо использовать и конкретную (ные) диаграмму (мы) состояния магматического расплава. В качестве таковой нами принята достаточно полно исследованная система альбит+кварц+вода (рис. 3.4), кото-

Рис. 3.4. Пространственная модель изобарического сечения ( $P=1$  кбар) тройной системы  $Ab+Q+H_2O$  [Николаев, Дюливо-Добровольский, 1961; Tuttle, Bowen, 1958; Кадик и др., 1972].

Объяснение см. в Приложении 1.



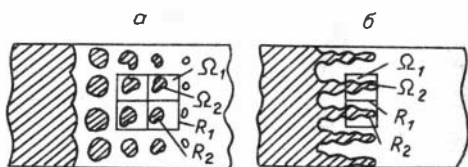


Рис. 3.5. Схемы формирования структуры гетерогенной зоны и возможные способы осреднения. Пояснения в тексте. Косая штриховка — твердая фаза.

рая может служить моделью гранитового расплава [Бернэм, 1982, 1983]. Поскольку в природных расплавах существует интервал кристаллизации, то при анализе одномерной кристаллизации силикатного расплава в интервале температур  $T_L(P, C_{i0}) \div T_S(P)$  необходимо учитывать фазовую неоднородность структуры гетерогенной зоны. Учет изменения структурных параметров среды в координатах  $z-t$ , закономерностей развития физико-химических неоднородностей при кристаллизации осуществляется на основе наиболее общего подхода физико-химической гидродинамики — законов сохранения в каждом локальном объеме кристаллизующегося расплава. Однако ввиду сложности взаимоотношений границ раздела фаз при точно известном механизме процесса, известных неопределенностей при конкретной формализации механизма необходимо исследование на макроскопическом уровне с использованием процедур осреднения [Слеттери, 1978; Нигматуллин, 1978]. Схемы формирования структуры гетерогенной зоны и возможные способы осреднения показаны на рис. 3.5, физическая модель кристаллизации магмы с учетом возникновения га-

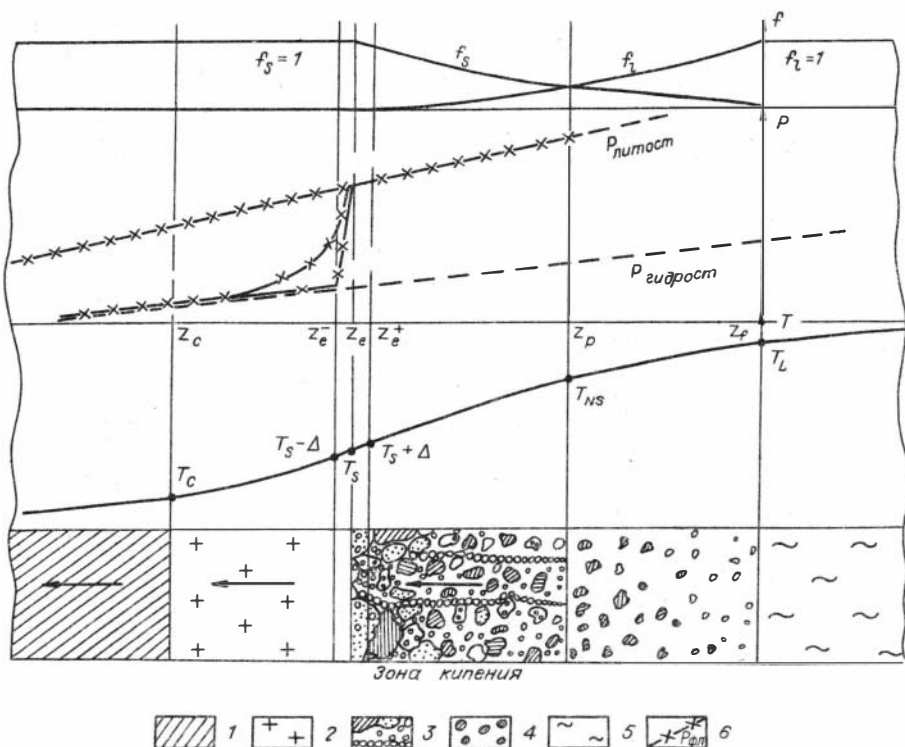


Рис. 3.6. Схематическое разбиение пространственной области кристаллизации, сопровождающейся ретроградным кипением.

1 — вмещающие породы; 2 — интрузивные породы; 3 — трехфазная зона кристаллы+расплавы+флюид, стрелками отмечено наличие конвективного флюидопотока от уровня вскипания  $z_p$ ; 4 — двухфазная зона кристалл+расплавы в отсутствие насыщения магмы летучими; 5 — зона конвектирующего расплава; 6 — вероятное поле давлений во флюиде. Верхний график отражает динамику  $f_i$  и  $f_s$  ( $f_i > 0$  в эвтектической области).

зовой фазы — на рис. 3.6. Законы сохранения энергии, вещества (неразрывности компонентов), импульса и сплошности среды для некоторого элементарного объема  $\Omega$ , кристаллизующегося  $N$  — компонентного расплава, который мал по сравнению со всей гетерофазной зоной, но велик по сравнению с гомогенной структурной частицей среды и включает в себя границы раздела фаз  $R$ , можно записать с учетом движения несжимаемой вязкой среды в виде (далее следуем выводу модели в работе [Черепанов, 1984]):

$$c_{v_i} \left( \frac{\partial T_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{v}_i T_i) \right) = \operatorname{div}(\lambda_i \nabla T_i), \quad i = 1, 2; \quad (3.31)$$

$$\rho_i \left( \frac{\partial C_i^k}{\partial t} + \operatorname{div}(v_i C_i^k) \right) = \operatorname{div}(D_i^{kj} \rho_i \nabla C_i^j); \quad (3.32)$$

$$\rho_1 \left( \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{v}_1 \vec{v}_1) \right) = \operatorname{div} t - \rho_1 \nabla \Phi; \quad (3.33)$$

$$\operatorname{div} \vec{v}_1 = 0; \quad k, j = 1, 2, \dots, N, \quad (3.34)$$

где  $i=1,2$  — величины, относящиеся к жидкой и твердой фазам соответственно;  $\vec{v}$  — вектор скорости течения расплава ( $\vec{v}_2 \equiv 0$ );  $t$  — тензор напряжений;  $\Phi$  — скалярный потенциал внешних сил. На фазовых границах  $R_2$  выполняются условия сохранения баланса тепла, количества растворенного компонента и массы:

$$-\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{R_2+0} + \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{R_2-0} = (\varepsilon c_{v_1} T_R + \kappa_0 \rho_2) v_n = \Delta H v_n; \quad (3.35)$$

$$-D_1^{kj} \frac{\partial C_1}{\partial n} \Big|_{R_2+0} + D_2^{kj} \frac{\partial C_2}{\partial n} \Big|_{R_2-0} = \varepsilon_1 (C_1^k - C_2^k) v_n; \quad (3.36)$$

$$(\vec{v} \cdot \vec{n}) = -\varepsilon v_n, \quad \varepsilon_1 = 1 + \varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1}, \quad (3.37)$$

где  $v_n$  — скорость роста твердой фазы вдоль нормали  $\vec{n}$  к поверхности  $R_2$  (производная  $\partial/\partial n$  направлена в сторону жидкой фазы); на поверхности кристаллов отсутствует скольжение и касательные составляющие  $\vec{v}$  равны нулю.

Интегрирование (3.31) — (3.34) по объему осреднения  $\Omega$  (по жидкой и твердой его частям), учет известных теорем осреднения [Слеттери, 1978; Нигматуллин, 1978], выражений (3.35) — (3.37) непрерывности температуры на фазовых границах, а также сравнительных количественных оценок членов (3.31) — (3.34) позволяют получить следующую систему уравнений [Шарапов, Черепанов, 1986а, б]:

$$\bar{c}_v \frac{\partial T}{\partial t} + c_{v_1} \operatorname{div}(f_1 \vec{v} T) = \operatorname{div}(\bar{\lambda} \nabla T) + \Delta H \frac{\partial f_2}{\partial t}; \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_1 C_1^k) + \operatorname{div}(f_1 \vec{v} C_1^k) = \operatorname{div}(D_2^{kj} f_1 \nabla C_1^j) - \varepsilon_1 k^k C_1^k \frac{\partial f_2}{\partial t}; \quad (3.39)$$

$$\nabla P = \frac{\mu \vec{v} f_1}{K_p(f_1)}, \quad \rho_g = B_0 P_g^{\kappa} (f_g = 0, \text{ при } z \geq z_p); \quad (3.40)$$

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\partial f_1}{\partial t} = \operatorname{div}(f_1 \vec{v}); \quad (3.41a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_2 f_2 + \rho f_1) + \operatorname{div}(\rho f_1 \vec{v}) = 0; \quad (3.41b)$$

$$\rho f_1 = \rho_3 f_3 + \rho_1 (f_1 - f_3), \quad (3.41b)$$

где  $\bar{c}_v = \sum_{i=1}^2 f_i c_{v_i}$ ,  $\bar{\lambda} = \sum_{i=1}^2 f_i \lambda_i$ . При этом пренебрегаем диффузией в твердой

фазе и химическим взаимодействием растворенных компонентов (физический смысл отдельных параметров см. Приложение 1); уравнение (3.41a) справедливо при отсутствии в расплаве газовой фазы. Наличие в расплаве растворенных газов (летучих), растворимость которых много выше в жидкой фазе по сравнению с твердой, приводит в процессе кристаллизации (вытеснение летучих растущими кристаллами) к повышению локального парциального давления летучих и достижению условия

$$P_g = \bar{\rho} g z_p - \Delta P_\mu + 2\sigma/r_p, \quad (3.42)$$

где  $\Delta P_\mu$  — потери давления на вязкое течение в гетерогенной зоне,  $\sigma$  — поверхностное натяжение расплава,  $r_p$  — начальный радиус пузырька флюида.

Нами оценка членов уравнения (3.42) дана в разделе 3.3. Таким образом, когда парциальное локальное давление флюида станет близким литостатическому, формируется обособленная газовая фаза. Этому процессу способствует также течение междендритного расплава, приводящее к потере давления на вязкое трение. Уравнение неразрывности для трехфазной области кристаллизации кристалл+расплав+газ приобретает вид (3.41б) — (3.41в). Концентрация растворенного в расплаве газа (летучего) удовлетворяет закону Генри

$$C_g = K_{l_1} P_g \quad (3.43)$$

либо закону Сиверта

$$C_g = K_{l_2} \sqrt{P_g}, \quad (3.44)$$

где константы равновесия  $K_{l_1}$ ,  $K_{l_2}$  можно получить только эмпирически.

Ввиду относительной «подчиненности» массообменных процессов интенсивно протекающим тепловым в гетерогенной области кристаллизации при рассмотрении процесса формирования эффективной пористости изверженной породы динамикой поведения пузырьков можно пренебречь. Поры в породе появляются в результате «усадки» при кристаллизации, их возникновение зависит в первую очередь от физических свойств расплава и условий охлаждения. Теория возникновения газоусадочной пористости изложена впервые в работе [Черепанов, Попов, 1982]. Мы будем использовать ее основные результаты при численном моделировании в том виде, в котором записаны выражения для  $m$  (пористость на границе солидуса),  $r_p$  (радиусы пузырька на фронте ретроградного кипения расплава),  $k_{in}$  (проницаемость интрузивной породы на границе солидуса) в монографии [Шарапов, Черепанов, 1986а, б].

Рост пузырьков флюида после их возникновения обусловлен диффузией насыщенного газа из междендритной жидкости. Данная стадия флюидогенерации является исключительно важной для анализа рудообразующих процессов, поскольку из физикохимии этого процесса следуют все граничные условия для решения задачи о рудоносном флюиде ОФС. Вместе с основным летучим компонентом гранитоидных магм водой в пузырек будут диффундировать остальные летучие, часть которых (в каждом конкретном случае) полностью контролирует процесс концентрирования рудных и иных компонентов в гидротермальном флюиде (а затем и в растворе). Мы коснемся далее этой важной проблемы при обсуждении масштабов мобилизации рудных компонентов с точки зрения распределения их коэффициентов между фазами. Ввиду отсутствия конвективного теплопереноса в подошве интрузивного тела

в первом приближении будем считать, что темп кристаллизации здесь достаточен для того, чтобы часть образовавшихся пузырьков захватывалась растущими кристаллами, с другой стороны, формировалась рассеянная газоусадочная пористость. Остальная их часть должна способствовать насыщению жидкости за пределами гетерофазной зоны. При обсуждении физических и геологических результатов в завершающей главе монографии мы проведем оценки учета флюидопотока от кристаллизующейся подошвы интрузива, его влияния на эволюцию теплового поля всей системы, а также на перераспределение вещества в магматической камере, представленное в петрологии расслоенных интрузивов. Процесс роста пузырька флюида описывается уравнением Рэлея и условиями баланса на его границе [Черепанов, 1984].

При обсуждении физической постановки процесса котектической кристаллизации (3.38) — (3.41) отметим следующее: 1) уравнение движения (3.33) трансформируется в уравнение Бринкмана [Слеттери, 1978; Черепанов, 1984], являющееся суперпозицией закона фильтрации Дарси и Навье-Стокса и далее в выражение (3.40); 2) будем рассматривать процесс в квазиравновесном приближении двухфазной зоны, справедливым для малых скоростей кристаллизации (геологические расплавные системы), при этом отсутствует переохлаждение и состав твердой фазы на границе находится в равновесии со средним составом междендритного интерстициального расплава  $C_2 = kC_1$ ,  $k$  — коэффициент распределения.

Мы не касаемся частных случаев при постановке задачи, так как в полном виде она разработана для кристаллизации эвтектических и котектических магм [Шарапов, Черепанов, 1986а, б]. Численная реализация задачи (3.37) — (3.41) с соответствующими краевыми условиями приведена в Приложении 1.

Мы не излагаем здесь также задачи о динамике контактового метаморфизма и теплопереноса фильтрующимся потоком магматогенного флюида, которые были подробно изложены ранее [Шарапов, Голубев, 1976; Голубев, 1981]. В Приложениях 1—2, где описана схема численного решения, эти вопросы имеют необходимое освещение.

## ГЛАВА IV

### ДИНАМИКА ТЕПЛООБМЕНА В ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМАХ

Динамика рудоотложения в ортомагматических флюидных системах в первую очередь определяется характером теплопереноса в потоке флюида, отделяющегося от магматического расплава в процессе его кристаллизации. В данном разделе будет обсуждена количественная модель динамики этого процесса.

Фундаментом описания теплообмена в ортомагматических флюидных системах являются результаты, полученные в главе III. Учет уже известных явлений обмена массой между магмой и вмещающей средой позволяет предполагать большую сложность модели. Еще более усложняет ситуацию механизм передачи тепла от фильтрующегося магматического флюида горным породам. Поэтому математическую постановку задачи мы вынуждены предварить рядом пояснений и обсуждений.

#### 4.1. КАЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМ

Сформулируем качественную модель эволюции ортомагматических флюидных систем на основе материалов, изложенных в предыдущих разделах. Суть ее может быть изложена следующим образом.

Взаимодействие фильтрующегося потока флюида, отделяющегося от магмы в процессе испарения и выкипания летучих компонентов из расплава при его охлаждении в интрузивной камере, с изверженными и вмещающими интрузив породами приводит к формированию в земной коре тепловой аномалии, термодинамические параметры которой и время существования определяются комплексом геологических и термодинамических факторов.

При этом возникающая и эволюционирующая со временем флюидная система имеет определенную структуру и соотношение своих функциональных зон: 1) «источник» флюида известного состава размера и формы, с определенными термодинамическими параметрами, располагающийся на фиксированном расстоянии от поверхности земли; 2) «вмещающая среда» — толщи земной коры, состоящие из тел горных пород известного состава и структуры; 3) проницаемая зона — ограниченная по поперечному сечению область земной коры некоторой протяженности от «источника» флюида к поверхности земли, горные породы имеют несколько большую проницаемость, чем в любой другой области над «источником» флюида.

Возможные ее физические и геометрические параметры, как и «источника» флюида, задаются из результатов изучения реальных месторождений, интрузивных тел и физических экспериментов, моделирующих предполагаемые элементы процессов переноса тепла и массы в рассматриваемой системе.

При описании динамики теплообмена в ортомагматических флюидных системах существенно знать петрофизические характеристики среды и физические свойства флюида.

Зафиксируем существо понятий, которые в дальнейшем будут использоваться или описываться при количественном термодинамическом анализе определенных выше систем.

Под **флюидом** нами понимается подвижная субстанция, которая отделяется от магматического расплава при снижении в нем давления или в процессе его кристаллизации, когда парциальное давление какого-то летучего компонента расплава становится больше давления насыщения. Он образует при этом самостоятельную фазу. В процессе кристаллизации магмы может формироваться «остаток» из компонентов, которые не входят в состав кристаллизующихся минералов изверженной породы. Этот «остаток» не кристаллизуется при  $T$  солидуса магмы. По агрегатному состоянию такого рода магматический «остаток» может быть либо жидким соевым расплавом — рассолом, либо газовой смесью. Вероятно, имеются случаи, когда одновременно в «остатке» имеются и газ, и жидкость. В наших построениях такие случаи не обсуждаются.

Процесс «отделения» флюида от магмы представляет собой образование газовых пузырьков или капель жидкости в магматическом теле и перемещение вновь образованной фазы к фронту солидуса, выше которого происходит фильтрация флюида в порах изверженной породы из-за наличия градиента давления, адиабатического расширения и т. п.

Кипение магматического расплава может протекать при снижении давления в жидкости. Кипение может развиваться в первоначально ненасыщенных летучими расплавах в процессе кристаллизации магмы между температурными фронтами ликвидуса и солидуса при затвердевании котектик или перед фронтом солидуса при кристаллизации квазиэвтектик (ретроградное кипение). Если в процессе затвердевания магмы между фронтами ликвидуса и солидуса условия развития ретроградного кипения на достигаются, то и формируется указанный выше «остаток», который появляется на фронте солидуса.

Поскольку изверженные породы обладают ненулевой проницаемостью, как и вмещающие магматическое тело толщи земной коры, то флюид с некоторой скоростью, определяемой разностью гидростатического и литостатического давлений, фильтруется к поверхности земли. В процессе фильтрации им пере-

носятся тепло и происходит прогрев пород. При наличии зон повышенной проницаемости флюидный поток дренируется ими. Из-за падения температуры и давления в потоке флюида возможны фазовые превращения (конденсация, испарение, кипение жидкости), отложение веществ, обменные реакции с породами.

Отметим, что фильтрующий флюидный поток может появиться только в том случае, если при кристаллизации магмы выделяющаяся флюидная фаза не захватывается полностью в виде газовых или жидких включений образующимися из расплава минералами. Если это условие выполняется, то отделение флюидной фазы происходит перманентно, но интенсивность процесса определяется динамикой дифференциации расплава, наличием и структурой зон повышенной проницаемости (пульсации связаны с особыми условиями).

Перечисленные условия определяют появление, пространственную и временную температурную эволюцию ортомагматических флюидных систем (ПФС). В их существовании, по-видимому, можно предвидеть два основных этапа: 1) активный, когда проходит кристаллизация магмы; 2) пассивный, когда после полного затвердевания магматического тела постепенно исчерпывается в его поровом пространстве «избыточное» против гидростатического давление, а само магматическое тело исчезает как температурная аномалия в земной коре. В нашей работе основное внимание уделено рассмотрению первого этапа, поскольку отмирание плутоногенных флюидных систем — весьма сложный и физически недостаточно ясный процесс.

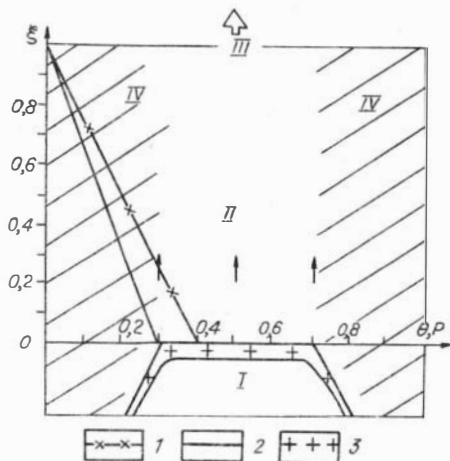
Количественный анализ динамики теплообмена в плутоногенных флюидных системах возможен в том случае, если удастся задать начальные и граничные условия их эволюции. Обратимся к обсуждению этого вопроса.

#### 4.2. НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМ

Определяя начальные и граничные условия температурной эволюции ортомагматических флюидных систем, необходимо указать следующие их параметры: 1) структуру, геометрию и размеры системы, 2) распределение интенсивных и экстенсивных параметров состояния на «начальный момент» ее существования, 3) законы обмена теплом и массой системы с ее окружением. Так или иначе о них говорилось в предшествующих разделах работы, поэтому здесь лишь в самом сжатом виде определим их в графической и табличной форме, кратко прокомментировав наиболее важные моменты. На рис. 4.1 показана геометрическая схема рассматриваемого ниже процесса эволюции плутоногенных флюидных систем, на ней обозначены принятые на-

Рис. 4.1. Схематический разрез ортомагматической гидротермальной системы.

*I* — источник флюидов — кристаллизующийся плутон; *II* — область фильтрации повышенной проницаемости; *III* — граница разгрузки гидротерм (дневная поверхность) с граничными условиями  $P = P_{\text{пов.}} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = -Bi\Theta$ ; *IV* — менее или непроницаемые вмещающие толщи. В «источнике»  $\xi = 0$  граничные условия  $\Theta = \Theta_0$ ,  $P = P_{\text{литост.}}$ . Стрелками показано направление фильтрации флюидов. 1 —  $P_{\text{нач.}}$ , 2 —  $\Theta_{\text{нач.}}$ , 3 — здесь и далее кристаллическая корка интрузивных пород.





Т а б л и ц а 4.1. Физические параметры сред, принятые при расчетах кристаллизации магмы

Физический параметр	Наименование величины, размерность	Интервал значений
$\rho_c$ $\rho_s$ $\rho_l$ $\rho_g$	Плотность пород, кг/м <sup>3</sup> вмещающих интрузивных расплава флюида	2200—2600 2500—2700 2100—2300 200—550
$c_c$ $c_s$ $c_l$ $c_g$	Теплоемкость пород, Дж/(кг · град) вмещающих интрузивных расплава флюида	1000 1200 1200 3000—4200
$\lambda_c$ $\lambda_s$ $\lambda_l$ $\lambda_\phi$	Теплопроводность пород, Дж/(м · с · град) вмещающих интрузивных расплава флюида	2,4 2 1,0—1,5 0,2
$k^{s-m}$	Коэффициент распределения примесных и летучих компонентов между расплавом и твердой фазой	$10^{-3} \div 10^{-1}$
$\varepsilon$	Коэффициент усадки	$10^{-2} \div 10^{-1}$
$\kappa_0$	Теплота кристаллизации, Дж/кг	$3,2 \cdot 10^5$

чальные и граничные условия. В табл. 4.1 приведены численные значения параметров.

Как следует из главы III, основной особенностью эволюции ортомагматических флюидных систем на их активном этапе является наличие погружающегося в недра земной коры перманентного «источника» флюида, на границе которого практически линейно возрастает давление при квазистационарной температуре. Как показывает предварительный анализ [Шарапов, Черепанов, 1987], в подобного рода системах на первоначальной границе такого «источника» температура и давления меняются весьма незначительно. Поэтому в первом приближении можно ограничиться условием этого фиксированного положения «источника» с заданием постоянных или меняющихся по известному закону  $T$  и  $P$ .

Согласно имеющимся данным изучения температур гомогенизации расплавных включений [Косухин и др., 1984], температура флюида, отделяющегося при кристаллизации гранитоидных пород, варьирует  $\sim 670 \div 800$  °С. Для простоты нами принята начальная температура флюида, равная удвоенной температуре чистой воды. Предполагалось также, что состав магматического флюида может быть существенно различен, главным образом в отношении содержания солей. По эквиваленту NaCl мы полагали  $C_0$  от 2 до 50 % по весу. Соответственно и его вязкость, как можно заключить из [Антипин, Важенин, 1964], должна была меняться на один или два порядка. Из-за ограниченности экспериментальных сведений о физических параметрах пород пористость и проницаемость изверженных пород разреза земной коры над кровлей интрузива (как и структура толщи) рассматривались с учетом сведений о геологии месторождений, экспериментального изучения этих параметров, эксплуатации нефтяных месторождений и данных разведки месторождений современных термальных вод [Masket, 1949; Желтов, 1975; Добрынин, 1970; Geothermics, 1970; Henley, McNabb, 1978]. Общей особенностью разреза пород коры

является уменьшение с глубиной их эффективной пористости до некоторых почти постоянных значений. Естественно, что число вариаций физических условий в реальных рудообразующих системах довольно велико. Поэтому мы ограничились в расчетах несколькими, вероятно, обычными ситуациями: 1) некоторое увеличение эффективной пористости (проницаемости) от кровли интрузива до поверхности земли; 2) наличие «надинтрузивной» зоны трещиноватости с аномально высокой проницаемостью, выше которой располагаются породы с «обычной» проницаемостью; 3) наличие слоистой эффузивно-осадочной толщи на кристаллическом фундаменте, в который внедрился интрузив; 4) существование флюидоупоров в хорошо проницаемой толще пород. Нами не учтены начальные моменты прогрева вмещающих пород интрузивом, а полагается, что развитие потока магматогенного флюида начинается сразу после заполнения камеры магмой (см. рис. 4.1). Выполненные расчеты [Шарапов, Черепанов, 1986а, б] показывают, что это допущение можно принимать в том случае, если рассматриваются моменты жизни системы спустя несколько сот лет после начала кристаллизации интрузива. Это условие соблюдено в наших вычислениях, а в главе VI приведены и более общие расчеты температур в системе.

#### 4.3. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМ

Рассмотрим динамику тепло- и массообмена в проницаемой области фильтрации флюида в рамках начальных и граничных условий (см. рис. 4.1).

Фильтрация — это процесс движения жидкости или газа сквозь пористую среду. Теория фильтрации — достаточно эмпирически (но не теоретически) разработанная область физики, решающая очень широкий класс прикладных задач. В частности, геологические процессы, обсуждающиеся в данной работе, можно отнести к процессам неизотермической фильтрации в неоднородных пористых средах. Будем останавливаться лишь на основных положениях, необходимых для решения конкретных задач теории гидротермального рудообразования.

Пористая среда характеризуется пористостью и проницаемостью, являющейся мерой «флюидопроводности» при наличии градиента давления. Твердый скелет пород — это прежде всего геометрическое пространство при движении флюида. «Силовое» взаимодействие скелет — флюид очень редко [Баренблатт и др., 1972], скелет считаем неподвижным, на границе с ним флюид также неподвижен. Величина пористости  $m$  важна прежде всего не как абсолютная,

$$m_{\text{abs}} = V_{\Sigma \text{пор}} / V_{\text{горн. породы}}$$

а как эффективная, равная отношению «флюидопроводящего» объема к объему всей пористой среды:

$$m = m_{\text{эф}} = V_{\text{эф}} / V_{\text{горн. породы}} \quad (4.1)$$

Именно эффективная пористость влияет на проницаемость. Существуют различные модели пористых сред, методы определения функции проницаемости, а также сводные эмпирические обобщения для пород земной коры [Бэр и др., 1971; Smith, Chappin, 1983].

Пористая среда и флюид образуют сплошную (макро) среду с осредненными динамическими характеристиками [Баренблатт и др., 1972]. Фильтрационное течение относится к ползущему с преобладанием вязких сил над инерционными. Суждение о линейности закона фильтрации (Дарси,  $Re \ll 1$ ), либо его квадратичной форме (Дюпюи — Форхгеймер,  $Re$  до 100) можно составить

только на эмпирическом материале в каждом конкретном случае; в определении самого числа Рейнольдса  $Re$  для пористых сред до сих пор нет единодушия [Бэр и др., 1971]. В задачах геофильтрации в магматогенных системах правомерно применять закон Дарси, согласно данным о скоростях фильтрации.

Предполагается, что в начальный момент фильтрации гидротермального флюида из «источника», природу которого мы пока не обсуждаем, трещиновато-пористая среда — потенциальный флюидопроводник — насыщена метеорными водами, давление которых близко гидростатическому. Будем пренебрегать капиллярными эффектами и энергией поверхностного натяжения при движении различных флюидов в очень неоднородных средах, так как это величина третьего-четвертого порядка малости [Маскет, 1949; Шейдеггер, 1960; Развигие. . ., 1969; Беликов, 1986а, б].

Растворителем в гидротермальных флюидах является за редким исключением вода при определенном агрегатном состоянии флюида [Смирнов, 1982; Геохимия. . ., 1982]. При решении конкретных задач мы будем обсуждать физическое состояние флюида, наличие фазовых переходов в интересующих интервалах температур и давлений. Что касается химической модели флюидов, то это на сегодняшний день один из самых острых вопросов рудной геологии [Смит, 1968; Геохимия. . ., 1982]. Ниже мы остановимся на достаточно простых моделях, поскольку они весьма показательны для выявления закономерностей неравновесной химической термодинамики гидротермальных систем.

Кратко охарактеризуем математическую модель неизотермической фильтрации; постановку краевых условий, входящих в условие однозначности всякой физической задачи, мы будем опускать, подробно обсуждая их далее в каждой конкретной задаче.

**Статистический характер законов фильтрации флюидов.** Движение флюида можно описать при помощи классических уравнений гидродинамики: неразрывности, состояния и Навье-Стокса. Дополнив эти уравнения законом сохранения энергии, можно получить полную систему, описывающую термодинамическое состояние системы. В пористой среде флюид движется в мельчайших каналах, имеющих многочисленные сообщения друг с другом, сложную геометрию. Подробно модели потоков в пористых средах (идеализация геометрии пористого пространства моделями капиллярной трубки, гидравлического радиуса и др.) описаны в работе [Бэр и др., 1971]. Теоретически фильтрация — частный случай движения флюида с внутренним трением в пространстве, ограниченном слабо или непроницаемыми стенками.

Как известно, возникают непреодолимые трудности при интегрировании упомянутой системы дифференциальных уравнений в решении задач фильтрации флюидов по каналам с очень сложной геометрией. Вполне естественным оказался отказ от исследования потока в отдельных каналах (микроописание) и переход к изучению потока в целом (макроописание).

Макроскопическая скорость фильтрации с достаточным приближением характеризует количество жидкости, протекающее в единицу времени через единицу площади воображаемого поперечного сечения пористой среды (является векторной величиной). Усредненными параметрами являются коэффициенты пористости, проницаемости, удельной поверхности, характерные размеры порового пространства и зерен и т. д., поэтому скорость фильтрации представляет собой среднюю величину по всему сечению. Законы фильтрации, связывающие скорость с параметрами пористого пространства, носят статистический характер и являются эмпирическими эквивалентами уравнений Навье-Стокса. Метод статистической схематизации позволяет изучать сложные явления неизотермической фильтрации в пористых средах средствами математического анализа.

В дальнейшем будем использовать действительную (истинную) скорость движения частиц флюида при расчете энергии потока, выражение для которой следует из статистической модели потока [Маскет, 1949]:

$$u = v/m. \quad (4.2)$$

**Уравнение неразрывности флюидного потока.** При выводе закона сохранения массы при движении флюидов предполагается неподвижным скелет, в то время как флюид (с истинной плотностью  $\rho$ ) движется макроскопически с плотностью  $m\rho$  и скоростью фильтрации  $\vec{v}$ . Тогда из закона сохранения массы

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V m\rho dV = - \iint_S \rho \vec{v} \cdot d\vec{S}$$

и теоремы Остроградского

$$\iint_S \rho \vec{v} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \operatorname{div}(\rho \vec{v}) dV$$

следует

$$\iiint_V \left( \frac{\partial(m\rho)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) \right) dV = 0.$$

Поскольку последнее выражение не зависит от выбора объема осреднения, верным является окончательное выражение

$$\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0. \quad (4.3)$$

Так как для жидкостей  $1/\beta_{\text{ж}} \gg P - P_0$  или

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \simeq \beta_{\text{ж}}(P - P_0),$$

а также, учитывая приведенную В. Н. Щелкачевым [1946] формулу зависимости между пористостью и давлением

$$m = m_0 + \beta_m (P - P_0),$$

можно получить

$$m\rho \simeq m_0\rho_0 + \left( m_0 + \frac{\beta_m}{\beta_{\text{ж}}} \right) \frac{\partial\rho}{\partial t}.$$

При постоянных (закон Гука)  $\beta_m, \beta_{\text{ж}}$

$$\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} = \left( m_0 + \frac{\beta_m}{\beta_{\text{ж}}} \right) \frac{\partial\rho}{\partial t}.$$

При  $\beta_m \ll \beta_{\text{ж}}$  получаем  $m \simeq m_0$  и

$$m \frac{\partial\rho}{\partial t} = - \operatorname{div}(\rho \vec{v}). \quad (4.4)$$

При фильтрации гидротермального раствора для растворенного компонента  $B$  с массовой плотностью  $\rho(B)$  имеет место уравнение неразрывности

$$m \frac{\partial\rho(B)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho(B) \vec{v}) = r_{(B)}. \quad (4.5)$$

Считаем здесь, что скорость среднemasовая, фильтрации растворителя и ком-

понента  $B$  совпадают. Для массовой концентрации  $C_{(B)} = \rho_{(B)}/\rho$  получаем

$$m \frac{\partial(C_{(B)}\rho)}{\partial t} + \operatorname{div}(C_{(B)}\rho\vec{v}) = r_{(B)}, \quad (4.6)$$

где  $r_{(B)}$  — скорость образования компонента  $B$  в единице объема за счет физико-химических превращений. Если рассматривать отложение компонента  $B$  в результате охлаждения раствора и его пересыщения, то можно воспользоваться соотношением формальной химической кинетики [Дельмон, 1972] (для уравнений первого порядка):

$$r_{(B)} = -\rho \frac{\partial g}{\partial t} = -\rho k(C - C_{\text{нас}}), \quad (4.7)$$

где  $C_{\text{нас}}$  — растворимость компонента  $B$  и  $k$  — константа скорости химической реакции являются функциями  $PT$ -условий. Уравнение неразрывности (4.6) для компонента  $B$ , удовлетворяющее закону Фика [Слеттери, 1978] диффузионного потока имеет вид

$$\rho \left( \frac{\partial C_{(B)}}{\partial t} + \vec{v} \nabla C_{(B)} \right) = r_{(B)} + \operatorname{div}(\rho D \nabla C_{(B)}). \quad (4.8)$$

**Уравнения состояния флюидов.** Физическое описание процесса движения природных флюидов предполагает известным закон состояния их в термодинамических условиях фильтрации, иными словами, соотношение между  $\rho$ ,  $T$ ,  $P$  в общем виде

$$F(\rho, T, P) = 0.$$

Для несжимаемых жидкостей

$$\rho = \rho_0 = \text{const.}$$

Из соотношения между плотностью и давлением для сжимаемых жидкостей для коэффициента сжимаемости  $\beta = \beta_{\text{ж}}$

$$\beta = -\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dP} \quad (4.9)$$

или

$$\beta = d\rho/\rho dP$$

получаем

$$\rho = \rho_0 \exp[\beta(P - P_0)]. \quad (4.10)$$

Экспериментально подтверждено, что в широком интервале давлений (до 3000 атм) коэффициент сжимаемости  $\beta$  для жидкостей слабо или почти не зависит от давления [Чекалюк, 1965; Мельник, 1978; Rapalex, 1951]. Правоммерно использовать лишь первый член разложения в ряд Тейлора функции  $\rho(P)$

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta(P - P_0)). \quad (4.11)$$

Для реальных газов достаточно полный обзор уравнений состояния приведен в работах [Гиршфельдер и др., 1961; Вукалович, Новиков, 1948; Рид, Шервуд, 1971], однако при расширении  $PT$ -диапазона они неточны, неясен зачастую физический смысл постоянных в этих уравнениях. Строгую теоретическую основу имеет представление в виде бесконечного степенного ряда через вириальные коэффициенты, которое имеет вид

$$PV = Z \frac{RT}{M}. \quad (4.12)$$

При решении большого круга задач фильтрации газов  $PT$ -условия таковы,

что  $Z \approx 1$  [Мельник, 1978], т. е. реальный флюид практически не отличается от идеального газа, в этом случае применяют уравнение состояния Клайперона-Менделеева

$$\frac{P}{\rho} = \frac{RT}{M}, \quad (4.13)$$

где  $M$  — масса одной грамм-молекулы. В случае адиабатического процесса уравнение (4.13) переходит в

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{const}$$

$$\frac{P}{P_0} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}.$$

Для реальных газов  $\gamma$  есть показатель политропы [Рид, Шервуд, 1971; Желтов, 1975], лишь очень приближенно равный  $c_p/c_v$ .

Для однородных флюидов можно выписать некое синтезированное уравнение состояния [Маскет, 1949]:

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{P}{P_0} \right)^n \exp[\beta(P - P_0)], \quad n = \frac{1}{\gamma}.$$

При этом а)  $n=0, \beta=0$  — несжимаемая жидкость; б)  $n=0, \beta \neq 0$  сжимаемая; в)  $\beta=0, n = \frac{c_p}{c_v}$  — адиабатический процесс фильтрации газа; г)  $\beta=0; n=1$  — изотермический.

**Уравнение баланса энергии при фильтрации флюидов.** Термодинамическое состояние пористой среды определяется двумя независимыми переменными  $P$  и  $T$ . Тепловая эволюция системы при внедрении в пористую среду горячих флюидов обуславливается теплообменом благодаря большой площади контакта, конвективным переносом тепла флюидом, молекулярным теплом, большой инертной теплоемкостью пористого тела, трением при движении флюидов в порах, капиллярными и химическими тепловыми эффектами на контакте фаз, а также некоторыми другими процессами на контактах, рассеивающих энергию (которыми в наших задачах можно пренебречь [Чекалюк, 1965; Желтов, 1975]). Каждый из перечисленных процессов в разной степени (количественно) определяет общее термодинамическое состояние системы. Далее из разумных соображений (из количественного сравнения порядков величин) некоторыми из них мы будем пренебрегать, ссылаясь на известные экспериментальные обобщения и теоретические выводы.

Остановимся на самом начальном, принципиальном моменте скорости теплообмена на контакте флюид — порода, без чего невозможно подойти к энергетическому описанию процессов фильтрации. Процесс выравнивания температур между компонентами пористой среды зависит от площади поверхности смачивания, разности температур, размеров пор и зерен, коэффициентов теплопроводности, скорости фильтрации. Не ограничиваясь чисто физическими факторами, добавим еще физико-химические процессы на гетерогенных поверхностях раздела фаз. Перечисленные эффекты можно классифицировать как факторы, разогревающие и охлаждающие флюид (в узком смысле теплообмена).

Как первое приближение принимается закон теплопередачи Ньютона в задаче нагревания пористого тела потоком горячего флюида [Чарный, 1963]

$$\vec{q} = \alpha S (T - \Theta) \vec{n}, \quad (4.14)$$

который является приближенным. По известным причинам сейчас трудно оценить его адекватность реальному процессу теплопередачи.

В основу многих работ по фильтрации было положено предположение  $T \equiv \Theta$ , аналитическое обоснование которого содержится в работах [Чекалюк, 1965; Развитие... , 1969; Желтов, 1975]. Считая поверхность смачивания практически поверхностью совершенного теплоконтакта, в работе [Чекалюк, 1965] в качестве теоретического подтверждения (4.14) решены задачи о мгновенном внедрении и непрерывном нагнетании жидкости в пористую среду и получено, что  $\alpha$  зависит от теплопроводности, а главным образом от дисперсности пористой среды. Главным положением является мгновенное (в задачах геофильтрации) выравнивание температур в широком интервале  $PT$ -условий:

$$T \equiv \Theta. \quad (4.15)$$

Из положения о постоянстве по всему нормальному сечению скорости фильтрации сила трения между частицами в потоке флюида **формально** исчезает, а внутреннее трение заменяется внешним на поверхности контакта флюида с пористым телом. «Погашение сил трения в пористой среде на поверхности контакта означает, что работа сил трения на любой контактной поверхности в пористой среде, не совпадающей с поверхностью контакта, равна нулю» [Чекалюк, 1965]. Это второе принципиальное положение, по-видимому, не искажающее заметно общее тепловое поле, позволяет опровергнуть суждения о том, что фильтрационное движение эквивалентно течению сплошной вязкой жидкости или турбулентному потоку [Баренблатт и др., 1972]. Пусть  $U, U^*$  — удельные внутренние энергии флюида и пористого тела соответственно. В самом общем виде закон сохранения энергии гласит: скорость изменения во времени внутренней и кинетической энергий тела равна сумме удельной работы контактных сил, внешних сил и плотности потока энергии к телу [Слеттери, 1978]. Запишем его для движущегося флюида, пренебрегая внутренним трением во флюиде и считая силу тяжести единственной массовой внешней силой [Шейдеггер, 1960]:

$$\frac{d}{dt} \iiint_V m\rho \left( U + \frac{u^2}{2} \right) dV = \iint_S P(\vec{n} \cdot \vec{u}) dS - \iiint_V m\rho (\vec{u} \cdot \vec{g}) dV - \iint_S \vec{q} \cdot \vec{n} dS, \quad (4.16)$$

где

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T - \alpha S (T - \Theta) \vec{n}. \quad (4.17)$$

Поскольку в задачах геофильтрации членом  $u^2/2$  можно пренебречь в левой части (4.16), применив теорему Остроградского, получим

$$\frac{d}{dt} \iiint_V m\rho U dV = \iiint_V \vec{\nabla} \cdot (P\vec{u}) dV - \iiint_V m\rho (\vec{u} \cdot \vec{g}) dV + \iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\lambda \nabla T) dV. \quad (4.18)$$

Принимая во внимание (4.15), проделав аналогичные (4.16)–(4.18) выкладки для пористого тела ( $u^* \equiv 0$ ), учитывая, что выбор объема  $V$  произволен, получаем в целом

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m\rho U + \rho^*(1-m)U^*) + \vec{\nabla} \cdot (m\rho \vec{u}U - \lambda_{\text{эф}} \nabla T) + \\ + \vec{\nabla} \cdot (P\vec{u}) + m\rho (\vec{u} \cdot \vec{g}) = 0. \end{aligned} \quad (4.19)$$

где  $\lambda_{\text{эф}}$  — эффективная теплопроводность пористой среды. При выводе (4.19)

использована теорема переноса в форме [Слеттери, 1978]

$$\frac{d}{dt} \iiint_V m \rho U dV = \iiint_V \left( \frac{d}{dt} (m \rho U) + m \rho U \cdot \vec{\nabla} \vec{u} \right) dV. \quad (4.20)$$

Вводя функцию энтальпии

$$i = U + \frac{P}{\rho} \quad (4.21)$$

и воспользовавшись уравнением неразрывности (4.3)

$$\frac{\partial (m \rho)}{\partial t} = -\operatorname{div} (\rho \vec{v}),$$

получаем, учитывая (4.2):

$$m \rho \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} [(1 - m) \rho^* U^*] + \rho \vec{v} \nabla i - \frac{\partial}{\partial t} (m P) = \nabla (\lambda_{\text{эф}} \nabla T) - m \rho (\vec{u} \cdot \vec{g}). \quad (4.22)$$

Из известного соотношения термодинамики

$$di = \left( \frac{\partial i}{\partial T} \right)_P dT + \left( \frac{\partial i}{\partial P} \right)_T dP = c_p (dT - \delta dP) \quad (4.23)$$

в итоге получаем

$$\begin{aligned} m \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + (1 - m) \rho^* c^* \frac{\partial T}{\partial t} + \rho \vec{v} c_p \nabla T &= \frac{\partial (m P)}{\partial t} + \\ + m \rho c_p \delta \frac{\partial P}{\partial t} + \rho c_p \vec{v} \delta \nabla P + \vec{\nabla} (\lambda_{\text{эф}} \nabla T) + \rho g v. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Уравнение баланса энергии обуславливает связь функций  $P$  и  $T$  в пористой среде. Теоретически и экспериментально установлено, что поле давлений восстанавливается гораздо быстрее, чем поле температур, поэтому существенно нестационарность теплового поля при стационарном процессе фильтрации. Формально это приводит к упрощению (4.24):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\omega} \nabla T = \vec{\omega} \delta \nabla P + a \operatorname{div} \operatorname{grad} T + \rho g \frac{v}{c_n}, \quad (4.25)$$

где  $\vec{\omega} = \frac{\rho c_p \vec{v}}{c_n}$ ,  $c_n = m \rho c_p + (1 - m) \rho^* c^*$ ,  $a = \frac{\lambda_{\text{эф}}}{c_n}$ .

Вполне оправданным [Баренблатт и др., 1972; Чекалюк, 1965] является пренебрежение эффектом Джоуля-Томсона. В результате получим наиболее употребляемое уравнение конвективной теплопроводности (чаще его используют без гравитационного члена):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\omega} \nabla T = a \operatorname{div} \operatorname{grad} T + \rho g \frac{v}{c_n}. \quad (4.26)$$

Смысл каждого из слагаемых (4.24) становится ясным, если коэффициент

Джоуля-Томсона представить в виде  $\epsilon = \frac{AV}{c_p} (1 - \bar{\alpha} T)$ ,

где  $A = 2,344 \cdot 10^{-3}$  ккал/(кг · м) — тепловой эквивалент работы, а также ввести дифференциальный адиабатический коэффициент [Чекалюк, 1965]

$$\eta_s = \frac{AV}{c_p} \bar{\alpha} T, \quad (4.27)$$

где  $\bar{\alpha} = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$  — коэффициент температурного расширения.



Тогда (4.24) представляется в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\omega} \nabla T + \vec{\omega} \varepsilon \nabla P = m\rho \frac{c_p}{c_n} \eta_s \frac{\partial P}{\partial t} + \alpha \Delta T + \rho g \frac{V}{c_n}, \quad (4.28)$$

откуда становится понятным, что третий член слева и первый справа есть тепловые эффекты процессов трения и расширения соответственно.

**Общие уравнения движения флюидов в пористых средах.** Анализ экспериментальных данных свидетельствует о преобладании сил трения над инерционными (отсутствие плотности в выражении линейного закона фильтрации). Поскольку невозможно получение аналитических решений системы (4.3), (4.11), (4.24) и уравнения Навье-Стокса, слагаемые силы внутреннего трения для внутренних поверхностей пористой среды в уравнении Навье-Стокса должны быть заменены статистическим эквивалентом (макроскопическим), что является экспериментальной проблемой.

Закон Дарси

$$\vec{v} = -\frac{k}{\eta} \nabla P \quad (4.29)$$

как раз и является статистическим эквивалентом бесконечного множества решений уравнения движения. Если скорость фильтрации имеет вертикальную составляющую, вводят гравитационный потенциал (сила тяжести — единственная массовая сила, действующая на флюид)  $V = \rho g z$ ,

$$\vec{v} = -\frac{k}{\eta} \nabla (P + V). \quad (4.30)$$

Уравнение фильтрации для самых различных гидродинамических систем получается из комбинации уравнения неразрывности (4.3) и закона силы (4.30)

$$\vec{\nabla} \left[ \rho \frac{k}{\eta} \nabla (P + V) \right] = m \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (4.31)$$

Считая  $\eta$  независимым от давления [Варгафтик, 1963], пористую среду однородной по проницаемости, что  $k$  изменяется в зависимости от давления перегрузки незначительно — в пределах одного порядка при  $P \sim 1; 2$  кбар [Шейдеггер, 1960], (4.31) принимает вид

$$\vec{\nabla} [\rho \nabla (P + V)] = \frac{m\eta}{k} \frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (4.32)$$

Для несжимаемой жидкости уравнение состояния (4.11) будет  $\rho = \text{const}$ , тогда дифференциальное уравнение движения

$$\Delta P = 0 \quad (4.33)$$

означает отсутствие нестационарных состояний за исключением случая переменных во времени граничных условий. Для сжимаемой жидкости получаем

$$\vec{\nabla} \left( \frac{1}{\beta} \nabla \rho + \rho^2 g \nabla z \right) = \frac{m\eta}{k} \frac{\partial \rho}{\partial t} \left. \begin{array}{l} \nabla P = \frac{1}{\rho\beta} \nabla \rho \\ \nabla V = \rho g \nabla z \end{array} \right\} \quad (4.34)$$

Многочисленные вариации использования в литературе ключевого уравнения (4.34) сводятся к следующим случаям.

1. Существенная сжимаемость, пренебрежение влиянием силы тяжести:

$$\beta \sim 10^{-9} \text{ м}^2/\text{Н}, \quad \frac{\nabla \rho}{\rho} \sim 10^{-3} \text{ 1/м}, \quad \nabla P \sim 10^6 \text{ Н/м}^3, \quad \rho g \sim 10^4 \text{ Н/м}^3,$$

получаем из (4.34)

$$\nabla^2 \rho = \frac{m\beta\eta}{k} \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{a} \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (4.35)$$

Здесь  $\beta$  полагается независимым от давления (в действительности падает при увеличении  $P$ ) в условиях рассматриваемых нами глубин [Варгафтик, 1963]. Согласно (4.11) получим

$$\nabla^2 P = \frac{m\beta\eta}{k} \cdot \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (4.36)$$

II. Сила тяжести играет важную роль, сжимаемость незначительна: равномерно использование (4.33).

III. Большие размеры системы, необходимость учета сжимаемости жидкости. Н. Кристеа [1961] на многочисленных примерах показал, что фильтрацию можно считать стационарной при умеренных геометрических размерах и нормальных коэффициентах сжимаемости. Им применено уравнение (4.36) для больших по площади нефтяных месторождений.

IV. В отличие от I—III мы будем рассматривать в наших задачах области протяженностью до 10 км при вертикальной фильтрации флюидов, т. е. будем решать непосредственно нелинейное уравнение (4.34), поскольку члены  $\rho^2 g \nabla z$  и  $1/\beta \nabla \rho$  (за счет силы тяжести и градиента давления соответственно) сравнимы по величине. Согласно (4.11), а также ввиду малости  $\beta$  получим уравнение движения флюидов в гидротермальной системе в поле силы тяжести

$$\nabla^2 P + 2\rho_i \beta g \nabla P = \frac{m\eta\beta}{k} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4.37)$$

(используемое нами впервые).

Таким образом, при помощи уравнения (4.33) можно достаточно точно описать движение жидкостей в пористых средах, за исключением случаев больших размеров системы и высокой сжимаемости.

Отметим, что при выводе уравнений (4.33)—(4.37) учитывалась только сжимаемость жидкости, а эффектом сжимаемости пористой среды пренебрегали. Учет второго эффекта не изменяет формы дифференциальных уравнений, разница состоит в том, что  $\beta$  есть суммарный коэффициент сжимаемости жидкости и породы. Вывод основного дифференциального уравнения движения сжимаемой жидкости в деформируемой пористой среде (упругий режим) осуществлен В. Н. Шелкачевым [1946]:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = a^* \nabla^2 p, \quad (4.38)$$

где  $a^* = k/\eta m\beta^*$ ,  $\beta^* = m_0\beta + \beta_c$ , коэффициент сжимаемости  $\beta_c$  для песчаников, например, порядка  $10^{-10}$  м<sup>2</sup>/Н [Шелкачев, 1946]. Несмотря на то что  $\beta^*$  может быть существенно больше  $\beta$ , в  $a^*$  коэффициент сжимаемости связан произведением с параметрами, которые трудно определить достаточно точно, и подстановка точного значения  $\beta^*$  не представляет практического значения [Баренблатт и др., 1972; Кристеа, 1961].

Возможность линеаризации (4.37) по методу Шелкачева сводится к пренебрежению гравитационной силой, принятию постоянным  $\beta$  (закон Гука) и использованию уравнения состояния (4.11) слабосжимаемой жидкости.

Комбинация уравнения состояния реального газа (4.12) и общего уравнения фильтрации (4.31) дает

$$\nabla \left[ \frac{P}{zT} \cdot \frac{k}{\eta} \nabla (P + V) \right] = m \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{P}{zT} \right). \quad (4.39)$$

Пренебрегая действием на газ силы тяжести [Маскет, 1949], получим

$$\nabla \left[ \frac{P}{zT} \cdot \frac{k}{\eta} \nabla P \right] = m \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{P}{zT} \right], \quad (4.40)$$

где  $z$ ,  $\eta$  определяются экспериментально [Мельник, 1978; Варгафтик, 1963]. Уравнение (4.40) совместно с уравнением баланса энергии, или в чистом виде система уравнений (4.3), (4.11), (4.24) является принципиально наиболее полной и корректной, однако, нереализуемой аналитически. Это обстоятельство заставляет всех без исключения исследователей прибегать к определенным упрощениям.

В ряде случаев процесс фильтрации считают адиабатическим ( $S = \text{const}$ ), «... в случае течения... потери тепла за счет теплопроводности внешней среды и конвективного теплообмена незначительны. Сводя проблему к относительно более простому случаю, будем считать, что расширение происходит адиабатически, т. е. без теплового обмена между флюидом и стенками трещины» [Тулмин, Кларк, 1970, с. 374].

При этом уравнения состояния (4.12) и (4.31) дают уравнение адиабатической фильтрации газов [Маскет, 1949]:

$$\nabla^2 \rho^{\frac{1+n}{n}} = \frac{(1+n)\eta m \rho_0^{\frac{1}{n}}}{P_0 k} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (4.41)$$

где  $n = \frac{c_v}{c_p}$ ;  $z = 1$ .

Адиабатическое стационарное движение газа с уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \rho^{\frac{1+n}{n}} &= 0 \\ \nabla^2 P^{1+n} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.42)$$

анализируется через решения соответствующих задач для несжимаемой жидкости с уравнением (4.34). В. Н. Щелкачевым и Б. Б. Лапуком [1949] показано, что движение газа в газовых месторождениях может рассматриваться как изотермическое с уравнениями движения ( $n=1$ ):

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 P^2 &= \frac{2\rho_0 \eta}{P_0 k} \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ \nabla^2 P^2 &= \frac{2m\eta}{k} \frac{\partial P}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (4.43)$$

для идеальных газов;

$$\nabla \left( \frac{P}{z\eta} \nabla P \right) = \frac{m}{k} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{P}{z} \right) \quad (4.44)$$

для реальных газов.

Для упрощенных уравнений (4.42)—(4.44) существует разработанный аналитический аппарат решения стационарных задач, а также метод их линеаризации функцией Лейбензона [Лейбензон, 1947].

В данном разделе практически в исчерпывающем объеме представлены уравнения движения, которыми пользуются для описания процессов геофильтрации. Анализ реальных термодинамических параметров флюида при его генерации в плутоне (температура на контакте с «источником» много выше  $T_{кр}$ ) позволяет выявить исключительную роль температуры в смысле уравнения состояния. Строгий подход требует применения более универсального уравнения состояния. Таким образом, использование уравнения (4.34) может рассматриваться лишь как «нулевое» (достаточно грубое) приближение.

**Выбор модели пористой среды.** При решении задач геофильтрации выбор модели пористой среды базируется на эмпирических данных изучения физических свойств пород флюидопроводящей области. В последнее время получены теоретические оценки величины эффективной пористости при кристаллизации плутонов (процесс ретроградного кипения) [Черепанов, 1983; Шарапов, Черепанов, 1986а, б]. Аппроксимация реальных пористых сред целым классом «структурных» моделей (теоретические оценки функции проницаемости) получила обоснованную критику [Шейдеггер, 1960]. Более адекватными представляются «статистические» модели, о чем уже шла речь выше. Пористые среды, образованные горными породами земной коры в области фильтрации (по генетическому признаку, претерпевших разного рода тектонические нарушения), можно разделить на следующие группы [Шейдеггер, 1960]: 1) зернистые, как правило, изотропно-пористые; 2) трещиновато-пористые; 3) чисто трещиноватые; 4) бипористые. Скорее, правилом является наличие анизотропно-пористых сред; если значения симметричного тензора трещинной проницаемости  $k_{ij}$  (конкретный вид зависит от геометрии трещин) различаются ненамного порядков, то в пределе мы имеем первый и третий случаи, если намного порядков — необходимо решать задачу о фильтрации в системе наклоненных трещин. К последнему можно отнести задачу о фильтрации в раскрытой плоской щели (по-видимому, достаточно редкое явление, как и изотропная пористость), решаемую классическим уравнением гидродинамики Навье-Стокса. В теории фильтрации, в частности для наиболее часто встречающихся трещиновато-пористых сред [Баренблатт, Желтов, 1960; Баренблатт и др., 1960], гидродинамические параметры могут сильно зависеть от собственно трещин, которых может быть статистически среди элементов структуры очень мало [Баренблатт и др., 1972]. При этом рассматриваются объемы, много большие размеров блоков и трещин, важно поэтому движение в целом, а не в каждой отдельной трещине.

Для трещиновато-пористых сред справедливы соотношения  $k_t \gg k_0$ ,  $m_t \ll m_0$ . В основе описания процесса лежит тот факт, что в нестационарную стадию существуют местные градиенты давлений и притоки флюида между блоками и трещинами.

По-видимому, следует сослаться на упомянутую работу [Баренблатт и др., 1972], где детально исследован обсуждаемый процесс, и остановиться на главных выводах. При существенно различных граничных условиях для давления в трещинах и блоках на входе области фильтрации существует характерное

время среды 
$$\tau = \frac{\bar{m}}{a}$$
 (где  $a$  — коэффициент пьезопроводности среды,

$\bar{m}$  — связывает отношение проницаемостей  $k_t$ ,  $k_0$  с геометрическими характеристиками пористой среды), начиная с которого давление в блоках и трещинах меняется аналогично изотропно-пористой среде. Если  $t \gg \tau$ , то давление в блоках не меняется вовсе: если  $t \lesssim \tau$ , то имеется характерное «запаздывание» (нестационарный период) трещиновато-пористой среды. В работе [Развитие. . ., 1969] приводятся в качестве обычных значения  $\tau \sim 10^{-1} \div 10^5$  с, однако, вариации параметров (особенно проницаемости) в наших задачах дают  $\tau_{\max} \sim 10^8$  с. При обычных временах генерации флюидов (время существования системы) даже этим максимальным значением времени выравнивания давлений можно пренебречь.

Таким образом, вполне оправданным оказывается решение многомерных задач геофильтрации, где формально моделью пористой среды считается изотропно-пористая, что значительно облегчает численные эксперименты. Выгодное обстоятельство малости характерного времени среды  $\tau$  позволяет принципиально обобщать получающиеся результаты на очень широкий класс реальных пористых пород.

Нами не рассматриваются бипористые среды по следующим причинам: а) эмпирический материал свидетельствует о том, что области фильтрации древних и современных гидротермальных систем существенно «трещинные», т. е. наличие тектонических нарушений различного рода является правилом [Смирнов, 1982]; б) возможен предельный переход от бипористой модели среды к трещиновато-пористой [Бондарев, Николаевский, 1966], что справедливо для пород, подвергавшихся тектоническим нагрузкам; в) описание «двойной» пористой среды нельзя считать законченным, прежде всего существуют трудности в интерпретации проницаемостей и т. д.

Что касается фильтрации в чисто трещиноватых средах, то она качественно аналогична таковой в изотропно-пористых, количественно отличается трактовкой и величиной проницаемости [Баренблатт и др., 1972].

Поскольку ОФС контролируются проницаемыми трещиноватыми зонами [Смирнов, 1982; Структуры. . ., 1960], то при задании начальных условий мы рассматривали проницаемость как функцию вертикальной координаты гладкого или ступенчатого вида. При этом величины коэффициента проницаемости задавались с учетом данных, полученных в натурных наблюдениях [Добрынин, 1970], а также возможности появления флюидоупоров в виде силлообразных интрузивных тел.

Наибольшие сложности при задании проницаемости имеются в случае описания динамики отделения летучих при ретроградном кипении магмы и формировании корки изверженных пород в кровле интрузивного тела, а также ороговикования вмещающих пород на различных глубинах в разрезе земной коры. Для жидко-твердой области гетерофазной зоны в магматической камере использовался подход, развитый А. Н. Черепановым [1983]. Для изверженной породы ( $T < T_s$ ) определение проницаемости, исходя из развитой теории, связано с введением «структурного параметра»  $\alpha_k$ , который можно задавать только с учетом экспериментальных определений проницаемости реальных изверженных пород с учетом изменения давления и при температурах порядка 1000—1300 К.

Изменение проницаемости гранитоидных пород от давления изучено в работе [Vgase et al., 1968], влияние изменения температур на проницаемость исследовалось рядом экспериментаторов [Белевцев и др., 1972; Zoback, Byerlee, 1975; Зарайский, Балашов, 1978, 1981].

При этом установлено, что с ростом температуры отмечается увеличение проницаемости пород. Данные получены для давлений до 1 кбар. Однако в зависимости от применяемой методики эксперимента эти оценки оказались существенно различными. В работах В. И. Николаенко [Белевцев и др., 1972; Николаенко, Индутный, 1978] отмечено возрастание  $k_p$  примерно на порядок в интервале  $\Delta T \simeq 300—675$  К. Оно может быть объяснено падением вязкости воды. Г. П. Зарайский, В. Н. Балашов [1978, 1981] получили увеличение проницаемости на пять порядков при возрастании объема тела на 1—1,3 %. В первом случае использовалось боковое обжатие образца и несколько большее, чем боковое, осевое давление флюида на плоскость среза породы, через которую проходила фильтрация, во втором — автоклавное нагревание образца при объемном воздействии флюидов разного состава на образец породы. Замеры проводились после обработки образца. Характерно, что структурный эффект зависел от состава флюида.

Столь контрастные величины  $k_p$  при повышении температуры в указанных работах Г. П. Зарайского, В. Н. Балашова в сравнении с измерениями  $k_p$  при «обычных» температурах и ином способе задания давления объясняются, по-видимому, тем, что при использовании автоклавного нагрева реализуется иной вид релаксации объема образца при охлаждении (и соответственно «снятия» флюидного давления). Изменение проницаемости пород при воздействии

флюидов разного состава свидетельствует о наличии растворения минералов в открытых порах и трещинах. Этот эффект наблюдается даже при фильтрации «чистой» воды при комнатной температуре. Авторы отмечают небольшую потерю веса образцов после эксперимента. Заметим, что если бы в природе реализовался эффект, описанный в работах Г. П. Зарайского и В. Н. Балашова, то фиксировалось бы механическое воздействие зон пород с большим нагревом на более холодные и хрупкие толщ (увеличение объема пород было бы порядка 10 м на 1 км разреза), контактовые зоны нетрещиноватых пород имели бы проницаемость, аналогичную локальным трещинным структурам.

Картирование контактов гипабиссальных гранитоидных массивов свидетельствует о прямо противоположной ситуации — при наличии проявления флюидного воздействия на вмещающие породы в «магматическую» стадию в нетрещиноватых породах наблюдаются чрезвычайно узкие зоны роговиков или магнезиальных скарнов, а в пределах проявления трещин их размеры возрастают не менее, чем на порядок. Вероятно, в реальных процессах в контактовых зонах интрузивных тел при объемном нагружении толщ и их нагреве проявляется крип. При этом развиваются процессы перекристаллизации и формирование роговиков, которые имеют меньшую пористость и проницаемость, чем исходные породы. Наличие поровых флюидов лишь катализирует реакции [Файф и др., 1962]. Поэтому при задании начальных условий нами учитывались величины  $k_p$ , отвечающие слабопроницаемым породам у контакта интрузива. Для изверженных пород также предполагались величины  $k_p$ , определенные для нетрещиноватых гранитов. Получаемые при этом оценки изменения расходов флюида и температур в системе являются предельными оценками «снизу». Если в природной системе  $k_p$  были выше, оцениваемый эффект должен был проявиться заведомо. Если еще раз вернуться к экспериментальным материалам, то, по нашему мнению, столь сильное увеличение проницаемости в экспериментах Г. П. Зарайского, В. Н. Балашова [1981, 1983] объясняется с точки зрения методики эксперимента.

Моделирование прямого процесса фильтрации по «проточной» методике с применением обжима образца горной породы в обсуждаемом  $PT$ -интервале будет отражать реальное соотношение поля давлений в скелетно-проницаемой среде и величин эффекта теплового разуплотнения. Вряд ли в этом случае мы получим увеличение проницаемости более чем на один-два порядка. Тем не менее мы считаем необходимым учитывать в дальнейшем этот эффект, тем более что Г. П. Зарайским и В. Н. Балашовым [1981] предложена количественная модель явления.

**Понятие однородного флюида.** Под однородностью гидротермального флюида подразумевается его однофазность. В наших задачах им будет являться надкритический водный флюид, пар (при  $PT$ -условиях существования линии равновесия водный флюид — пар до критической точки, зависящей от состава флюида [Sourirajan, Kennedy, 1962]). Нами не рассматривается фильтрация газированных флюидов, поскольку разработанная в нефтяной геологии [Развитие. . ., 1969] на этот счет теория крайне сложна и неполна, а в приложении к задачам геофильтрации достаточно точным будет рассмотрение однофазности флюида при однофазности растворителя (т. е. мы исключаем явления перегрева и т. д.). Зоны фазовых переходов в растворителе реально размыты в пространстве так, что существует узкая область гетерофазного флюида, шириной которой мы пренебрегаем и считаем в первом приближении фазовую границу резкой (сказанное не относится к переходу закритического флюида в водный). При наличии процессов вскипания растворенных газов мы будем ссылаться на известные в физике кипения эксперименты по соотношению скоростей фаз в подобных условиях.

Мы будем рассматривать лишь однофазные флюиды при наличии в них

растворенных газов, рудных инертных и прочих компонентов. Концентрации компонентов будут варьировать от очень малых (слабосоленый флюид) до значительных, при этом меняются физические свойства флюидов — вязкость, плотность, видоизменяются  $PT$ -условия линий двухфазного равновесия, положение критической точки и т. д.

Поскольку мы пренебрегаем тепловыми эффектами экзо- и эндотермических гетерогенных реакций при взаимодействии фильтрующихся флюидов с вмещающей средой, термодинамическая эволюция флюидов не зависит от их химической модели, а полностью определяется  $PT$  граничными условиями в источнике и зоне разгрузки.

Зависимость термодинамической эволюции от физико-химической природы плутона (базитовой или гранитоидной, например) явно присутствует в виде безразмерной критической температуры флюида в зависимости от начальной солевой нагрузки [Рябчиков, 1975; Бэрнем, 1982]. Естественно, что вещественный состав изначальной магмы, определенные количества растворенных в ней летучих будут определять «химическое лицо» гидротермального флюида, процессы массопереноса компонентов в эволюционирующем  $PT$ -поле.

**Выбор начальных данных. Возможность свободного конвектирования в надынтрузивной области.** Попытаемся строго обосновать то начальное распределение температур в надынтрузивной области, которое мы выбираем при реализации задач геофильтрации.

Пусть акт интрузии совершен и на некоторой глубине помещается магматическая камера, остывающая в более холодных вмещающих толщах пород. В зависимости от степени перегрева, насыщенности магмы летучими,  $PT$ -условий конкретной фации глубинности процесс генерации флюида может начаться через характерное время  $\bar{t}$ . Оно равно нулю, если расплав сразу оказывается пересыщенным летучими, процесс кипения продолжается при этом непрерывно, распространяясь и на этап кристаллизации. Если расплав изначально ненасыщен летучими, картина флюидогенерации сложнее [Шарапов, Черепанов, 1986а, б], при этом  $\bar{t}$  определяется началом ретроградного кипения магмы на фронте кристаллизации.

При решении задач геофильтрации обычно не рассматривают отрезки времени  $0 \leq t \leq \bar{t}$  и за временное начало принимают начало собственно «флюидной» стадии, причем начальные условия (по истечении «безфлюидной» стадии — в связи только с кондуктивным прогревом) строго не обоснованы: либо это геотермический градиент, либо практически постоянный «кондуктивный». При этом делаются некоторые предположения о продолжительности «безфлюидного» остывания.

Строго говоря, данный этап уменьшения температуры кровли интрузива до  $T_s$  является отдельной задачей, реализуемой в предположении начального геотермического градиента, дающей строгие начальные условия для «флюидной» стадии. Аргументом в пользу грубого начального приближения является часто то, что конвективный теплоперенос неузнаваемо меняет термодинамические условия в надынтрузивной области со временем.

Мы обсудим здесь существенный момент развития системы в «безфлюидный» этап — возможность свободного конвектирования в гравитационном поле за счет градиента температуры  $\Delta T = T - T_{\text{поверхн}}$ .

Коротко обсудим постановку задачи. Система уравнений тепловой конвекции в приближении Буссинеска [Гершуни, Жуховицкий, 1972] представлена уравнениями а) неразрывности несжимаемой жидкости

$$\operatorname{div} \bar{u} = 0; \quad (4.45)$$

б) движения, описываемым путем усреднения уравнения Навье-Стокса истин-

ное движение в пористой среде

$$\frac{1}{m} \cdot \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \nabla P - \frac{\nu}{k} \vec{u} + g\beta T \vec{\gamma}, \quad (4.46)$$

где плотность есть функция  $PT$ -условий

$$\rho = \rho_0(1 - \beta \bar{T} + \alpha \bar{P}), \quad (4.47)$$

а

$$\beta = - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P, \quad \alpha = \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \quad (4.48)$$

есть соответственно коэффициенты теплового расширения и изотермической сжимаемости. Предполагается, что существует «слабая» конвекция — изменения плотности за счет неоднородности температуры малы и ими можно пренебречь везде за исключением уравнения движения в члене с подъемной силой (в этом смысле приближения Буссинеска). Должно соблюдаться неравенство

$$|\alpha P| \ll |\beta T|$$

или

$$\rho_0 g \alpha L \ll \beta \delta T \ll 1; \quad (4.49)$$

в) баланса энергии

$$[(1-m)\rho^*c^* + m\rho c_p] \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho \vec{u} \nabla T = \lambda_{эф} \Delta T. \quad (4.50)$$

Из уравнения движения следует, что при подогреве снизу механическое равновесие возможно, если

$$\nabla T_0 = -A \vec{\gamma}, \quad (4.51)$$

где  $A$  соответствует линейному распределению температуры по вертикали с ортой  $\vec{\gamma}$ . Для  $PT$ -полей  $T_{общ} = T_0 + T$ ,  $P_{общ} = P_0 + P$  существуют критические возмущения, нарушающие механическое равновесие и приводящие к конвекции. Получающиеся обычным образом [Гершуни, Жуховицкий, 1972] уравнения критических возмущений имеют вид

$$\left. \begin{aligned} - \frac{1}{\rho_0} \nabla P - \frac{\nu}{k} \vec{u} + g\beta T \vec{\gamma} &= 0 \\ \frac{\lambda_{эф}}{\rho c_p} \Delta T + A(\vec{u} \cdot \vec{\gamma}) &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{u} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.52)$$

Если перейти к безразмерным переменным с масштабами расстояния  $L$ , скорости  $\frac{\lambda_{эф}}{\rho c_p} \cdot \frac{1}{L}$ , температуры  $A \cdot L$ , давления  $\frac{\rho_0 \nu \lambda_{эф}}{\rho c_p k}$ , то получим

$$\left. \begin{aligned} - \nabla P - \vec{u} + \operatorname{Ra} \cdot T \vec{\gamma} &= 0 \\ AT + (\vec{u} \cdot \vec{\gamma}) &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{u} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.53)$$

Рассматривая возникновение конвекции в плоском горизонтальном слое пористой среды с граничными условиями для возмущений [Гершуни, Жуховицкий, 1972]

$$u|_{z=0} = u|_{z=L} = 0, \quad T|_{z=0} = T|_{z=L} = 0, \quad (4.54)$$

получаем, что критерий Рэлея, имеющий вид



$$Ra_{\text{крит}} = \frac{AL^2 kg\beta}{\nu} \cdot \frac{\rho c_p}{\lambda_{\text{эф}}} = \frac{g\beta \cdot \delta T \cdot L \cdot k}{\nu} \cdot \frac{\rho c_p}{\lambda_{\text{эф}}}, \quad (4.55)$$

для критических возмущений равен примерно 40 [Кутателадзе, 1970]. Проведем некоторые средние оценки:  $g \sim 10 \text{ м/с}^2$ ,  $\beta \sim 10^{-3} \text{ 1/К}$ ,  $\nu \sim 10^{-7} \div 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\lambda_{\text{эф}}/\rho c_p \sim 10^{-7} \div 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ , тогда

$$\delta T \cdot L \cdot k \sim 10^{-11} \div 10^{-10} [\text{К} \cdot \text{м}^3],$$

т. е.  $\delta T \sim n \cdot 10^2 \div 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$  при проницаемости  $k \sim 10^{-16} \div 10^{-17} \text{ м}^2$  в области фильтрации  $L \sim 10^3 \div 10^4 \text{ м}$ . Таким образом, в широком интервале варьирования параметров в проницаемой надынtruзивной толще в «безфлюидный» этап становления плутона имеет место, по-видимому, всегда свободная конвекция метеорных вод. Если на верхней границе имеется слой жидкости (водоем), то  $Ra_{\text{крит}} = 27$  [Гершуни, Жуховицкий, 1972], что является близким обсуждающемуся выше случаю. Наличие источников (или стоков при метаморфизме) тепла в рассматриваемой толще пород не вносит заметных количественных поправок в проведенные оценки [Меламед, 1976]. Общее гидродинамическое поле метеорных вод в этот начальный этап («безфлюидный») будет осложнено также горизонтальными (латеральными) либо наклонными конвективными движениями в области вертикальных (блоковых) границ интрузива. Интенсивность тепло- и массопереноса при этом невелика, однако такое движение существует до тех пор, пока имеется латеральный  $\text{grad } T$ , т. е. до момента полного исчезновения тепловой аномалии интрузивного тела [Кирдяшкин, 1982].

**Граничные условия на дневной поверхности** (более подробно см. разд. 4.8). Фильтрация гидротермальных флюидов является напорной, при этом зеркало грунтовых вод (фреатическая поверхность) в области фильтрации совпадает с дневной поверхностью; считаем, что пористая среда является насыщенной от «источника» до дневной поверхности. Абсолютное давление, относящееся к вакууму, во флюиде на ней равно [Бэр и др., 1971] атмосферному, т. е.

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{ф}} + P_{\text{атм}} = \left. \begin{matrix} P_{\text{атм}} \\ P_{\text{ф}} = 0 \end{matrix} \right\} \quad (4.56)$$

в статическом положении. Однако реально «разгрузка» гидротермальных систем такова, что условие расхода (закон сохранения массы) флюида соблюдается и на дневной поверхности, где проницаемость стремится к бесконечности; поэтому строго

$$P_{\text{ф}} > 0, \quad (4.57)$$

конкретно оно (точнее, градиент флюидного давления) определяется по скоростям паровых струй, фумарол, истекания горячих терм и т. д.

Если принять «спокойную» разгрузку гидротермальной системы, то приближенно можно использовать (4.56). Согласно положению о «сплошной» насыщенной флюидом пористой среде вплоть до дневной поверхности, условие теплообмена на ней в общем случае имеет вид «потока» Ньютона

$$\lambda_{\text{эф}} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{z=L} = \alpha(T|_{z=L} - T_c). \quad (4.58)$$

Если имеет место разгрузка на океаническом дне («черные курильщики» с визуально определяемыми скоростями флюидных струй и т. д.), то

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{ф}} + P_{\text{атм}} + P_{\text{гидрост}}, \quad (4.59)$$

а также  $T_n \sim 2 \div 5 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Характер развития поля давлений, если считать закритический флюид при больших давлениях слабосжимаемым [Варгафтик, 1963], полностью определя-

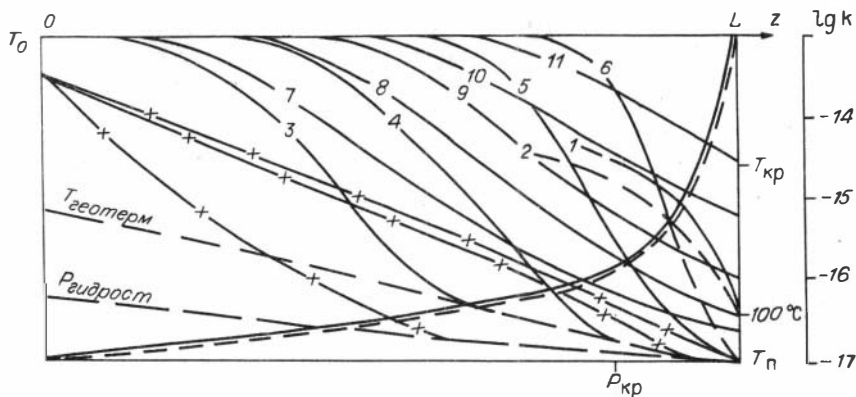


Рис. 4.2. Качественная схема эволюции  $PT$ -полей в гидротермальной системе. Кривые с крестиками — распределение давлений. Ост. пояснения см. в тексте.

ется функциями проницаемости и пористости  $k(z)$ ,  $m(z)$ . Изображенная на рис. 4.2 зависимость проницаемости от глубины в «среднем» соответствует реальной при глубине «источника» 6—12 км. При этом стационарное распределение давлений согласно расчетам (кривая 2) везде ниже литостатического, в проницаемой верхней зоне оно заметно уменьшается, приближаясь к гидростатическому; соответственно в зависимости от функции проницаемости  $k(z)$  кривые равновесия вода—пар укладываются в сектор между кривыми 1 и 2.

**«Интенсивная» тепловая разгрузка;  $\alpha$  велико.** Природу фазового перехода закритического флюида в жидкость (пар) мы здесь не обсуждаем. Тепловая эволюция прослежена кривыми 3, 4, 5;  $T|_{z=0} = 25^\circ\text{C}$ . Кривая 6 является «трехфазной» с фронтом испарения пар — жидкость, перемещающимся в секторе 1—2 к дневной поверхности со временем. В стационарном состоянии системы существует «точка равновесия» на двухфазной кривой, отвечающая неподвижной границе испарения (на масштабе полного времени); паровая зона в принципе не выходит на поверхность при сколь угодно длительном «прогреве» флюидной системой, всегда существует (пусть даже очень тонкий) слой жидкости.

**«Неинтенсивная» тепловая разгрузка;  $\alpha$  мало: кривые 7, 8, 9.**  $T|_{z=0}$  постоянно растет. Начиная с некоторого времени (кривая 8) возникает «трехфазная зона» с фронтом испарения жидкость — пар, перемещающимся в секторе 1—2 вглубь системы вплоть до исчезновения жидкости в критической точке; система становится «двухфазной» — надкритический газ + пар. «Двухфазная» система вырождается в «однофазную» (только надкритический газ) для времени, соответствующему кривой 11. Такого типа очень горячие источники встречаются среди «курильщиков».

**Наличие фронтов конденсации возможно** [Аверкин, Шарапов, 1987], как следует из количественного анализа, лишь в случае, если в присутствии в системе термодинамических условий двухфазной кривой жидкость — пар будет во времени уменьшаться конвективный тепловой поток, что может быть связано, например, с «отмиранием» источника. При этом фронт испарения станет фронтом конденсации: а) пар — жидкость с продвижением вглубь системы; б) жидкость — пар с движением к дневной поверхности.

Следует отметить три важных момента: 1) при фильтрации высококонцентрированных флюидов (а также рассолов-расплавов) все изображенные качественные кривые, конечно, будут трансформированы в пространстве и времени; 2) подчеркнем особую трудность численной реализации обсуждаемой

задачи. Так, требуется (вдоль кривой 6) решение задачи нелинейной фильтрации закритического газа и пара, и несжимаемой жидкости, требуется соответственно два «сшивания» решений, а также включения в условия задачи границы испарения стефановского типа; 3) фазовые границы считаем резкими, флюид в каждой точке является однофазным. Данная «идеализация» вполне обосновывается следующим: а) область фильтрации считаем «однородной» по проницаемости; теплопотери на боковых границах не искажают заметно тепловое поле в центральных частях колонны, где верны приводимые выше следствия; б) на некотором характерном для системы латеральном масштабе фазовые границы можно считать горизонтальными; в) исключая явления перегрева [Беликов, 1986б], считаем, что ширина зоны реальной гетерогенизации флюида (жидкость + пузыри флюида) мала по сравнению с размерами области фильтрации.

#### 4.4. ДИНАМИКА ТЕПЛООБМЕНА В ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМАХ

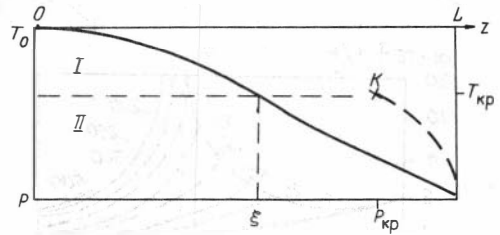
**Критические явления во флюиде. Фильтрация закритических флюидов.** Граничные условия на контакте интрузива со вмещающими породами (условно это «источник» в наших задачах) обсуждалось выше, исходя из известных решений динамики дифференциации магм [Шарапов, Черепанов, 1986а, б]. Если рассматривать отделение не специфических рассолов — расплавов с солевыми концентрациями выше 40 %, а флюидов с «обычной» нагрузкой 5—15 мас. % (по эквиваленту NaCl), то на контакте с остывающей интрузией агрегатным состоянием их является сжимаемый закритический газ (при становлении интрузива в гипабиссальной и более глубоких фациях глубинности).  $T$  и  $P$  критической точки флюида, как и двухфазная кривая равновесия жидкость — пар, принимают большие значения с увеличением солевой нагрузки [Sougirajan, Kennedy, 1962].

Будем рассматривать наиболее простую ситуацию, когда отсутствуют закритические переходы во флюиде, неизбежно возникающие при длительной флюидогенерации. Для некоторых гипабиссальных плутонов собственно «флюидный» этап завершается, по-видимому, именно на этой стадии. Напомним, что интенсивность «прогрева» всей области фильтрации зависит от динамики кристаллизации плутона, целого ряда параметров флюидопроводящих вмещающих толщ, условий разгрузки на дневной поверхности. Вдоль любой из кривых 3, 4, 5, 7 (см. качественный рис. 4.2, 4.10) в области фильтрации флюид находится при  $T > T^*$  — закритический газ;  $T < T^*$ ,  $P \geq P^*$  — «закритическая» жидкость;  $T < T^*$ ,  $P \leq P^*$  — обычная жидкость. Мы применяем именно такую терминологию, так как при  $P > P^*$  существует одна фаза, которую в зависимости от  $T$  можно называть жидкостью или газом, между ними существует непрерывный переход [Смит, 1968]. Следует отметить, что различные исследователи по-разному интерпретируют реальные изменения физических параметров водного раствора в связи с переходом закритического газа в жидкий. Ф. Смит [1968] рассматривает в качестве определяющего критерия соотношение удельных объемов газовой и жидкостной фаз (вдоль линии двухфазного равновесия и в закритической области  $T > T^*$ ,  $P > P^*$ ): наклон кривой термического расширения в критической точке бесконечен при отсутствии скачка, при выходе в закритическую область в точках перегибов наклоны кривых конечны. Образующаяся при этом сингулярная  $PT$ -линия, исходящая из критической точки, описывается соотношением

$$\left( \frac{\partial^2 V}{\partial T^2} \right)_P = 0.$$

«Эта линия может быть принята за размытую границу между газообразным и

Рис. 4.3. Условное разделение области фильтрации при конкретизации уравнения состояния флюида. Пояснения в тексте.



жидкообразным состоянием в закритической области, и, по крайней мере, для воды, она очень близка к критической изохоре» [Смит, 1968, с. 81]. Вторая общеизвестная позиция — за разграничительный рубеж между закритическим флюидом и жидкой фазой водного флюида приближенно принимается температура критической точки воды [Николаев, Доливо-Добровольский, 1961]. Из анализа термических параметров водных растворов в широком  $PT$ -диапазоне (обсуждающихся ниже) мы принимаем вторую точку зрения.

Ввиду отсутствия достаточно точного универсального уравнения состояния для флюида в области фильтрации разделение ее вышеуказанным образом позволяет проводить решение задачи в областях  $0 \leq z \leq \xi$ ;  $\xi \leq z \leq L$  с «сшиванием» решения в точке  $\xi$  (рис. 4.3). Нестационарная неизометрическая фильтрация в области I ( $0 \leq z \leq \xi$ ) описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{P}{\rho(T, P)} = z(T, P) \cdot RT/M; \quad (4.60)$$

$$v = - \frac{k(z)}{\mu(T, P)} (\nabla P + \rho(T, P)g); \quad (4.61)$$

$$m(z) \frac{\partial \rho(T, P)}{\partial t} = - \operatorname{div} [\rho(T, P) \vec{v}]; \quad (4.62)$$

$$[\rho(T, P) \cdot c_p(T, P)]_c \frac{\partial T}{\partial t} + v [\rho(T, P) \cdot c_p(T, P)]_{\text{фл}} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_{\text{эф}}(T, P) \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (4.63)$$

Применение многоконстантных уравнений состояния [Гиршфельдер и др., 1961] при расширении интервала  $PT$ -условий неудовлетворительно, кроме того, физический смысл этих постоянных не всегда ясен. Вирьяльное уравнение состояния, хотя и имеет строгую теоретическую основу, основывается на эмпирических данных. Поэтому применяют уравнение (4.60) с известной из экспериментов зависимостью  $z(T, P)$ . Нами использована зависимость фактора сжимаемости  $z(T, P)$ , взятая из монографии [Рид, Шервуд, 1971], составленная на основе принципа соответственных состояний [Гоникберг, 1969]. Реализация задачи в области II связана с заменой (4.60) на

$$\rho(T, P) = \rho_0 (1 + \beta(T, P)(P - P_0) - \alpha(T, P)(T - T_0)), \quad (4.64)$$

получающиеся из общих соображений дифференцированием  $\rho = \rho(T, P)$  и имеющее в качестве параметров эмпирически определяемые коэффициенты сжимаемости

$$\beta(T, P) = \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \quad (4.65)$$

и теплового объемного расширения

$$\alpha(T, P) = - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P. \quad (4.66)$$

В геологических задачах ограничиваются рассмотрением лишь первых двух слагаемых уравнений (4.64) [Развитие . . ., 1969], однако реальное уменьшение

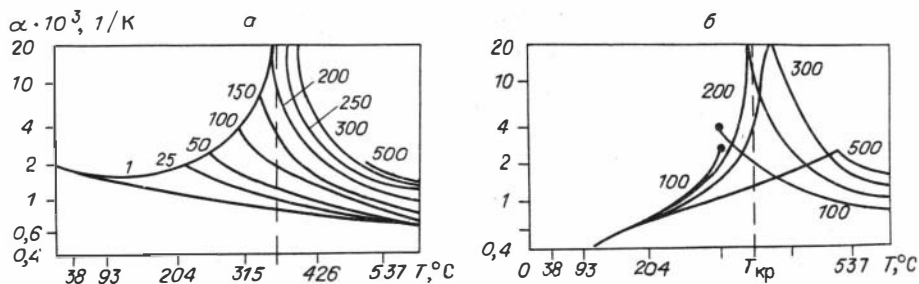


Рис. 4.4. Зависимость коэффициента теплового расширения от  $PT$ -условий (водный флюид).  $a$  — идеальный газ;  $b$  — жидкость (отмечена также область сверхкритического флюида). Цифры у изолиний — давление (бар).

плотности при повышении  $T$  и  $P$  (и непрерывный переход к уравнению (4.60) в  $z = \xi$ ) можно объяснить лишь третьим слагаемым в (4.64). На рис. 4.4 приведена зависимость  $\alpha$  от  $PT$ -условий из монографии [Эккерт, Дрейк, 1961].

Экстраполяция зависимости  $\alpha(T, P)$  на более высокие значения температур и давлений проводится элементарно (с погрешностью располагаемого эмпирического материала): ищется  $\alpha(T, P^*)$  при известных  $\rho_0(T_0, P^*)$ ,  $\beta(T, P^*)$  по известным таблицам  $\rho(T, P)$ , взятым из [Вукалович, Новиков, 1948; Варгафтик, 1963].

**Фазовый переход в критической точке.** Все фазовые переходы принято делить на две группы (некоторая условность, поскольку существуют фазовые переходы с очень малыми скачками теплоемкости, теплотой перехода): 1) фазовые переходы I рода — скачком меняются плотность, теплоемкость, теплопроводность, поглощается теплота фазового перехода, при фазовом переходе появляются зародыши другой фазы с поверхностью раздела фаз (и поверхностных энергий), к ним относятся испарение, конденсация, плавление, затвердевание, сублимация, конденсация в твердую фазу и т. д.; 2) фазовые переходы II рода — отсутствие скачков плотности, теплота фазового перехода, межфазная поверхность натяжения уменьшаются до нуля. Новая фаза, возникающая за счет возросших флуктуаций в масштабах всей системы, очень слабо отличается от исходной. Аналогичная картина наблюдается и в критической точке на кривой жидкость — пар во флюиде. Сходство критических явлений с фазовыми переходами II рода оказывается очень глубоким [Стенли, 1973]. Сходство критических явлений для различных объектов разной природы позволяет рассматривать их как кооперативные явления (достаточно слабо разработанная область физики), обусловленные свойствами всей совокупности частиц — любая часть рассматриваемой системы в точке фазового перехода «чувствует» изменения, происшедшие с остальными частями. Вдали от точки перехода флуктуации статистически независимы, и случайные изменения состояния вещества в данной точке образца не сказываются на остальном веществе [Физический энциклопедический словарь, 1984]. Имеют место следующие критические явления при фазовых переходах II рода: рост сжимаемости вблизи критической точки; рост флуктуаций плотности приводит к замедлению установления термодинамического равновесия, аномалиям вязкости и теплопроводности. В точках фазового перехода II рода фазы почти неразличимы и возможно образование зародышей другой фазы большего размера (флуктуация) аналогично процессам в критической точке. К упомянутым выше явлениям необходимо добавить бесконечный рост теплоемкости, отсутствие перегрева или переохлаждения при возникновении новой фазы (что необходимо для появления устойчивых зародышей при фазовых переходах I рода).

На рис. 4.4—4.9 приведены зависимости термодинамических функций из

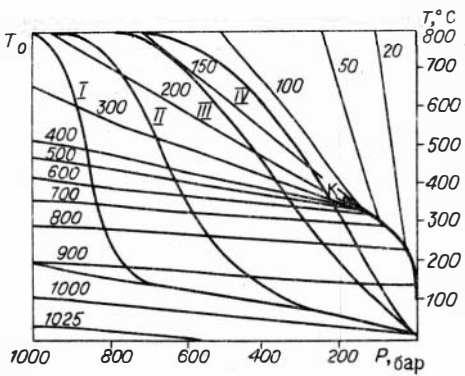


Рис. 4.5. Зависимость плотности водного флюида от  $PT$ -условий ( $\text{кг}/\text{м}^3$ , обозначена цифрами у изолиний). Жирная линия — кривая двухфазного равновесия пар—жидкость.

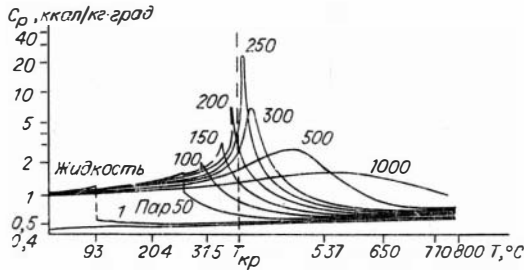


Рис. 4.7. Зависимость теплоемкости водного флюида от  $PT$ -условий. Цифры у изолиний здесь и далее — давление (бар).

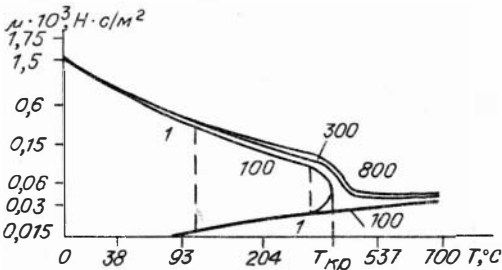


Рис. 4.9. Динамическая вязкость водного флюида как функция  $PT$ -условий.

этого широко применяемые таблицы из работ [Вукалович, Новиков, 1948; Варгафтик, 1963]; сводные диаграммы функции  $\rho(T, P)$  построены нами по данным [Вукалович, Новиков, 1948], функции  $\beta(T, P)$  — на основе методики, о которой шла речь выше, при этом реперные точки сверялись с эмпирическими данными.

1. Плотность  $\rho(T, P)$  водного флюида (см. рис. 4.5) в процессе фильтрации (для примера можно выбрать гранитоидный источник, кровля которого находится на глубине 3—4 км, т. е.  $T_0=700\div 800^\circ\text{C}$ ,  $P_0=1000$  атм), если при

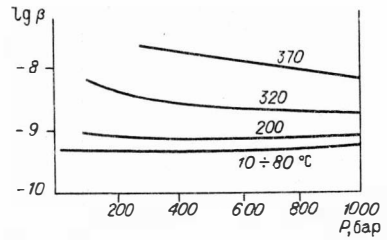


Рис. 4.6. Зависимость коэффициента сжимаемости для  $T < T_{кр}$  во всем интервале давлений  $1\div 1000$  бар.

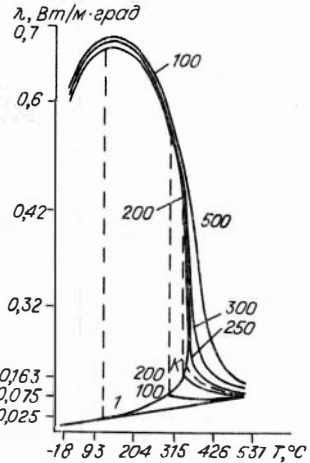


Рис. 4.8. Теплопроводность водного флюида как функция  $PT$ -условий.

$PT$ -условий с особенностями в критической точке водного флюида [Эккерт, Дрейк, 1961], дополненные нами на весь известный диапазон температур и давлений.

Проанализируем приведенные графики с точки зрения пространственно-временной эволюции флюидной системы в области фильтрации. Будем рассматривать коэффициенты системы (4.60)—(4.63) в интервале давления  $0\div 1000$  атм, температур  $0\div 800^\circ\text{C}$ . Нами использованы для

Таблица 4.2. Удельный объем водного флюида ( $\text{м}^3$ ) в зависимости от  $PT$ -условий [Вукалович, 1958] вблизи  $T_{\text{крит}}$

$T, ^\circ\text{C}$ \ / \ $P, \text{бар}$	200	220	240	250	300	400	500	1000
350	0,001671	0,001641	0,001617	0,0016	0,001561	0,00149	0,001446	0,001322
360	0,001841	0,001768	0,001722	0,0017	0,001642	0,00155	0,00149	0,00135
380	0,00868	0,0066	0,00371	0,00235	0,00191	0,0017	0,0016	0,001398
390	0,00958	0,00778	0,006	0,00513	0,00221	0,0018	0,00167	0,001426

первом приближении принять распределение давлений близким к линейному, может меняться значительно — от  $200 \div 300$  до  $1000 \text{ кг/м}^3$ . Из сравнения густоты изолиний плотности (или иначе изохор) следует, что при длительном развитии системы (кривая  $IV$ ) вблизи  $T_{\text{кр}}$  «поведение» (в смысле уравнения состояния) закритической жидкости отличается от такового для закритического газа; имеет место резкое уменьшение плотности (однако везде это гладкая функция) при увеличении температуры через «критический рубеж». Подтвердим это табл. 4.2, поскольку в графиках неизбежны искажения. С глубиной при увеличении давления (см. табл. 4.2) функция  $\rho(T, P)$  на «критическом рубеже» становится более монотонной.

2. Описанные особенности в аспекте уравнения состояния реального газа иллюстрирует диаграмма функции  $z(T, P)$  [Рид, Шервуд, 1971]. Вблизи критической точки по сравнению с высокими значениями  $T$  и  $P$  флюид максимально сжимаем.

3. Коэффициент сжимаемости  $\beta(T, P)$  (см. рис. 4.6) также свидетельствует об аномальной сжимаемости, но уже жидкости с уравнением состояния (4.64). Величина  $\beta(T, P)$  связана с изменением действующих во флюиде сил при изменении его объема, давление обусловлено взаимным упругим отталкиванием атомов («холодное» давление) и изменением энергии тепловых колебаний частиц при уменьшении объема.  $\beta(P, T)$  является функцией  $PT$ -условий, убывает при увеличении  $P$  и растет с  $T$  (температурный эффект уменьшается с ростом давления, т. е. уменьшается коэффициент термического расширения  $\alpha(T, P)$ ). С увеличением  $P$   $\beta(T, P)$  падает сначала достаточно резко, а затем меняется мало. Если сжимаемость газов, как уже отмечалось выше, можно исчерпывающе охарактеризовать функцией  $z(T, P)$ , то сжимаемость жидкости нельзя уже описать уравнением типа (4.60) [Рид, Шервуд, 1971].

4. Объемный коэффициент теплового расширения  $\beta(T, P)$  (термического расширения) приведен нами как для воды, так и для идеального газа  $\text{H}_2\text{O}$ . Поведение его при высоких  $PT$ -условиях соответствует асимптотической области  $(0,5 \div 4) \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$ , вблизи критической точки и для докритической воды  $\alpha(T, P)$  очень контрастен. Например, при давлении 100 атм для воды он резко увеличивается с температурой до линии двухфазного равновесия, затем испытывает скачок  $\sim 1,5 \times 10^{-3} \text{ 1/K}$ , уменьшается для докритического пара и далее при монотонном переходе в закритический газ. Наблюдаемое уменьшение плотности в любом изобарическом срезе на диаграмме  $\rho(T, P)$  (см. рис. 4.5) происходит таким образом благодаря только увеличению температуры (несмотря на уменьшение для закритического газа функции  $\alpha(T, P)$  с температурой). Отметим, что эмпирические данные для функции  $\alpha(T, P)$  страдают неполнотой по сравнению с хорошо изученными и теоретически обоснованными диаграммами  $z(T, P)$ . Поэтому при попытке наиболее полного и точного динамического описания фильтрации плутогенных флюидов очевидным становится раздельное решение систем уравнений (4.60) — (4.63) и (4.61) — (4.63), (4.64).

5. Теплоемкость водного флюида  $c_p(T, P)$  (см. рис. 4.7) в докритической области для воды увеличивается с температурой и давлением незначительно,

терпит скачок (отрицательный для давлений  $1 \div 75$  атм, положительный при более высоких  $P$ ) и далее уменьшается для пара достаточно резко, особенно для высоких  $T$  и  $P$ . Соответственно кривым  $IV-I$  на рис. 4.5 функция  $c_p(T, P)$  становится более монотонной с менее выраженным максимумом. На примере теплоемкости особенно четко прослеживается «затухание» аномалии в критической точке. Вдоль кривой  $I$  (небольшие времена процесса) везде во флюиде теплоемкость достаточно однородна, близка к таковой для воды при нормальных условиях.

6. **Теплопроводность**  $\lambda(T, P)$  различается для воды и пара в докритической области достаточно сильно (см. рис. 4.8). С увеличением  $P$  и  $T$  величина «скачков» уменьшается. При увеличении давления в закритической области жидкость и газ все же сильно (один-два порядка) разнятся. Это обстоятельство опять-таки свидетельствует о необходимости принципиального рассмотрения в формальном описании двух субстанций — особенно вблизи критической точки.

7. **Для вязкости**  $\mu(T, P)$  (см. рис. 4.9) можно сделать аналогичные выводы, для нее величины скачков в закритической области меньше, имеется более четкая асимптотическая область значений при больших  $P$  и  $T$  порядка  $4 \cdot 10^{-5}$  н·с/м<sup>2</sup>.

Отметим, что имеет место тенденция к более сглаженным, монотонным функциям  $z, \alpha, \beta, \rho, \mu, \lambda, c_p$  с глубиной (см. рис. 4.5, кривые  $I$  и  $II$ ) — «однородный» физический флюид. В области, близкой к критической точке (кривые  $III, IV$ ), все функции сохраняют гладкость, однако, являются явно немонотонными, подчеркивая «затухание» аномалии критической точки и рассмотрение единой закритической субстанции с гладкими характеристиками как «единой в двух лицах» — закритические газ и жидкость. В критической точке свойства флюида аномальны, не существует строго формализованной теории критических явлений (об этом уже говорилось выше). Исходя из физико-химической природы водного флюида, отмеченные моменты правильно отражают реальное термодинамическое состояние флюида в пространстве и времени. Обо всем этом необходимо помнить, поскольку в дальнейшем придется упрощать постановку задачи, при этом неизбежно результаты численного моделирования в некоторой степени искажают реальный процесс.

Уравнение состояния закритического газа описывается уравнением (4.60), где функция учитывает влияние термодинамических условий глубин «пневматолитовой» части флюидной системы. Поведение всех газов в областях глубинного петрогенезиса [Мельник, 1978] изучается именно таким образом (отклонения  $z(T, P)$  от 1 порой могут быть значительны). Слабосжимаемая жидкость, особенно закритическая, конечно, не может быть описана уравнением состояния реального газа (4.60), поэтому выбор (4.64) является единственно правильным.

Существует возможность описания закритического флюида также уравнением типа (4.64). Однако для этого необходимы надежные эмпирические данные по функции  $\alpha, \beta$  вплоть до  $PT$ -условий «источника». Поскольку гораздо более надежными являются данные для фактора сжимаемости  $z(T, P)$  [Рид, Шервуд, 1971] в описании закритического газа ( $T > T^*$ ), мы в первую очередь обсудим совместное решение системы уравнений (4.60) — (4.63); (4.64) и (4.61) — (4.64).

Будем искать решение в области  $T > T_{\text{крит}}$  (закритический газ) с системой уравнений (4.60) — (4.63). Опираясь на опыт численного решения нелинейных задач математической физики [Самарский, Попов, 1980], можно предложить итерационные схемы, являющиеся крайне громоздкими, однако, в принципе решающие нелинейную задачу (см. Приложение 3). Такого рода схемы обладают недостатком, не позволяющим расценивать их как реально полезную процедуру. Дело в том, что ограничение на шаг по времени оказывается чрезмерно жестким. Несмотря на то что для итерационного процесса выбрана неявная схема, качественно возникновение ограничения временного шага (даже более



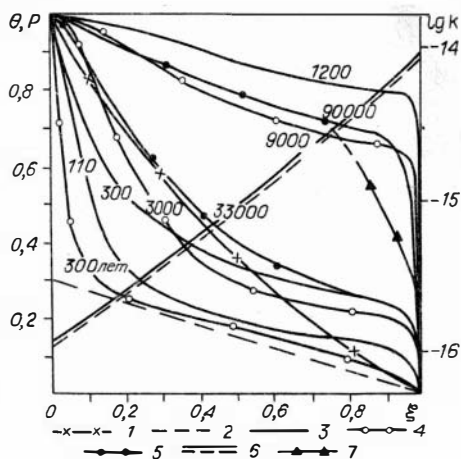


Рис. 4.10. Динамика  $P$ - $T$ -условий во флюиде с различной вязкостью при фильтрации в толщах пород с «обычной» для гидротермальных систем проницаемостью,  $\mu$  — вязкость чистой воды.

1 —  $P$ ; 2—5 — вязкость: 2 — начальная, 3 —  $\mu$ , 4 — 10  $\mu$ , 5 — 100  $\mu$ ; 6 —  $k$ ; 7 — линия равновесия пар-жидкость.

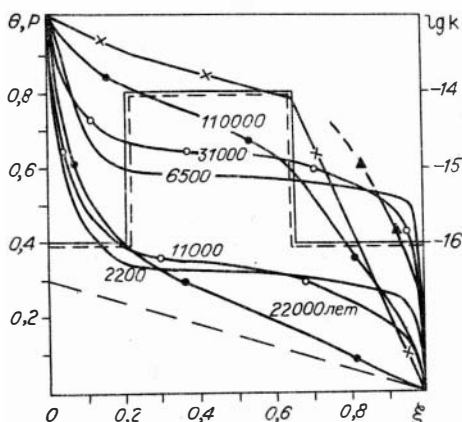


Рис. 4.12. Динамика  $P$ - $T$ -условий во флюиде при наличии в области фильтрации зоны повышенной трещиноватости.

Усл. обозн. см. на рис. 4.10.

эксперименте получить  $\tau_{\max}$ , при котором сеточное решение сходится (с необходимой проверкой — тестом). Для существенно более простой нелинейной системы уравнений фильтрации газа нами получена оценка  $\tau_{\max} \sim 10^4$  с. Можно гарантировать, что для системы (4.60) — (4.63) верхний предел шага по времени будет гораздо меньшим. При интересующих нас временах процесса  $10^{10} \div 10^{13}$  с требуется последовательное решение десятков миллионов вариантов (!), для исследования одного конкретно интересующего нас случая, что нереально (использованы ЭВМ ЕС 1055, 1045). В этой впрочем типичной для математической физики ситуации (численная схема очень неудовлетворительна) существует два выхода: а) поиск (порой многолетний, рождающий крайне редко принципиально улучшенную схему) новой численной схемы; б) упрощение

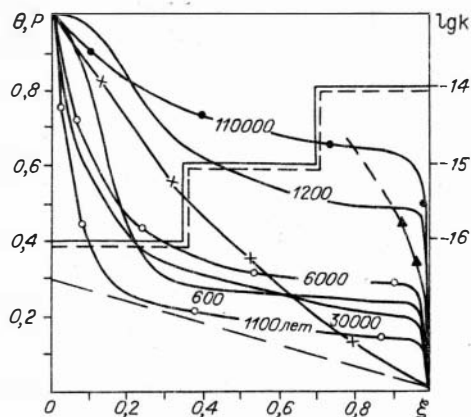


Рис. 4.11. Динамика  $P$ - $T$ -условий во флюиде при фильтрации в слоистой толще эффузивно-осадочных пород.

Усл. обозн. см. на рис. 4.10.

жесткого, чем условие Куранта) понятно: использование любого итерационного процесса для решения системы неявных уравнений фактически связано с введением определенной степени «явности», что эквивалентно ухудшению устойчивости вычислительного процесса [Самарский, 1983]. Естественно, что условия сходимости для разных итерационных процессов различны. При решении нелинейных систем, например, газодинамики методом Зейделя [Самарский, Попов, 1980] критерий устойчивости выписать просто (особенно при постоянных коэффициентах) — с точностью до константы он совпадает с условием Куранта. В нашей же численной процедуре со многими вложенными друг в друга итерационными процессами, нелинейность которой «усугубляет» зависящие от  $P$ - $T$ -условий параметры, получить явный вид критерия устойчивости крайне трудно. Единственным выходом является попытка в численном

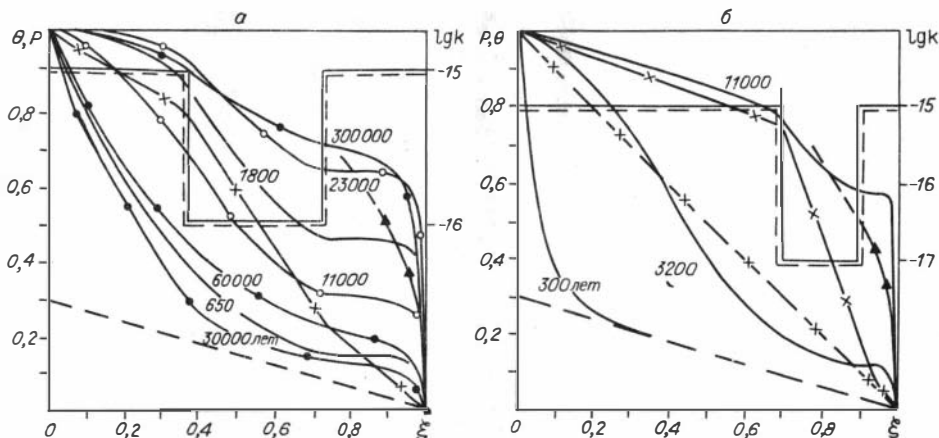


Рис. 4.13. Динамика  $PT$ -условий во флюиде при наличии «флюидоупора».

$a$  — средняя часть области фильтрации;  $b$  — приповерхностная область, давление во флюиде более чем в два раза превышает литостатическое на контакте с «флюидоупором». Ост. усл. обозн. см. на рис. 4.10.

постановки задачи в разумных пределах, не теряя при этом общности. Первый путь для нашей задачи неприемлем, поскольку другие итерационные методы (Ньютона, например) имеют тот же набор недостатков, они могут лишь в частностях улучшить ситуацию [Самарский, Попов, 1980].

Поскольку область вблизи  $(T_{кр}, P_{кр})$  соответствует аномальным значениям почти всех рассматриваемых параметров, следует, видимо, по пути упрощения задачи рассмотреть области с относительно маломеняющимися функциями  $PT$ -условий (строго верным это будет для «живущих» непродолжительное время систем). Из диаграмм  $c_p(T, P)$ ,  $\mu(T, P)$  имеем  $c_p(T, P) \sim 0,7$  ккал/(кг · град);  $\mu(T, P) \sim 4 \cdot 10^{-5}$  кг · с/м<sup>2</sup>. Теплопроводность не поддается разумному осреднению, но важным является не этот факт, а то, что нелинейность системы принципиально сохраняется, поскольку мы продолжаем рассматривать плотность как функцию  $PT$ -условий. Несколько упрощенная при этом нелинейная система (объем внутренних итерационных процессов уменьшается в два раза) практически совпадает с упомянутой выше. Напомним, что и в этом случае имеем оценку  $\tau_{max} \sim 10^4$  с.

Следующим и уже, по-видимому, крайним шагом по пути упрощения является осреднение плотности в областях «закритического» газа  $T > T_{кр}$  и жидкости  $T \leq T_{кр}$ .

Получим в итоге нелинейную систему уравнений

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0; \quad (4.67)$$

$$v = -k(z) / \mu (\nabla P + \rho g); \quad (4.68)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho_1, & 0 \leq z < \xi \\ \rho &= \rho_2, & \xi \leq z \leq L \end{aligned} \right\}; \quad (4.69)$$

$$(\rho c_p)_c \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c_p)_{фл} v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_{эф} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (4.70)$$

алгоритм численной реализации которой приведен в Приложении 3. Заметим, что использование системы уравнений (4.67) — (4.70) в качестве первого приближения позволяет рассматривать функции  $c_p$  и  $\lambda$  уже как кусочно-постоянные (для областей  $T > T_{кр}$ ,  $T < T_{кр}$ ), а не как постоянные во всей области фильтрации. Результаты численных расчетов приведены на рис. 4.10—4.13. Подробный анализ полученных данных будет выполнен нами в главе VI.

#### 4.5. О ПРИМЕНЕНИИ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ К ОПИСАНИЮ ДИНАМИКИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В ГИДРОТЕРМАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Применение теории подобия для анализа гетерогенных химических процессов было разработано Г. К. Дьяконовым [1956]. Эти идеи мы использовали для рассмотрения динамики метасоматических процессов [Голубев, Шарапов, 1974], но для количественного анализа процессов тепло- и массообмена при отложении минералов из гидротермального потока этот подход, по-видимому, последовательно пока не применялся. Это было связано с тем, что аналитические решения задач такого рода, полученные ранее В. С. Голубевым [Голубев, Шарапов, 1974; Голубев, 1981], не требовали его использования, так как в них в явном виде прослеживается количественная связь рассматриваемых параметров. Очевидно, при численных решениях сложных систем уравнений с большим числом параметров использование теории подобия чрезвычайно полезно, так как позволяет в параметрической форме и безразмерном виде уравнений получить обобщения на весь класс задач данной системы уравнений и принятых условий развития процесса [Гухман, 1974]. Суть такого рода преобразований нами уже описывалась [Теплообмен. . ., 1972; Шарапов, 1973], поэтому здесь мы укажем лишь то, что существенно для описываемой задачи. В рамках рассматриваемой модели будем считать явления тепло- и массопереноса при фильтрации гидротермальных растворов подобными, если

они описываются системой уравнений (4.60) — (4.64) и

имеют подобные условия однозначности, включающие геометрическое подобие, подобие условий тепло- и массообмена на границах, подобие физических переменных и констант, подобие законов изменения физических свойств, тождественность формул превращения при химических реакциях.

Для дальнейших построений будем использовать следующие критерии подобия (табл. 4.3): число подобия тепловой гомохронности Фурье  $Fo = at/L^2$ , характеризующее связь между скоростью изменения температурного поля, физическими константами и размерами тела; критерий теплового подобия Пекле  $Pe = vL/a$ , являющийся мерой отношения конвективного и молекулярного переносов тепла в потоке; критерий краевого подобия Био  $Bi = \alpha L/\lambda_{эф}$  теплообмена с граничным условием III рода; критерий Шервуда  $Sh = \beta L/D$  массообмена с граничным условием III рода. Нас интересуют поля концентраций, развивающиеся в эволюционирующем тепловом поле в соответственные моменты времени, следовательно, считаем, что критерии тепловой гомохронности совпадают. Тогда будем использовать для процесса массообмена критерий массового подобия Пекле  $Pe' = uL/a$ ; критерий Льюиса  $Le = D/a$ , являющийся мерой отношения молекулярных переносов массы и тепла; критерий  $K = k(T)L^2/a$ , смысл которого поясним ниже; критерий пьезопроводности  $G = a/a$ . Введем безразмерные координаты  $\xi = z/L$ ,  $\eta = y/Y$ ;  $t_0 = L^2/a$ , являющееся безразмерным временным масштабом. Функции температуры и концентраций представлены в безразмерном виде следующим образом:

$$\Theta = \frac{T - T_1}{T_0 - T_1}, \quad C = \frac{C}{C_0}, \quad q = \frac{q}{C_0}, \quad P = \frac{P - P_1}{P_0 - P_1}.$$

Осуществим линейное взаимно-однозначное отображение Декартова двумерного пространства  $\Omega$  с переменной времени  $t$  с искомыми функциями  $T, C, q$  на пространство  $\bar{\Omega}$  ( $\xi, \eta, Fo$ ),  $0 \leq \xi \leq 1$ ,  $0 \leq \eta \leq \frac{Y}{L}$ ;  $0 \leq Fo \leq Fo^*$  ( $Fo^*$  — полное время протекания процесса) — критерий Фурье рассматриваемого процесса. Преобразование системы уравнений массопереноса (4.6) — (4.8) резко сужает класс подобных процессов, так как необходимо потребовать подобия непосредственно химических реакций, а именно: количественный суммарный эффект

Т а б л и ц а 4.3. Критерии подобия процессов тепло- и массопереноса, используемые в решениях задач динамики эволюции гидротермальных систем

Формальный вид	Символ	Критерий	Характеристика
$at/L^2$	Fo	Тепловой гомохронности Фурье	Изменение температуры системы в неустановившемся тепловом поле в зависимости от физических свойств и размеров системы
$uL/a$	Pe	Теплового подобия Пекле	Отношение молекулярного и конвективного потоков тепла
$\alpha L/\lambda_{эф}$	Bi	Краевого подобия Био	Связь поля температур в системе с условиями теплоотдачи на ее поверхности является мерой отношения внутреннего и внешнего термических сопротивлений
$\beta L/D$	Sh	Краевого подобия (при массообмене) Шервуда	Связь поля концентраций компонентов в фильтрующемся флюиде с условиями массоотдачи на границах
$D/a$	Le	Льюиса	Отношение молекулярных потоков массы и тепла
$a/a$	G	Пьезопроводности	Отношение поля давлений и молекулярного потока тепла
$k(T)L^2/a$	K	Химической кинетики	Количественный суммарный эффект превращения в безразмерном масштабе времени
$vL/\nu$	Re	Режима движения Рейнольдса	Гидродинамический режим потока— является мерой отношения сил инерции и молекулярного трения
$\nu/a=Pe/Re$	Pr	Подобия температурных и скоростных полей Прандтля	Мера подобия температурных и скоростных полей в потоке (при $Pr=1$ и $\text{grad } P=0$ поля температур и скоростей подобны)
$\alpha/\lambda$	Nu	Безразмерный коэффициент теплоотдачи Нуссельта	Связь между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока
$\alpha/c\rho v= Nu/Re \cdot Pr$	St	Конвективного переноса тепла Стентона	Отношение интенсивности теплоотдачи и удельного теплосодержания потока
$\beta g \cdot \Delta T \cdot L^3/\nu^2$	Gr	Грасгофа	Взаимодействие сил молекулярного трения и подъемной силы, обусловленной различием плотностей в отдельных точках неизотермического потока

превращения (уравнение превращения (4.7) и его механизм). Как известно, зависимость константы скорости реакций от температуры выражается уравнением Аррениуса

$$k = \kappa \cdot \exp(-\tilde{E}/RT). \quad (4.71)$$

Формально должны быть инвариантны для подобных физико-химических процессов  $\kappa$ , а также безразмерная группа  $(-\tilde{E}/RT)$ , что означает практически невозможность применения теории подобия при анализе физико-химических процессов. Однако методы приближенного моделирования [Дьяконов, 1956]

позволяют расширить класс явлений, где формальный анализ исключает возможность достижения точного подобия, благодаря автомодельным явлениям. Так, в предельных случаях имеем две возможности: 1) начальная стадия процесса, раствор явно недосыщен по компоненту, 2) установившиеся фронты температуры и концентрации компонента в растворе; пересыщение — активное отложение. В обоих случаях определяющим для кинетики будут величины недосыщения (растворение) и пересыщения (отложение). Необходимое требование здесь — тождественность лишь формул химического превращения.

При анализе граничных условий (см. гл. IV, разд. 4.8) нами использованы результаты физических исследований тепло- и массопереноса в пограничных слоях и в процессах естественного конвектирования. Анализ сложных закономерностей при этом также основывается на критериальных комплексах, принципиально характеризующих ту или иную сторону процессов. В табл. 4.3 содержатся критерии  $Re$ ,  $Pr$ ,  $Ra$ ,  $Nu$ ,  $Gr$ ,  $St$ , физический смысл которых ясен из примечаний и текста (гл. IV, разд. 4.8).

#### 4.6. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ДИНАМИКА ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ФАЗОВЫХ ГРАНИЦ В МАГМАТОГЕННЫХ ФЛЮИДАХ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ОТ ИСТОЧНИКА К ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

В ОФС можно предвидеть существование ряда зон с различным агрегатным состоянием: 1) закритического газа различной плотности, 2) жидкого, 3) газового (парового), 4) вторичного жидкого конденсата. В области жидкого флюида возможно его кипение за счет выделения растворенных газов. Если от магмы отделяется жидкий рассол — расплав, то в ОФС можно предвидеть проявление меньшего числа зон, поскольку для этого вещества при рассматриваемых параметрах нет закритического состояния. Впервые последовательное описание динамики теплообмена в такой системе в предположении о  $T \neq \theta$  было предложено В. Т. Беликовым [1986б].

Нами анализируется предельный случай, когда область фазового перехода (конденсация флюида в критической «точке», вскипание жидкости или конденсация пара) рассматривается как обрывной фронт между сосуществующими фазами. Наибольшую сложность при численных расчетах вызывает необходимость определения термодинамических функций в критической точке.

Существенно проще рассматривать процесс испарения жидкости и конденсации пара. Для ОФС эти фазовые границы имеют особое значение и поэтому мы подробно обсудим эту проблему. Отметим, что впервые такая задача была решена Н. Н. Веригиным и В. С. Голубевым [1975], их результаты удалось приложить и к вопросам рудоотложения [Голубев и др., 1978; Шарапов и др., 1978]. Ниже уточняются и развиваются результаты цитированных работ.

Рассмотрим следующую модель. Пусть в недрах земной коры имеются «источники» малоцентрированного (ненасыщенного по любому компоненту) водного раствора, из которого последний начинает фильтроваться к поверхности земли по однородно трещиноватой проницаемой зоне. Начальные и граничные условия протекания этого процесса отражены на рис. 4.14, а принятые в расчетах физические характеристики приведены в табл. 4.4, 4.5. При этом в области фильтрации протяженностью  $L$  на

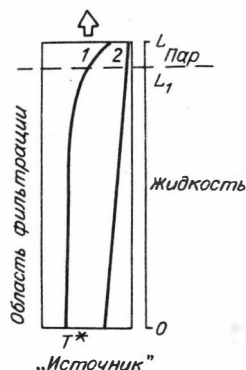


Рис. 4.14. Начальные условия эволюции гидротермальной системы, в которой происходят фазовые переходы первого рода пар—жидкость.  $T^*$  — начальная температура водного флюида в «источнике». 1 — область закритических температур; 2 — докритических.

Т а б л и ц а 4.4. Критерии подобия процессов тепло- и массопереноса и безразмерные комплексы, используемые при решении задачи с фазовой границей конденсации (см. табл. 4.3)

Формальный вид	Критерий	Характеристика
$\frac{T-T_c/T_0-T_c}{\Theta-T_c/T_0-T_c}$	$\bar{T}, \bar{\Theta}$	Безразмерные температуры в жидкой и паровой фазах соответственно
$C/C_0, \sigma/C_0$	$\bar{C}, \bar{\sigma}$	Безразмерные концентрации в жидкой и паровой фазах соответственно
$z/L$	$\xi$	Безразмерная пространственная координата
$vL/a$	$Pe'$	Модифицированный критерий Пекле, характеризующий подобие теплового и гидродинамического полей
$T_c/T_0-T_c$	$\kappa$	
$\frac{mQ\rho_{ж}}{(m c_{ж\rho_{ж}} + (1-m)c_{п\rho_{п}})(T_0-T_c)}$	$S$	
$\rho_{п}/\rho_{ж}$	$\gamma$	
$Pe_{п}/Pe'_{п}$	$W$	
$\lambda_{п}/\lambda_{ж}$	$a$	

Т а б л и ц а 4.5. Физические параметры, используемые в расчетах

Система единиц	Физический параметр
$m=0,01 \div 0,3$	Пористость эффективная
$c_{т}=600-1000, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$ $c_{ж}=4160-9000, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$ $c_{п}=1100-8000, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$	Теплоемкость
$\rho_{т}=2400-2700, \text{ кг}/\text{м}^3$ $\rho_{ж}=350-1000, \text{ кг}/\text{м}^3$ $\rho_{п}=0,48-280, \text{ кг}/\text{м}^3$	Плотность
$\lambda_{т}=2,2-2,4, \text{ Дж}/(\text{с} \cdot \text{м} \cdot \text{град})$ $\lambda_{ж}=0,56-0,7, \text{ Дж}/(\text{с} \cdot \text{м} \times \times \text{град})$ $\lambda_{п}=0,029-0,23, \text{ Дж}/(\text{с} \cdot \text{м} \times \times \text{град})$	Теплопроводность
$v=10^{-6} \div 10^{-10}, \text{ м}/\text{с}$	Скорость фильтрации
$Q=0 \div 2,5 \cdot 10^6, \text{ Дж}/\text{кг}$	Теплота фазового перехода
$D=10^{-6}-10^{-8}, \text{ м}^2/\text{с}$	Коэффициент диффузии
$L=1000 \div 10\,000, \text{ м}$	Протяженность области фильтрации
$K_p=1 \div 10^{-5}$	Коэффициент распределения компонента между паровой и жидкой фазами
$k_{1,2}=10^{-8} \div 10^{-6}, 1/\text{с}$	Константа скорости реакции

расстоянии  $L_1$  от «источника» флюид оказывается из-за понижения давления в условиях, когда возможно развитие испарения. Тогда слева от этой точки в системе будет существовать жидкий водный раствор, а справа возможно развитие зоны пара. Система уравнений, описывающих тепло- и массообмен в фильтрующемся напорном потоке в пренебрежении потенциальной и кинетической энергией флюида и в предположении большой величины коэффициента теплообмена между флюидом и горными породами, может быть представлена в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_{\text{ж}} \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{\text{ж}} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}; \quad (4.72)$$

$$T(0, t) = T_0; T(L_1, t) = T_{L_1}; T(z, 0) = \varphi_1(z); 0 \leq z \leq L_1; \quad (4.73)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v_{\text{п}} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha_{\text{п}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}; \quad (4.74)$$

$$\theta(L_1, t) = T_{L_1}; \theta(L, t) = T_c; \theta(z, 0) = \varphi_2(z); L_1 \leq z \leq L. \quad (4.75)$$

Условие Стефана на границе пар—жидкость  $L_1$

$$m u_{\text{п}} c_{\text{п}} \rho_{\text{п}} T_{L_1} - \lambda_{\text{п}}^{\text{эф}} \frac{\partial \theta}{\partial z} - m u_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} c_{\text{ж}} T_{L_1} + \lambda_{\text{ж}}^{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial z} = -m \rho_{\text{п}} Q \frac{dL_1}{dt} \quad (4.76)$$

в сопряжении с условием сохранения на ней импульса [Слеттери, 1978]

$$\left( -u_{\text{ж}} - \frac{dL_1}{dt} \right) \rho_{\text{ж}} = \left( -u_{\text{п}} - \frac{dL_1}{dt} \right) \rho_{\text{п}} \quad (4.77)$$

позволяет найти выражение для определения движения фазовой границы

$$\frac{dL_1}{dt} = \frac{m u_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} \cdot T_{L_1} (c_{\text{ж}} - c_{\text{п}}) - \lambda_{\text{ж}}^{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial z} + \lambda_{\text{п}}^{\text{эф}} \frac{\partial \theta}{\partial z}}{m \rho_{\text{п}} \left( Q + c_{\text{п}} T_{L_1} \left( \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} - 1 \right) \right)}. \quad (4.78)$$

Анализ условий теплообмена на фазовой границе приводит к следующему фундаментальному для рассматриваемой задачи положению:

$$m u_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} T_{L_1} (c_{\text{ж}} - c_{\text{п}}) - \lambda_{\text{ж}}^{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial z} \begin{cases} > \\ < \\ = \end{cases} - \lambda_{\text{п}}^{\text{эф}} \frac{\partial \theta}{\partial z}. \quad (4.79)$$

При знаке  $>$  имеют место испарение жидкости и перемещение фазовой границы в недра гидротермальной системы навстречу потоку флюида из «источника», знаке  $<$  — конденсация пара, перемещение фазовой границы к поверхности земли. Граница пар—жидкость не перемещается, если соблюдается знак  $=$ . При возникновении паровой границы конденсации и ее движении к зоне разгрузки (дневная поверхность) физические параметры флюида на линии двухфазного равновесия и в самих фазах будут менее «контрастными», чем в случае фронта испарения и погружения его в глубь системы. Используя маломеняющиеся физические параметры, удастся описать процесс конденсации в обобщенной форме (смысл критериев подобия и используемых безразмерных комплексов смотрите в Приложении 5, а также табл. 4.4 и 4.5).

При численном решении поставленной нелинейной задачи Стефана воспользуемся разностными методами и, в частности, итерационным методом ловли фронта в узел сетки [Самарский, 1983] (см. Приложение 5).

Полученные соотношения будут использованы в главе V при описании динамики массообмена на паровом геохимическом барьере. Здесь мы лишь укажем, что, судя по результатам 4.4, рассмотренная ситуация достаточно обычна

для ПФС с высокопроницаемыми на малых глубинах областями фильтрации гидротермальных растворов.

#### 4.7. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ЗОНАХ РАЗГРУЗКИ ГИДРОТЕРМАЛЬНЫХ СИСТЕМ

Классификация гидротермальных систем в связи с их «открытостью» или «закрытостью» [Смирнов, 1982] нуждается в ясном освещении с точки зрения физики процессов тепло- и массообмена в сложных проницаемых областях фильтрации флюидов в дренирующих трещинно-пористых системах вплоть до зоны их разгрузки. Рассмотрим реальные условия разгрузки «открытых» систем, не затрагивая пока вопроса о смешении флюидного потока с циркулирующими метеорными водами. Под «открытой» понимается в данном случае гидротермальная система, разгружающаяся непосредственно на дневной поверхности для случая активного вулканизма активных окраин континентов.

**Модель 1.** Для областей современного вулканизма можно построить несколько предельных моделей при описании процессов тепло- и массообмена горячих терм при их разгрузке на суше.

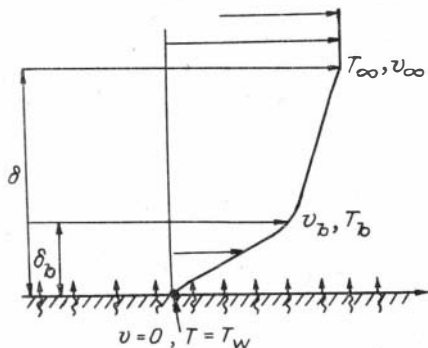
Проницаемая флюидопроводящая область может венчаться на дневной поверхности системой активного внешнего водосбора — сточные озера, ручьи (с разветвленной сетью) и т. д. В этом случае процесс разгрузки можно представить себе следующим образом (рис. 4.15). Реально существующую неоднородность пористости непосредственно на самой дневной поверхности (для различного рода осадочных, вулканогенно-осадочных пород) правомерно представить трещиновато-пористой средой и далее охарактеризовать осредненной величиной  $m_{\text{ф}}$ . Нормально к границе происходит фильтрация в трещинной зоне флюида в область движущегося потока холодной обтекающей выход трещинной зоны жидкости, сильно турбулированной вблизи границы ( $z=0$ ). При выходе из пористой среды флюид захватывается набегающим потоком воды и увлекается в направлении течения. При этом происходит ускорение частиц флюида и смешение их с частицами основного (речного) потока.

На границе образуется тонкий слой (в основном флюид), уменьшающий интенсивность теплообмена. Поскольку мы полагали ранее коэффициент  $\gamma$  теплообмена между флюидом и пористым скелетом достаточно большим, температуры флюида и скелета на границе  $z=0$  равны. Влияние просачивания флюида на теплообмен с речной водой зависит от того, какой пограничный слой (ламинарный или турбулентный) образуется на обтекаемой поверхности, при этом подача флюида в турбулентный пограничный слой оказывает значительно меньшее влияние на интенсивность теплообмена. В реальных условиях, конечно, поток вблизи границы (дно водоема) сильно турбулирован. При вытекании флюида из отдельной трещины в направлении, параллельном поверхности, образуется пленка, постепенно разрушающаяся вследствие турбулентного перемешивания и отдачи тепла внешнему потоку.

В теплофизике существуют обобщенные результаты описания подобных задач в двух приближениях в зависимости от физической

Рис. 4.15. Качественная картина теплообмена при обтекании жидкостью пористой пластины.

Температуры:  $T_w$  — пластины и дувяемого флюида,  $T_b$  и  $T_\infty$  — на контактах ламинарного вязкого подслоя ( $\delta_b$ ) и турбулентного пограничного слоя ( $\delta$ ); соответственно температурам указаны скорости обтекающей жидкости. Ост. пояснения см. в тексте.





модели, положенной в основу решения. В основе «пленочной теории» лежит гипотеза о том, что поперечный поток вещества изменяет профиль скоростей и температур только в ламинарном подслое. В работах второй группы учитывается также влияние вдува на распределение и в турбулентном ядре пограничного слоя [Кутателадзе и др., 1968].

При возможно меньшем числе упрощающих предположений тепло- и массообмен в турбулентном пограничном слое со вдувом на пластине описывается полуэмпирической теорией; система уравнений, описывающих течение, представляется в виде [Крестьянинова, 1968]

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y) = 0; \quad (4.80)$$

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial \tau}{\partial y}; \quad (4.81)$$

$$\rho v_x \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial y} + \tau \frac{\partial v_x}{\partial y}; \quad (4.82)$$

$$\mu/\mu_\infty = h/h_\infty; \quad (4.83)$$

$$\rho/\rho_\infty = h_\infty/h. \quad (4.84)$$

В ламинарном подслое ( $y \leq \delta_b$ ), как известно:

$$\tau = \mu \frac{\partial v_x}{\partial y}; \quad (4.85)$$

$$q = \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial y}. \quad (4.86)$$

Поверхностное трение и тепловой поток согласно полуэмпирической теории  $y \geq \delta_b$  определяются уравнениями

$$\tau = \rho l^2 \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2; \quad (4.87)$$

$$q = \rho \tilde{l} \frac{\partial v_x}{\partial y} \cdot \frac{\partial h}{\partial y}, \quad (4.88)$$

где  $l = ky$ ,  $\tilde{l} = \tilde{k}y$  ( $k$ ,  $\tilde{k}$  — эмпирические константы турбулентности).

Анализ системы уравнений (4.80) — (4.88) при известных граничных условиях [Крестьянинова, 1968] в общем случае для сжимаемой жидкости показывает, что толщина пограничного ламинарного подслоя  $\delta_b$ , изменяясь от параметра вдува  $b = \frac{\rho_w v_w}{\rho_\infty v_\infty}$ , практически не зависит от  $Re_x = \frac{\rho_\infty u_\infty x}{\mu_\infty}$ , характер изменения скорости на границе ламинарного подслоя остается тем же, что и для несжимаемой жидкости. Безразмерный коэффициент теплопередачи ( $St$ ) зависит от параметра вдува  $b$  и числа Рейнольдса  $Re_x$ , как и коэффициент трения

$$c_f = \frac{\tau_w}{1/2 \rho_\infty u_\infty^2};$$

$$St \simeq \frac{c_f}{2 \cdot Pr^{0.6}}. \quad (4.89)$$

$St$  определяется следующим образом:

$$St = \frac{Nu_x}{Re_x \cdot Pr} = \frac{\alpha}{\rho c_p u_\infty}; \quad (4.90)$$

а число Прандтля  $Pr$ :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}. \quad (4.91)$$

В отличие от технических прикладных задач, где требуется активное вдувание охладителей для уменьшения теплопередачи, в выбранной нами модели 1 параметр вдува  $b = \frac{\rho_w v_w}{\rho_\infty v_\infty}$  мал при реальных расходах флюидов на дневной поверхности. Поэтому можно использовать соотношение для  $\tau_w$ , взятое из работы [Эккерт, Дрейк, 1961]:

$$\tau_w = \frac{0,0296}{(Re_x)^{0,2}} \cdot \rho u_\infty^2. \quad (4.92)$$

Таким образом, для коэффициента теплообмена  $\alpha$  получаем в итоге (считаем физические параметры воды вблизи дневной поверхности маломеняющимися  $PT$ -функциями)

$$\alpha \simeq \frac{0,0296 \rho c_p u_\infty}{(Re_x)^{0,2} Pr^{0,6}}. \quad (4.93)$$

В интервале значений  $Re_x \sim 10^5 \div 10^6$  коэффициент теплообмена  $\alpha \sim 10^3 \div 10^4$  Дж/(м<sup>2</sup>·с·град), что близко значениям теплообмена при обтекании жидкостью непроницаемой пластины [Эккерт, Дрейк, 1961]. Модель 1, таким образом, характеризуется активным теплообменом с практически постоянной температурой  $T_{\phi,1} = T_w$  на дневной поверхности (как мы увидим в дальнейшем). Еще раз напомним, что (4.93) получено на основе полуэмпирической теории. Попытка строгой физической формализации обсуждаемого процесса теплообмена на дневной поверхности предпринята Э. Эккертом, Р. Дрейком [1961]. Она основана на аналогии с потоком Кётте при удовлетворительном соответствии с результатами экспериментов для различных условий теплообмена и различных сред. Для наших целей важными являются следующие соотношения:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{Re_{eb} Pr}{\exp(Re_{eb} \cdot Pr) - 1}, \quad (4.94)$$

где  $Re_{eb} = \frac{\delta_b v_w}{\nu}$ ;  $Re_{eb} Pr = \frac{\rho v_w c_p \delta_b}{\lambda} = \frac{\rho v_w c_p}{\alpha_0} = \frac{v_w}{v_\infty} \cdot \frac{1}{St_0}$ .

Данное произведение мало, поэтому  $\alpha$  лишь в несколько раз отличается от  $\alpha_0$  (коэффициент теплообмена на непроницаемой пластине). Выражение (4.94) мы использовали здесь с условием  $v_w \ll v_\infty$ , т. е. при существовании турбулентного смещения толщины пограничного слоя и ламинарного подслоя не изменяются при вдувании (что как раз требует формальный подход).

**Модель 2** относится к случаю отсутствия активного обтекания (первоначально «сухая» дневная поверхность). Здесь наличие «неподвижного» слоя воды при разгрузке — необходимый элемент модели теплообмена за счет заполнения гидротермальным раствором неоднородностей рельефа поверхности. Примерами могут служить многочисленные парящие источники — грифоны, пробулькивающие источники; крупные водоемы — кратерные озера и т. д. (рис. 4.16).

Конечно, реально все они разгружаются, образуя ручейки с различного рода отложениями вблизи источника, часть раствора испаряется в атмосферу со свободной поверхности грифонов. Но для всех этих образований принципиальным моментом является отсутствие системы активного водосбора.

Теплообмен в этой модели описывается методами, применимыми для характеристики свободноконвективных течений в отсутствии интенсивной вынужденной конвекции:  $Gr/Re^2 \gg 1$ . С л у ч а й А. Для постоянной температуры поверх-

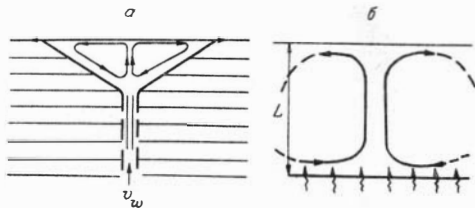


Рис. 4.16. Схематическое изображение зон разгрузки гидротерм в отсутствии интенсивного обтекания. а — система типа грифон; б — более крупный водоем. Ост. пояснения см. в тексте.

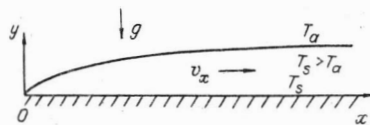


Рис. 4.17. Тепловой пограничный слой на непроницаемой пластине.  $T_s$  и  $T_a$  — температуры стенки и среды,  $v_x$  — скорость обтекания в пограничном слое,  $g$  — ускорение силы тяжести.

ности разгрузки и теплового потока на ней в широком интервале  $Pr \sim 0,1; 100$  соответственно местный теплообмен определяется как [Pera, Gebhart, 1973]:

$$Nu(x) = \alpha x / \lambda = 0,394 \sqrt[5]{Gr_x} \sqrt[4]{Pr}; \quad (4.95)$$

$$Nu(x) = 0,5013 \sqrt[5]{Gr_x} \sqrt[4]{Pr}. \quad (4.96)$$

Такая картина наблюдается в случае стационарной ламинарной естественной конвекции (рис. 4.17), в условиях применимости приближения пограничного слоя [Джалурия, 1983]. Среднее число  $Nu$  для изотермической поверхности будет в 1,6 раза выше при  $x=L$ .

Если рассматривается нагретая поверхность характерного (конечного) размера  $L$ , то при отсутствии интенсивных возмущающих течений течение на поверхности разгрузки развивается в направлении к ее середине. Течения сливаются, образуя восходящий поток; вдали от него течение, по существу, то же, что и в полубесконечной поверхности, и не зависит от течения на другой стороне. Нормальная выталкивающая сила может привести к отрыву потоков прежде, чем произойдет их соединение. Задачу о естественной конвекции на наклонных поверхностях (что реальнее) изучают по малым отклонениям от горизонтального (и вертикального) положения, для которого имеются экспериментальные данные. Производят интерполирование между этими двумя предельными режимами [Джалурия, 1983]. Экспериментальные данные Л. Пера и Б. Гебхарта [Pera, Gebhart, 1973] свидетельствуют о незначительном влиянии угла наклона  $\gamma$  к оси  $x$ : при этом увеличивается скорость конвекции и возрастает теплообмен  $Nu$  (до 18 % при углах до  $\pi/4$ ).

При исследовании теплоотдачи от пористой поверхности (вдвух однородной жидкости с температурой поверхности) выясняется, что вдвух уменьшает теплоотдачу, максимум скорости в ламинарном пограничном слое смещается в сторону от поверхности. Исследовано [Eichhorn, 1960] влияние вдвух на профиль скорости и температуры в случае естественной конвекции около вертикальной изотермической поверхности. Только очень интенсивный вдвух со скоростью  $\sim 1$  м/с соответствует тому, что теплоотдача близка нулю. Исходя из реальных расходов (осреднение по площади термопроявлений) гидротермальных систем, можно констатировать, что «вдвух растворов» с расходами в широком интервале  $\sim 10^{-6} \div 10^{-3}$  м/с в неподвижный слой жидкости несуществен, в первом приближении поверхность термических площадок в зонах разгрузки можно считать лишь нагревающими с кондуктивным теплотокотом от них. Конечно, нельзя переносить результаты [Eichhorn, 1960] напрямую на случай горизонтальных поверхностей. Однако, поскольку единственным отличием от чисто непроницаемой поверхности является замена граничных условий с введением скорости вдвуха  $\omega = v_w > 0$ , реальные значения  $v_w$  малы, а анализ процессов естественной конвекции на вертикальной и горизонтальной поверхностях схож, то качественно сформулированное выше положение имеет силу.

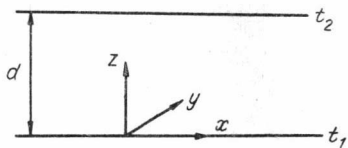


Рис. 4.18. Схематическое изображение слоя (пачки) насыщенных горных пород мощностью  $d$  и температурным напором  $T_1 - T_2$  в декартовых координатах.

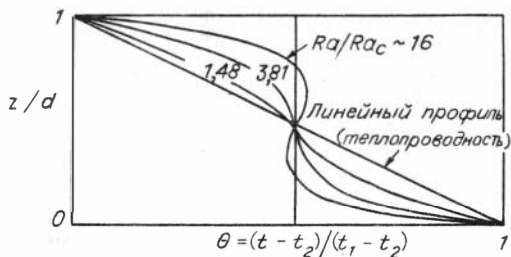


Рис. 4.19. Профили температур в пористом слое (см. рис. 4.18) в зависимости от величины  $Ra/R_{ac}$ .

Рассмотренный класс процессов относится к **внешним** течениям, когда жидкость занимает «бесконечную» область. С л у ч а й Б. Для класса явлений, связанных с **внутренней** конвекцией между горизонтальными ограничивающими поверхностями (рис. 4.18), наличие твердых стенок обладает большей устойчивостью течения (критическое число  $Ra_c = \sim 1708$ ), чем в случае верхней свободной границы ( $Ra_c \sim 1108$ ). Подробный обзор типов граничных условий и их влияния на величину  $Ra_c$  дан в работе [Гершуни, Жуховицкий, 1972]. При  $Ra \gg Ra_c$  двухмерная картина течения переходит в трехмерную, переход в турбулентное течение зависит от  $Pr$  ( $Ra_1 \sim 5500$  при  $Pr \sim 0,7$ ;  $Ra_1 \sim 55\ 000$  при  $Pr \sim 8500$ ). При увеличении  $Ra$  профили температуры указывают на структуру типа пограничного слоя с внутренней зоной, по существу изотермической, и большими градиентами вблизи поверхностей [Джалурия, 1983]. Выделяют три области течения [O' Tool, Silverston, 1961]: начальную ( $1700 \leq Ra \leq 3500$ ), ламинарную ( $3500 \leq Ra \leq 10^5$ ), турбулентную ( $10^5 \leq Ra \leq 10^9$ ). При различных значениях  $Ra/R_{ac}$  профили температуры представлены на рис. 4.19 [Gill, 1966]. При больших  $Ra$  имеет место зависимость  $Nu \sim Ra^{1/3}$ . Для воды сводные экспериментальные данные представляются зависимостью [Hollands et al., 1975] для  $Ra$  во всем диапазоне до  $4 \cdot 10^6$ :

$$Nu = 1 + 1,44 \left(1 - \frac{1708}{Ra}\right) + \left[\left(\frac{Ra}{5830}\right)^{1/3} - 1\right] + 2 \left[\left(\frac{Ra}{140}\right)^{1/3} \cdot \left(1 - \ln \frac{Ra^{1/3}}{140}\right)\right], \quad (4.97)$$

если в скобках получаются отрицательные выражения, они полагаются равными нулю. Аналогичная графическая зависимость содержится в работе [Гершуни, Жуховицкий, 1972].

С л у ч а й В. В случае А рассмотрена ламинарная конвекция на нагревающей поверхности. И. Джалурия [1983] свел экспериментальные данные и для случая турбулентного теплообмена:

$$\overline{Nu} = 0,54 \cdot Ra^{1/4}, \quad 10^5 < Ra < 10^7; \quad (4.98)$$

$$\overline{Nu} = 0,14 \cdot Ra^{1/3}, \quad 10^7 < Ra < 3 \cdot 10^{10}. \quad (4.99)$$

Первое верно для ламинарного безотрывного течения; второе — при отсутствии ламинарного течения, при этом коэффициент теплоотдачи не меняется вдоль поверхности. Характерный размер  $L$  для описания теплоотдачи от горизонтальных пластин выбирается таким образом: сторона квадрата  $L \times L$ , среднее арифметическое из длин сторон прямоугольника, диаметр круглых площадок, отношение площадок к периметру для пластин произвольной формы.

#### Вывод по случаям А—В.

Поскольку реальные числа  $Ra = \frac{g\beta\Delta T \cdot L^3}{\nu\alpha} \sim 10^{11}$  и более для слоя воды

мощностью 1 м и перепадом температур  $\Delta T \sim 10^1$  °С (т. е. оценка  $10^{11}$  является нижним пределом), то из вышесказанного следует, что в нем будет существовать сильно развитая трехмерная естественная конвекция. Ламинарный слой (оценка не имеет практического интереса)  $Gr > 10^{11}$  дает значения  $\alpha \sim 10 \div 10^2$  дж/(м<sup>2</sup> × с · град). Реальные оценки  $\alpha$  получаем из (4.99)

$$\left. \begin{aligned} \alpha &\sim 5 \cdot 10^2, \Delta T \sim n \text{ } ^\circ\text{C} \\ \alpha &\sim 10^3, \Delta T \sim 10 \text{ } ^\circ\text{C} \\ \alpha &\sim 2,5 \cdot 10^3, \Delta T \sim 100 \text{ } ^\circ\text{C} \end{aligned} \right\} \quad (4.100)$$

За среднюю оценку, следовательно, необходимо выбрать  $\bar{\alpha} \sim 10^3$  дж/(м<sup>2</sup> · с × град). Таким образом, теплообмен в модели 2 близок к таковому модели 1. Следовательно, «стоячие» водные резервуары соответствуют в смысле интенсивности теплообмена нижнему пределу для всего класса областей разгрузки в существенно обводненных условиях.

**Замечание.** Поскольку возможно наличие интенсивных вдувов со скоростями  $v_w \sim 1$  м/с и значительно большими («черные курильщики» имеют визуально определенную скорость 5 м/с на глубине 2000 м! [Rona, 1984]) в толщу покоящейся жидкости, либо термически стратифицированную толщу больших водоемов, то, как следует из случая А, теплообмен здесь стремится к нулю  $dT/dz \rightarrow 0$  и  $\alpha$  очень малы. По термодинамике этот случай близок к реализации «паровых» струй при их разгрузке в воздухе. Общий вывод таков: если параметр вдува  $b = \rho_w v_w / \rho_\infty v_\infty$  превышает некоторое критическое значение, то независимо от агрегатного состояния разгружающегося флюида и разгружаемой субстанции выше поверхности земли (воздух атмосферы, покоящиеся или движущиеся водные покровы различной мощности, океаническое дно) коэффициент теплообмена очень мал и выполняется условие на поверхности

$$\partial T / \partial z \rightarrow 0. \quad (4.101)$$

**Модель 3.** Здесь не приводится схематический рисунок, поскольку он полностью идентичен (см. рис. 4.15) модели 1. Вместо жидких субстанций флюида и «охладителя» рассмотрим теперь атмосферный поток «холодного» воздуха и пароводяную смесь (либо чистый пар) активных фумарол с большими значениями скоростей вдува вдоль отдельных трещин (имеются многочисленные примеры в литературе). Исследованию турбулентного пограничного слоя с поперечным потоком газа на поверхности теплообмена посвящено уже большое число экспериментальных работ; теоретические работы в этой области, опирающиеся на одномерные модели течения газа, полуэмпирические теории турбулентности Прандтля и Кармана требуют серьезных допущений, не поддающихся экспериментальной проверке [Кутателадзе, Леонтьев, 1963].

Распределение температуры в потоке в основном зависит от расхода и физических свойств вдуваемого газа и слабо — от продольного градиента давлений. Во избежание усложнения текста различными полуэмпирическими выражениями для оценки теплообмена в данной модели приведем лишь одну универсальную эмпирическую зависимость (надо отметить, что для модели 3 мы получаем качественные оценки процесса теплообмена одного порядка [Мугалиев, 1968]):

$$\frac{q_w}{q_{w_0}} = 1 - 0,19 \left( \frac{m_e}{m_v} \right)^{b'} \cdot B_0, \quad (4.102)$$

где  $m_v$ ,  $m_e$  — молекулярные веса вдуваемого и обтекающего газов;  $b'$  — показатель, конкретное значение которого для системы водяной пар—воздух есть 0,7;  $q_{w_0}$  — тепловой поток при отсутствии вдува;  $B_0 = \frac{\rho_w v_w}{\rho_\infty v_\infty} \cdot \frac{1}{St_0}$  — параметр вдувания.

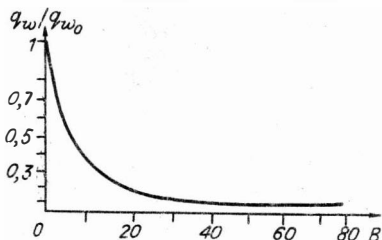


Рис. 4.20. Зависимость величины относительного теплового потока от параметра вдува.

Экспериментальные данные показывают справедливость равенства температур поверхности и флюида (водяной пар) на выходе из пористой стенки в условиях рассматриваемых опытов. Наиболее важным является следующий результат [Мугалиев, 1968] (обобщение на основе большого фактического материала): в пределах исследованного диапазона изменения  $M$  (число Маха  $\sim v/a$ ,  $a$  — скорость звука)  $\sim [0; 3,7]$ , при  $Re_x \sim [10^5; 10^7]$ ,  $\bar{T}_w = \frac{T_w}{T_0}$  (где  $T_0$  соответствует равновесным условиям без вдува)  $\sim [0,5; 1]$  не влияют на критериальные зависимости типа  $q_w/q_{w0} = \varphi(B_0)$ . Выражение (4.102) справедливо при  $q_w/q_{w0} \geq 0,1 \div 0,3$ , для всего диапазона чисел Маха зависимость теплообмена от параметра вдувания  $B_0$  при подаче водяного пара в обобщенном виде представлена на рис. 4.20. Хотя область применения (4.102) в зависимости от параметра вдувания  $B_0$  ограничена (физические задачи) небольшими расходами водяного пара (более универсальной связью является  $q_w/q_{w0} = \varphi(B_0)$ ), для наших целей данная зависимость вполне пригодна. Порядки количественных оценок таковы: а) для малых расходов, меньших  $10^{-4}$  м/с,  $q_w \simeq q_{w0}$ ; б) для  $v_w \geq 5 \cdot 10^{-3}$  м/с,  $\frac{q_w}{q_{w0}} \rightarrow 0$ . По мере увеличения вдувания теплообмен асимптотически стремится к нулю ( $\alpha \rightarrow 0$ ).

Таким образом, модель 3 отражает «предельный» этап эволюции разгружающихся на дневной поверхности гидротермальных систем, характеризующийся выходами горячих водяных паров. На прогрессивном этапе эволюции граничное условие модели 2 при достаточном времени процесса неизбежно переходит в модель 3 (и обратно на регрессивном этапе при «отмирании» термальной постмагматической системы).

**Выводы.** Определяющим параметром условий разгрузки гидротермальных систем является параметр вдува, в наиболее общей форме его можно выразить так:

$$b = (\rho v)_{\text{ф.л.}} / (\rho v)_{\text{обтек.}} \quad (4.103)$$

Возможны следующие предельные ситуации.

1.  $b \rightarrow 0$ . Вдув существенно не влияет на физическую природу теплообмена — существуют «автомодельные» турбулизированные пограничные слои жидкости на поверхности раздела пород и внешней среды (вынужденная обтекающая конвекция жидкости или газа, свободноконвектирующий слой жидкости в отсутствии активного вынужденного обтекания). Общая идеология решения задачи сводится к следующему (рис. 4.21). С известными граничными условиями, законами теплостокков в областях фильтрации и разгрузки необходимо решать задачу с сшиванием решения в  $z=0$  на поверхности раздела с обтекаю-

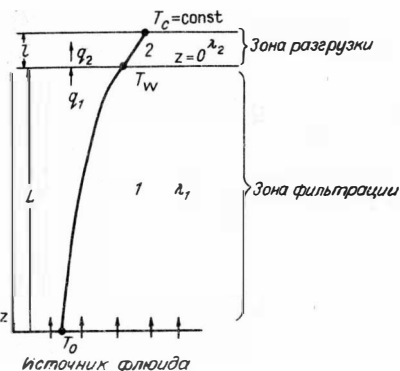


Рис. 4.21. Схематическое изображение поля температур в системе с определенным законом теплообмена в зоне разгрузки.

шей жидкостью. Поскольку область разгрузки, как правило (в природе и большинстве физических экспериментов), представляет собой турбулизованные течения, описание которых на уровне закона конвективной теплопроводности крайне сложно, в физике успешно применяют модели пограничных слоев [Шлихтинг, 1969]. При этом исследуют закон теплообмена Ньютона вида

$$q = \alpha(T_w - T_c)$$

и получают зависимости  $Nu$  ( $Re$ ,  $Pr$ ) при  $T_w = \text{const}$  и  $q_w = \text{const}$ . Из большинства физических постановок данное исследование является корректным и законченным. Однако в наших задачах главным является, как правило, «внутреннее тепловое сопротивление» зоны фильтрации. Оно суть единство теплового напора  $\Delta T = T_0 - T_w$  и способности внешней среды отводить тепло  $\alpha(T_w - T_c)$ , поэтому разумен следующий подход. С известным механизмом в зоне разгрузки и с коэффициентом  $\alpha$  (прямое отражение этого механизма) общая задача такова (на примере теплопроводности):

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= \alpha(T_w - T_c), \quad q_1 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} \\ q_2 &= \alpha(T_w - T_c), \quad q_2 = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0} \end{aligned} \right\}; \quad (4.104)$$

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= q_2 \text{ (без фазовых переходов)} \\ T_1 \Big|_{z=0} &= T_2 \Big|_{z=0} = T_w \end{aligned} \right\}. \quad (4.105)$$

Отсюда по порядкам величин

$$\begin{aligned} -\lambda_1 \frac{\Delta T_1}{L} &= -\lambda_2 \frac{\Delta T_2}{\delta}, \\ \Delta T_2 &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\delta}{L} \cdot \Delta T_1 \end{aligned} \quad (4.106)$$

и, следовательно,

$$\Delta T_2 \ll \Delta T_1. \quad (4.107)$$

Смысл проделанной процедуры в том, чтобы показать, что правомерно «стянуть» зону разгрузки в точку и считать, что при  $z < 0$  у нас везде  $T = T_c$ . Заметим, что при малых  $\alpha$  (в нашей системе это соответствует ненулевым параметрам вдува  $b$ ) закон теплообмена Ньютона сводится к другому граничному условию (II рода): приближение теплового и гидродинамического пограничных слоев не работает — эти слои «разрушены» струей флюида.

Таким образом, общим граничным условием является следующее:

$$v\rho c T_w + \lambda \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=0} = \alpha(T_w - T_c). \quad (4.108)$$

Если разбить область  $[0, L]$  на сетку с пространственным шагом  $h$  (нумерация от границы  $z=0$ ), то (4.108) можно записать в виде

$$T_w = T_{(1)} = \frac{\lambda/h \cdot T_{(2)} + \alpha T_c}{-v\rho c + \lambda/h + \alpha}, \quad (4.109)$$

где  $v\rho c \gg \lambda/h$  и достигает максимальной величины  $n \cdot 10^2$ ,  $\alpha$  же может принимать много большие значения, как показано выше. В итоге получаем при больших  $\alpha$

$$T_w \rightarrow T_c. \quad (4.110)$$

2.  $b > 0$ , вдув существует,  $\alpha$  невелико. В критериальной форме при введении безразмерной температуры  $\Theta = (T_w - T_c) / (T_0 - T_c)$ , пространственной координаты

наты  $\xi = z/L$  получаем из (4.108)

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{-(\alpha - \nu \rho c)L}{\lambda} \cdot \Theta + \frac{\nu \rho c L}{\lambda} \cdot \frac{T_c}{T_0 - T_c}.$$

Менее интенсивному теплообмену удовлетворяет условие

$$T_w \gg T_c,$$

поэтому  $T_c/(T_0 - T_c) = 0(\Theta)$  и тогда окончательно

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \simeq - \frac{(\alpha - \nu \rho c)L}{\lambda} \Theta = - \text{Vi}_{\text{контв}} \cdot \Theta. \quad (4.111)$$

Здесь критерий теплообмена  $\text{Vi}_{\text{контв}}$  отличается от такового при механизме только теплопроводности  $\text{Vi} = \alpha L/\lambda$  и показывает взаимосвязь интенсивности теплообмена и параметра вдува, наиболее явно проявленную в последнем (третьем) типе.

3.  $b \gg 0$ , вдув — главенствующий механизм на геологической границе раздела, при этом физическая граница отсутствует (см. выше).  $\alpha$  обычно полагается близкой нулю и (4.111) трансформируется далее в

$$\partial \Theta / \partial \xi = 0. \quad (4.112)$$

Выводы 1—3 справедливы для всех обсуждаемых моделей конвекции охлаждающей среды. Такие условия на границе, как

$$\partial \Theta / \partial \xi = -\alpha L/\lambda \cdot \Theta, \quad \alpha \rightarrow 0,$$

предполагающие наличие гипотетических тепловых экранов для флюидов (или безконвективных потоков тепла), по-видимому, нереализуемы в природе. Предельные законы теплообмена (4.109), (4.111), (4.112) отражают реальную разгрузку гидротермальных флюидов энергетически и вещественно.

Обсудим предельные модели в области смешения ювенильного флюида и грунтовых вод. Грунтовые воды водоненных горизонтов в зонах аэрации и насыщения при отсутствии вертикального потока горячего флюида находятся в положении статического равновесия, либо (реально) «пассивно» циркулируют в водопроницаемых горизонтах ввиду присутствия локальных малых градиентов температур в общем геотермическом поле. Рассматривая энергетические эффекты первого порядка (пренебрегаем процессами термодиффузии, термоосмоса и т. д., значительно уступающими конвективному переносу тепла флюидом), определяем условие смешения флюида с грунтовыми водами:

$$P_{\text{фл}} \sim P_{\text{гидрост}}. \quad (4.113)$$

Во всей системе от «источника» до дневной поверхности  $P_{\text{фл}} > P_{\text{гидрост}}$ . Это возможно, если в проницаемой области отсутствуют разуплотненные зоны вплоть до поверхности, проницаемость — достаточно гладкая функция глубины. Заметим, что эволюция физических свойств флюида от его начального газового агрегатного состояния с меньшей плотностью до жидкого с плотностью порядка  $1 \text{ г/см}^3$  (в приповерхностных условиях это практически несжимаемая жидкость) не дает принципиальной возможности выполнения (4.113), включая размытый фазовый переход закритический газ — жидкость. Ясно, что расход флюида  $w$ , его плотность  $\rho(T, P)$ , давление  $P_{\text{фл}}$  и проницаемость толщи пород  $k_p$  функционально тесно связаны, так что «гладкое» поведение параметров  $w$ ,  $\rho$ ,  $k_p$ , температуры  $T$  определяет монотонность давления. Напомним также, что мы описываем процесс фильтрации в гидротермальных плутоногенных системах, приняв за модель среды — проводника трещиннато-пористую, являющуюся наилучшим осредненным приближением при характеристике пород вдоль проницаемых зон. Если система в ее верхней части дренируется открытой глубинной трещиной,



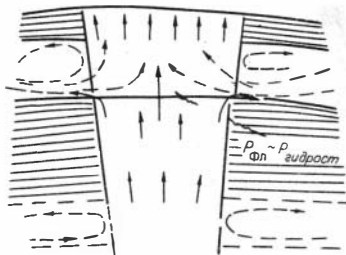


Рис. 4.22. Схематическое изображение линий токов ювенильных и метеорных вод в областях смещения.

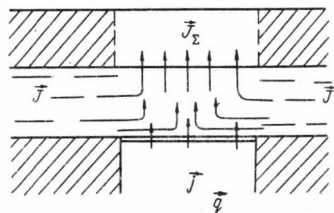


Рис. 4.23. Модель потоков массы в случае, когда стволовая часть проницаемой зоны является нагревателем водоносного горизонта.

то такое описание уже непригодно (следует рассматривать, например, течение Пуазейля в щели). Как раз такого типа «немонотонности» мы исключаем, считая, что все же подавляющая часть разломов представляет собой анизотропно проводящие области с очень высокими функциями проницаемости трещиноватых, либо трещиновато-пористых пород. В обсуждаемом случае отсутствует смещение.

**Модель 4.** Термодинамическая эволюция флюидной системы в сложно построенной области фильтрации (например, наличие разуплотненной области) таково, что при наличии в верхних горизонтах очередного водонасыщенного горизонта (рис. 4.22), способного обеспечить активную циркуляцию, можно рассматривать проницаемый флюидопроводящий «ствол» лишь как нагреватель грунтовых вод (в областях современного вулканизма в разгружающихся источниках содержится до 90—95 % грунтовых вод [White, 1957; Германов, 1955; Рона, 1984]). При этом можно выделить характерную зону смешения с максимальными градиентами физико-химических параметров. Основной механизм разгрузки — свободное конвектирование нагреваемых грунтовых вод в области с очень высокой проницаемостью. Более тонкого подхода требует решение задачи массопереноса компонентов к поверхности земли (второй этап решения после отдельного рассмотрения энергетики процесса), учитывающей наличие ювенильной составляющей в сильно разбавленном «конечном продукте».

Таким образом, требуется найти распределение температуры, давления, а также скорости конвективного подъема нагреваемых грунтовых вод в упрощенной модели (рис. 4.23). Полагаем следующее: поток массы магматического флюида много меньше потока метеорных вод:

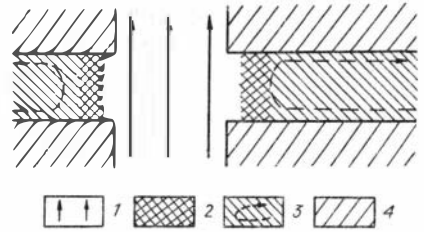
$$\vec{j} < < \vec{J} \quad (4.114)$$

Механизмы движения грунтовых вод: напорная фильтрация артезианской системы, включающей данный мощный пласт, конвектирование к прогреваемому глубинным потоком стволу. Второй механизм всегда имеет место при наличии сколь угодно малых  $\text{grad } T$  по латерали (и является поэтому наиболее универсальным). В случае глубинного водоносного горизонта, если  $\vec{j} \leq \vec{J}$ , глубинный конвективный поток флюида, сконцентрированный в узколокальных разломных зонах (дрены), может «пробить» слой метеорных вод. То есть граница Стефана испарения, ввиду мощного потока, переместится со временем от подошвы к кровле водоносного пласта. Наша уверенность в суждении об агрегатном состоянии флюида (закритический флюид, пар) основана на результатах реализации модели кристаллизации гранитоидов в различных геолого-структурных условиях. При этом латеральные фазовые границы стационарны (рис. 4.24).

Если по аналогии с моделями пограничного слоя (см. выше) иметь ввиду эффективный параметр вдува, выражающийся как  $b_{\text{эф}} = j/J$ , то будем рассмат-

Рис. 4.24. Отсутствие смешения с метеорными водами в случае «горячего» флюидопотока.

1 — глубинный закритический флюид; 2 — области фазовых переходов; 3 — метеорные воды, находящиеся в состоянии латеральной конвекции; 4 — слабопроницаемые вмещающие породы.



ривать случай  $b_{эф} \rightarrow 0$ . Сечение дренирующей системы трещин и их оперения можно рассматривать в этом случае как нагреватель пористого слоя, насыщенного жидкостью (см. рис. 4.22).

Мы будем использовать для оценок теплообмена результаты физических экспериментов для аналогичных моделей. Такие результаты появились совсем недавно (70, 80-е годы) в связи с особенно бурным развитием исследований в области авиа- и космической летательной техники.

Интересующие нас аспекты проблемы освещены достаточно полно [Schubert, Straus, 1982; McKibbin, O'Sullivan, 1981; Gary et al., 1982; Rudraiah, Balachandra Rao, 1982; Rudraiah et al., 1982]. Наиболее полный анализ зависимости  $Nu(Ra)$  приведен в работе [Somerton, 1983]. Аналитическая зависимость для  $Pr \sim 5$  имеет следующий вид:

$$Nu = Ra^{0.77} / 14,39. \quad (4.115)$$

В данном случае мы опять-таки вынуждены проделать рассуждения, аналогичные приведенным при обсуждении моделей 1—3. По отношению к области фильтрации глубинного флюида слой мощностью  $L$  является теплоразгружающим с известным механизмом — естественной конвекцией. Предполагаются известными  $T_c$  и  $T_o$ , а неизвестным  $T_w$ . Возникает, однако, нелинейность граничного условия:

$$Nu = \Psi_1(Ra), \quad Ra = \Psi_2(\Delta T_w, k),$$

где  $\Delta T_w$  — температурный напор в слое метеорных вод,  $k$  — проницаемость этого слоя. Отсюда  $\alpha = \varphi(T_w)$ . Как видно, для наших задач существенным являются взаимоотношения  $T_w$ ,  $\alpha$  и механизма тепловой разгрузки (в то время как в физике  $\Delta T_w$  или  $T_w$  считаются известными). Мы будем иметь дело с величинами  $\Delta T_w \sim n \cdot 10^2$  °С. Поскольку при оценках проницаемости  $k$  имеется неопределенность в пределах порядка и более, величина  $Ra$  будет определяться главным образом проницаемостью

$$Ra \sim \bar{\Psi}_2(k). \quad (4.116)$$

Правомерность (4.116) подтверждают сводки функции проницаемости [Smith, Champmen, 1983; Henley, McNabb, 1978] — для трещиноватых интрузивных пород и вмещающих толщ различного генезиса  $k \sim 10^{-10} \div 10^{-16}$  м<sup>2</sup>.

**Вывод.** Проницаемость в зоне активного смешения глубинного флюида и метеорных вод является главным фактором тепло- и массообмена.

Оценим предельные значения коэффициента теплообмена, если  $\Delta T \sim 10^2$  °С,  $L \sim 300$  м,  $T_c \sim 350$  °К: а)  $Nu=1$  (теплопроводность),  $Ra_c \sim 40$ ,  $k_c \sim 10^{-13}$  м<sup>2</sup>,  $q \sim 1$  Дж/(м<sup>2</sup> · с) (теплопроводность),  $\alpha \sim 10^{-2}$  Дж/(м<sup>2</sup> · с · град); б)  $Nu=4$ ,  $Ra \sim 3 \cdot 10^2$ ,  $k \sim 10^{-12}$  м<sup>2</sup>,  $\alpha \sim n \cdot 10^{-2}$  Дж/(м<sup>2</sup> · с · град); в)  $Nu=500$ ,  $Ra \sim 1,5 \times 10^5$ ,  $k \sim n \cdot 10^{-10}$  м<sup>2</sup>,  $q \sim 500$  Дж/(м<sup>2</sup> · с),  $\alpha \sim 3 \div 5$  Дж/(м<sup>2</sup> · с · град). В отличие от моделей 1—3 в данной модели мы получаем очень низкие значения  $\alpha$ . Для области фильтрации поэтому достаточно строгим будет условие при

$$T_w \gg T_c$$

$$Bi_{\text{конв}} \simeq \frac{\alpha - \omega \rho c}{\lambda} L. \quad (4.117)$$

Внесем ясность в физическое толкование теплообмена в данных моделях. Это необходимо сделать, так как из оценок  $\alpha$  видно, что  $Nu$  растет пропорционально теплопотoku  $q$ , большие значения которого объясняются только конвективным глубинным потоком. В то же время из общих соображений очевидно, что с ростом  $\omega$  глубинного флюида  $\alpha$  должна убывать и в пределе мы должны получить условие  $\partial T_w / \partial z = 0$ .

В физических экспериментах при параметре вдува  $b \equiv 0$  рост  $Nu$  ( $Ra$ ,  $Pr$ ) при  $\Delta T = \text{const}$  очевиден при повышении проницаемости  $k$ , тогда качественно тепловые потоки аналогичны изображенным на рис. 4.25 [Gary et al., 1982] (напоминает активно конвектирующий слой сплошной жидкости). Из

$$-\lambda \frac{\partial T_w}{\partial z} = \alpha (T_w - T_c) \simeq \alpha \cdot \text{const} \quad (4.118)$$

следует, что  $\Delta T_w$  растет с ростом  $\alpha$ , т. е. при увеличении  $k$ . Наличие конвективной составляющей  $\omega \rho c T_w$ , сохранение выражения (4.118) в качестве граничного условия в пористом пласте смешения, прежнее условие на параметр вдува  $b \rightarrow 0$ , условие теплообмена для дренирующей системы ниже подошвы слоя (рис. 4.26).

$$q = \omega \rho c T_w - \lambda \frac{\partial T_w}{\partial z} = \alpha (T_w - T_c) \simeq \alpha \cdot \text{const} \quad (4.119)$$

позволяют заключить, что при отсутствии фазовых переходов

$$\omega \rho c T_w - \lambda_1 \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\lambda_2 \frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (4.120)$$

Рост  $\omega$ , т. е.  $\vec{q}_1$ , приводит к возрастанию  $\frac{\partial T_w}{\partial z} \Big|_{z=0}$ , т. е. интенсификации теплообмена соответствуют повышенные градиенты в разгружающей субстанции (очевидна аналогия с пограничным слоем, см. модели 1—3). На рис. 4.26 качественно изображены температурные профили. Отсюда становится очевидна пропорциональность  $\alpha$  и  $\omega$ .

Наличие стационарных фазовых границ в системе (член в граничном условии Стефана  $m \rho \frac{d\xi}{dt} = 0$ ) и вопрос о вероятности фазового перехода в пласте

смешения ( $\nabla T = \text{var}$ ) качественно можно представить себе следующим образом (рис. 4.27). Для простоты мы не показываем графически качественные температурные профили в пласте смешения. Разумно предположить именно стационарность фазовых границ, поскольку за время существования, например, реальных термальных систем ( $n \cdot 10^3 \div n \cdot 10^6$  лет) фазовые границы, если они есть, в течение нестационарной стадии достаточно быстро «выбирают» равно-

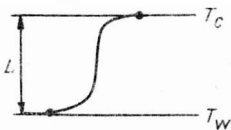


Рис. 4.25. Качественный профиль температур в насыщаемом пористом слое мощностью  $L$  при больших числах  $Ra$ .

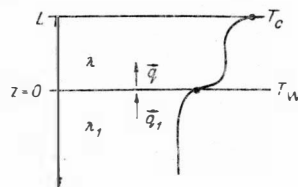
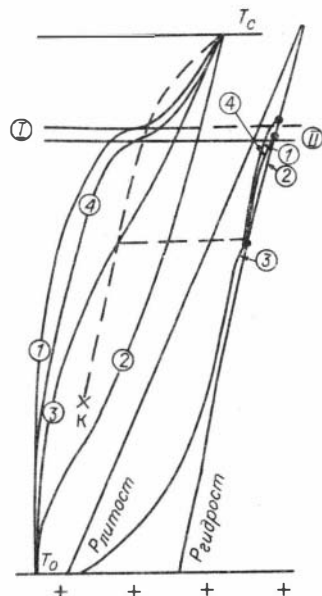


Рис. 4.26. Взаимотношения тепловых потоков и модели теплообмена (коэффициента  $\alpha$ ) с точки зрения критерия Био  $Bi = \alpha L / \lambda_1$ .

Рис. 4.27. Общая качественная эволюция  $PT$ -полей при разгрузке системы в водоносный горизонт.

Пояснения в тексте.

весный по тепловым потокам и стоку теплоты фазового перехода режим [Аверкин, Шарапов, 1987]. Профилям 2 и 3 соответствует ситуация, когда пласт смешения явно не влияет на фазовые переходы во флюиде. Профиль 1: в нестационарную стадию перегретый глубинный флюид формирует границу испарения, которая в стационарный этап занимает положение I, при этом собственно пласт смешения «утончается». Упоминаемое выше «пробивание» пластов метеорных вод глубинным флюидом (см. рис. 4.24) может, в частности, объясняться механизмом с предельным профилем 1. Профиль 4 соответствует качественному профилю 1 (граница испарения занимает положение II) при отсутствии смешения подошвы пласта смешения. На рис. 4.27 качественно показано также поле давлений. В очень проницаемых зонах в жидкости оно незначительно превышает гидростатическое, в паре и закритическом газе имеет функциональный закон квадратного корня глубины в безразмерных величинах в стационарную стадию [Маскет, 1949].



Итак, параметр вдува (не столь явна его роль в модели 4, нежели 1—3) является главной характеристикой, а проницаемость пласта смешения — главным фактором процесса смешения глубинного флюида с метеорными водами. Величина  $\omega$ , его природа — часто магматический расход, либо уже осложненный смешением с данным конкретным водоносным артезианским горизонтом,

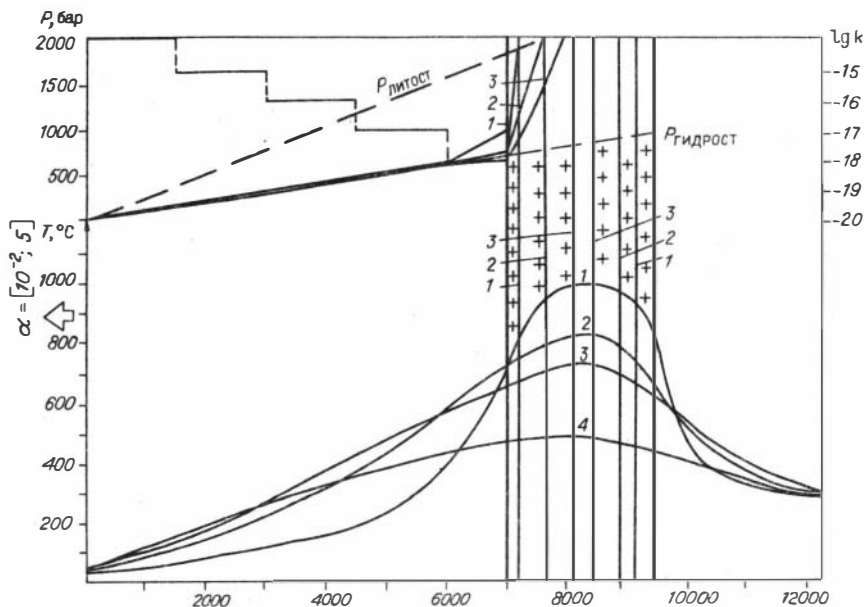


Рис. 4.28. Эволюция  $PT$ -полей в ступенчато проницаемой толще пород с наличием флюидного потока при кристаллизации абиссального гранитоидного интрузива в моменты времени  $t_i$ .

1—4 — соответственно 20, 125, 160, 460 тыс. лет. Температура дневной поверхности  $T_0$  практически неизменна во всем интервале варьирования  $\alpha > 10^{-2}$  Дж/(м<sup>2</sup> · с · град).

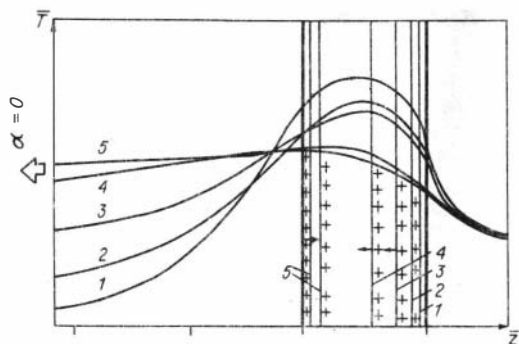


Рис. 4.29. Динамика теплового поля при условиях, аналогичных рассмотренным на рис. 4.28.  $T_w(z=0)$  существенно растет со временем при  $\alpha(z=0)=0$ . Параметры приведены в безразмерном виде. 1—5 соответствуют возрастанию времени.

зависит от всей гидрогеологической «предыстории» движения флюида, вероятности смешения с более глубинными пластами, что может быть оценено лишь при достоверно известном геологическом разрезе всей системы. Поскольку это нереально, геологи по видимым расходам,  $\vec{q}$ ,  $\vec{j}$  и составам флюидов достраивают всю флюидную систему до «источника», вводя ту или иную степень смешения растворов [Henley, McNabb, 1978]. При реализации количественной модели нами будут использованы граничные условия I—III типов в зависимости от величины  $\alpha$  (и функциональной связи  $\alpha$  с  $\omega$ ).

Проиллюстрируем два предельных типа граничных условий I и II родов в абиссальной системе гранитоидный интрузив — дневная поверхность. На рис. 4.28 графически изображены поля  $T(z, t)$ ,  $P(z, t)$  в ступенчато проницаемой области фильтрации при варьировании коэффициента теплообмена во всем диапазоне  $\alpha > 10^{-2}$  Дж/(см<sup>2</sup>·с·град). До величины  $\alpha \sim 10^{-1}$  Дж/(см<sup>2</sup>·с·град) температура флюида на границе не превышает  $T_c$  более, чем на 3—18 °С. При больших значениях получаем граничное условие I рода  $T_w = T_c$ . На рис. 4.29 в безразмерной форме параметров представлена предельная ситуация  $\alpha = 0$ . В этом случае имеет место максимально прогретая термальная система.

Таким образом, реальные геологические и субстанциональные границы в областях разгрузки гидротермальных систем с большой степенью точности могут описываться граничным условием

$$T_w = T_c.$$

Повышенные температуры реальных источников [Вулканизм. . ., 1974; Геохимия. . ., 1982] могут рассматриваться квазистационарными, однако в целом для всего процесса на про- и регрессивной стадиях коэффициенты теплообмена  $\alpha$  являются нелинейными функциями как поверхностных условий, так и глубин системы — в первую очередь источника флюидов.

Для обсуждавшихся четырех моделей граничных условий в случае, если расход флюида много меньше расхода внешней субстанции  $\rho_w v_w \ll \rho_\infty u_\infty$ , имеет место  $T_w = T_c$ . Если это условие перестает выполняться,  $T_w$  переменна и описывается выражением (4.117); если  $\rho_w v_w \gg \rho_\infty u_\infty$  то коэффициент  $\alpha \rightarrow 0$  и  $T_w$  сильно увеличивается; в модели 4 это соответствует «пробиванию» пласта метеорных вод.

## ГЛАВА V

### ДИНАМИКА ОТЛОЖЕНИЯ НА ГЕОХИМИЧЕСКИХ БАРЬЕРАХ, СВЯЗАННЫХ С ИЗМЕНЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ ВО ФЛЮИДЕ

Процессы эндогенного и экзогенного рудоотложений развиваются на так называемых геохимических барьерах [Перельман, 1976], т. е. таких участках гидротермальных систем, где имеются максимальные градиенты интенсивных или

экстенсивных параметров их состояния:  $T$ ,  $P$ , состав пород, морфология и размер каналов (трещин), фазовые границы и т. п. Количественная теория концентрирования примесных или микроэлементов, содержащихся во флюиде или горных породах, на подвижных и стационарных геохимических барьерах впервые была создана В. С. Голубевым [Голубев, Шарапов, 1974; Голубев, 1981]. Наибольшее внимание в этих работах было уделено динамике изотермического метасоматоза. Менее последовательно обсуждались вопросы рудоотложения при изменении агрегатного состояния флюида, его кипения или снижении давления. Поэтому нами главным образом будут обсуждаться вопросы количественного описания динамики рудоотложения при изменениях  $T$  и  $P$  во флюиде и существенно меньше процессы замещения на литологическом барьере (метасоматоз). В отличие от ряда опубликованных работ [Калинин и др., 1980; Lichtner, 1985] нами в развитии исследований В. С. Голубева обращается внимание на температурные зависимости растворимости, констант скоростей реакций от температуры, учет изменения вязкости и ряда других важных параметров флюидного тепло-массообмена. Учет в численных моделях таких факторов позволил выявить ряд новых моментов в динамике отложения рудных минералов.

### 5.1. ТИПЫ ГЕОХИМИЧЕСКИХ БАРЬЕРОВ В ОФС

Проблема выделения количественного описания и КПД геохимических барьеров подробно рассмотрена В. С. Голубевым [1981]. В данном разделе мы лишь кратко отметим те ее аспекты, которые существенны для последующих постановок задач динамики и получения численных оценок. В ортомагматических флюидных системах проявляются геохимические барьеры, причем нередко имеется их близкое сопряжение в пространстве [Смирнов, 1982]. Это обстоятельство приводит к достаточно сложным реализациям в виде функций распределения рудных компонентов в геохимических ореолах и рудных телах.

Самым общим случаем для ОФС является отложение на подвижном или стационарном температурном геохимическом барьере (ГБ), поскольку температура по потоку флюида всегда меняется от максимальной величины до минимальной на верхней и боковых границах проницаемых зон. Следовательно, столь же неизбежно концентрирование веществ с положительной кривой растворимости (в зависимости от температуры) на этом ГБ.

Далее было показано, что в ОФС столь же обычны фазовые переходы, на границах которых возможны существенные изменения в концентрациях компонентов. Рудолокализирующая роль литологических барьеров освещена в геологической литературе столь подробно, что на этом вопросе не стоит даже заострять внимание читателя. В последнее время геохимики большое внимание обращают на роль окислительно-восстановительного и кислотно-щелочного ГБ, появление которых обязано областям (границам) смешения флюидов или кипения водных растворов при снижении давления. Естественно, что большая часть ГБ проявляется при температурах ниже критической точки для данного исходного состава водного (гидротермального) флюида. Лишь температурный и литологический ГБ проявляются при любом агрегатном состоянии флюида в любом диапазоне температур и давлений. Следовательно, для простоты изложения при анализе динамики концентрирования на том или ином ГБ можно отвлекаться от решения обобщенной задачи теплообмена в ОФС и ограничиваться только тем диапазоном  $T$  и  $P$ , в котором наиболее существенно проявляется тот или иной ГБ. Это полезно еще и в том отношении, что при ряде постановок обобщенной задачи динамики теплообмена в ОФС при численных расчетах недостаточна память или быстродействие доступных нам ЭВМ. Поэтому ниже мы последовательно обсудим динамику массообмена на отдельных ГБ в эволюционирующих ПФС и обратимся к случаям их сопряжения для тех агрегатных зон

ОФС и таких диапазонов  $T$  и  $P$ , где данные барьеры проявляются с максимальным продуктивным эффектом.

### 5.2. ДИНАМИКА ОТЛОЖЕНИЯ МИНЕРАЛОВ ИЗ ФЛЮИДА ПРИ СНИЖЕНИИ ЕГО ТЕМПЕРАТУРЫ

Динамика отложения из флюида при снижении его температуры рассматривается здесь для следующего приближения в рамках обобщенной модели ОФС (см. рис. 6.12). В пределах зоны, где имеются отложения, отсутствуют фазовые переходы газ—жидкость, расход флюида на входе в систему постоянен. Динамика теплообмена была подробно охарактеризована в главе IV. Поэтому здесь предлагается только система уравнений, описывающая массообмен. Однако при численных решениях эти задачи решаются, естественно, сопряженно. Обсудим случай отложения компонента  $B$  из водного раствора. Тепло-, массоперенос при концентрировании компонентов на температурном геохимическом барьере описывается следующей системой дифференциальных уравнений (рассматривается двухмерная модель, наиболее полно отражающая пространственную эволюцию).

I. Закон сохранения массы компонента  $B$  в системе

$$\rho \left( \frac{\partial C_B}{\partial t} + v \frac{\partial C_B}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho D_z \frac{\partial C_B}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_y \frac{\partial C_B}{\partial y} \right) + r_B. \quad (5.1)$$

За счет физико-химических процессов при массообмене с твердой фазой ( $q$  — концентрация  $B$  в твердой фазе)

$$r_B = -\rho \frac{\partial q}{\partial t} = -\rho k(T)(C_B - C_B^{\text{нас}}). \quad (5.2)$$

Краевые условия

$$\left. \begin{aligned} C(0, y, t) = C_0; \quad C(z, y, 0) = 0 \\ -D_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=L} = \beta_z(C - C_1) \\ -D_y \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=Y} = \beta_y(C - C_2) \end{aligned} \right\}, \quad (5.3)$$

где  $C_1, C_2$  — концентрации компонента в зонах разгрузки на дневной поверхности ( $C_1=0$ ) и в боковых вмещающих толщах.

II. Закон сохранения энергии имеет форму (4.26) с краевыми условиями

$$\left. \begin{aligned} T(0, y, t) = T_0, \quad T(z, y, 0) = \varphi_1(z, y) \\ -\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L} = \alpha_z(T - T_1), \quad -\lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=Y} = \alpha_y(T - T_2) \end{aligned} \right\}. \quad (5.4)$$

III. Закон сохранения импульса имеет форму (4.30), (4.34). В Приложении 6 приводится постановка данной задачи в обобщенной форме в терминах теории подобия, а также разбирается алгоритм ее численной реализации. Результаты численных расчетов (в разделах 5.2—5.4) и их обсуждение мы приведем в заключительной главе, где они более уместны для анализа дискуссионных вопросов генезиса руд, связанных с ОФС.

### 5.3. ДИНАМИКА ОТЛОЖЕНИЯ НА ПАРОВОМ ГЕ

Идея Д. Уайта и др. [White et al., 1971] о возможной роли границы парообразования в гидротермальных системах в качестве генератора рудообразующих

рассолов нашла быстрый и довольно широкий отклик среди геохимиков и геологов-рудников, вероятно, потому, что изучение современных термальных систем показало обычность парообразования в недрах горячеводных систем областей активного вулканизма. Дополнительным аргументом в пользу важной роли паровой фазы в процессах рудообразования было открытие своеобразных рудообразующих систем в зонах спрединга океанической коры [Spooner, 1980; Rona, 1984]. Однако использование схемы Д. Уайта в генетических построениях не может быть основано только на глубокой интуиции ее автора, а требует последовательного термодинамического анализа. Уже первые шаги такого рода [Голубев и др., 1978; Шарапов и др., 1978] выявили как ограниченность отмеченной схемы, так и существенные трудности количественного описания динамики тепло- и массообмена в гидротермальных системах при наличии в них границ конденсации и испарения. Для ОФС имеются дополнительные трудности в количественном описании динамики тепло- и массообмена в случае появления разделов пар—жидкость, о чем говорилось выше. В Приложении 5 дополнительно к полученным в этом разделе результатам мы обсудили динамику отложения на данном ГБ и показали возможности использования для этих целей теории подобий (см. разд. 4.6), а также отметили пути численной реализации обсуждаемой здесь задачи.

#### 5.4. ДИНАМИКА ОТЛОЖЕНИЯ НА КИСЛОТНО-ЩЕЛОЧНОМ ГБ

Существенная роль для отложения ряда рудных минералов отводится изменению рН раствора при выкипании из него  $\text{CO}_2$  и других газов [Пампура, 1985; Набоко, 1980; Гаррелс, Крайтс, 1968]. Ранее нами рассматривалась динамика изменения давления в окрестностях «внезапно» раскрывающейся трещины и было показано, что этот фактор не может играть существенной роли в рудоотложении из-за эфимерности такого барьера [Голубев, Шарапов, 1974].

Можно предвидеть два предельных случая развития этого процесса, где роль изменения давления существенна: 1) вскипание гидротермального раствора в окрестностях образовавшихся трещин и развитие в пористом пространстве пород депрессионной воронки при дренировании флюида в трещины, 2) снижение интенсивных параметров состояния раствора при его фильтрации из «источника» к поверхности земли.

Количественное описание динамики изменения параметров в гидротермальной системе для указанных случаев является достаточно сложной задачей. Каждый из них целесообразно при существующем уровне изучения гидротермальных систем рассматривать в рамках отдельных краевых задач. Мы обсудим динамику изменения рН в водном растворе для второго из отмеченных выше предельных случаев развития кипения  $\text{CO}_2$  в фильтрующемся гидротермальном флюиде, которое можно ожидать при эволюции вулканогенных гидротермальных систем. Рассмотрим стационарную фильтрацию из «источника» слабоконцентрированного водного раствора с солевой концентрацией не более десятков граммов на литр, содержащего растворенные летучие  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{HCl}$  и др. При этом потенциалообразующим компонентом по рН является  $\text{CO}_2$ , преобладающий в растворе среди летучих с содержанием порядка 10 мас. %,  $\Sigma S \sim 0,03$  мас. %. Таким образом, по содержанию летучих выбранный раствор является достаточно распространенным [Смит, 1968; Геохимия. . ., 1982; Голева, 1977; Пампура, 1985; Набоко, 1980]. Исходный раствор недосыщен по компонентам железа при  $PT$ -условиях «источника».

Из известных решений задач теории фильтрации [Развитие. . ., 1969; Голубев, Шарапов, 1974; Аверкин, Шарапов, 1986; Шарапов, Черепанов, 1986а, б; Баренблатт и др., 1972] нестационарное тепловое поле развивается в условиях устойчивого гидродинамического режима (характерное время вы-



хода на стационарный режим поля давлений для слабосжимаемого флюида мало), при этом интервал давлений во флюиде от гидро- до литостатического. Согласно эмпирическим данным исследования термодинамических свойств водных флюидов [Пар. . ., 1950], при стационарном режиме фильтрации их плотность можно считать постоянной при докритических температурах (для воды), давлениях до нескольких килобар.

Согласно диаграмме состояния  $\text{CO}_2$  [Краткая химическая энциклопедия. . ., 1967; Мельник, 1978], в термодинамических условиях области фильтрации данное соединение присутствует в газообразном состоянии (либо растворенный газ, либо пузырьки газовой фазы). Растворимость газа  $\text{CO}_2$  в условиях глубин 0—2000 м является известной эмпирической функцией [Смит, 1968; Малинин, 1959; Wiebe, 1941], сложным образом зависящей от  $PT$ -условий (особенно при температурах ниже 100—150 °С и давлениях до 0,5 кбар), поддающейся аналитическому выражению при известной эволюции теплового поля (его мы будем использовать в процессе счета).

Принимаем в качестве начальных  $PT$ -условий геотермобарические [Смит, 1968]. Из решения «тепловой» задачи (как мы увидим ниже) следует, что вблизи «источника» и выше к дневной поверхности в динамике (тем более на стационарной стадии)  $PT$ -условия таковы, что функция растворимости  $\text{CO}_2$  имеет положительный наклон к оси глубины. Вблизи дневной поверхности  $PT$ -условия не слишком сильно отличаются от геотермобарических (учитываем вычисленные растворимости  $\text{CO}_2$  вдоль геотермобары). Превышение температуры выше геотермобарических на малых глубинах всего на несколько десятков градусов приводит к тому, что функция растворимости  $\text{CO}_2$  становится «отрицательной». Однако подобные частности никоим образом не влияют по своей физико-химической сути на область собственно кипения вблизи «источника». Нужно лишь иметь в виду, что часть вскипевшего газа  $\text{CO}_2$  с большей вероятностью может растворяться вблизи дневной поверхности.

При фильтрации гидротермального раствора в нестационарном тепловом поле существует подвижная или стационарная границы вскипания растворенного  $\text{CO}_2$  с условием для образования пузырька

$$P_{\text{пл}} = P + 2\sigma/r.$$

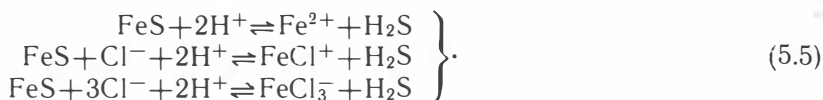
Рассмотрим физико-химические аспекты данного явления. Тепловым эффектом химических реакций в слабоконцентрированном растворе, вскипания растворенного газа  $\text{CO}_2$  пренебрегаем (в рассматриваемые промежутки времени вскипает лишь несколько массовых процентов газа). Принимая, что образование пузырьков — мгновенный процесс [Лепперт, Питтс, 1967; Тонг, 1969], в первом приближении будем считать, что отсутствует взаимодействие между пузырьками, радиус сформировавшихся пузырьков меньше характерного размера пористого пространства. Будем пренебрегать также взаимодействием между стенками пузырьков и пор [Дейч, Филиппов, 1968]. Для определения характера течения двухфазной смеси воспользуемся эмпирическими данными для получения соотношения истинных скоростей газовой и жидкой фаз. Для вертикального двухфазного течения [Marchatierre, Høglund, 1962] предложена аналитическая зависимость отношения скоростей течения фаз от геометрии пространства, расходного весового газосодержания и массовой скорости  $G$  кг/(м<sup>2</sup>·ч), соответствующей средней скорости  $G/\rho$  см/с. Получено, что при скоростях фильтрации 0,1—0,01 см/с скорость газовой фазы в 4—10 раз выше скорости жидкой фазы и с уменьшением  $G/\rho$  это отношение резко возрастает. Таким образом, при реальных скоростях фильтрации растворов [Развитие. . ., 1969] скорость всплывания газовых пузырьков при вскипании  $\text{CO}_2$  много выше скорости фильтрации раствора  $u$ . На дневной поверхности (зона разгрузки) происходит либо «расхлопывание» всплывающих пузырьков, либо они растворяются при опреде-

ленных *PT*-условиях на некоторой глубине — во всяком случае создание однородной газовой пробки в проницаемой зоне маловероятно.

Эволюция теплового и концентрационного полей в рассматриваемой задаче описывается системой уравнений, аналогичной (4.60) — (4.63). Из положения о мгновенном образовании пузырьков следует, что  $C_{CO_2} = C_{HCO_3}(T)$  везде в зоне вскипания. Для численных расчетов используем известные эмпирические данные для открытых систем со вскипающим газом  $CO_2$  [Drummond, Ohmoto, 1985], а также расчетные и экспериментальные результаты по растворимости соединений железа в водных растворах при различных термодинамических условиях [Вилор и др., 1983; Гаррелс, Крайст, 1968].

Необходимо отметить следующее. Угольная кислота имеет низкие значения первой константы диссоциации порядка  $10^{-7} \div 10^{-6}$  при *PT*-условиях задачи (возрастает с глубиной незначительно). Как мы увидим далее, при высоких температурах вблизи «источника» (ниже зоны кипения) кислотность раствора в связи с этим останется практически неизменной, однако вблизи дневной поверхности диссоциацией  $H_2CO_3$  пренебречь нельзя. При реализации задачи необходимо учесть, что с уменьшением глубины и температуры первая константа диссоциации  $H_2CO_3$  уменьшается очень незначительно; на участках «положительной» (от температуры) растворимости газа  $CO_2$  кислотность гидротермального раствора падает; на участках «отрицательной» растворимости она может возрастать.

Согласно результатам изучения областей современного вулканизма [Голева, 1977; Пампура, 1985; Набоко, 1980], гидротермальные растворы содержат некоторое количество растворенных хлоридов железа; металлы могут транспортироваться в виде более сложных комплексных соединений (при повышенном содержании в растворе, например, хлористого натрия). Возможны и другие формы переноса железа, однако нас будет интересовать величина  $\Sigma Fe$ . В присутствии растворенного во флюиде сероводорода [Drummond, Ohmoto, 1985] реакции осаждения — растворения железа из него можно представить в виде



и т. д.; аналогичные реакции можно выписать с участием пирита, магнетита при определенных условиях [Геохимия. . . , 1982]. В зависимости от начального состава флюида будет преобладать та или иная реакция, которая может быть учтена при численной реализации задачи.

Для растворенного во флюиде железа должно выполняться уравнение неразрывности

$$\frac{\partial (m_{\Sigma Fe})}{\partial t} + \text{div} (m_{\Sigma Fe} \cdot \vec{u} - D \nabla m_{\Sigma Fe}) = r \quad (5.6)$$

с краевыми условиями

$$m_{\Sigma Fe}(z, 0) = 0; \quad m_{\Sigma Fe}(0, t) = m_0; \quad D \frac{\partial m_{\Sigma Fe}}{\partial z} \Big|_{z=L} = \beta m_{\Sigma Fe} \Big|_{z=L}, \quad (5.7)$$

где  $r$  — скорость осаждения железа путем химического взаимодействия за барьером вскипания в зоне увеличения рН. В тыловой зоне барьера происходит растворение ранее отложившихся минералов железа; таким образом, в фильтрующемся потоке гидротермального раствора формируется подвижный геохимический барьер концентрирования рудного компонента в эволюционирующем тепловом поле, который перемещается к поверхности земли до некоторого

уровня, отвечающего постоянному его положению при данных начальных и граничных условиях эволюции гидротермальной системы.

Алгоритм численной реализации задачи для уравнения баланса тепла и компонентов железа дается в Приложении 7.

## ГЛАВА VI

### **ОПИСАНИЕ ГЕНЕЗИСА МАГМАТОГЕННЫХ РУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ С УЧЕТОМ ДИНАМИКИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В МАГМАТИЧЕСКИХ ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМАХ**

Генезис магматогенных рудных месторождений продолжительное время [Loveing, 1936; Schneiderhöhn, 1949; Коржинский, 1972; Шахов, 1965; Смирнов, 1969; и др.] рассматривался с учетом кондуктивного теплового воздействия на вмещающие породы. При этом зональность в отложении руд и формировании околорудных пород толковалась согласно эволюции температурного поля охлаждающегося интрузива. Нами было показано [Шарапов, 1972; Голубев, Шарапов, 1974], что зональность плутоногенных рудных месторождений в ореольных зонах предрудных интрузивных тел определяется динамикой конвективного теплопереноса в фильтрующихся колоннах магматогенных флюидов. Развитие этого подхода позволило более строго и последовательно количественно описывать процесс рудоотложения с учетом массообмена на геохимических барьерах [Голубев, 1981]. Совместное описание динамики ретроградного кипения магм и конвективного теплопереноса во вмещающих породах, углубление постановок задач динамики отложения на ГБ позволяют внести определенные уточнения в ортодоксальную модель ПРМ (ОРМ).

#### **6.1. О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОФС В УСЛОВИЯХ РАЗНЫХ МАГМАТИЧЕСКИХ ФАЦИЙ ГЛУБИНОСТИ**

Было показано [Reverdatto et al., 1970; Кузнецов и др., 1973], что интрузивные массивы, охлаждающиеся в термодинамических условиях разных магматических фаций глубинности, сопровождаются характерным набором экзо- и эндо-контактных процессов, в том числе и флюидогенных. Если сопоставить данные о глубинах размещения ортомагматических рудных месторождений (см. разд. 1.5) со схемой фаций глубинности магматизма, то бросается в глаза любопытная деталь — данные месторождения образуются главным образом в низах гипабиссальной фации. Согласно существующим термодинамическим оценкам «интрузивной способности» магм [Соболев и др., 1970], начальные содержания летучих в гранитоидных магмах, интрузируемых на эти глубины, должны быть не более 2÷5 мас. % (главным образом H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>). Согласно анализу термодинамики ретроградного кипения магм (см. гл. III), критическими содержаниями воды в гранитоидном расплаве должны быть концентрации порядка 1,5÷÷2 мас. %. Данные изучения динамики кристаллизации интрузивных тел [Шарапов, Голубев, 1976] показывают, что приблизительно с глубин 1—2 км от поверхности и до глубин 5—6 км скорость кристаллизации расплавов в кровле магматических камер уже не зависит от влияния верхнего граничного условия, но на ней еще слабо сказывается повышение температур в недрах коры. Иными словами, термодинамические условия охлаждения интрузивов в интервале глубин, где формируются ОРМ, мало отличаются. Однако для различных рудных формаций такого рода месторождений установлены существенно различные по

вертикальной протяженности зоны оруденения, а также температурные условия отложения руд. При этом наблюдаются и различные структурные (временные) отношения между изверженными породами и флюидными процессами. Можно подозревать, что время и характер отделения летучих от расплавов для ортомагматических месторождений разных рудных формаций существенно различны, как, вероятно, различны масштабы накопления примесных компонентов при кристаллизации магм. К сожалению, пока не удалось численно решить задачу динамики дифференциации магм с учетом ретроградного кипения в общем виде, с помощью которой можно рассмотреть модель кристаллизации реальных магм.

Для выявления тенденций накопления примесных компонентов и отделения летучих мы были вынуждены искать оценки для крайних случаев кристаллизации магм в отношении их начальных составов — эвтектик и котектик. Суть состоит в том, что для обсуждаемых многопараметрических задач динамики дифференциации существующие численные схемы позволяют рассмотреть или «диффузионное» накопление примесей в расплаве при перемещении плоского фронта солидуса (эвтектика), или квазиравновесную кристаллизацию котектик с некоторой долей эвтектики, где пренебрегаем диффузионным переносом при объемной кристаллизации и проявлении термоконвективных токов в твердожидкой зоне. Если учесть результаты решения задач динамики дифференциации квазиэвтектик [Шарапов, Черепанов, 1986а, б], то суть полученных данных в отношении обсуждаемого вопроса сводится к тому, что «способность квазиэвтектических расплавов накапливать летучие и рассеянные (примесные) компоненты в процессе дифференциации в данном интервале глубин довольно ограничена. Следовательно, можно ожидать, что источниками рудоносных флюидов в случае кристаллизации гранитовых plutонов скорее должны быть абиссальные магмы, чем те, что охлаждаются в термодинамических условиях указанных глубин. Таким образом, как будто бы появляется явное противоречие — рудные plutогенные (ортомагматические) месторождения ряда рудных формаций располагаются в морфогенетических зонах гип- и мезоабиссальных гранитовых интрузивов, которые «не способны» образовывать крупные и устойчивые во времени ОФС.

Для случая кристаллизации котектик (гранитоидные магмы) исследование динамики отделения летучих приводит к более сложным реализациям в формировании ОФС, которые будут подробно обсуждаться ниже. Здесь мы отметим то, что непосредственно относится к фациальному анализу корового магматизма в отношении особенностей отделения летучих при охлаждении магм в интрузивных камерах — зависимости пористости (проницаемости) пород от общего давления в системе. Учитывая построенную теорию [Черепанов, 1983; Шарапов, Черепанов, 1986а, б], можно сказать, что условия развития ретроградного кипения магм и формирования ОФС, по-видимому, имеют определенный оптимальный уровень глубин своего проявления. Оценить его с высокой точностью в настоящее время весьма сложно, так как пока удалось построить лишь приближенные количественные модели динамики отделения летучих от магмы. Из них ясно, что с увеличением общего давления возможности проявления ретроградного кипения уменьшаются, падает «усабочная» пористость (проницаемость) изверженных пород, исчезают явления «обрушения» в камерах. Иными словами, должен существовать некий уровень «самоликвидации» ОФС в том виде, который сейчас мыслится при обсуждении генезиса ортомагматических рудных месторождений.

Учитывая расчеты, выполненные для оценки пористости изверженных пород при отделении летучих [Шарапов, Черепанов, 1986а, б], можно указать ориентировочно нижний уровень проявления ретроградного кипения гранитоидных магм — 15—20 км от поверхности земли и давлении 4—5 кбар. Очевидно, что для базитовых магм эти оценки должны быть (судя по рис. 3.3) существенно

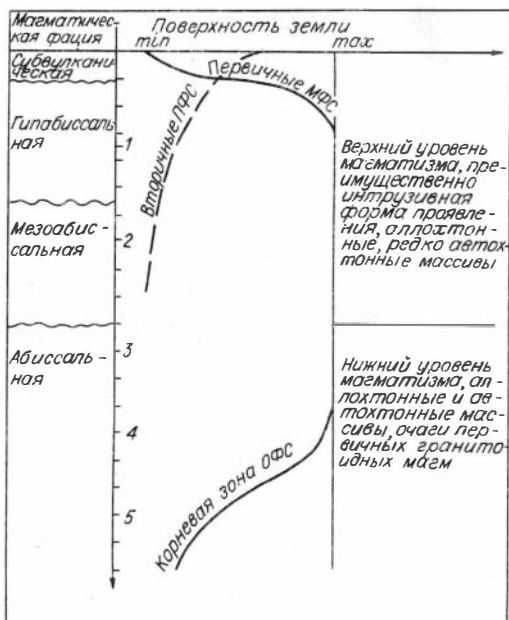


Рис. 6.1. Соотношение магматических фаций глубинности, форм развития магматизма и различных типов МФС.

скорректированы в отношении глубин, где возможны явления ретроградного кипения расплава, особенно для таких газов, как  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$  и благородные. К сожалению, отсутствие решения задач динамики отделения летучих от базитовых магм для больших глубин затрудняет указание определенного интервала ретроградного кипения магм в термодинамических условиях верхней мантии или нижней части земной коры континентов. Однако в отношении характера проявления магматогенных флюидных систем в термодинамических условиях магматических фаций глубинности можно указать вполне ясные тенденции, которые вытекают из структурных условий охлаждения интрузивных тел, динамики дифференциации магм и развития в них ретроградного кипения. Предполагаемая ситуация отражена на рис. 6.1.

В земной коре проявляются различные типы магматогенных флюидных систем (МФС), но уровни их преимущественного проявления в смысле положения их корневых зон («источники» флюидов), уровни разгрузки и положения зон рудоотложения существенно различны. Вторичные ПФС (разогретые интрузивами поровые воды, рассолы, нефти и нефтяные воды и т. п.) развиваются преимущественно на глубинах в нескольких километрах от поверхности земли и чаще всего в связи с базитовыми магмами. Наиболее яркий тип такого рода систем, по-видимому, «курильщики» спрединговых зон. Первичные или ювенильные флюидные системы, в том числе и рассматриваемые нами ОФС, разгружаются на уровне области зарождения вторичных. «Мертвая» зона развития оруденения в ОФС [Смирнов, 1969] начинается с глубин 0,5—1 км от поверхности земли, примерно там, где во вторичных и смешенных (совмещенных) МФС располагаются корневые области рудоотложения.

Корневые зоны ОФС находятся, вероятно, на глубинах 10—20 км от поверхности земли, что связано с природой флюидоносных «остаточных магм», о которых пойдет речь в следующем разделе работы.

Корневые зоны ОФС находятся, вероятно, на глубинах 10—20 км от поверхности земли, что связано с природой флюидоносных «остаточных магм», о которых пойдет речь в следующем разделе работы.

## 6.2. О ТОЛКОВАНИИ ПРИРОДЫ «ОСТАТОЧНЫХ» ФЛЮИДОНОСНЫХ МАГМ

Понимание природы «остаточных» флюидоносных магм сложилось в теории эндогенного рудообразования главным образом на основе анализа диаграмм состояния систем типа силикат+летучий в предположении о равновесном процессе их кристаллизации [Mogey, 1924; Niggli, 1929; Bowen, 1928; и др.]. В дальнейшем обсуждались тройные системы типа силикат—летучий—соль [Смит, 1968; Николаев, Доливо-Добровольский, 1961; Бернэм, 1970; Рябчиков, 1975]. Дискуссии об особенностях отделения и агрегатном состоянии флюида и т. п. восходят к работам самого раннего периода развития теории рудообразования и, в частности, в связи с ОФС.

Поэтому мы сочли необходимым процитировать здесь толкования ключевых

моментов основоположниками обсуждаемой нами модели рудообразования. Вероятно, следующие формулировки наиболее емко и точно выражают существо вопроса. «Источником рудообразующих растворов является магма в стадии кристаллизации, но состояние, в котором выделяются эти растворы магмой, и механизмы процесса служат предметом разногласий. По-видимому, всеми предполагается, что в последние стадии состав магматического раствора преимущественно пегматитовый, заключающий накопившиеся акцессорные составные части, летучие и нелетучие, оставшиеся после кристаллизации большей части первоначальной магмы» [Природа. . ., 1946, с. 147].

«Мы видим, таким образом, что полный процесс затвердевания магмы, охлаждающейся при условиях давления, соответствующего глубине около двух километров, включает в себе следующие стадии: 1. Ортомагматическую стадию, в которую включается формирование изверженных пород *Sensu stricto*. Летучие компоненты действуют в основном как минерализующие агенты, т. е. они понижают вязкость, снижают точки плавления и влияют на внутреннее магматическое химическое равновесие. 2. Пегматитовой и пневматолитовой стадии, которая образует связующее звено между вышеуказанной стадией и водными растворами, характеризующимися в 3 — гидротермальной стадии, где охлаждение сопровождается относительно медленной кристаллизацией из растворов с высокими концентрациями главного летучего компонента — воды» [Niggli, 1929, с. 5].

«Большинство геологов, вероятно, согласно с тем, что крупные рудные месторождения, как общее правило, происходят от крупных тел изверженного материала. . . В тот или иной отрезок времени разные участки такого тела. . . должны находиться в разных стадиях развития. С одного участка могут выделяться пегматитовые флюиды, с другого — рудоносные. . . Я придерживаюсь того взгляда, что эволюция их продолжается до тех пор, пока эманация газов продолжала оставаться существенным фактором. . .» [Природа. . ., 1946, с. 161].

Из изложенного явствуют как суть разногласий, так и понимание места и характера отделения флюида от магмы. По одной концепции, газы, отделяющиеся в разные моменты времени охлаждения магмы, существенной роли в рудообразовании не играют. Все дело в накоплении в остаточном («пегматитовом») растворе рассеянных компонентов и летучих, которые могут быть в состоянии надкритического флюида. Последний, охлаждаясь и эволюционируя в процессе кристаллизации, дает гидротермальный рудоносный раствор. Такой процесс протекает как в любой точке плутона, так и в интрузиве в целом. Следовательно, «пегматитовый» остаточный раствор должен накапливаться в основном к конечным стадиям затвердевания интрузива где-то в центральных или нижних горизонтах крупного интрузивного тела. Заметим, что физика перехода от «пегматитового» раствора в состояние пневматолита и в гидротермальный раствор, количественные соотношения и т. п. в процессе дифференциации интрузивных тел (главным образом гранитоидов и гранитов) остались не расшифрованными до сих пор. Поэтому и остались неясности, неопределенности и дискуссионность модели.

По другой концепции ситуация в отделении флюидов существенно сложнее. В каждом участке интрузивного тела происходит отделение «своего» по составу флюида в соответствии со степенью закристаллизованности магмы. Процесс этот перманентен с начала охлаждения магмы и до полной кристаллизации интрузива, когда вместо газовых эманаций в интрузиве появляется гидротермальный раствор.

Эти и все последующие генетические соображения в теории магмотогенного рудообразования строятся на основании анализа диаграмм состояния в предположении, что кристаллизация магмы проходит равновесно, а скорость охлаждения не влияет на вид разделения компонентов и механизмы отделения

флюида. Вводились как возмущающий параметр только изменение внешнего давления и «открытость» системы в разные моменты охлаждения интрузива в отношении возможности испарения флюида или его фильтрации при образовании самостоятельной фазы.

При этом заблуждением как в цитированных, так и во всех последующих работах [Смит, 1968; Николаев, Доливо-Добровольский, 1961; Бернэм, 1970, 1982; Рябчиков, 1975; и др.], где обсуждались вопросы формирования и отделения флюидов при ретроградном кипении, были следующие явно или неявно выраженные заключения о характере разделения компонентов при кристаллизации магмы в камере.

Суть их сводится к тому, что «система» (ямеется ввиду интрузивный массив) в своей тепловой и вещественной эволюции повторяет путь фигуративной точки известного начального состава на диаграмме состояния системы, которой моделируется реальный магматический расплав. При этом путь ее перемещения соотносится с пространственными координатами в массиве от контакта в его недра при перемещении со временем температурных фронтов. Соответственно, выделяются и стадии отделения флюида ранне-, поздне- или постмагматическая. То есть кристаллизация интрузива и отделение летучего полностью отвечают развертке такой диаграммы по пространственной координате. Реально же в каждой точке массива имеется такого рода переход с обязательными (иногда существенными) отклонениями пути фигуративной точки, которые определяются скоростью перемещения фронтов и процессами массопереноса в магме. Поэтому выделение указанных «стадий» теряет смысл до конца кристаллизации интрузивного тела или прекращения ретроградного кипения, поскольку в интрузиве не могут проявиться ожидаемые в этих толкованиях температурные условия.

Полученные в главе III решения задачи динамики отделения летучих при кристаллизации котектических магм показывают, что даже при использовании существенно упрощенной квазиравновесной модели процесса кристаллизации магмы мы имеем весьма сложную картину отделения летучих, которая существенно отличается от рассматриваемой в цитированных работах общей тенденции разделения летучей и нелетучей фракций магмы при охлаждении расплава в интрузивной камере. Если же иметь в виду самые общие тенденции в отделении летучих при внедрении и затем охлаждении магмы в интрузивной камере, то можно отметить, что из исследователей, которые заложили фундамент теории ОФС, вероятно, наиболее правильно угадал качественную картину механизмов отделения флюидов и их последовательность в процессе интрузии и охлаждения магмы в камере К. Феннер [Fenner, 1931, 1936; Природа. . ., 1946]. Учет состава расплава и термодинамических условий его охлаждения позволяет определенным образом скорректировать приведенные выше его высказывания в отношении возможной качественной картины разделения летучих в интрузивных телах.

Так, в процессе котектической кристаллизации в гипабиссальных интрузивах (которые чаще всего фигурируют в теоретических моделях эндогенного рудообразования) предполагаемый остаточный «пегматитовый» раствор—расплав может привести к появлению водосодержащих и аксессуарных минералов. С «пневматолитовым» этапом отделения флюида на фронте солидуса связаны явления «автометаморфической» переработки изверженных пород, а также расширение метаморфического ореола. Появление камерных пегматитов и минерализации в миароловых и иных макроусадочных пустотах наиболее последовательно может объясняться механизмом термоконвекционного «всасывания» в макроусадочные полости квазиэвтектических «остатков» жидкости дренированием флюидов. К сожалению, механизм этого явления количественно рассмотрен только для случая движения фронтов солидуса и ликвидуса с формиро-

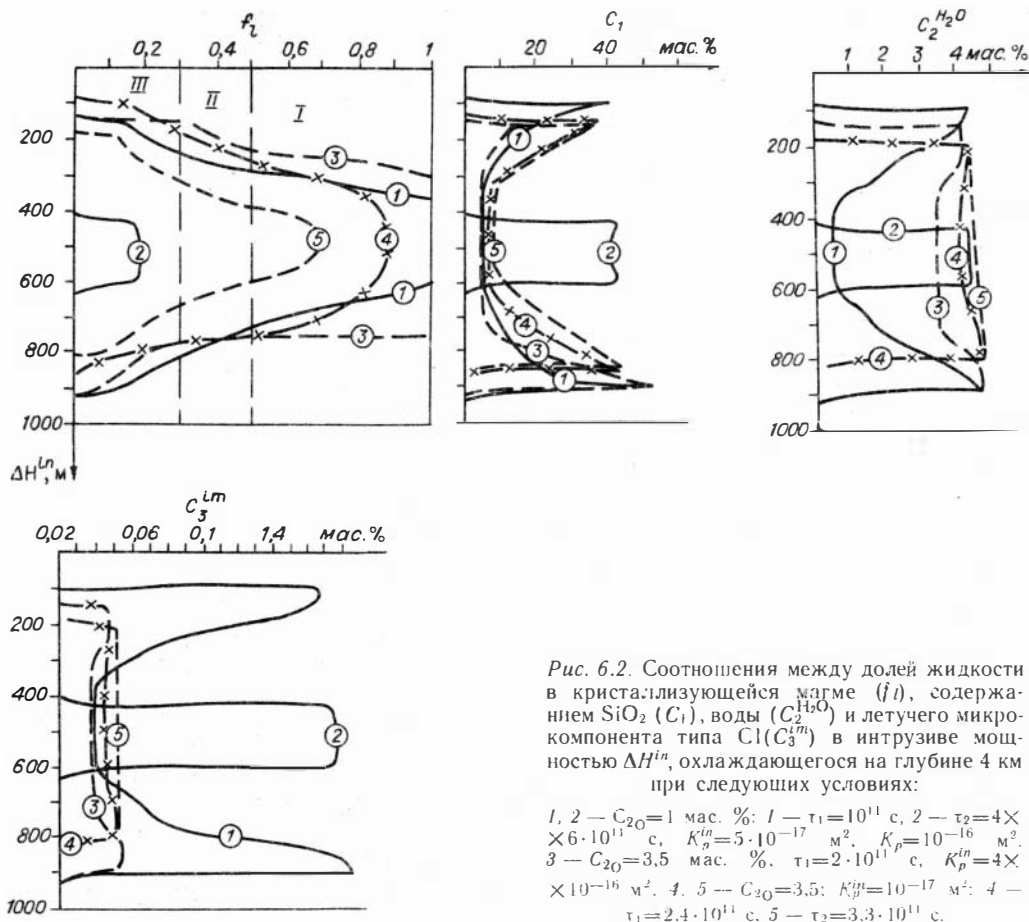


Рис. 6.2. Соотношения между долей жидкости в кристаллизующейся магме ( $f_l$ ), содержанием  $\text{SiO}_2$  ( $C_1$ ), воды ( $C_2^{\text{H}_2\text{O}}$ ) и летучего микрокомпонента типа  $\text{Cl}$  ( $C_3^{\text{Lm}}$ ) в интрузиве мощностью  $\Delta H^{\text{ln}}$ , охлаждающегося на глубине 4 км при следующих условиях:

1, 2 —  $C_{2\text{O}}=1$  мас. %: 1 —  $\tau_1=10^{11}$  с, 2 —  $\tau_2=4 \times 6 \cdot 10^{11}$  с,  $K_p^{\text{in}}=5 \cdot 10^{-17}$  м<sup>2</sup>,  $K_p=10^{-16}$  м<sup>2</sup>.  
 3 —  $C_{2\text{O}}=3,5$  мас. %.  $\tau_1=2 \cdot 10^{11}$  с,  $K_p^{\text{in}}=4 \times 10^{-16}$  м<sup>2</sup>.  
 4, 5 —  $C_{2\text{O}}=3,5$ ;  $K_p^{\text{in}}=10^{-17}$  м<sup>2</sup>: 4 —  $\tau_1=2,4 \cdot 10^{11}$  с. 5 —  $\tau_2=3,3 \cdot 10^{11}$  с.

Здесь и на рис. 6.3, 6.4, 6.10, 6.11 I — жидко-твердая область гетерофазной зоны, где возможно свободное конвектирование магмы; II — твердо-жидкая область, где формируется каркас изверженной породы, прекращается свободная конвекция, проявляются термоконвекционные токи, зарождаются и перемещаются газовые пузырьки; III — твердо-жидкая зона, где формируется интерстициальный расплав, содержащий газовые пузырьки и поры.

ванием рассеянной усадочной пористости. Случай образования макроусадочных полостей в интрузивах пока количественно не описан, поэтому здесь мы лишь отмечаем качественно вероятную ситуацию, которая вытекает из полученного спектра решенных задач динамики дифференциации магм [Шарапов, Черепанов, 1986а, б].

Реальным проявлением того или иного тренда разделения компонентов (в том числе и летучих) с формированием определенного типа зональности является вид зональности интрузивного тела (см. гл. III). Установить формирование при этом в гипабиссальных интрузивах каких-то специфических «остаточных» очагов магмы чрезвычайно затруднительно, во всяком случае для «нормального ряда» изверженных горных пород (гранитонды, базиты), т. е. в случае кристаллизации котектических магм.

Судя по результатам решения задач динамики дифференциации магм, развитая П. Ниггли [Niggli, 1929, 1954] схема накопления остаточных магм с повышенными концентрациями рассеянных («аксессуарных») компонентов, скорее всего, может реализоваться при кристаллизации крупных объемов квазиэвтектических магм в термодинамических условиях низов мезоабиссальной и абиссальной магматической фаций глубинности. Здесь условия разделе-



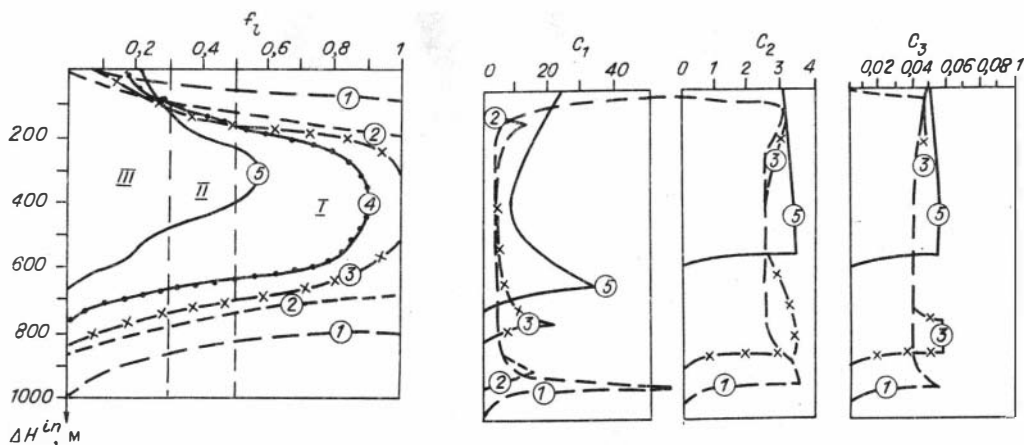


Рис. 6.3. Динамика перемещения фронтов солидуса и изменение концентрации компонентов в расплаве в пластиновидном интрузиве (глубина залегания 2 км).

$C_{20} = 2.5$  мас. %;  $k_B^* = 3 \cdot 10^{-16}$  м<sup>2</sup>;  $k_D = 10^{-16}$  м<sup>2</sup>. 1—5 —  $t$  соответственно =  $10^3$ ;  $3.2 \cdot 10^3$ ;  $4.5 \cdot 10^3$ ;  $6 \cdot 10^3$ ;  $11 \cdot 10^3$  лет.

ния компонентов в затвердевающих магмах наиболее близки равновесной схеме, а оценки возможных масштабов накопления рассеянных элементов свидетельствуют о существенном увеличении в конечные этапы кристаллизации магм с высокой долей эвтектики. Соответственно выглядит и картина накопления летучих.

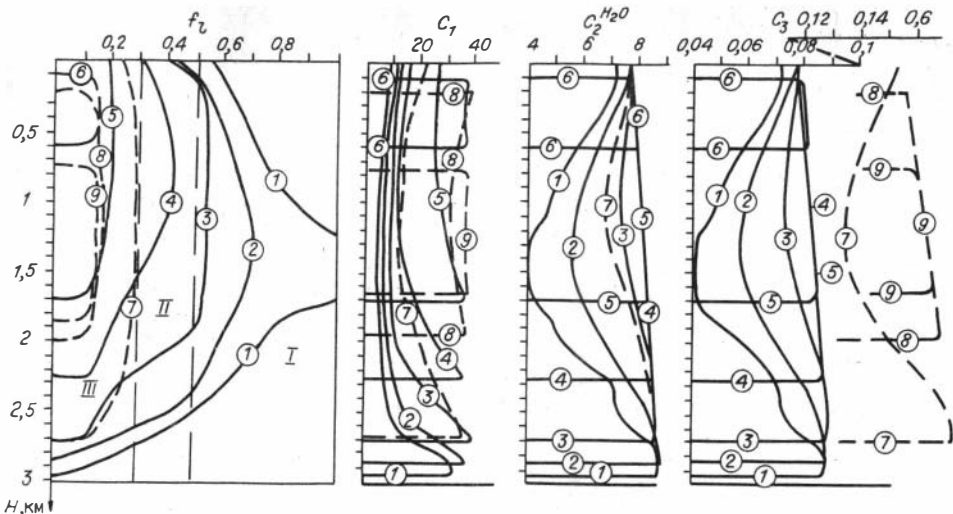
Поэтому можно считать, что все предлагавшиеся схемы отделения летучих в цитированных выше работах качественно отражают возможные механизмы разделения компонентов в магмах. Вопрос состоит только в том, сколь существенны они для процессов образования ОФС и формирования в них рудных месторождений.

Ранее мы показали [Шарапов, Черепанов, 1986а], что различаются два предельных механизма накопления флюидов и рассеянных компонентов в остаточных расплавах в зависимости от состава магмы: 1) фронтальное оттеснение внутрь массива при кристаллизации квазиэвтектик, 2) объемное оттеснение растущими кристаллами в гетерофазной зоне охлаждения. Эти механизмы накопления были описаны количественно, что позволило выявить основные качественные черты накопления и отделения летучих.

В упомянутой работе мы подробно осветили масштабы и динамику накопления летучих и микрокомпонентов в случае фронтального оттеснения компонентов. Поэтому здесь обсудим динамику дифференциации котектической магмы в отношении накопления компонентов и отделения летучих из остаточных расплавов. На рис. 6.2—6.4 показана эволюция состава жидкости для модельной системы альбит—кварц—вода (+летучий с аналогичным в воде механизмом растворения, в данном случае Cl).

Отличие от эвтектоидных магм при объемной кристаллизации выделяются в общем случае две стадии: а) начальная, когда насыщение расплава происходит только на некотором уровне между фронтами ликвидуса и солидуса, а в объеме двухфазной зоны увеличивается содержание летучих; б) объемного кипения — насыщение достигнуто во всем объеме кристаллизующегося интрузивного тела. По времени формирования начальная стадия отвечает тому этапу охлаждения интрузивов, когда объемная доля твердой фазы меньше 0,5 (при симметричном типе затвердевания интрузива).

Объемное кипение магмы начинается соответственно после формирования твердо-жидкой и жидко-твердой зон с содержанием твердой фазы больше 0,5. Этому этапу формирования интрузивов должны соответствовать затухание



Ри. 6.4. Динамика перемещения фронтов солидуса и изменение концентраций компонентов в разрезе пластиновидного интрузива, кристаллизующегося на глубине 10 км при условии:

1—6 —  $C_{20}=4$  мас. %;  $k_p^n=10^{-18}$  м<sup>2</sup>; 1 —  $\tau=2 \cdot 10^{12}$  с; 2 —  $\tau=10^{12}$  с; 3 —  $\tau=5 \cdot 10^{12}$  с; 4 —  $\tau=7,5 \times 10^{12}$  с; 5 —  $\tau=11,5 \cdot 10^{12}$  с; 6 —  $\tau=15 \cdot 10^{12}$  с, время затвердевания  $\sim 15,3 \cdot 10^{12}$  с. 7—9 —  $C_{20}=2$  мас. %:  $k_p^n=5 \cdot 10^{-17}$  м<sup>2</sup>,  $k_p=10^{-16}$  м<sup>2</sup>; 7 —  $\tau=5 \cdot 10^{12}$  с; 8 —  $\tau=8,5 \cdot 10^{12}$  с; 9 —  $\tau=10^{13}$  с, время полной кристаллизации  $\sim 10,4 \cdot 10^{13}$  с.

и полное прекращение свободного конвектирования жидкости, преобладание термоконвекционных токов и всплывание пузырьков газа.

Существенна другая особенность объемной кристаллизации магм, где влияние диффузионного отгеснения примесей в зону  $f_1 \geq f_{1E}$  минимально, — минимальная роль величины  $K^{m-s}$  при накоплении летучего. Так, увеличение  $K^{m-s}$  на два порядка приводит к уменьшению содержания летучих в расплаве при прочих равных условиях примерно на 1—1,5 отн. %.

Характер отделения летучего из интрузивного тела при ретроградном кипении определяется петрофизическими свойствами вмещающих и изверженных пород (см. рис. 6.3—6.4). Следовательно, для ряда условий вообще не приложимы привычные штампы о проявлении «раннепослемагматической» или других «стадий» отделения летучих.

### 6.3. ТЕПЛОВАЯ ДИНАМИКА ОХЛАЖДЕНИЯ ИНТРУЗИВОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАЧАЛЬНОГО СОДЕРЖАНИЯ В МАГМЕ ЛЕТУЧИХ, ПЕТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВМЕЩАЮЩИХ И ОБРАЗУЮЩИХСЯ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД

Как уже говорилось, довольно продолжительное время рудоотложение в контактовых зонах интрузивных массивов геологи-рудники связывали с тепловой динамикой охлаждения этих тел [Lovering, 1936; Scheiderhön, 1949; Шахов, 1965; Смирнов, 1969; и др.]. Необходимы были специальные исследования, чтобы показать связь динамики рудоотложения с конвективным теплообменом в магматогенных рудообразующих системах [Голубев, Шарапов, 1974], при котором температурные условия в области фильтрации флюида существенно отличны от эволюции кондуктивного температурного поля плутона.

Однако до сих пор не были выполнены расчеты динамики теплообмена в системе интрузив—вмещающие породы, в которых учитывались бы динамика

ретроградного кипения и влияние на эволюцию температурного поля системы петрофизических свойств вмещающих и интрузивных пород и была бы исследована эволюция ОФС в процессе кристаллизации магмы в интрузивной камере. Иными словами, особенности тепловой динамики ОФС, возникающих в связи с магматическими телами, охлаждающимися в условиях различных магматических фаций глубинности, оставались неосвещенными. Расчеты температурных полей над магматическими телами при барбатировании пузырей [Шарапов и др., 1978; Калинин и др., 1976], как и использование предположения о насыщенности магмы [Калинин, 1975; Калинин и др., 1980], не могут характеризовать обсуждаемую нами ситуацию формирования ОФС. Поэтому на основе постановки задачи динамики ретроградного кипения магмы (см. гл. III, Приложение 1) нами исследована модель эволюции ОФС, связанная с кристаллизацией гранитоидных массивов (за физико-химическую модель магматического расплава принята система альбит+кварц+вода). Рассматривалась задача кристаллизации пластиновидных горизонтальных интрузивных тел, охлаждающихся в первоначально неоднородном температурном поле на глубинах от 2 до 10 км от поверхности земли, мощность «мгновенно» заполнявших камеру интрузивов варьировалась от 1 до 5 км. Предполагалось, что начальное содержание воды в магме при заполнении камеры было ниже насыщения при данном литостатическом давлении, а начальная температура магмы выше  $T$  ликвидуса (оценка сверху). Физические характеристики сред приведены в табл. 4.1. Проницаемость изверженных пород определялась согласно теории, развитой в [Черепанов, 1983; Шарапов, Черепанов, 1986а, б], а вмещающих по данным [Bisce, Walsh, 1968; Freeze, Cherry, 1979; Пэк, 1968; Добрынин, 1970].

Проницаемость вмещающих пород задавалась различным образом: 1) учитывалась однородная проницаемость вмещающих пород, близкая таковой возникающих изверженных пород; 2) проницаемость вмещающей среды от поверхности земли до контакта с интрузивом уменьшалась по известному закону; 3) после формирования корки изверженных пород некоторой мощности происходило «внезапное» обрушение, связанное с усадочными явлениями в магматической камере и разрядкой термоупругих напряжений. В результате этого образовывалась локальная трещинная зона высокой проницаемости. Описанные начальные и граничные условия показаны на рис. 6.5.

Проведенные расчеты выявили весьма специфическую динамику кристаллизации интрузивных тел в зависимости от петрофизических свойств пород. Особенности температурного поля при охлаждении интрузивов пластиновидной формы при отсутствии ретроградного кипения магмы весьма подробно освещены в предыдущих наших публикациях [Голубев, Шарапов, 1974; Шарапов, Черепанов, 1986а, б]. Поэтому в данном разделе мы будем говорить главным образом об особенностях такового при развитии ретроградного кипения в магме в процессе ее кристаллизации.

В зависимости от проницаемости вмещающих и интрузивных пород формируются три типа профилей температур (рис. 6.6—6.8). При низкой проницаемости изверженных пород (порядка  $10^{-17}$ — $10^{-18}$  м<sup>2</sup>) и однородной, но достаточно низкой проницаемости разреза земной коры (порядка  $10^{-18}$  м<sup>2</sup>) из-за низких скоростей фильтрации магматического флюида (вычисленные величины  $w \sim 2 \cdot 10^{-11}$ — $2 \cdot 10^{-10}$  м/с) формируется профиль температур, в котором увеличение  $T$  составляет лишь 10—20 % выше, чем в случае кондуктивного прогрева вмещающих пород. При проницаемости изверженных пород порядка  $10^{-17}$ — $10^{-18}$  м<sup>2</sup> прогрев пород заметно выше, а в случае  $\sim 10^{-16}$  м<sup>2</sup> происходит весьма существенное изменение профиля температур — в различных точках разреза вмещающих толщ над интрузивом температура увеличивается на 300—700°. Влияние начального содержания воды на характер температурного

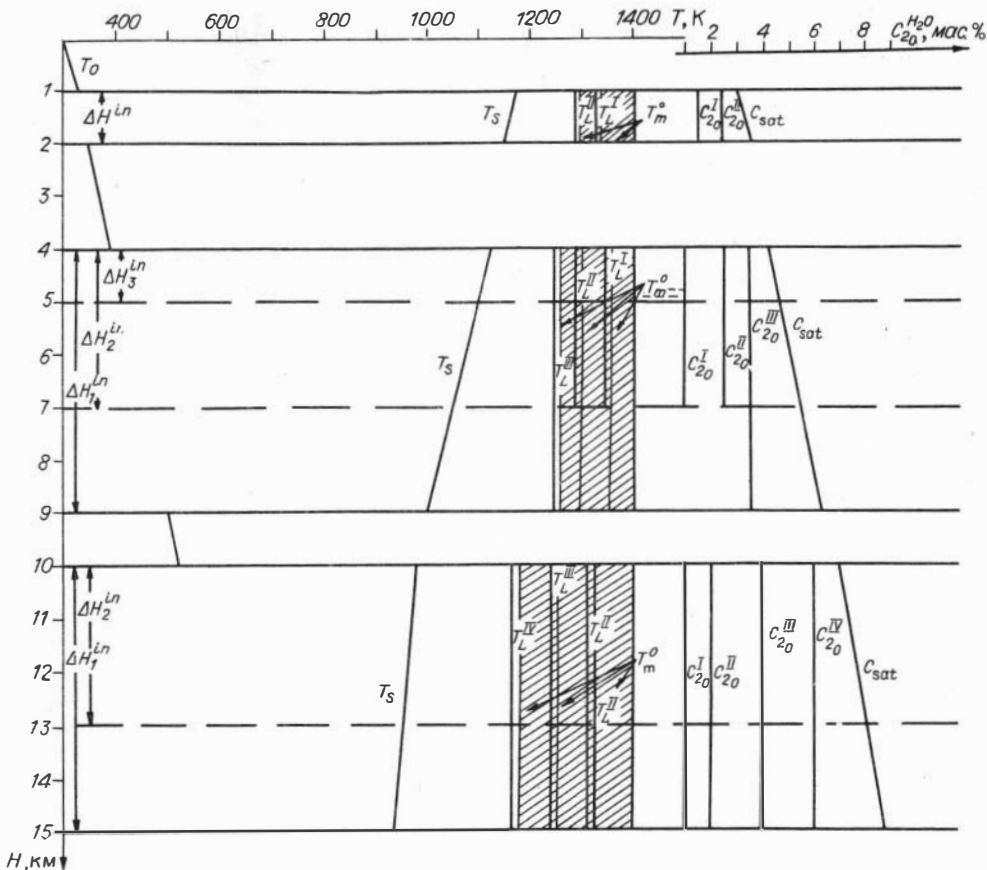


Рис. 6.5. Начальные условия охлаждения интрузивов в разрезе земной коры континентального и переходного типа.

$T_0$  — начальное распределение температуры;  $T_s$  — температура солидуса;  $T_m^0$  — начальная температура магмы;  $T_a^I, II, III, IV$  — температура ликвидуса в зависимости от начального содержания воды в магме  $C_{2O}^I, II, III, IV$ ;  $C_{sat}$  — концентрация насыщения воды в интрузиве мощностью  $\Delta H_1^{ln}, 2, 3$ , залегающих на уровнях, показанных на рисунке.

профиля в надынрузивной зоне показано на рис. 6.9. Очевидно, что чем выше содержание воды в магме, тем ближе к квазиadiaбатическому профиль температур в надынрузивной зоне.

Отметим, что качественно вид профилей температур мало зависит от глубины кристаллизации интрузивов. Основным фактором, определяющим динамику теплообмена, является проницаемость пород. При этом структурные особенности пород существенно влияют не только на характер прогрева вмещающих пород, но и могут коренным образом изменить динамику затвердевания интрузивных тел. С этой точки зрения устанавливаются три вида затвердевания интрузивных тел (рис. 6.10—6.12): а) квазисимметричное нарастание интрузивной коры от подошвы и кровли массива к его центру, б) асимметричная направленная кристаллизация от подошвы массива к его кровле, в) пульсирующая кристаллизация у кровли интрузива (кристаллизация и повторное плавление корки пород у кровли) при направленной кристаллизации пород от подошвы массива к его кровле.

Времена кристаллизации интрузивных тел существенно различаются в зависимости от петрофизических характеристик изверженных пород. При отно-

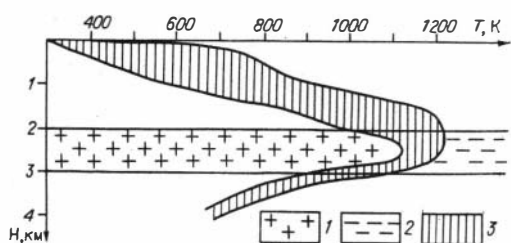


Рис. 6.6. Область изменения температур при кристаллизации интрузива согласно начальным условиям, отмеченным на рис. 6.5. Проницаемость вмещающих пород однородна ( $k_p = 10^{-16} \text{ м}^2$ ). 1 — условно соответствует интрузивной породе, 2 — расплавам; 3 — область изменения температур.

сительно повышенной проницаемости изверженных пород они, по-видимому, в полтора-два раза продолжительнее, чем в случае слабопроница-

емой корки изверженных пород в кровле массивов или контактовых пород. Очевидно, что абиссальные интрузивы охлаждаются гораздо медленнее мезоабиссальных (примерно вдвое при прочих равных условиях). Если сравнить времена охлаждения интрузивов одинаковых размеров при отсутствии ретроградного кипения и при интенсивном проявленном отделении летучих (воды) с формированием ОФС, то это различие весьма ощутимо — не менее чем в два с половиной раза больше времени охлаждения массивов, над которыми возникают ОФС. Согласно полученным оценкам, общее время существования ОФС в гипабиссальной фации порядка  $10^3 \div 10^4$  лет. При охлаждении крупных мезоабиссальных массивов это время увеличивается на порядок —  $10^4 \div 10^6$  лет. Абиссальные гранитоидные массивы могут сопровождаться ОФС, существующими приблизительно  $5 \cdot 10^5 \div 10^6$  лет. Однако при всех разумных допущениях продолжительность существования коровых ОФС, по-видимому, не может быть больше 1—3 млн лет.

Важным элементом динамики ОФС являются расходы (скорости фильтрации) флюида при ретроградном кипении магмы. Они определяются в первую очередь проницаемостью изверженных пород, формирующихся у верхнего

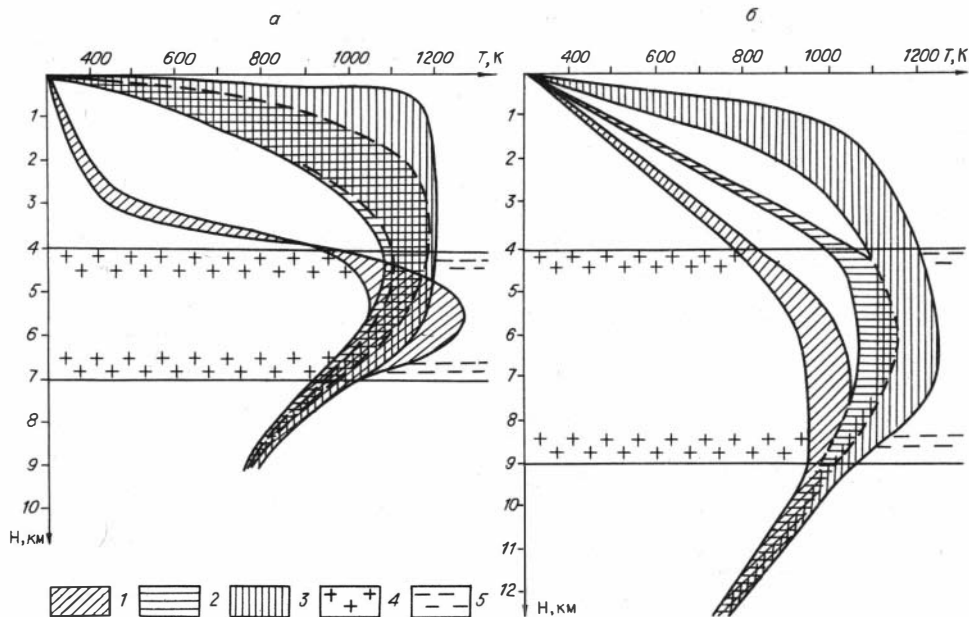


Рис. 6.7. Динамика температуры в системе пластиновидный интрузив—вмещающие породы в зависимости от начального содержания воды в магме.

а — при  $a_k = 10^{-3}$ ; 1—3 —  $C_{2O}$  соответственно равен 1; 2,5; 3,5 мас. %; 4, 5 — аналогично рис. 6.5,  $\Delta H^{in} = 3 \text{ км}$ .  
б — аналогично по условию а, мощность интрузива  $\Delta H^{in} = 5 \text{ км}$ . Проницаемость вмещающих пород однородна ( $k_p = 10^{-16} \text{ м}^2$ ).

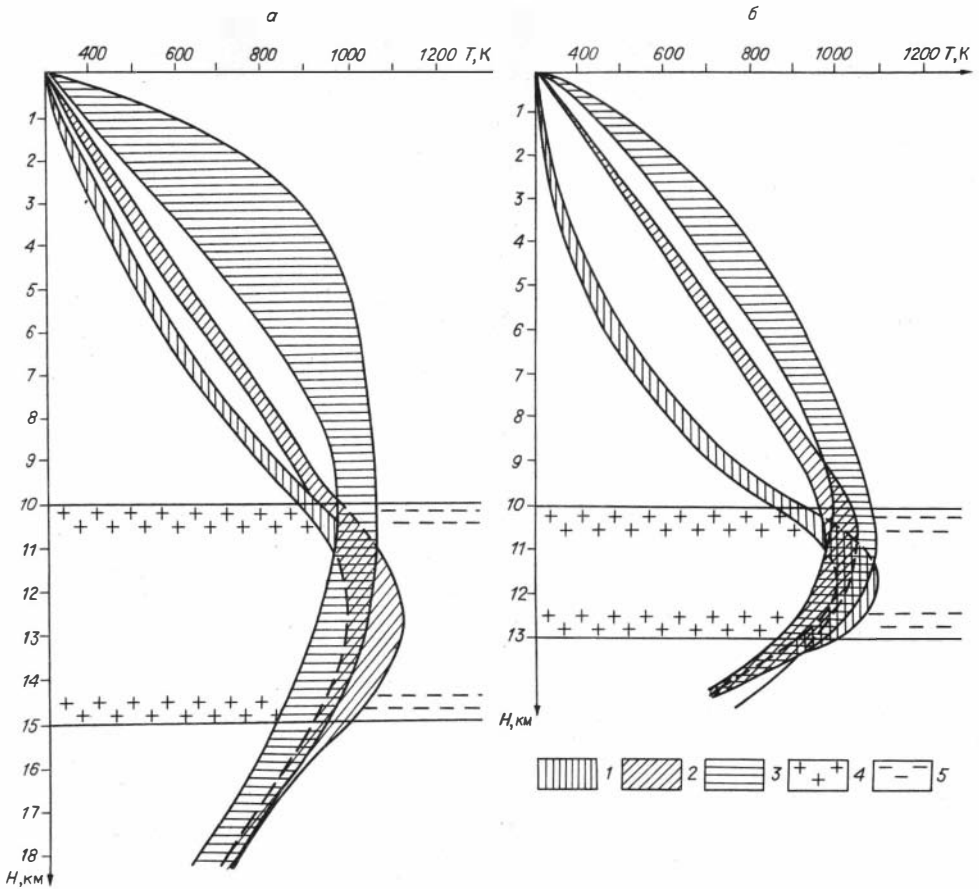
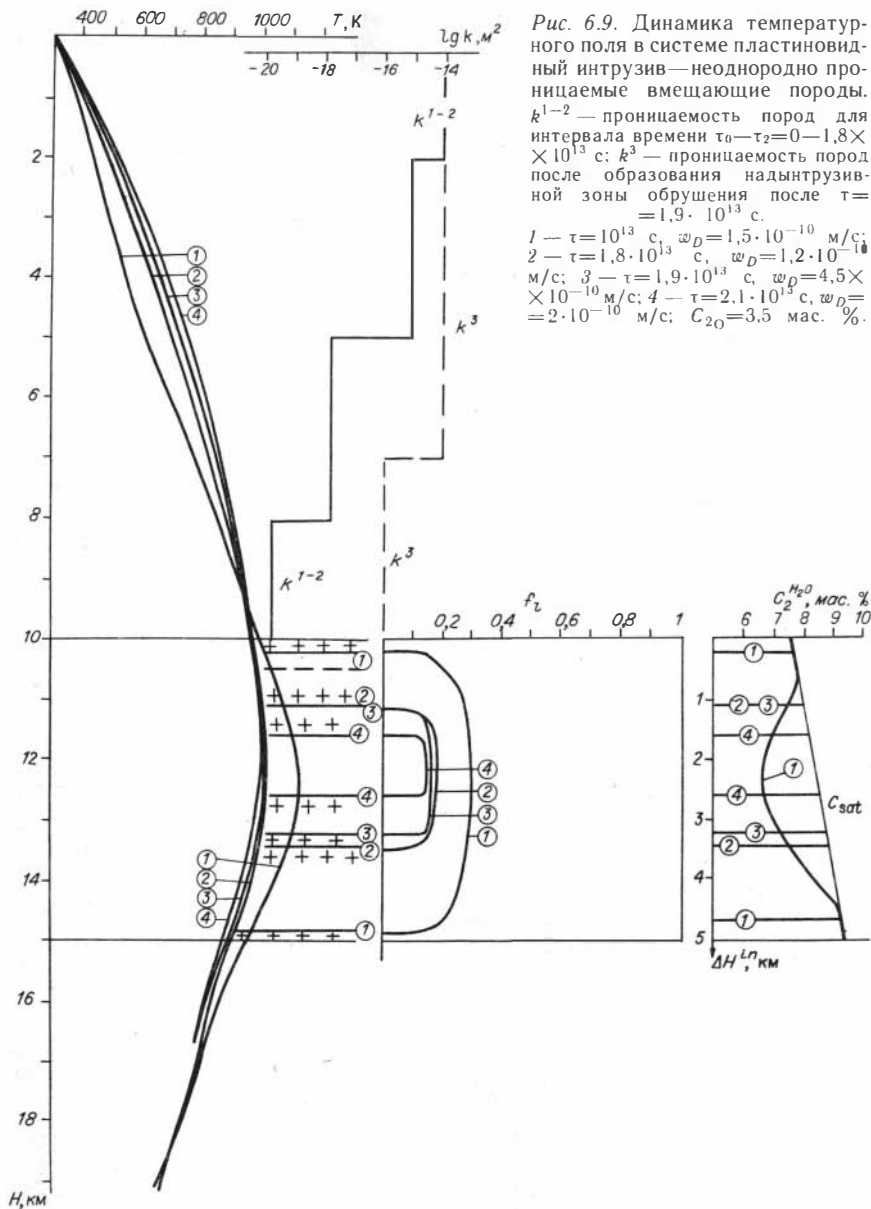


Рис. 6.8. Динамика температурного поля в системе пластиновидный интрузив—вмещающие породы для условий:

*a* —  $\Delta H^{in}=5$  км;  $a_k=4 \cdot 10^{-4}$ ; 1 —  $C_{2O}=0,5$ , 2 —  $C_{2O}=2$ , 3 —  $C_{2O}=4$  мас. %. *б* —  $\Delta H^{in}=3$  км,  $a_k=5,6 \times 10^{-4}$ ; 1 —  $C_{2O}=1$ , 2 —  $C_{2O}=2$  %, 3 —  $C_{2O}=4$  мас. %; 4 — условно интрузивная порода; 5 — расплав. Проницаемость вмещающих пород однородна —  $k_p=10^{-16}$  м<sup>2</sup>.

контакта массивов. При допустимых  $k_p$  [Freeze, Cherry, 1979; Smith, Chapman, 1983] максимальные скорости фильтрации могут быть порядка  $10^{-8} \div 10^{-9}$  м/с без учета дренирования трещинными зонами. По мере кристаллизации они снижаются на один-два порядка. Минимальные скорости фильтрации при проявлении ретроградного кипения магм, когда фиксируется изменение температурного профиля над интрузивным массивом за счет конвективного теплопереноса, порядка  $10^{-11}$  м/с. Отсюда вытекают некоторые фундаментальные характеристики эволюции ОФС и динамики рудоотложения на различных геохимических барьерах. Как было показано в главе IV, динамика температур полностью определяется в проницаемой зоне расходом флюида в «источнике». Динамика рудоотложения на ГБ зависит от ряда параметров, но наиболее существенно от величины  $T$  и скорости потока.

В заключение раздела обратим внимание читателя на важные обстоятельства эволюции ОФС в отношении развития «пульсационного» отделения летучих и характера развития температур в фиксированных сечениях над интрузивных зон. Как следует из решения задачи динамики ретроградного кипения, имеются два типа отделения флюида в кровле интрузивных массивов, когда



достигаются насыщение расплава, непрерывное отделение при высоких начальных содержаниях летучих и пульсационное отделение при относительно низких начальных содержаниях летучих, которое с затухающим периодом пульсаций продолжается до момента насыщения летучим всего оставшегося в интрузиве объема жидкости. После насыщения всего объема магмы проходит непрерывное отделение летучих. Для мезо- и абиссальных батолитообразных массивов период пульсации может, по-видимому, составлять довольно продолжительные отрезки времени, достигающие от тысяч до десятков тысяч лет. То есть по продолжительности они близки времени существования ОФС над гипабиссальными интрузивами.

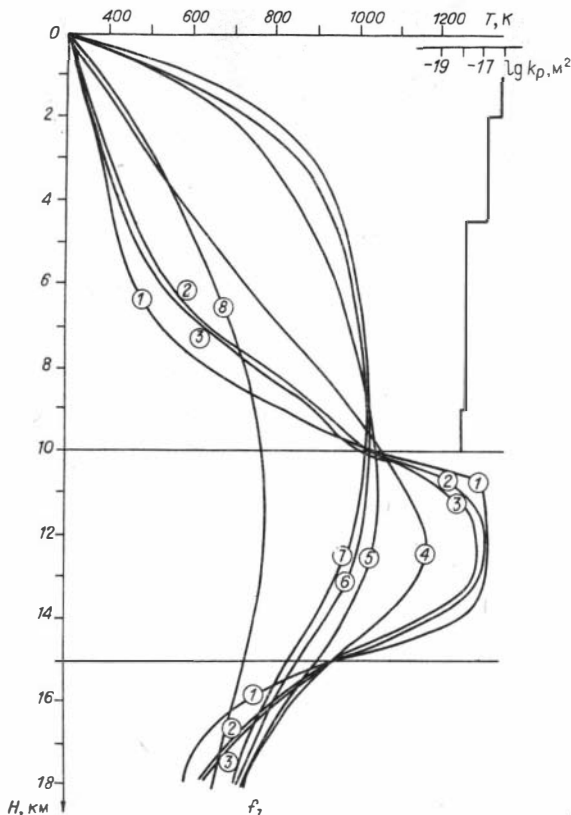
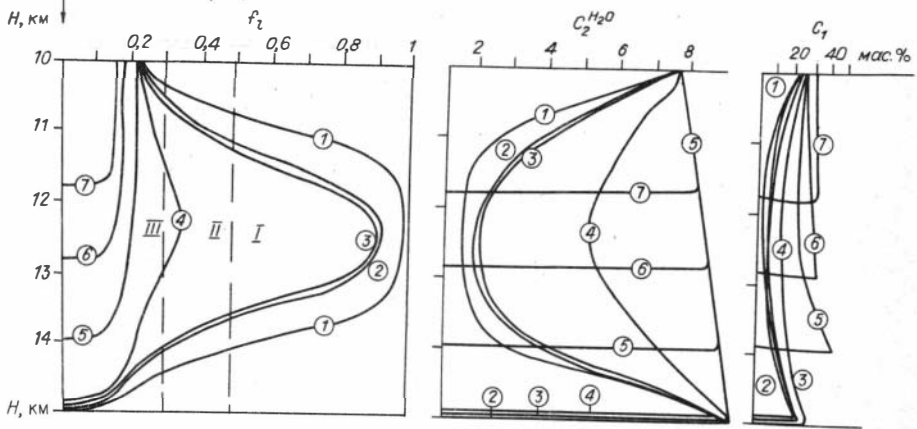


Рис. 6.10. Динамика температурного поля в системе, аналогичной рис. 6.9.

$C_{2O} = 1,7 \text{ мас. } \%$ ,  $a_k = 10^{-5}$ . В интервале времени  $\tau = 0 - 1,1 \cdot 10^{13}$  с — пульсирующее кипение, после  $\tau = 1,2 \cdot 10^{13}$  с — стационарное кипение магмы.

1 —  $\tau = 1,1 \cdot 10^{12}$  с,  $\omega_D = 6,4 \times 10^{-10}$  м/с; 2 —  $\tau = 2,6 \cdot 10^{12}$  с,  $\omega_D = 0$ ; 3 —  $\tau = 2,7 \cdot 10^{12}$  с,  $\omega_D = 6,6 \cdot 10^{-10}$  м/с; 4 —  $\tau = 8 \cdot 10^{12}$  с,  $\omega_D = 0$ ; 5 —  $\tau = 2 \cdot 10^{12}$  с,  $\omega_D = 6,8 \cdot 10^{-10}$  м/с; 6 —  $\tau = 22 \cdot 10^{12}$  с,  $\omega_D = 5 \cdot 10^{-10}$  м/с; 7 —  $\tau = 27,4 \times 10^{12}$  с,  $\omega_D = 3,2 \cdot 10^{-10}$  м/с; 8 —  $\tau = 62,2 \times 10^{12}$  с.



При этом не фиксируется тенденция к снижению температуры в надинтрузивной зоне. Более того, температуры здесь могут возрасти к конечным моментам охлаждения интрузива. Лишь в заключительный этап кристаллизации, когда начинает существенно снижаться скорость фильтрации флюида, происходит «просадка» температурного профиля. Полезно сопоставить полученные общие характеристики температурного поля ОФС с установленными трендами температур в магматогенных месторождениях. В этом плане можно отметить следующие данные. Выявлены вполне определенные черты эволюции температур в реальных ПФС:

1. Имеется понижение со временем температуры в любой точке ОФС,



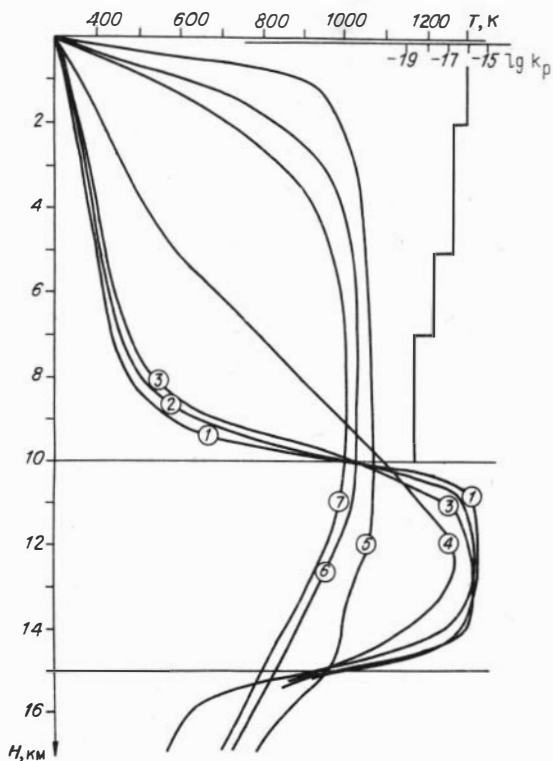
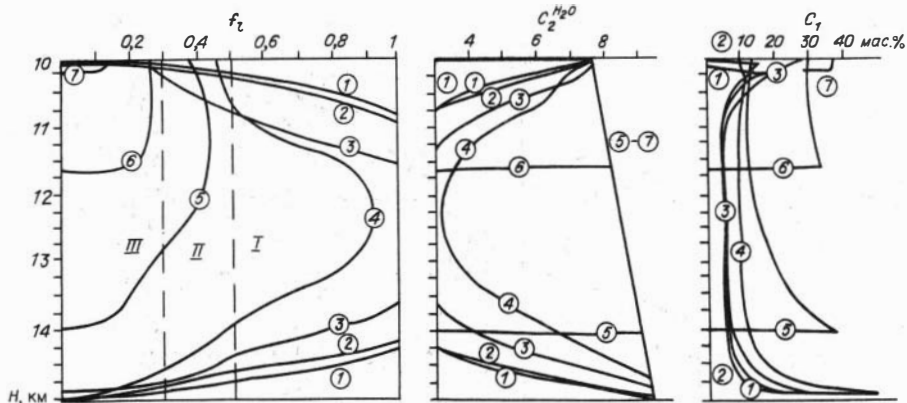


Рис. 6.11. Динамика температурного поля в системе, аналогичной рис. 6.9.

$C_{2O} = 3,5$  мас. %,  $a_k = 10^{-5}$ . Пульсационное кипение в интервале  $\tau = 0 - 8,5 \cdot 10^{12}$  с, после этого стационарное кипение. 1 —  $\tau = 3,2 \times 10^{11}$  с,  $w_D = 6,7 \cdot 10^{-10}$  м/с; 2 —  $\tau = 4,8 \cdot 10^{11}$  с,  $w_D = 7,7 \cdot 10^{-10}$  м/с; 3 —  $\tau = 6,4 \cdot 10^{11}$  с,  $w_D = 1,2 \cdot 10^{-9}$  м/с; 4 —  $\tau = 3,4 \cdot 10^{12}$  с,  $w_D = 1,9 \times 10^{-9}$  м/с; 5 —  $\tau = 17,4 \cdot 10^{12}$  с,  $w_D = 2,3 \cdot 10^{-9}$  м/с; 6 —  $\tau = 36,3 \times 10^{12}$  с,  $w_D = 3,8 \cdot 10^{-10}$  м/с; 7 —  $\tau = 42,9 \cdot 10^{12}$  с,  $w_D = 2,2 \cdot 10^{-10}$  м/с.



которое выражается в последовательной смене высокотемпературных минеральных парагенезисов все более низкотемпературными. При этом существует такая осцилляция температур, что в любом сечении ПФС максимум температуры нового этапа (стадии) отложения минералов выше ее минимального значения в предыдущем.

2. Составы этих минеральных парагенезисов (отражая  $T$ ,  $P$  и состав флюида) показывают направленное латеральное и временное изменение состава флюида. Это явление называют флюидными волнами кислотности — щелочности или стадиями.

Сопоставим полученные результаты решения задач динамики ретроградного кипения магм с этими особенностями эволюции реальных ОФС. Если

Рис. 6.12. Модель ОФС, построенная в терминах структурно-функциональных зон Г. Л. Поспелова [1962].

1 — вмещающие породы; 2 — проницаемая надинтрузивная зона; 3 — зона внутреннего ореола интрузива; 4 — ядерная зона интрузива, 5 — направление течения флюида.

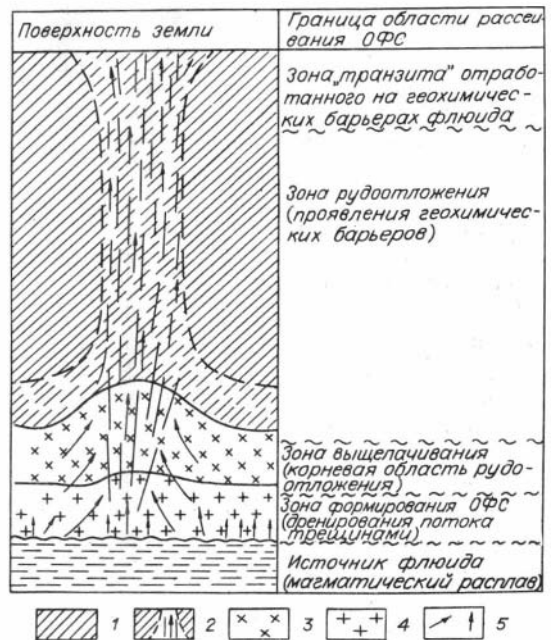
второе свойство ОФС может быть увязано с направленным изменением состава отделяющегося от магмы флюида по мере кристаллизации пространственно ассоциирующего с оруденением интрузивного массива, около которого локализовано оруденение, то первое не удастся согласовать с расчетными температурными условиями существования ОФС в морфогенетических зонах интрузива.

Так, в отношении тепловой эволюции интрузива, в контактовой зоне которого имеется магматогенное рудное месторождение, вопрос состоит в том, что до конца кристаллизации магмы в интрузиве кондуктивный тренд температур в его экзоконтакте противоположен установленному по данным термометрии минералов руд и околорудных пород температурному тренду в зоне рудоотложения. Следовательно, данный интрузив не может считаться источником флюидов, формировавших месторождение в его ореольной зоне.

В связи с рассматриваемым вопросом уместно обсудить результаты расчетов динамики температурного поля интрузивов. В проведенных расчетах граничные условия были заданы таким образом, чтобы охватить диапазон глубин от поверхности земли до 10 км. Иными словами, это примерный уровень верхней кромки очагов плавления, которые могут появляться в земной коре в зонах глубинных разломов с аномальными потоками тепла [Кутыев, Шарапов, 1979; Калинин и др., 1976].

В структуре проницаемых зон, рассмотренных в расчетах, мы учли те «предельные» варианты распределения величин проницаемости, которые могут характеризовать области размещения оруденения в ОФС. В случае постепенного или ступенчатого увеличения проницаемости от кровли интрузива (очага) к поверхности земли формируется сходный тип кривых распределения температур. В зависимости от солености (вязкости) флюида времена установления квазистационарных состояний существенно различны. Можно полагать, что флюиды с соленостью 5—15 % по эквиваленту NaCl (которые преобладают в высокотемпературных, в том числе и сопутствующих, включениях) могут образовывать высокотемпературные рудообразующие ОФС за отрезки времени на один-два порядка меньше, чем вероятные времена ретроградного кипения магм.

Гиперсоленые расплавы — рассолы с высокой вязкостью «способны» формировать рудообразующие системы лишь в непосредственной близости от «источника». Наличие участка с аномально высокой проницаемостью (штокерковая зона обрушения и т. п.) качественно мало что меняет в распределении температур в системе, а также времена установления квазистационарных состояний, по которым можно оценивать достижение предельно малых  $grad T$ , характеризующих затухание рудоотложения.



Наличие флюидоупора в разрезе ОФС у контакта интрузива существенно замедляет прогрев пород фильтрующимся флюидом. Сопоставление расчетных кривых температур и наблюдаемых изменений  $T$  во включениях позволяет сделать ряд заключений о динамике отделения флюидов из «источника» и, по-видимому, о гидродинамическом режиме зон проницаемости. В частности, исследование характера «работы» флюидопроводящих трещинных зон на современных термальных месторождениях Южной и Восточной Камчатки показывает [Леонов, 1985], что в зависимости от флюктуаций поля напряжений происходят «открытие» или «заккрытие» трещинных зон различных простираний с соответствующим изменением распределения зон фильтрации (и температур). Уменьшение температуры со временем в локальном сечении ОФС может быть связано с уменьшением расхода флюида или по причине «закрытия» трещинной зоны, или пульсации «источника». Поскольку в «источнике» отделение флюида происходит в случае ретроградного кипения, хотя бы в конечный этап кристаллизации интрузива непрерывно, то его расход в проницаемой зоне, скорее всего, зависит от колебания сил сжатия в области фильтрации и растяжения. После полной кристаллизации магмы в камере снижение температуры станет зависеть еще и от темпа охлаждения интрузивного массива, а не только состояния дренирующей его проницаемой зоны. Этот этап эволюции ОФС, связанных с гранитовыми плутонами, отвечает времени после внедрения аплитовых или аляскитовых даек.

Проведенные расчеты позволяют уточнить и возможную область проявления испарения и конденсации в фильтрующихся потоках магматических водных флюидов. Эти процессы должны прекращаться в гидротермальных системах на глубинах  $2 \div 3$  км от поверхности земли. Можно ожидать, что наиболее вероятная область широкого проявления таких фазовых переходов на глубине  $1 \div 5$  км от поверхности земли. Однако эти явления нельзя путать с кипением (отделение газов), а также «конденсацией» закрытого флюида в жидкость (что нередко можно видеть в работах по изучению газовой-жидких включений в околорудных породах).

Сопоставление данных изучения изменения температур в ОРМ на основе определения  $T$  гомогенизации включений в рудах и околорудных породах с оценками изменения температур в ОФС, динамикой охлаждения интрузивных тел приводит к заключению о возможной «парагенетической» связи предрудных изверженных горных пород и руд в ряде формационных типов ОРМ. В ОФС их источниками могут быть очаги более глубинных магм, откуда происходит внедрение интрузивных фаз и фильтруются «волны» рудоносных флюидов в область рудоотложения. Но в таком случае необходимо выяснить, почему именно ореольные зоны гипабиссальных плутонов являются областями размещения ОРМ, хотя источники флюида располагаются глубже этих массивов, а потоки флюидов проявляются после их затвердевания.

#### **6.4. СТРУКТУРНЫЕ УСЛОВИЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ РУДОБРАЗУЮЩИХ ОФС В МОРФОГЕНЕТИЧЕСКИХ ЗОНАХ ИНТРУЗИВОВ**

Как уже говорилось, ортомагматические рудные месторождения размещаются в морфогенетических зонах гип- и мезоабиссальных интрузивов. Оруденение здесь развивается в участках изменения состава пород (чаще всего появления карбонатных горизонтов или карбонатсодержащих пород), на скрещении (пересечении) зон трещиноватости, послонных отрывов; рудоотложение экранируется «закрытыми» трещинами, фазовыми границами во флюиде и т. п. [Поспелов, 1959, 1973]. При этом весьма существенна для размещения руд определенной типа структурообразующая роль плутонов как в процессе интрузии магмы, так и ее охлаждения в камере. При описании развития интрузии Г. Л. Поспелов

[1960, 1970] различал два предельных типа магм: 1) механически активно или пассивно инъецирующуюся в породы рамы с развитием гидроразрыва толщ, их смятия, образования куполоподобных поднятий и сопровождающих их зон трещиноватости и т. д., 2) «энергетически активную», проводящую при интрузии «магматическое замещение» толщ без существенного нарушения первоначального залегания пород, т. е. с минимальным механическим, но максимальным энергетическим эффектом воздействия на породы рамы. Соответственно, можно ожидать и разные физико-механические свойства пород после становления плутонов.

В процессе охлаждения и кристаллизации магмы в камере в кровле интрузивных массивов, сформировавшихся из магм первого типа, продолжают образовываться трещинные зоны, связанные с разрядкой термоупругих напряжений и усадочными явлениями [Ержанов, 1983; Калинин, 1975; Щерба и др., 1983; Осипов, 1974]. При этом возможны достаточно разнообразные ситуации, если судить по данным физического моделирования и изучения реальных объектов.

Отметим, что экспериментально вид поля напряжения и направление траекторий разрывов наиболее полно исследованы П. М. Бондаренко [Шарапов и др., 1984], а геологические проявления этого типа нарушений наиболее полно раскрыты Г. П. Щербой с соавторами [1983]. Особенно ярко такого рода структуры проявляются в штокверково-жильных редкометалльных месторождениях [Фролов, 1978; Рундквист, Нежинский, 1975]. При термически активном воздействии магмы и флюидов на вмещающие породы также образуются характерные структурные изменения в породах рамы. Так, «продувка» трещинных зон флюидами приводит к формированию специфических по морфологии и внутренней структуре проницаемых зон [Dawson, 1971; Новиков, Слободской, 1978], весьма распространенных при формировании медно-порфировых и ряда других формационных типов месторождений. Развитие метасоматических процессов магматической и послемагматической стадий также ведет к увеличению общей пористости и проницаемости трещиноватых горных пород [Овчинников и др., 1964; Николаенко, Индутный, 1978]. Такого рода явления наиболее характерны для магм второго типа по Г. Л. Пospelову. Таким образом, в условиях субвулканической и гипабиссальной магматических фаций глубинности интродирование и охлаждение магмы любого энергетического типа приводят к развитию сопутствующих структурных изменений в породах рамы и эндоконтакте интрузивных тел в форме определенного вида разрывных нарушений и формированию проницаемых зон, которые сохраняются в ореальной зоне плутона после его становления как геологического тела. Последние являются областями локализации флюидных потоков (в том числе и ортомагматических) и участками рудоотложения. Следовательно, структурообразующая роль магм на уровне развития интрузивной формы магматизма в земной коре в термодинамических условиях рассматриваемых магматических фаций глубинности является одним из определяющих факторов размещения в тех же областях, где локализуются плутоны, ОФС, источник которых не обязательно связан с магмой интрузивных массивов, в морфогенетических зонах которых встречаются рудные месторождения. Иными словами, можно ожидать, по крайней мере, две предельные ситуации пространственного и временного соотношений между ОФС и гипабиссальными интрузивами, в ореальных зонах которых размещаются ОРМ: 1) плутоны являются «материнскими» для данной ОФС, 2) интрузив и ОФС структурно совмещены, оруденение размещается в ореальной зоне из-за проявления того или иного ГБ, хотя источником флюидов является более глубокий магматический очаг. Последний мог быть родоначальным и для магмы гипабиссального массива, сформировавшего структурно благоприятную для рудоотложения ореальную зону.

Учитывая все сказанное, попытаемся сформулировать качественную модель ОФС.

### 6.5. О КАЧЕСТВЕННОЙ МОДЕЛИ ОФС

С начала 50-х годов просматривается устойчивая тенденция усложнения ортодоксальной ортомагматической (ортогенетической) модели рудоотложения вплоть до замены ее моделью рейциклинга [Германов, 1955; White, 1957; White et al., 1971; Fyfe, 1979; Spooner, 1980; Hutchinson, 1983; и др.]. Однако обогащение этой модели плутоногенных рудообразующих систем шло в первую очередь не за счет углубления изучения (описания) физики переноса тепла и массы с количественным анализом элементов динамики, а за счет «механического» комбинирования сопутствующих эффектов, совместимость которых требует специального исследования. Углубленное изучение структуры реальных объектов привело к ряду содержательных предположений, позволивших сформулировать новые элементы в рассматриваемой модели. Они относятся как к формулировке новых понятий элементов структуры ОФС, так и пространственно-временных их соотношений.

Так, Г. Л. Пospelовым [1959, 1960, 1962] были развиты представления о разных типах источников флюидов, видах структурно-функциональных зон и ареально-коронарном типе магматических процессов, с которыми связано рудообразование. Еще более последовательные попытки развития модели ОФС в направлении установления многоуровневых связей между магматическими проявлениями и эволюцией ОФС сделаны в последнее время.

Укажем, что элементы разделения источника флюида от магматического тела, в контакте которого происходит рудоотложение, имеются в цитированной выше в схеме Р. В. Хенли и А. Мак-Набба [Henley, McNabb, 1978] и приведены полезные количественные оценки. Так, М. П. Мазуровым [1985] для метасоматических железорудных месторождений обоснована связь ОФМ не с гипабиссальными массивами, в морфогенетических зонах которых располагается оруденение, а с более глубокими интрузивными телами или родоначальным для магматического комплекса интрузивных тел магматическим очагом. Им высказано представление о существовании рудно-магматических длительно эволюционирующих колонн, имеющих единый глубинный источник тепла и массы.

Похожие, но оригинальные по комбинации механизмов переноса массы представления развивают В. И. Сотников с соавторами [1983] для объяснения природы месторождений меднопорфировой формации. Существенно то, что и в этой концепции отмечается наличие «эшелонов» магматических тел, в котором зона рудоотложения в контакте малоглубинного интрузива и источник магматического флюида разделены пространственно и по времени. В основе функциональных зон ОФС лежит схема Г. Л. Пospelова [1962]. В литературе имеется множество сходных по сути, но не выраженных столь четко высказываний о существовании «рудно-магматических систем». Наиболее ясно они изложены в работе Р. В. Хенли и А. Мак-Набба [Henley, McNabb, 1978].

В этой работе намечены основные направления, в которых, по-видимому, и пойдут дальнейшая разработка и углубление модели ОФС. Мы полагаем, что их полезно дополнить рядом моментов, которые неизбежно придется учитывать (имеется в виду связь ОФС с динамикой дифференциации магм в термодинамических условиях различных магматических фаций глубинности). С другой стороны, структурные формы магматизма зависят от глубины размещения интрузивов и структуры рамы [Дэли, 1933; Кузнецов, 1964; Кузнецов и др., 1973].

Поэтому формулировка качественной модели ОФС должна учитывать тот

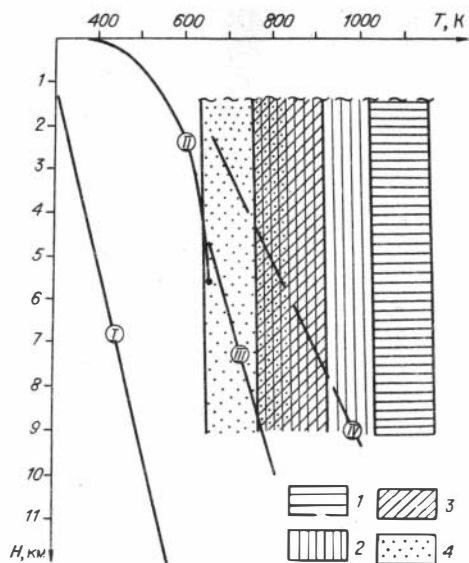


Рис. 6.13. Фациальные условия формирования метасоматических скарновых месторождений железа [Мазуров, 1985].

1 — магnezиальные скарны и руды магматической стадии; 2 — известковые скарны; 3 — пироксен-скарпелитовые метасоматиты; 4 — железные руды. I — начальное распределение температур; II — критическая кривая водных растворов; III — критическая кривая солевых водных растворов при гидростатическом давлении во флюиде; IV — критическая кривая солевых водных растворов при литостатическом давлении во флюиде.

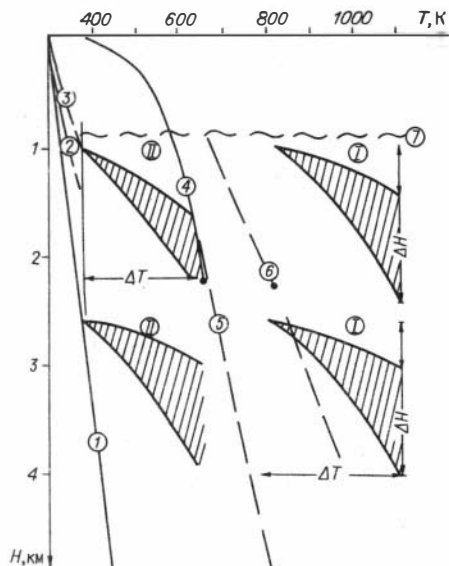


Рис. 6.14. Фациальные условия формирования жильно-штоковерковых редкометалльных месторождений (построено по данным из глав I, II).

Начальные условия формирования ОФС, глубина интрузии: 1 — 15, 2 — 4, 3 — 3 км; 4—6 — аналогичны рис. 6.13; 7 — верхний уровень развития оруденения.  $\Delta H$  — интервал глубин развития оруденения;  $\Delta T$  — интервал температур рудоотложения в начальной (I) и конечной (II) стадиях

факт, что сопряженные магматические и рудные тела, являясь продуктами эволюции единого магматического очага, отражают структурные и термодинамические условия фиксации следов деятельности пространственно сопряженных, но не обязательно «одновременных» потоков тепла и массы. Если суммировать предложения, высказанные в указанных выше работах, а также результаты математического моделирования эволюции ОФС, то можно сформулировать качественную модель ОФС (см. рис. 6.12) с точки зрения подхода, развитого Г. Л. Поспеловым [1962].

Естественно, модель ОФС может быть предложена сейчас только в качестве «нулевого приближения», как предельно грубая рабочая схема, требующая обсуждения и корректировки по мере накопления количественных данных об эволюции ОФС и углубленного изучения объемной картины структурных зон в реальных ортомагматических месторождениях.

Очевидным и в то же время естественным недостатком такой модели является последовательно все более слабое освещение глубоких зон или фаций ОФС из-за отсутствия информации о них. Несмотря на такого рода недостатки, мы полагаем, что формулировка общей схемы ОФС полезна во всяком случае уже потому, что вызовет критику и в результате станут ясны недоработки и направления, по которым следует работать дальше в первую очередь.

На рис. 6.13, 6.14 показаны термодинамические условия ОФС в ряде наиболее полно изученных формационных типов ОРМ. Они установлены на основе имеющейся теоретической информации о начальных и граничных условиях в эволюционирующих ОФС и эмпирических материалов изучения  $T$  и  $P$  рудоотложения и формирования околорудных пород. Видны существен-

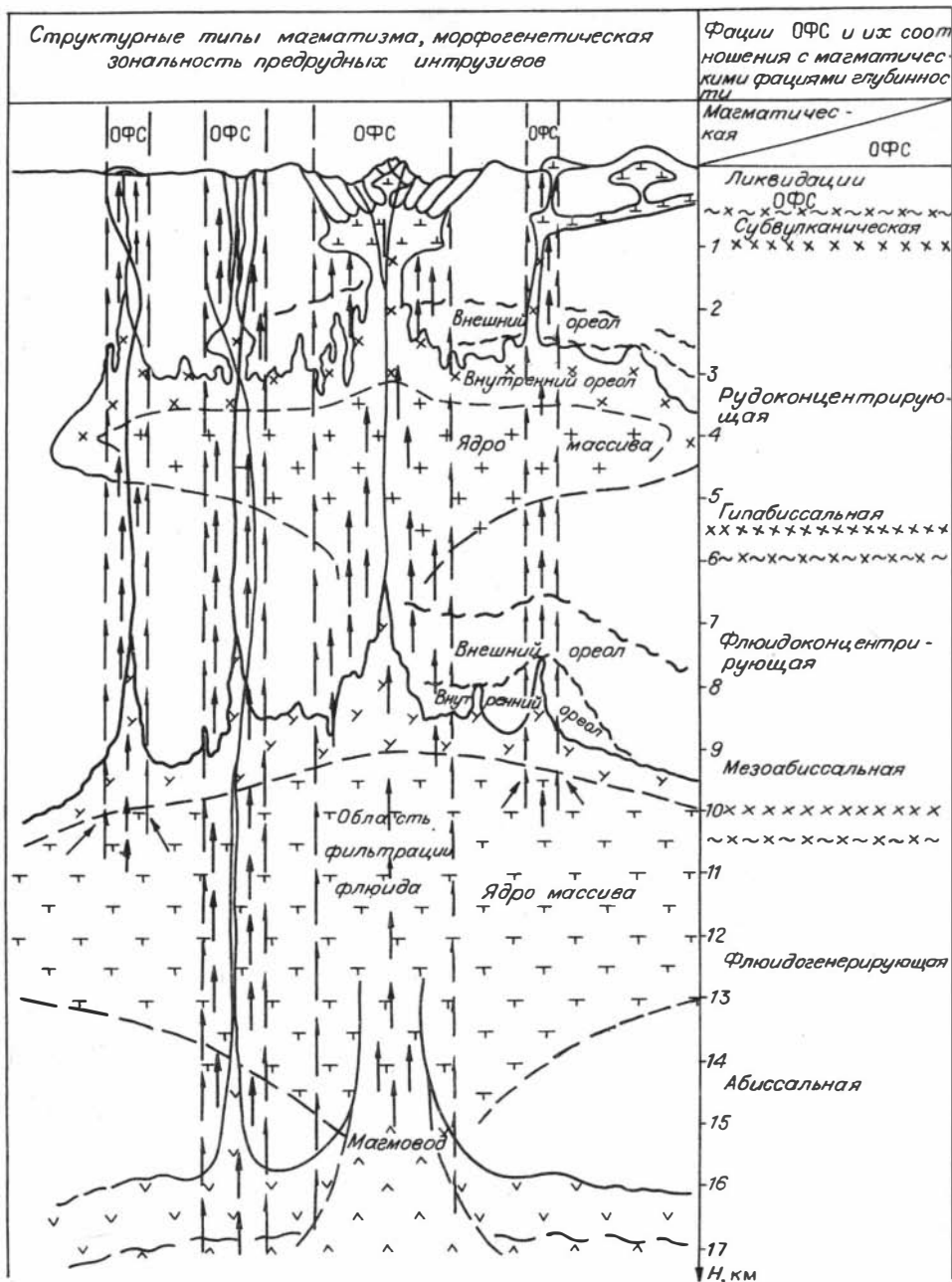
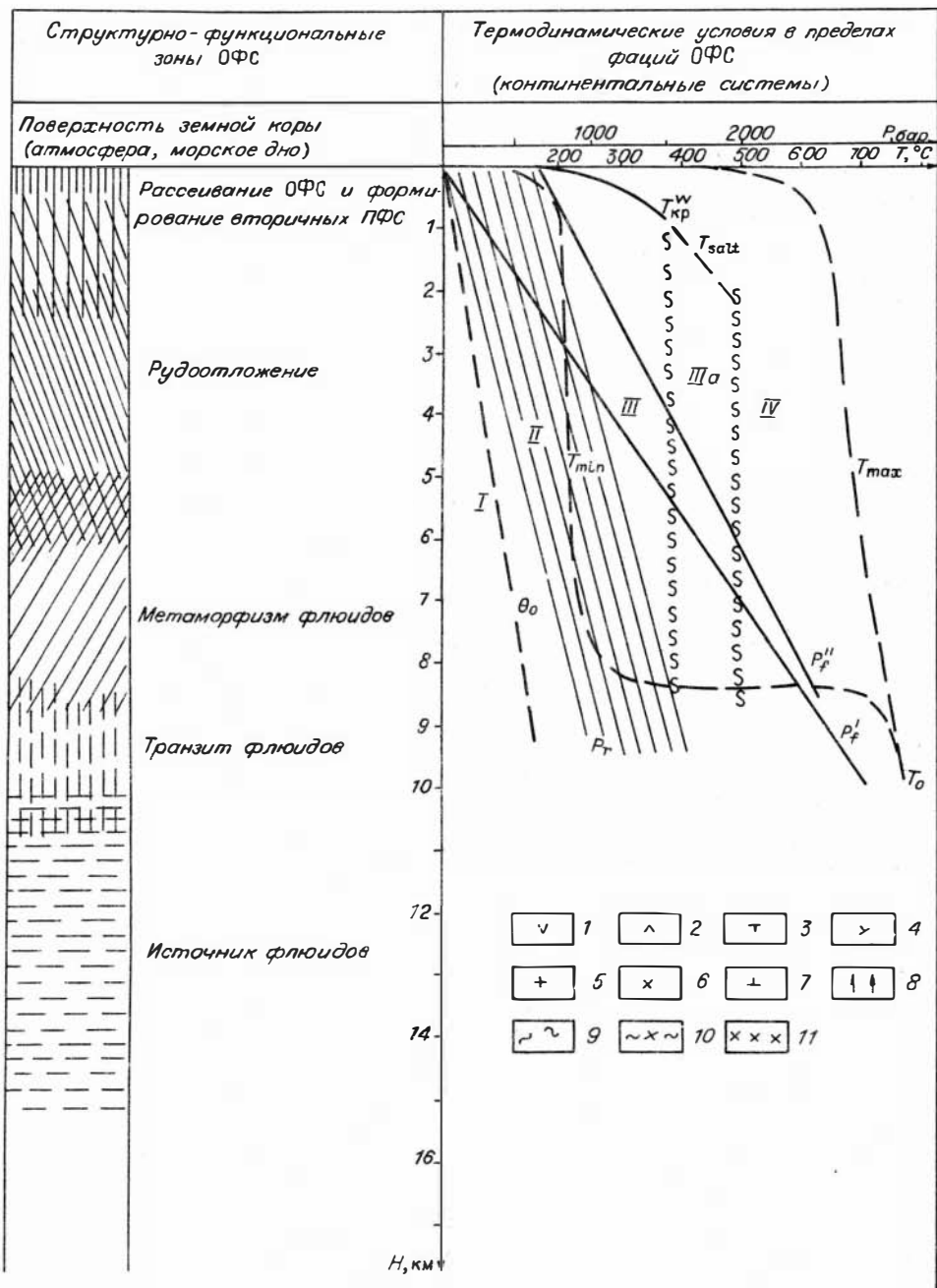


Рис. 6.15. Обобщенная схема формирования флюидно-магматических систем, фашиальных условий их эволюции, структурно-функциональных зон.

$\theta_0$  — начальная температура в разрезе земной коры;  $P_l$  — возможный интервал варьирования давления во флюиде в субмаринных системах ПФС;  $P_l^*$  — давление в магматическом флюиде континентальных систем;  $P_l^*$  — давление в магматическом флюиде субмаринных ОФС;  $T_{\min}$  — минимальные температуры во флюиде ОФС;  $T_{\max}$  — максимальные температуры во флюиде ОФС;  $T_{\text{кр}}^{\text{ж}}$  — критическая точка водных растворов;  $T_{\text{salt}}$  — критическая кривая солевых водных растворов. 1 — жидко-твердая зона в кровле магматического очага; 2 — жидкая магма с незначительным содержанием твердой фазы; 3–6 — зоны: 3 — ядерная абиссальной интрузива; 4 — внутреннего ореола абиссальной интрузива; 5 — ядерная гипабиссальной интрузива; 6 — внутреннего ореола гипабиссальной интрузива; 7 — субвулканические интрузивы и экструзии; 8 — пронцаемые зоны, в которых размещаются ОФС (стрелками показаны направления фильтрации



флюидов); 9 — область внешнего ореола интрузивов; 10 — границы структурно-функциональных зон ОФС во флюидно-магматических системах и II — магматических фаций глубинности. I —  $\Delta T_0 = 0 - \theta_0$  — грунтовые поровые флюиды; II —  $\Delta T = \theta_0 - T_{\text{min}}$  — разогретые поровые флюиды; III —  $\Delta T = T_{\text{min}} - \infty$  жидкий водный флюид; IIIa — область жидких водных солевых растворов; IV — закритический магматический флюид.

ные различия в них, например, для редкометалльных и метасоматических магнетитовых или медно-порфировых месторождений. Только учет такого параметра, как вертикальный размах оруденения, заставляет считать, что источник



рудоносных флюидов и закономерности его отделения для такого рода объектов, по-видимому, различны. С учетом изложенных ранее данных мы предлагаем качественную схему структуры ОФС и ее соотношений с типами магматизма (рис. 6.15). Здесь также сделана попытка наметить фации, структурно-функциональные зоны и их соотношения с морфогенетическими зонами интрузивов, а также структурными формами магматизма сопутствующего ОФС.

Суть эволюции флюидно-магматических систем сводится, вероятно, к проявлению следующих этапов после формирования в низах земной коры и верхней мантии магматического очага, родоначального для такого рода систем.

В осевой зоне глубинного разлома образуется магмовод, через который последовательно или одновременно формируется «эшелон» магматических тел — абиссальный плутон (очаг) — мезо- или гипабиссальный плутон — субвулканический плутон — эффузии (экструзии). Объемные количества силикатной жидкости в них уменьшаются от очага к поверхности земли, вероятно, обратно геометрически с уменьшением глубины. Соответственно, глубины охлаждения тел различных магматических фаций глубинности будут пропорциональны по величине корню из времени. О вероятных масштабах отделения флюида от интрузивов по мере их кристаллизации мы говорили достаточно подробно.

Рудообразующие ОФС «накладываются» на уже закристаллизованные и существенно охлажденные гипабиссальные интрузивы совместно с небольшими порциями магмы (дайки) из абиссального интрузива или магматического очага в форме затухающих со временем «волн», в которых температура меняется на уровне рудоконцентрирующей фации ОФС от  $T_{\max}$  до  $T_{\min}$  (см. рис. 6.14) из-за падения расхода в «источнике» или уменьшения проницаемости флюидопроводящей зоны. К сожалению, «функция источника» флюида в абиссальном очаге магмы пока не имеет строгого количественного описания. Отсюда и вытекают все неопределенности в формулировке качественной и количественной моделей ОФС.

Сформулированная модель не противоречит всему комплексу, полученному ранее данных математического моделирования элементов динамики эндогенного оруденения [Голубев, Шарапов, 1974; Шарапов и др., 1978; Пилоян, Пэк, 1976; Голубев, 1981]. В ней учтены фактически все положения количественной теории эндогенного тепло- и массообмена в более общей постановке [Беликов, 1986а, б; Lichtner, 1985]. В предложенной и более ранней работе [Шарапов, Черепанов, 1986а] удалось получить количественное описание фундаментальных аспектов: 1) динамики перераспределения компонентов в магме в процессе кристаллизации; 2) динамики ретроградного кипения; 3) динамики теплообмена над зоной кристаллизации магмы с учетом неоднородной структуры изверженных и вмещающих пород; 4) рассмотреть возможный характер насыщения водного флюида другими летучими солями.

Наибольшие сложности, которые не удалось пока преодолеть, возникли при описании отделения «рудоносного флюида» и динамики процессов рудообразования на ГБ в рамках замкнутой модели из-за отсутствия необходимых экспериментальных данных. Поэтому пришлось ограничиться анализом более частных проблем, которые освещены в следующем разделе.

## **6.6. КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ КРИВЫЕ РАСТВОРЕННЫХ ВО ФЛЮИДЕ КОМПОНЕНТОВ НА ГБ РАЗНОГО ТИПА**

Описание распределения компонентов, выпадающих из флюида на ГБ, является одной из основных задач теории эндогенного рудообразования. Последовательно теория динамики концентрирования на подвижных и стационарных ГБ впервые разработана В. С. Голубевым [Голубев, Шарапов, 1974; Голубев,

1981]. В настоящее время в литературе имеются интересные исследования этого плана, так или иначе развивающие данный подход при использовании, как правило, несложных численных схем. Обобщенно задача динамики может быть поставлена при использовании теории подобия (см. гл. IV). Обратимся к обсуждению полученных численных данных для различных ГБ.

**Температурный ГБ.** Поскольку наиболее общим случаем отложения из растворов является пересыщение при снижении температуры, рассмотрим характер отложения в проницаемой области при наличии бокового тепло- и массообмена с вмещающими породами и наличия тепло- и массообмена на верхней границе ПФС по закону Ньютона. Значения параметров, принятых в расчетах, приведены в Приложении 6, результаты — на рис. 6.16—6.20.

Как следует из постановки задачи, нами рассмотрен случай отложения из гидротермального раствора в тонкотрещиноватых породах слабопроницаемого их массива типа штокверковых зон. Для ясности получаемой картины влияния температурного барьера мы не учитывали химического взаимодействия вмещающих пород и гидротермального раствора. Очевидно, что в реальных системах даже для пород с чрезвычайно низкой проницаемостью на стенках трещин проходит в некоторых масштабах до образования «пленки» отложенного из раствора минерала (минералов) химическое взаимодействие между флюидом и минералами пород. Иными словами, цель этого раздела — показать в «чистом виде» соотношения параметров, которые определяют динамику отложения минералов из раствора при падении в нем температуры из-за теплообмена, с особенностями концентрационного фронта компонентов в твердой фазе.

В водных многокомпонентных растворах при снижении температуры и давления происходят сложные изменения равновесий между растворенными в нем веществами [Эрдеи-Груз, 1976]. Естественно, в последовательном и строгом решении задачи динамики следует это учитывать. Но можно избежать весьма существенных сложностей введением экспериментально определенной кривой растворимости вещества в водном растворе. Этим удастся в обобщенном виде формально учесть смещения равновесий в растворе, а расчеты проводить с учетом вида этой функции в зависимости от  $T$  и  $P$ . В интересующем геолога-рудника наборе минералов преобладают кривые их растворимости с положительным наклоном к оси температур (давлений), существенно реже встречаются соединения, имеющие отрицательный наклон. В принципе для определения тенденций можно в модельных расчетах использовать «абстрактные» кривые растворимости. Мы же выбрали для этого хорошо изученные в эксперименте данные о растворимости в воде кварца и кальцита, которые и представляют эти два случая в отношении зависимости растворимости от температуры [Remstidt, Barnes, 1980; Sjöberg, 1976].

При задании температуры и давления в «источнике» учитывалось то, что в водном растворе вплоть до поверхности земли в результате изменения температуры и давления не происходит кипения и конденсации. Физические параметры сред учитывались, согласно справочным данным [Справочник... , 1969; Лыков, 1963], а максимальные скорости фильтрации раствора при заданной проницаемости не были больше экспериментально установленных в реальных термальных системах [Geothermics, 1970]. Оценки «снизу» получены при расчетах (см. гл. III). При математическом моделировании гидротермальных систем существуют проблемы в оценке коэффициентов тепло- и массоотдачи в отношении их максимальных значений при задании граничных условий III рода. Формально варьированием величиной критерия  $Bi$  и  $Sh$  можно просмотреть весь «разумный» интервал их изменения. В расчетах мы учитывали как экспериментальные данные, полученные в теплотехнике [Кутателадзе, 1970; Лыков, 1963], так и геотермические [Любимова, 1968].

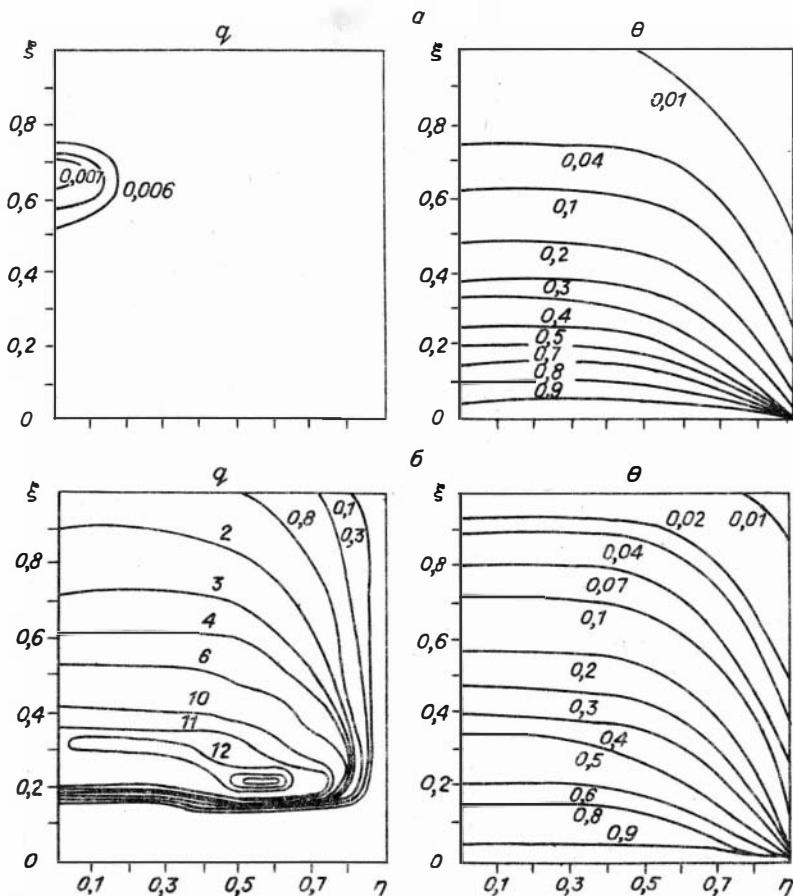


Рис. 6.16. Распределение безразмерной температуры ( $\theta$ ), морфология и внутренняя структура зоны отложения минерала в зависимости от скорости фильтрации флюида.

*а* — низкая скорость фильтрации, конвективный поток соизмерим с диффузионным ( $Fo=0,07; Pe'=12,5; Bi_{x,y}=50; Le_{x,y}=5; Sh_{x,y}=5 \cdot 10^3; 2R/L=1,8$ ); *б* — массообмен, определенный конвективным потоком, высокая скорость фильтрации ( $Fo=0,07; Pe'=100; Bi_{x,y}=50; Le_{x,y}=5; Sh_{x,y}=5 \cdot 10^3; 2R/L=1,8$ ).

Результаты расчетов представлены нами в критериальной форме для того, чтобы в обобщенном виде можно было представить все возможные случаи, которые отвечают принятым начальным и граничным условиям развития гидротермального процесса. Использование графиков 6.16—6.20 удобно в сочетании с табл. 4.3, 4.5 (см. также Приложение 6).

Введем понятие о симметрии концентрационного профиля, имея в виду его форму между границами  $\xi=0$  и  $\xi=1$ . Будем различать симметричные и асимметричные кривые в зависимости от того, каковы «хвосты» распределения концентрации вещества относительно максимума и какова форма самого максимума. Будем считать симметрию правой, если «хвост» распределения вытянут в направлении увеличения значений  $\xi$ , а левой — в обратном случае.

Необходимо сделать еще одно замечание. Физические критерии  $Bi$  и  $Sb$  тесно связаны, хотя явный вид функций нам не известен. Это определяется тем, что конвективный тепло- и массообмен на границах гидротермальной системы определяется в первую очередь «поведением» воды как носителя тепла и массы (растворенного компонента). Без наличия фазовых переходов

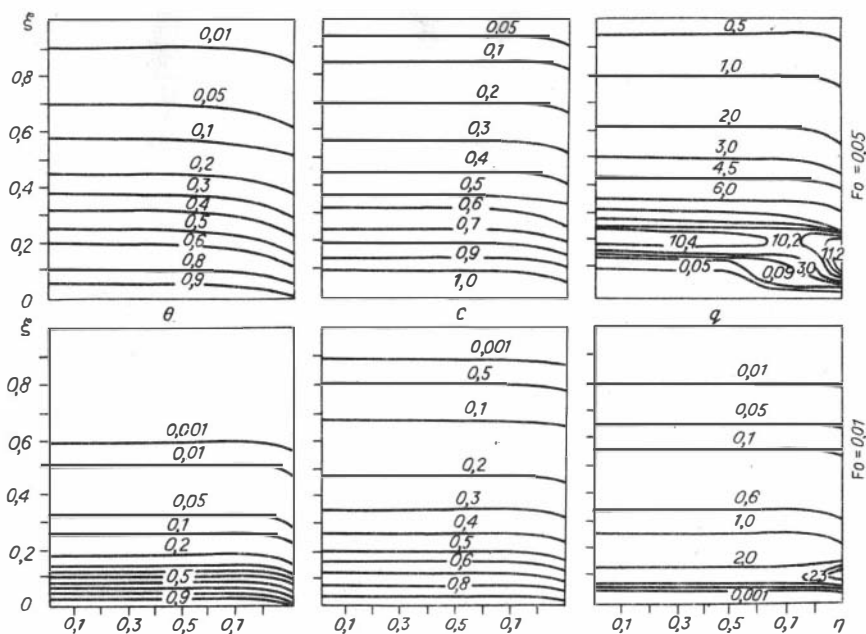


Рис. 6.17. Распределение температуры ( $\theta$ ), концентрации растворенного компонента ( $C$ ) и осаж- денного минерала ( $q$ ) в начальный ( $Fo=0,01$ ) и развитый ( $Fo=0,05$ ), практически стационарный этап теплообмена при малой потере массы из потока во вмещающие породы.

$Pe' = 80; Bi_x = 2000; Bi_y = 2; Le_{x,y} = 4; Sh_x = 2 \cdot 10^4; Sh_y = 0,02; 2R/L = 1,8.$

величины этих критериев будут соотноситься в первом приближении прямо пропорционально. Если же имеются фазовые переходы (испарение, кипение), то их величины соотносятся «обратным» образом. То есть для массопереноса появится «экран», а для теплообмена — усиление теплоотдачи.

Анализ полученных данных (рис. 6.16, 6.17) позволяет указать следующие особенности концентрационных кривых распределения минералов, выпадающих из растворов при снижении в нем температуры для веществ с положительным наклоном кривой растворимости.

Поскольку точка достижения насыщения раствора компонентом при теплообмене между флюидом и породой смещается со временем к поверхности земли, постольку подвижен и профиль концентраций отлагающегося из раствора в твердую фазу вещества. Для него характерна правая асимметрия с геохимическим ореолом, который вытянут в сторону поверхности земли ( $\xi = 1$ ). Чем выше скорость фильтрации, тем яснее эта асимметрия. Характерна «резкая» нижняя граница распространения выпавшего из раствора минерала. Далее, чем ниже теплообмен у поверхности земли, тем меньше вещества выпадает в осадок и ближе к границе  $\xi = 1$  располагается максимум отложений. Вероятен и тот случай, когда при слабом теплообмене на поверхности разгрузки гидротерм в недрах системы вообще могут отсутствовать минералы, отлагающиеся из раствора при снижении температуры.

Положение максимума отложения определяется стационарным распределением температуры в системе, которое устанавливается после начального нестационарного этапа эволюции гидротермальной системы. Конечное положение профиля и максимальные концентрации отложившегося из раствора вещества зависят от стадии «отмирания» системы, когда в «источнике» падает давление и фильтрация флюида прекращается.

Качественные особенности отложения из потока гидротерм веществ с отрицательным наклоном к оси  $\theta$  кривой растворимости должны быть обратными обнаруженным для минералов с положительной растворимостью: 1) из недо-сыщенного раствора такие вещества не выпадают вообще, 2) влияние гидродинамических факторов на отложение из насыщенного в «источнике» раствора противоположно описанным выше.

Двухмерное приближение позволяет оценить существенность влияния тепло- и массообмена между фильтрующимися гидротермами и слабо проницаемым массивом боковых пород на масштабы и характер отложения минералов при снижении температуры раствора.

В указанном отношении этот аспект наиболее просто рассмотреть путем варьирования тех критериев, в которые входят основные определяющие интенсивные и экстенсивные параметры  $Bi$ ,  $Pe$ ,  $Sh$ ,  $R$ ,  $L$  ( $L$  — протяженность проницаемой зоны,  $R$  — ее полуширина). В принятых нами обозначениях распределение  $\Theta$ ,  $C$ ,  $q$  представляется в координатах  $L \rightarrow \xi$ ,  $R \rightarrow \eta$  при фиксировании значений критерия гомохронности  $Fo$ . Естественно, нами проанализированы случаи  $Bi_x = Bi_y$ ;  $Bi_x \gg Bi_y$ ;  $Sh_x = Sh_y$ ;  $Sh_x \gg Sh_y$ . Как и в одномерном приближении, интервалами значений величин  $Bi$  и  $Sh$  считались  $2 \leq Bi \leq 10^4$ ;  $10^{-2} \leq Sh \leq 10^6$ ;  $1 \leq Pe \leq 10^3$  для отношения  $R/L$   $1,0 \div 0,05$ . Весьма сложным является вопрос оценки величин  $\alpha_y$  и  $\beta_y$  для задания бокового граничного условия. Так, А. В. Шурчков и др. [Тепломассообмен... , 1968] нашли его значения порядка  $\sim 10^{-6}$  кал/(см<sup>2</sup>·с·гр). В таком случае  $Bi_y \sim 10$ . В решениях были рассмотрены варианты, существенно перекрывающие эту величину сверху и снизу. Оценки  $\beta_y$  для капиллярно-пористых сред [Левеншпиль, 1969] дают значения порядка  $10^{-5}$  см/с, откуда  $Sh_y \sim 10^2 \div 10^4$ . Очевидно, что эта область значений может быть существенно меньше для пород с очень низкой пористостью. Поэтому в решениях нами принимались указанные выше величины. На рис. 6.17—6.20 даны результаты расчетов, позволяющие выявить характер влияния рассматриваемых параметров на отложение из фильтрующегося раствора.

Из анализа приведенных графиков очевидна следующая характерная особенность распределения компонента в твердой фазе при наличии бокового тепло- и массообмена с вмещающими породами. Имеются два типа распределения максимальных концентраций в области отложения и, соответственно, общей морфологии зоны отложения: 1) преобладают зоны, которые имеют форму расширяющейся к низу трапеции, с участками максимальных концентраций по бокам у ее основания (малые величины  $Sh_y$ ); 2) образуется сужающаяся к низу трапеция с одним максимумом у центра ее основания (большие величины  $Sh_y$ ). Объяснение этого эффекта очевидно. Максимальные уменьшения температуры имеются в краевой зоне фильтрующейся колонны. Если при этом «отток» компонента из раствора в боковые породы мал, то в этих участках в области максимальных значений  $\text{grad } \Theta$  отмечаются симметричные максимумы отложения. Соответственно, в случае высокого «оттока» массы в боковые породы здесь формируется область нулевых концентраций выпадающего из раствора вещества. Чем меньше  $Pe'$ , тем яснее проявляется особенность распределения концентраций в твердой фазе. Интересная особенность рассматриваемых фильтрующихся гидротермальных колонн — слабое влияние поперечного размера проницаемой зоны на интенсивность отложения в рассмотренном интервале варьирования  $R/L$ . Таким образом, характер боковых потерь тепла и массы существенно сказывается на виде распределения выпавшего в твердую фазу в области отложения максимальных концентраций.

Анализ численных результатов можно резюмировать следующим образом:  
!. На температурном геохимическом барьере формируются правоасим-

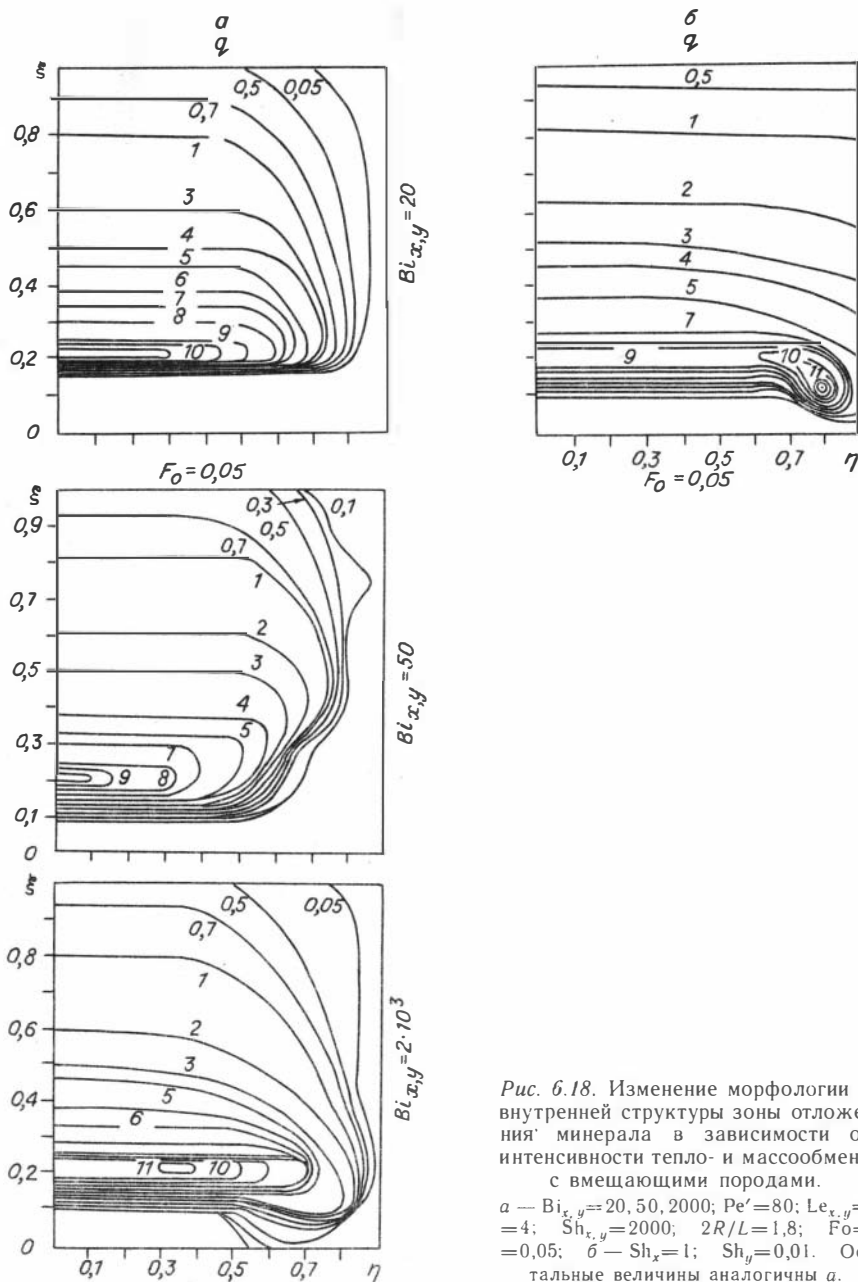


Рис. 6.18. Изменение морфологии и внутренней структуры зоны отложения минерала в зависимости от интенсивности тепло- и массообмена с вмещающими породами.

*a* —  $Bi_{x,y}=20, 50, 2000$ ;  $Pe'=80$ ;  $Le_{x,y}=4$ ;  $Sh_{x,y}=2000$ ;  $2R/L=1,8$ ;  $Fo=0,05$ ; *б* —  $Sh_x=1$ ;  $Sh_y=0,01$ . Остальные величины аналогичны *a*.

метричные концентрационные профили минералов, отлагающихся из гидротермального раствора.

2. При малой потере массы во вмещающие породы в широких проницаемых зонах могут формироваться локальные максимумы концентраций, которые располагаются в недрах систем в их краевых участках.

3. В узких проницаемых зонах вероятнее образование более однородных областей повышенных концентраций минералов, отлагающихся из гидротермального раствора при снижении его температуры.

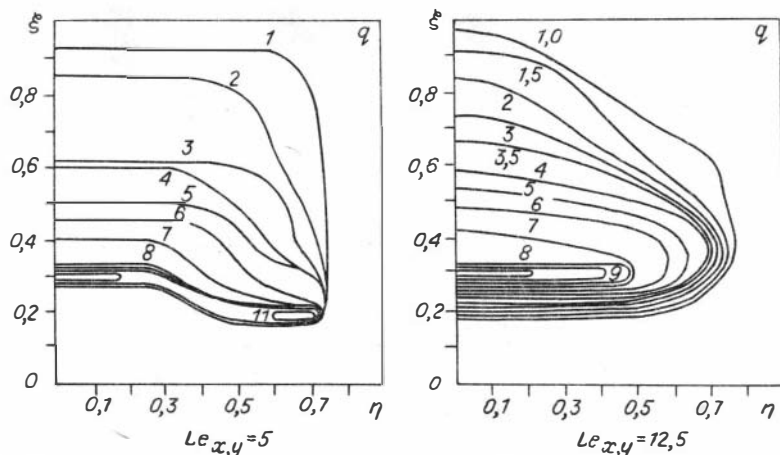


Рис. 6.19. Влияние физических свойств флюида на морфологию и структуру зоны отложения минерала из гидротермального потока.

$Fo=0,07$ ;  $Pe'=80$ ;  $Bi_{x,y}=50$ ;  $Sh_{x,y}=5 \cdot 10^3$ ;  $2R/L=1,8$ .

4. Общей особенностью зон отложения минералов из гидротермального раствора при снижении его температуры является наличие резкой границы нижней выклинки.

**Паровый ГБ (испарение или конденсация растворителя).** Обсудим особенности отложения компонентов на ГБ пар—жидкость. Роль фазового барьера пар—жидкость в гидротермальных системах обсуждается в настоящее время на основе качественных постановок проблемы. Отметим, что после появления первого количественного решения задачи [Веригин, Голубев, 1975] и наших ранних публикаций [Шарапов и др., 1978; Голубев и др., 1978] ситуация мало изменилась. Более общие постановки, предложенные В. Т. Беликовым [1986б] и нами, позволяют развить теорию динамики отложения на паровом барьере. Результаты получены на основе численной схемы (см. Приложение 5) и физических характеристик (табл. 4.5). Они отражены на рис. 6.21—6.24. Обратимся к их анализу.

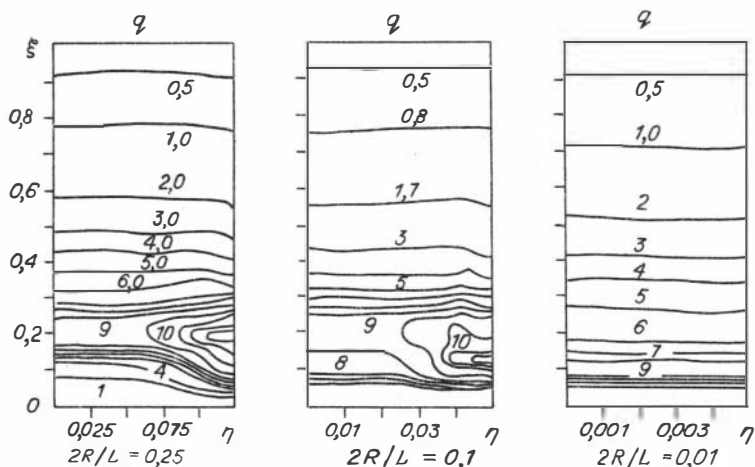
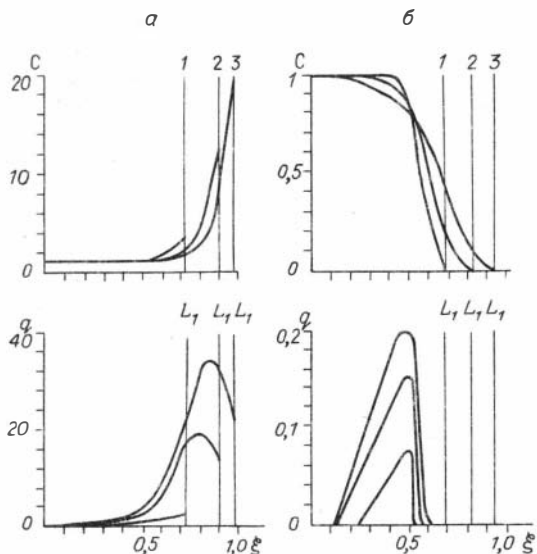


Рис. 6.20. Влияние ширины проницаемой области на морфологию и структуру зоны отложения минерала из гидротермального потока.

$Fo=0,05$ ;  $Pe'=80$ ;  $Bi_x=2000$ ;  $Bi_y=2$ ;  $Le_{x,y}=4$ ;  $Sh_x=2000$ ;  $Sh_y=0,02$ .

Рис. 6.21. Динамика концентрирования  $\text{SiO}_2$  на фазовой границе конденсации (концентрация в растворе —  $C$ , в твердой фазе —  $q$ ).

$a$  — скорость фильтрации ( $Pe'_ж=8$ ) больше скорости движения фазовой границы (для моментов времени: 1 —  $F_{O_1}=0,068$ ; 2 —  $F_{O_2}=0,179$ ; 3 —  $F_{O_3}=0,23$ );  $b$  — скорость фильтрации ( $Pe'_ж=1$ ) меньше скорости движения фазовой границы (для моментов времени: 1 —  $F_{O_1}=0,032$ ; 2 —  $F_{O_2}=0,064$ ; 3 —  $F_{O_3}=0,1$ ).



Ранее было показано [Голубев и др., 1978], что определенная скорость фильтрации гидротермального раствора является основным фактором существования устойчивой зоны пара в пародоминирующей системе. Это ключевая проблема применения модели Д. Уайта для генетических построений при рассмотрении возможной природы руд и околорудных пород в жильных и штокверковых месторождениях, а также субмаринных рудообразующих систем (месторождения типа «Куроко» или «курильщики» в зонах спрединга).

Это очевидно из анализа условий (4.77) — (4.79). Однако геохимические следствия реализации той или иной ситуации теплообмена в область фазовой границы различаются весьма существенно.

Ясно, что идея Д. Уайта и др. [White et al., 1971] о появлении локальной зоны повышенной солености раствора у фазовой границы, развития в этой области отложения минералов в трещинах и порах горных пород реализуется при любом виде смещения или стационарном положении фазовой границы. Это условие, как показывает расчет, может осуществиться за весьма короткий промежуток времени — месяцы или годы существования раздела жидкость — пар. Однако основное геохимическое следствие реализации смещения и стационарности фазовой границы, по-видимому, по масштабу геологического выражения и минералогической реализации в ином. Как справедливо отметил И. Н. Кигаи [1979], характер геохимических событий выше и ниже данной границы существенно различен. Выше фазовой границы в пористом пространстве пород в окрестностях трещин следует ожидать появления кислых водных конденсатов, которые резко недосыщены петрогенными компонентами. Их взаимодействие с породой приведет к развитию околорудных метасоматитов «кислотной волны».

Ниже фазовой границы из нейтральных или щелочных растворов, в которых постоянно растет концентрация малолетучих веществ, по-видимому, происходит формирование жильных нерудных и рудных минералов. Из (4.81) — (4.83) следует, что при развитии процесса конденсации (смещение фазовой границы к поверхности земли) реализуется схема, предложенная И. Н. Кигаем [1979]. Если положение фазовой границы будет квазистационарным, мы придем к модели Д. Уайта [White et al., 1971]. Самая сложная ситуация — движение фазовой границы навстречу потоку гидротермального раствора. Здесь схема развития рудного процесса окажется обратной рассмотренной И. Н. Кигаем [1979], а в пределе в плутоногенных гидротермальных системах можно предвидеть исчезновение зоны жидкого флюида и прекращение процесса рудоотложения, связанного с рассматриваемым геохимическим барьером. В случае конденсации рудоотложение будет развиваться при «схлопывании»



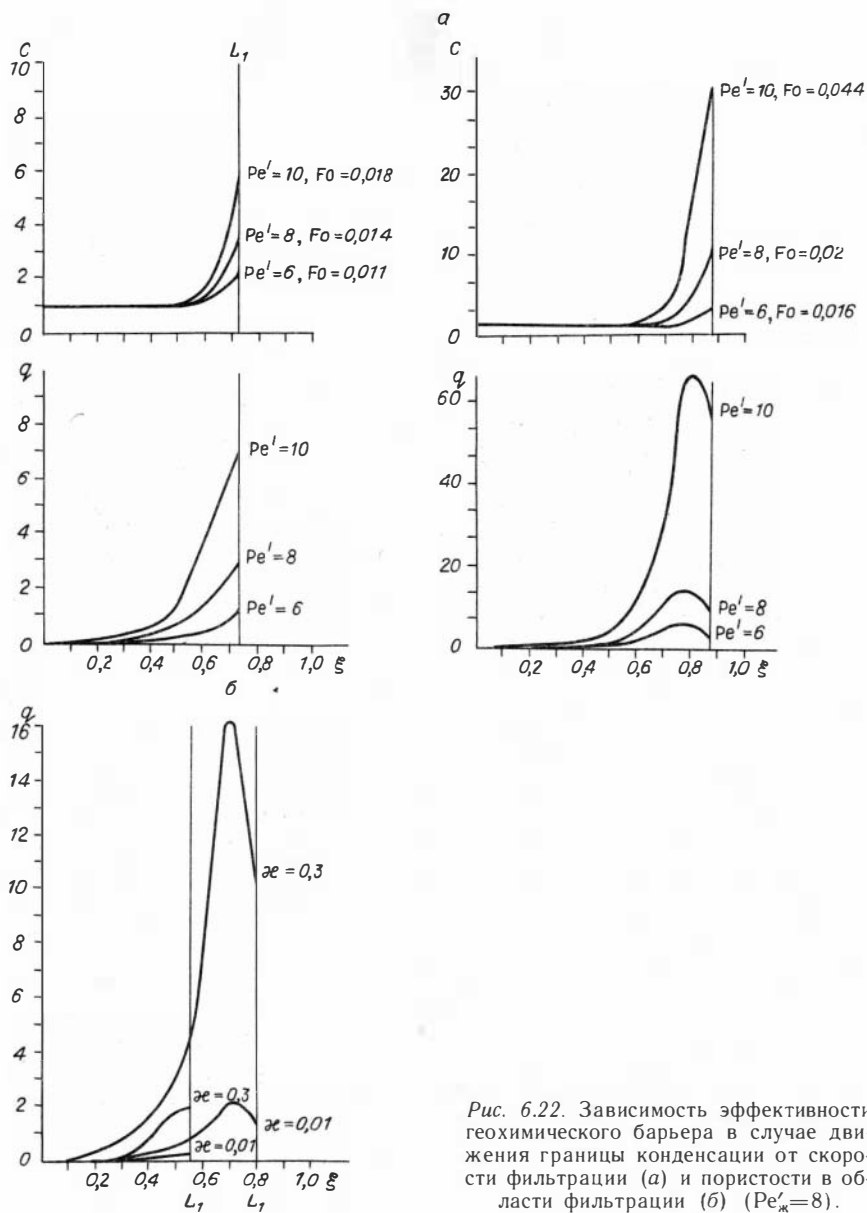
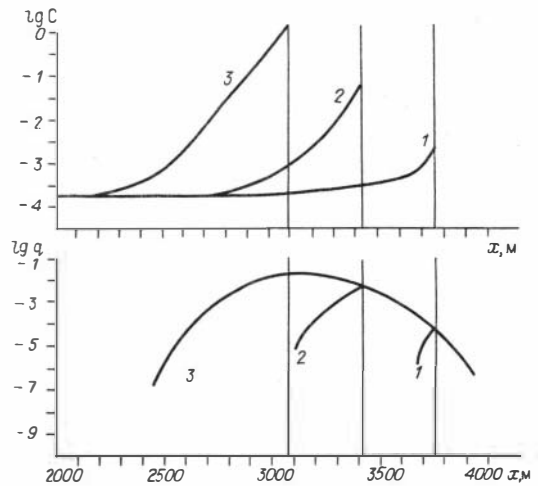


Рис. 6.22. Зависимость эффективности геохимического барьера в случае движения границы конденсации от скорости фильтрации (а) и пористости в области фильтрации (б) ( $Pe'_ж = 8$ ).

зоны пара вблизи поверхности земли, а в случае стационарной границы и главным образом при развитии испарения гидротермального раствора — сверху вниз, смещаясь в более высокотемпературную область гидротермальной системы. Очевидно, что и концентрационные профили в рудных телах должны заметно различаться по виду и масштабам отложения минералов из водного раствора в зависимости от условий теплообмена (см. рис. 6.21—6.24).

Для большого числа веществ, обнаруженных в гидротермальных растворах [Голева, 1977], коэффициенты распределения пар—жидкость ( $k_p$ ), как следует из экспериментальных данных [Стырикович, Хайбуллин, 1957], имеют примерно одни порядки ( $10^{-3}—10^{-5}$ ) в интервале давлений  $1 \div 100$  бар, поэтому показанные на рис. 6.21—6.23 концентрационные кривые качественно харак-

Рис. 6.23. Динамика концентрирования  $\text{SiO}_2$  на погружающейся в глубь системы фазовой границе испарения воды с учетом зависимости  $k_p$  от  $PT$ -условий флюида.  $t=2,9 \cdot 10^7$  с;  $k_p=0,009$  (1);  $t=9,1 \cdot 10^7$  с;  $k_p=0,014$  (2);  $t=1,6 \cdot 10^8$  с;  $k_p=0,021$  (3).  $C$  — весовая доля  $\text{SiO}_2$  в растворе,  $q$  — содержание отложенного  $\text{SiO}_2$  в твердой фазе (весовая доля).



теризуют изменение в растворе под барьером концентрации солей ( $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{MgCl}_2$ ,  $\text{CaCl}_2$  и др.). Но в отношении характера отложения жильного выполнения они должны рассматриваться лишь как нулевое приближение. В расчетах нами учтены кинетические величины  $k$ , примерно соответствующие скорости кристаллизации при гидротермальном синтезе оптических кварцев [Вильке, 1963; Remstidt, Barnes, 1980]. Однако очевидно, что скорости кристаллизации гелей (во что превращается гидротермальный раствор под барьером) существенно иные. Нами решалась задача движения фазовой границы в стефановском приближении. В системе обязательно должна быть зона влажного пара, возможен капельный перенос в области испарения или конденсации ( $k_p = \sigma/C$ ). Строго говоря, следует учитывать изменение плотности раствора и изменение пористости согласно следующим выражениям [Развитие... , 1968]:

$$\rho = C + \left(1 - \frac{C}{\rho_t}\right) \rho_0, \quad (6.1)$$

$$m = m_0 - q/\rho_r. \quad (6.2)$$

В пределе имеют место две возможности самозакупоривания системы по этой причине:  $C = \rho_r$ ,  $q = \rho_r m_0$ . Учет (6.1) и (6.2) в постановке задачи влечет за собой необходимость расширения краевой задачи формулой Козени (для проницаемости), уравнением фильтрации и эмпирическим законом Дарси, а при повышении вязкости раствора — уравнением Навье-Стокса. Однако анализ численных результатов во всем интервале изменения параметров системы показывает, что условие  $C = \rho_r$  (массовая концентрация) реализуется много быстрее, чем  $q = \rho_r m_0$  (и при этом начальная эффективная пористость изменяется лишь в пределах первых процентов). Таким образом, необратимый процесс «сгущения» раствора на барьере жидкость — пар, являющийся следствием фильтрации, есть основная причина закупорки поровых каналов и прекращения фильтрации.

Наступление этого момента, по существу, означает прекращение одной стадии минерализации в том вертикальном интервале гидротермальной системы, где достигнуты указанные выше условия (закупорка канала жильным выполнением или гелем). Под этой «гелевой пробкой» в системе будет повышаться давление в растворе, которое может «выжать» гель в трещины, где в результате охлаждения он превратится в кварцевые жилы и прожилки. После этого в гидротермальной системе проявятся два уровня, разделенные указанной кристаллической «пробкой»: верхний, где будут проходить процессы массообмена, связанные с конденсацией кислого пара, и нижний, в котором проявятся процессы свободного конвектирования и повышения давления под «жильной пробкой» в концентрированном щелочном растворе. В такой этап эволюции на нижнем

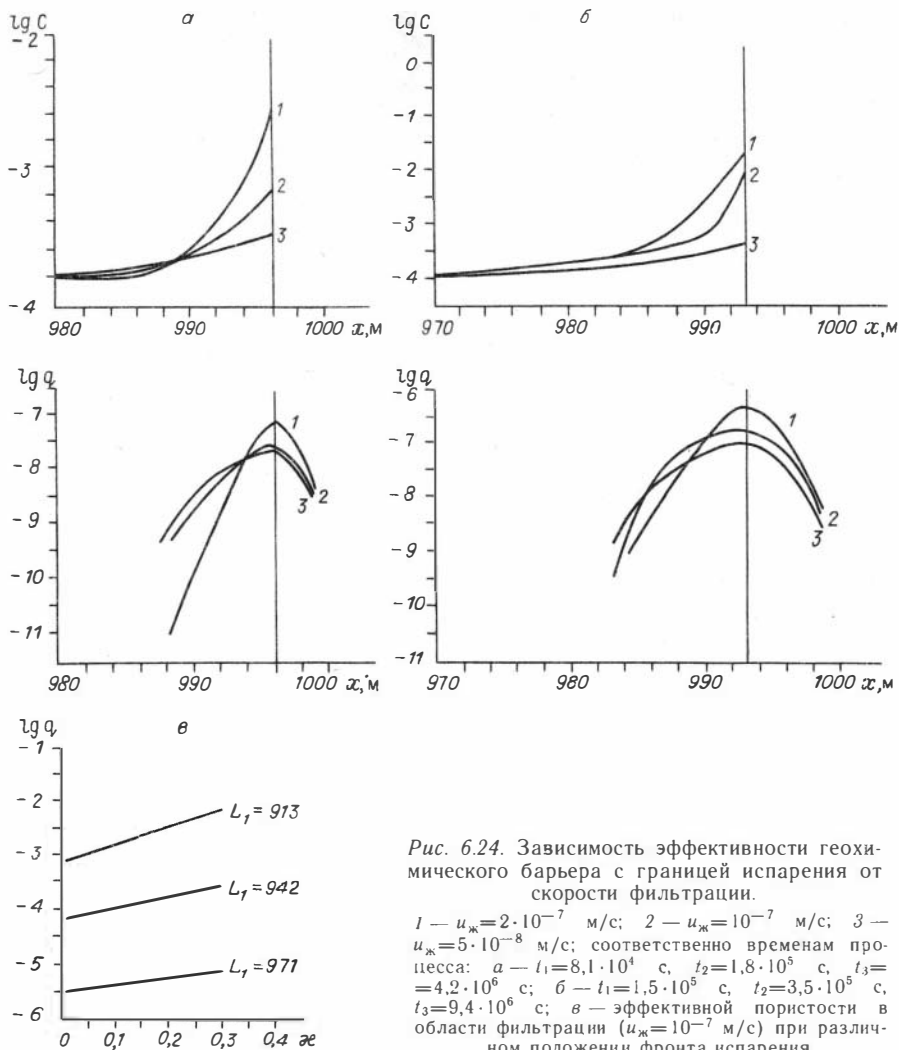


Рис. 6.24. Зависимость эффективности геохимического барьера с границей испарения от скорости фильтрации.

1 —  $u_{\text{ж}} = 2 \cdot 10^{-7}$  м/с; 2 —  $u_{\text{ж}} = 10^{-7}$  м/с; 3 —  $u_{\text{ж}} = 5 \cdot 10^{-8}$  м/с; соответственно временам процесса: а —  $t_1 = 8,1 \cdot 10^4$  с,  $t_2 = 1,8 \cdot 10^5$  с,  $t_3 = 4,2 \cdot 10^6$  с; б —  $t_1 = 1,5 \cdot 10^5$  с,  $t_2 = 3,5 \cdot 10^5$  с,  $t_3 = 9,4 \cdot 10^6$  с; в — эффективной пористости в области фильтрации ( $u_{\text{ж}} = 10^{-7}$  м/с) при различном положении фронта испарения.

уровне вероятны процессы переноса, рассмотренные И. Г. Ганевым [1975]. Разрушение «пробки» или тектоническими процессами, или вследствие гидро-разрыва приведет к повторению рассмотренного цикла и т. д.

Можно указать еще ряд важных качественных следствий, вытекающих из полученных результатов: 1) появление высоких солевых концентраций в кварце, кальците и др. обязательно при проявлении парового барьера; 2) для жильных минералов должны быть свойственны главным образом включения, гомогенизирующиеся в жидкость, а формирование гетерогенных включений — скорее исключение из правила; 3) «геохимическая продуктивность» барьера определяется направлением движения границы — при развитии испарения скорость накопления нелетучих компонентов в растворе примерно на два порядка выше, чем при конденсации.

**«Щелочной» ГБ.** Кроме фазовой границы пар — жидкость в гидротермальных системах на небольших глубинах проявляется еще один ГБ, связанный с наличием фазовых переходов газ — жидкость — выкипание из водных растворов растворенных в них газов. Наиболее обычно для ПФС или иных гидротер-

мальных систем выкипание  $\text{CO}_2$  и связанное с ним изменение рН раствора (щелочной ГБ). Численные результаты, полученные на основании решения системы (5.25) — (5.31), позволяют прийти к следующим выводам.

Как следует из численных результатов анализа тепловой эволюции гидротермальной системы, разгружающейся на поверхности земли [Голубев, Шапов, 1974], имеются начальный (нестационарный) и стационарный эволюционные этапы. Соответственно, рассматриваемый геохимический барьер имеет подвижную и стационарную стадии существования. В первую стадию в гидротермальной системе за границей кипения формируется зона отложения тех минералов, по компонентам которых раствор оказывается пересыщенным при изменении его рН. Расчеты выполнены с использованием следующих данных (и обозначений):

$P$  — давление, 1—400 бар;

$\sigma$  — поверхностное натяжение, Дж/м<sup>2</sup>;

$R$  — радиус пузырька, м;

$\rho$  — плотность, 940—1000 кг/м<sup>3</sup>;

$\omega$  — скорость фильтрации раствора,  $10^{-6}$ — $10^{-10}$  м/с;

$T$  — температура, 25—250 °С;

$\lambda_{\text{эфф}}$  — эффективная теплопроводность, 2,2—2,4 Дж/(с·м·град);

$\alpha$  — коэффициент температуропроводности,  $10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с;

$v$  — «тепловая» скорость,  $10^{-8}$ — $10^{-12}$  м/с;

$a$  — коэффициент теплообмена с окружающей средой,  $10^3 \div 10^{-2}$  Дж/(м<sup>2</sup> × с·град);

$X$  — координата дневной поверхности, 2000 м;

$C$  — концентрация растворенного газа  $\text{CO}_2$ , 5—10 мас. %;

$D$  — коэффициент диффузии,  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с;

$r$  — скорость реакции;

$m_{\text{Fe}}$  — концентрация компонентов железа в растворе,  $3 \cdot 10^{-6}$  моль/л;

$k$  — константа скорости реакции,  $10^{-5} \div 10^{-7}$  л/с;

$g$  — растворенный газ  $\text{CO}_2$ ;

$q$  — концентрация сульфидов железа в породе, г/см<sup>3</sup>.

В рассматриваемом случае в качестве полезного компонента выбран сульфид железа (согласно реакции (5.24)). На рис. 6.25, 6.26 отражены полученные соотношения концентрации  $C$ ,  $q$ ,  $\sigma$  в предположении, что константа скорости реакции порядка  $10^{-5}$  л/с [Дельмон, 1972; Овчинников, Масалович, 1981]. При растворении отложенных на барьере минералов в порциях раствора, где нет кипения, при смещении границы кипения до уровня ее стационарного положения предполагалось, что  $k_1 \sim k_2$  (скорость отложения близка скорости растворения). Поэтому на подвижном барьере в расчете была получена симметричная кривая  $q$ . Если  $k_1 \neq k_2$ , концентрационная кривая окажется асимметричной. Но, судя по данным изучения реальных термальных систем [Набоко, 1980; Geothermics, 1970], нижняя граница выклинка «зон ощелачивания» или пиритизации пород достаточно резкая. Из проведенных расчетов вытекает важное геохимическое следствие. Даже в случае высоких скоростей реакций формирования сульфидов за барьером в нестационарную стадию масштабы рудоотложения несущественны. Этот результат можно получить по любому минералу, если учесть начальные концентрации компонентов в растворе, скорость перемещения барьера и возможные скорости гетерогенных химических реакций [Drummond, Ohmoto, 1985; Wiebe. . ., 1941; Дельмон, 1972; Овчинников, Масалович, 1981]. Лишь при стационарном положении границы кипения возможно в заметных (в смысле минералогического выражения в породе) масштабах образование «зон ощелачивания», сульфидных залежей и т. п.

**Структурный ГБ.** В геологии жильных месторождений [Шахов, 1965] давно было введено понятие о структурном контроле оруденения и связи рудных

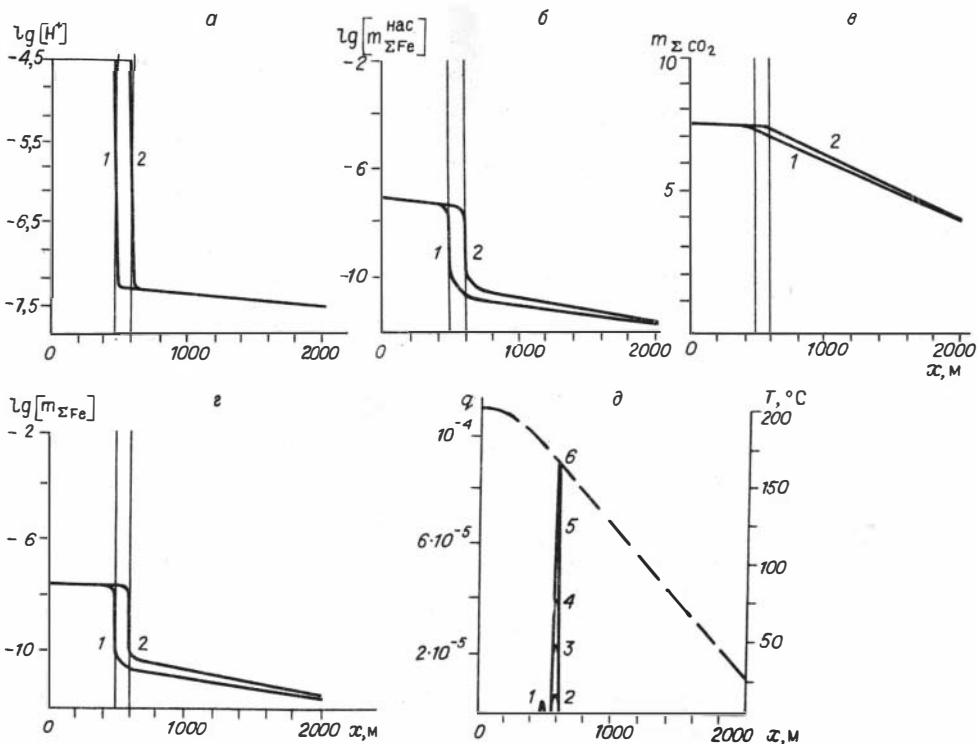


Рис. 6.25. Динамика рудоотложения на геохимическом барьере вскипания растворенного  $\text{CO}_2$  при переходе от нестационарной (1 —  $1,5 \cdot 10^{10}$  с) к стационарной (2 —  $4,5 \cdot 10^{10}$  с) стадиям.

a — эволюция pH раствора; б — растворимости компонентов железа в растворе; в — растворимости газа  $\text{CO}_2$ ; г — концентрации компонентов железа в твердой фазе (3 —  $1,5 \cdot 10^{11}$  с, 4 —  $2,4 \cdot 10^{11}$  с, 5 —  $4 \cdot 10^{11}$  с, 6 —  $5 \cdot 10^{11}$  с).

столбов с изменением морфологии открытых трещинных полостей. Экспериментально природа этого явления изучается давно [Голубев, Шарапов, 1974], но оно не имело замкнутого количественного описания [Шарапов, 1973]. В настоящее время А. А. Игнатовым и др. (устное сообщение) развит количественный подход для описания процесса неизотермического отложения в трещинных каналах сложной конфигурации. Учитывая слабую освещенность в литературе этого вопроса, нами приводятся подробная постановка данной задачи этих авторов и наиболее существенные, на наш взгляд, результаты ее решения.

Авторами было исследовано несколько предельных форм трещинного канала: 1) «канал» (рис. 6.27, а) — узкая, длинная трещина постоянного диаметра по всей своей длине; 2) «камера» (рис. 6.27, б) — резко расширяющийся по ходу течения раствора канал с относительно узким входом ( $d_1$ ) и выходом ( $d_2$ ), причем  $d_1 < d_2$ ; 3) «диффузор» (рис. 6.27, в) — расширяющийся канал с узким входом ( $d_1$ ) и широким выходом ( $d_2$ ), при этом  $d_2 > d_1$ ; 4)

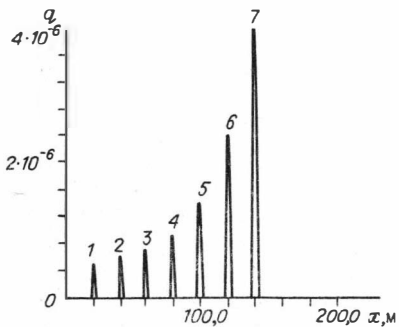


Рис. 6.26. Динамика концентрирования сульфидов железа на подвижном геохимическом барьере вскипания  $\text{CO}_2$  в нестационарную стадию.

1 —  $t = 8 \cdot 10^7$  с, 2 —  $3 \cdot 10^8$ , 3 —  $6 \cdot 10^8$ , 4 —  $1,3 \cdot 10^9$ , 5 —  $2,5 \cdot 10^9$ , 6 —  $3,3 \cdot 10^9$ , 7 —  $4,5 \cdot 10^9$  с.

«конфузор» (рис. 6.27, г) — сужающийся канал с широким входом ( $d_1$ ) и узким выходом ( $d_2$ ),  $d_2 < d_1$ .

Кроме того, при реализации предлагаемой численной модели был сделан ряд предположений: 1) вмещающие породы непроницаемы для раствора и не вступают с растворенными веществами в химическую реакцию; 2) уравнения гидродинамики записаны для несжимаемой жидкости. При значительных перепадах давления от этого предположения следует отказаться, т. е. тогда  $\rho = \rho(P, T)$ , где  $P$  — давление,  $T$  — температура,  $\rho$  — плотность; 3) предполагается на выходе безвихревое течение. Поскольку А. А. Игнатовым и др. (устное сообщение) впервые дана достаточно полная математическая постановка задачи, с которой еще недостаточно знакомы геологи-рудники, мы приводим ее полное изложение.

Рассмотрим трещину (см. рис. 6.27) с границей  $G$ , в которой движется гидротермальный раствор. Течение флюида описывается двумерной нелинейной системой уравнений Навье-Стокса [Самарский, 1971], записанной для функции тока  $\Psi$  и напряженности вихря  $\omega$ , однозначно определяющих поле скоростей тока жидкости в полости:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + k \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + k \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= \omega \\ \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} &= \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right\}. \quad (6.3)$$

Здесь  $u, v$  — ортогональные составляющие вектора скорости  $\vec{V}$ ;  $r, z$  — координатные оси;  $\tau$  — время;  $\text{Re}$  — число Рейнольдса. Система (6.3) решается совместно с граничными условиями.

На оси трещины ( $r = 0$ )

$$\Psi = 0, \quad \omega = 0; \quad (6.4)$$

на стенках трещины

$$\Psi = 1; \quad u = v = 0; \quad (6.5)$$

на входе в трещину ( $z = 0$ )

$$\left. \begin{aligned} \Psi &= \frac{r}{2r_0} \left[ 3 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \\ \omega &= \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} = -\frac{3r}{r_0^3} \end{aligned} \right\} \quad (6.6)$$

выполняется ламинарное течение Пуазейля; на выходе из трещины ( $z = z_1$ )

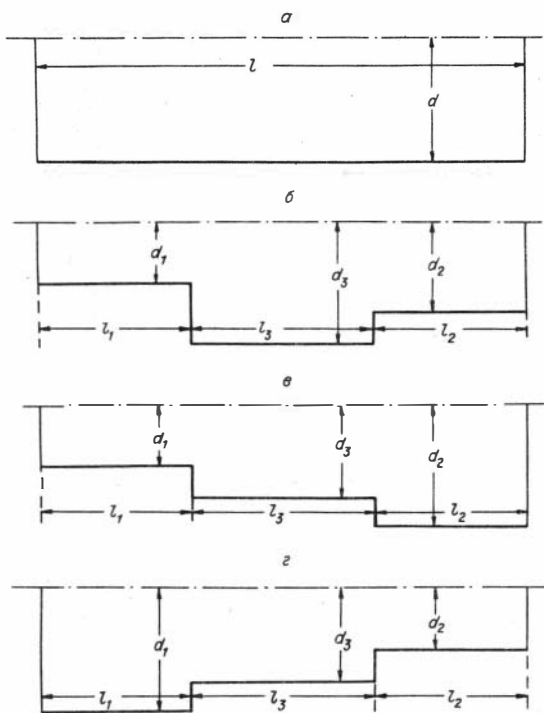


Рис. 6.27. Схемы строения (а—г) открытых трещинных зон, использованных в расчетах.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} &= \omega \\ \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} &= \frac{1}{\text{Re}} \cdot \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

Здесь использовалось пространственное приближение ( $\delta \gg L$ ):

$$\frac{\partial v}{\partial r} \gg \frac{\partial v}{\partial z}; \quad \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \gg \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}; \quad \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial v}{\partial z} \ll \frac{\partial v}{\partial r};$$

т. е. условие установившегося течения на выходе из расчетной области.

Процесс теплообмена раствора с вмещающей породой описывается уравнением теплопереноса:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\text{Pe}} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (6.8)$$

где  $T$  — температура раствора,  $\text{Pe}$  — число Пекле. Уравнение (6.8) решается совместно с граничными условиями на оси:  $v = 0$ ,

$$\partial T / \partial r = 0; \quad (6.9)$$

на стенке трещины

$$-\frac{\partial T}{\partial n} = \text{Bi} (T - T_{\text{ст}}), \quad (6.10)$$

где  $n$  — вектор нормали; на входе в расчетную область ( $z = 0$ )

$$T = 1; \quad (6.11)$$

на выходе из трещины ( $z = z_1$ )

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\text{Pe}} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}. \quad (6.12)$$

Функции тока и напряженности вихря определены как [Субботин и др., 1979]

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial z}; \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial r}; \quad \omega = \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (6.13)$$

Система уравнений (6.2) и (6.8) со своими граничными условиями решается совместно. Вначале определяется поле скорости, а затем температурное. При решении используется итерационный метод установления (неявная схема).

Перенос вещества в трещине описывается уравнением массопереноса, записанного в безразмерном виде:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + u \frac{\partial C}{\partial r} + v \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{1}{\text{Pe}_g} \left( \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) - \gamma q, \quad (6.14)$$

где  $\tau$  — характерное время, равное  $d/u_0$ ;  $d$ ,  $u_0$  — размеры трещины;  $C$  — концентрация растворенного вещества;  $\gamma$  — коэффициент кристаллизации;  $q = C - C_{\text{нас}}$  — количество вещества, выпавшего из раствора в результате его пересыщения.

Уравнение (6.14) решается совместно с граничными условиями на оси канала ( $r = 0$ )

$$\frac{\partial C}{\partial r} = 0; \quad (6.15)$$

Т а б л и ц а 6.1. Параметры, принятые в расчетах при изучении динамики отложения в трещинах различного сечения

Параметры	Однородная трещина	Трещинный канал		
		с камерой (раздув)	конфузорного типа	диффузионного типа
$T$ пород, К	303	303	303	303
$T$ флюида на входе, К	573	573	573	573
$P$ флюида на входе, бар	300	300	300	300
Характеристика канала	$d = \text{const}$	$d/u_0 = 4-8; h_r/h_z = 1-2$	$d/u_0 = 1-4; 10^{-2}-10^{-5}$	$d/u_0 = 0,5-4; 10^{-2}-10^{-5}$
$\gamma$ , константа скорости кристаллизации, 1/с	$10^{-7}$	—	$10^{-5}-10^{-7}$	—
$D$ , коэффициенты диффузии, м <sup>2</sup> /с	—	—	—	—
Pe	10—100	—	2—200	2—200
Pe <sub>D</sub>	10—100	—	2—200	2—200
Re	10—100	2—200	2—200	2—200
Nu	—	10	5	5
Pr	—	1	—	—
Pr <sub>D</sub>	—	1	—	—

на стенках трещины:

$$\frac{\partial C}{\partial n} = 0, \quad (6.16)$$

где  $n$  — вектор нормали к стенке; на входе в трещину ( $z = 0$ )

$$C = C_{\text{вх}}; \quad (6.17)$$

на выходе ( $z = z_1$ )

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + u \frac{\partial C}{\partial r} + v \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{1}{\text{Pe}_g} \frac{\partial^2 C}{\partial r^2}. \quad (6.18)$$

$C_{\text{нас}}$  — функция, зависящая в общем случае от термодинамических параметров. Нелинейная система уравнений (6.2) — (6.18) описывает процессы тепло- и массопереноса в трещине переменного сечения с учетом поля скоростей  $\vec{V}$ . Численная схема описания тепло- и массообмена реализована нами с помощью алгоритма, в котором решение уравнения (6.14) с учетом (6.15) — (6.18) характеризуется относительно невысокой точностью. При решении этой чрезвычайно сложной задачи недостаточно учитывается изменение профиля канала в процессе кристаллизации минералов на стенках трещины. Иными словами, полученные данные наиболее полно характеризуют начальные моменты процесса.

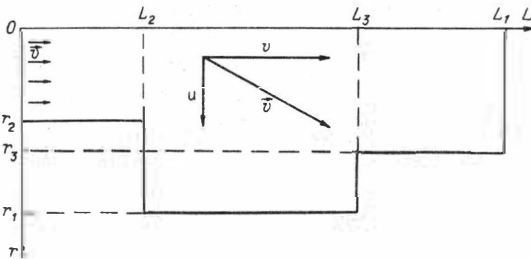


Рис. 6.28. Схема расчетной области  $G$ , в которой движется флюид со скоростью  $\vec{v}$ .  $L_1, L_2, L_3, r_1, r_2, r_3$  — точки, характеризующие геометрию области  $G$ .

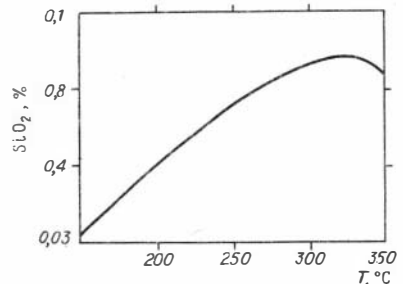


Рис. 6.29. Зависимость от температуры концентрации насыщения  $\text{SiO}_2$  в воде при давлении 300 атм.



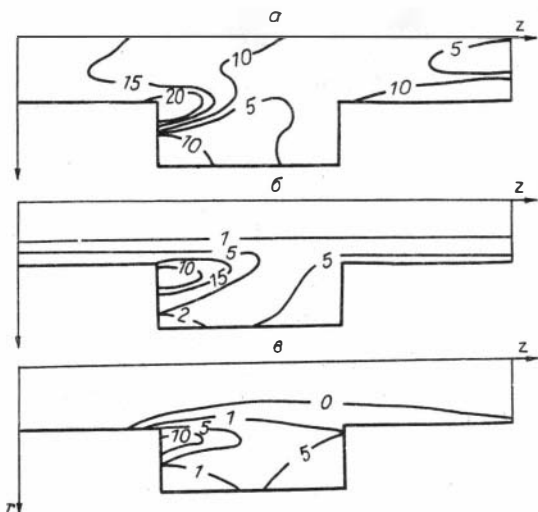


Рис. 6.30. Поле безразмерной скорости кристаллизации  $\dot{q} = q \cdot 10^{-5} \cdot 3,5$ , в относительных единицах для разных значений  $C_{вх}$ .

$Pe = Pe_d = Re = 200$ ,  $\gamma = 0,01$ ;  $C_{вх} = 1,25 \cdot C_{нас}$  ( $300^\circ$ ) (а);  $C_{вх} = C_{нас}$  ( $300^\circ$ ) (б);  $C_{вх} = 0,75 \cdot C_{нас}$  ( $300^\circ$ ) (в).

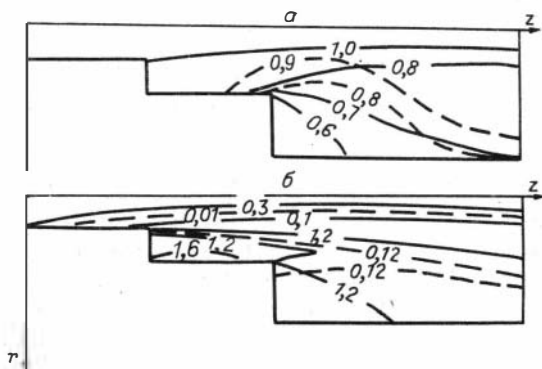


Рис. 6.31. Влияние константы скорости кристаллизации  $\gamma$  на распределение концентрации (а) и безразмерной скорости кристаллизации  $\dot{q} = q \cdot 10^{-5}$  (б).  $\gamma = 0,01$  (прямая линия) и  $10^{-3}$  (штриховая).

из-за малого влияния местных гидравлических сопротивлений при выбранных скоростях течения.

В табл. 6.1 и на рис. 6.29—6.33 даны структурные, гидродинамические и термодинамические параметры, для которых проводились вычисления и оценки их изменения в каналах различного начального профиля и диаметра.

Анализ полученных результатов показывает, что даже для ламинарных течений флюидов в открытых трещинах, в которых имеются резкие локальные вариации профиля, существенно изменяется скорость отложения из неизотермического потока. Характер изменения отложения зависит от гидродинамики, начальной концентрации раствора, «диффузионной» подвижности компонента. Раздувы, сужения, «карманы» в жилах выполнения формируются по механизму, выявленному экспериментально [Голубев, Шарапов, 1974] и описанному выше

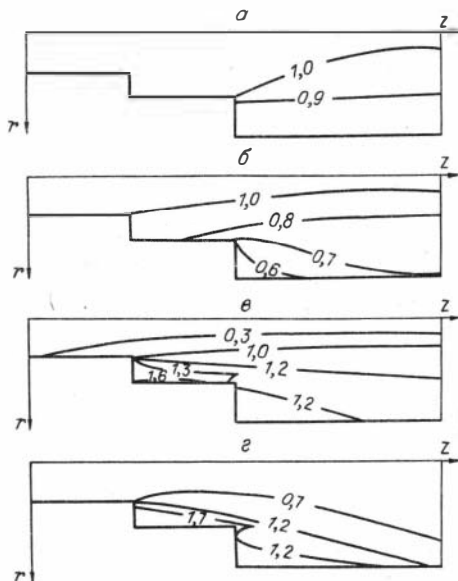


Рис. 6.32. Влияние коэффициента диффузии  $D$  на поле концентрации (а, б) и безразмерную скорость кристаллизации (в, г).  $\dot{q} = 10^{-5}$  для  $D = 10^{-7}$  (а, в) и  $D = 10^{-6}$  (б, г)  $m^2/c$ .

Численная реализация модели (6.2)—(6.8) проведена по методике [Субботин и др., 1979]. Для получения стационарных решений применен метод установления с помощью неявных разностных схем, при построении которых использовались направленные разности [Самарский, 1971]. Задача динамики отложения решалась для случая выпадения из раствора кварца, учитывалась в расчете кривая его растворимости, показанная на рис. 6.28. Изменение давления в локальных сечениях потока при изменении профиля трещины не учитывалось

количественно. Природа формирования рудных столбов в жилах действительно определяется большим числом параметров [Шахов, 1965], но главенствующей является гидродинамика потока.

### 6.7. ИЗМЕНЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ПО ПОТОКУ ФЛЮИДА И ЕГО АНОМАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН В РАЗЛИЧНЫХ ЗОНАХ ОФС

Как следует из данных изучения газовой-жидких включений (см. рис. 2.1), давления во флюиде при рудоотложении или отделении от магмы могут варьировать в широких пределах — от несколько более высоких, чем гидростатическое, до «сверхвысоких» — порядка 2—2,5 кбар. Рассмотрим эту проблему с точки зрения динамики фильтрации магматогенного флюида.

Количественный анализ поля давлений в различных структурах сводится к следующему. В главе III и Приложении I изложена физико-математическая модель ретроградного кипения кристаллизующейся магмы и как часть — эволюция поля давлений во флюиде с момента зарождения первых флюидных пузырьков. Последнее включает в себя массообменные процессы в области флюидогенерации — гетерофазной зоне — относительно летучих компонентов и последующей физико-химической эволюции обособившейся флюидной фазы. Напомним, что было получено уравнение закона сохранения массы (з. с. м.) для летучего растворителя (в обсуждаемой нами системе — вода)

$$(C_{H_2O})_t = C_{H_2O}^{Sat} \quad (6.19)$$

и примесного летучего компонента

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{(\rho_l f_l + \rho_s f_s k^{s-l} + \rho_g f_g K^{g-l}) C_l\} + \text{div} \{ (f_l \rho_l \vec{v}_l + f_g \rho_g K^{g-l} \cdot \vec{v}_g) C_l \} = \\ = \text{div} \{ (\rho_l f_l D_{l1} + \rho_g f_g K^{g-l} D_{g1}) \nabla C_l \}. \end{aligned} \quad (6.20)$$

Мы показали, что при отделении флюида от магмы давление в нем в первом приближении отвечает литостатическому, если магматический расплав не испытывает дополнительного сжатия за счет стресса или магматического столба на входе магмавода в камеру [Шарапов, Черепанов, 1968а]. Следовательно, в принципе давление во флюиде в любой точке ОФС над источником флюида не может быть выше давления в отделяющемся флюиде. При развитии процесса фильтрации перенос давления флюидом в первую очередь определяется проницаемостью среды, вязкостью фильтрующегося вещества, сжимаемостью флюида

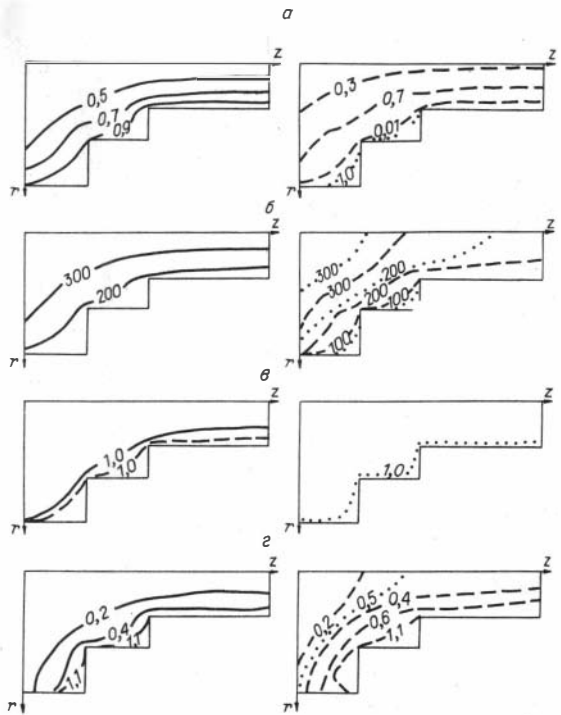


Рис. 6.33. Влияние скорости течения раствора на функцию тока  $\Psi$  (а), распределение температур (б), поля концентрации (в) и безразмерной скорости кристаллизации  $\dot{q} = \dot{q} \cdot 10^{-5}$  (г) в относительных единицах.

$Re=200$ ,  $v=10^{-5}$  м/час (прямая линия);  $Re=20$ ,  $v=10^{-6}$  м/час (штриховая линия);  $Re=2$ ,  $v=10^{-7}$  м/час (пунктирная линия).

и начальным перепадом давлений. В рассматриваемой системе в принципе может существенно меняться вязкость флюида, а также соотношения проницаемостей. Следовательно, можно ожидать заметные изменения давления при разных реализациях проницаемостей по разрезу системы. Обсудим этот вопрос на основе предложенной выше (см. гл. III) модели ретроградного кипения магмы. В ней в качестве первого приближения предполагается, что в гетерофазной зоне выполняется соотношение

$$P|_{z_E} \approx P|_{z_p} \approx P_{\text{литост}}|_{z_p}. \quad (6.21)$$

Другой («нижней») оценкой является

$$P|_{z_E} \approx P_{\text{литост}}|_{z_E}. \quad (6.22)$$

В основу этих уравнений положен тот факт, что давление в газе при ретроградном кипении может оцениваться по (6.21). Если учесть размеры области  $T_S \div T_{NS}$  (от границы солидуса до фронта насыщения магмы водой), то легко видеть, что в условиях значительных давлений в области кровли интрузивов верхняя оценка  $\Delta P \approx 200$  бар при ширине зоны кипения не более 1 км несущественно скорректирует величину расхода флюидов и в модельных построениях. Поэтому принятие условий (6.21) и (6.22) вполне оправдано.

Поскольку в целом количественная термодинамическая модель строится нами строго, то, естественно, должен быть проведен последовательный анализ движущих сил процесса.

Существенным для описания процесса формирования связанных пор является использование феноменологической зависимости [Черепанов, Попов, 1982]

$$\dot{f}_n \simeq \varepsilon \dot{f}_p. \quad (6.23)$$

Физический смысл (6.23) приближенно заключается в следующем: с момента вскипания расплава на известной глубине в течение всей дальнейшей кристаллизации флюидопроводящие поры осредненно занимают усадочный объем (приблизительно), связанная газовая проводящая пора, которая может флюктуировать по ширине  $\dot{f}_g$ , имеет «конусообразную форму» с расширением вблизи фронта солидуса. То есть твердо-жидкая часть гетерофазной зоны, по существу, является пористым твердым телом, но с весьма сложным характером механизма взаимодействия интерстициальной силикатной жидкости и газовой фазы. Суть его состоит в том, что по длине газовой поры имеется сложный механизм растворения — выделения летучих по мере изменения давления и температуры со временем в каждой точке указанного интервала  $T_S - T_{NS}$ . Это отражено в уравнении (6.20) в его левой части. В (6.19) и (6.20) учтены возможные стоки и источники веществ на границе взаимодействия флюидной фазы и силикатной жидкости. При этом расход флюида  $\omega$  есть функция  $\dot{f}_g$ , и в общем случае на границе солидуса

$$\dot{f}_g|_{z_E+0} \neq \varepsilon \dot{f}_p. \quad (6.24)$$

Качественно возможная ситуация отражена на рис. 6.34, 6.35. Из уравнения состояния флюида (см. гл. III)

$$\rho = \rho_0 [1 + \beta (\bar{P} - P_0) - \alpha (\bar{T} - T_0)], \quad (6.25)$$

известных значений  $\beta$  и  $\alpha$  в интервале магматических температур, по напору  $\Delta P$  в гетерофазной зоне можно заключить, что

$$\rho(P_0) \simeq \rho(\bar{P}) \simeq \rho(P_{\text{литост}}), \quad (6.26)$$

т. е. флюид практически слабо сжимаем в рассматриваемых условиях. Поскольку времена релаксации поля давлений много меньше таковых тепловых процессов, а процессы теплового расширения и сжатия при увеличении  $P$ ,  $T$

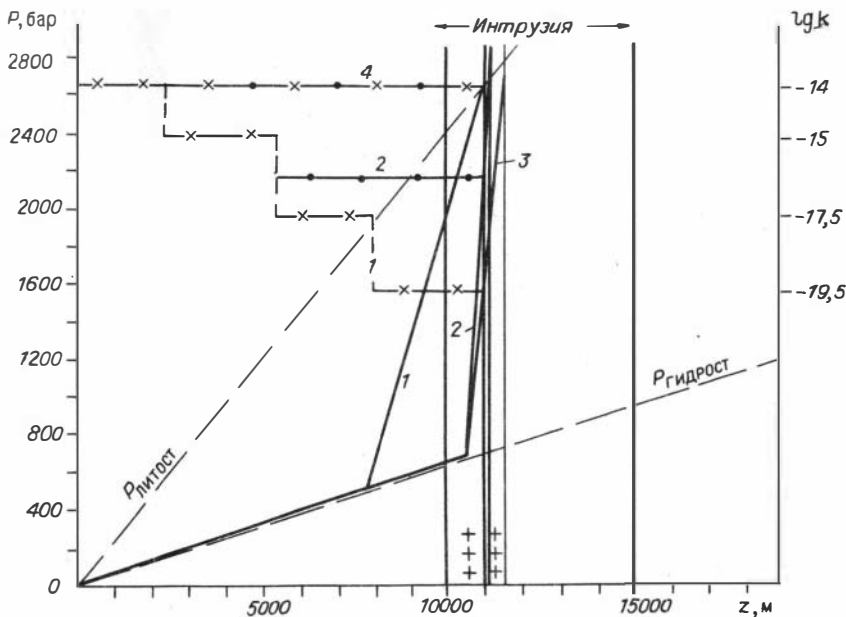


Рис. 6.34. Поле давлений во флюиде при кристаллизации абиссального гранитного интрузива с  $T_0=1330$  К,  $T_L=1310$  К,  $C_{2O}=3$  мас. %.

1 — давление (жирная линия) при начальной функции проницаемости  $k$  (тонкая линия с крестиками),  $t=580$  тыс. лет,  $\omega=1,2 \cdot 10^{-10}$  м/с; 2 — структурная перестройка (тонкая с жирными точками) кровли при достижении кристаллической коры мощности 1000 м,  $t=590$  тыс. лет,  $\omega=4,5 \cdot 10^{-10}$  м/с; 3 — то же,  $t=680$  тыс. лет,  $\omega=2 \cdot 10^{-10}$  м/с, время раскристаллизации 705 тыс. лет; 4 — структурная перестройка с возникновением еще более проницаемой области фильтрации (крестики и точки), приводящая к аналогичным результатам.

действуют «противоположно», то отношение проницаемостей интрузивной породы и гетерофазной зоны  $k^{in}/k_m$  обратно пропорционально градиентам давления в изверженной породе и в гетерофазной зоне кристаллизующейся магмы.

На фронте солидуса в условиях  $\bar{P} > P_{литост}(z_E)$  «мгновенно» по сравнению с динамикой теплового и концентрационного полей перераспределение флюидной фазы приведет к созданию с неким новым значением  $\bar{f}_g$  и плотностью  $\rho(\bar{P})$  поры с выполнением условия

$$P_{фл} = P_{общ} = \bar{P}. \quad (6.27)$$

Строгая постановка задачи требует, таким образом, совместного решения уравнений (6.19), (6.25), а также учета

$$C_{H_2O}(\bar{P}) \geq C_{H_2O}^{Sat}$$

и уравнения Дарси с определенной моделью пористой фазы при расчете  $k_m(f_g)$ . Из проведенного анализа можно сформулировать следующие важные для генетических построений выводы:

1. Расход флюида определяется темпом кристаллизации, начальной концентрации летучих и динамикой формирования порового пространства в твердофазной зоне кипения, а также характером проницаемости пород во всей надинтрузивной толще вплоть до поверхности земли или морского дна. Иными словами, нестационарная термодинамика кристаллизации **кипящих** магм непосредственно зависит от петрофизических характеристик **вмещающих** и интрузивных пород, т. е. функции проницаемости от уровня вскипания до дневной поверхности.

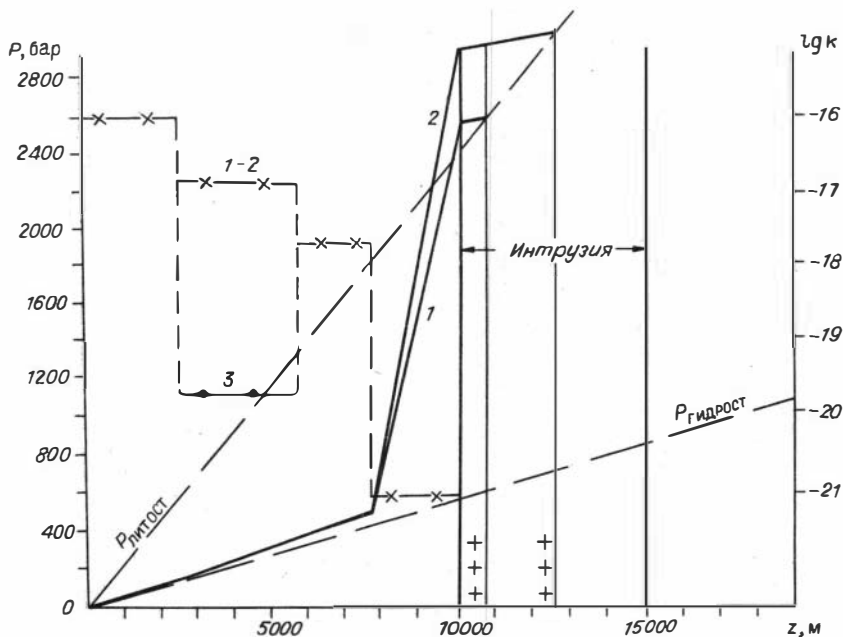


Рис. 6.35. Поле давлений во флюиде при кристаллизации абиссального гранитоидного интрузива с  $T_0=1320$  К,  $T_L=1275$  К,  $C_{20}=3$  мас. %.

1 — давление (жирная линия) при ступенчатой (крестики) функции  $k(z)$ ,  $t=340$  тыс. лет; 2 —  $t=630$  тыс. лет; 3 — наличие зоны пониженной проницаемости (см. рис. 6.34). Время раскристаллизации 645 тыс. лет, исчезновения тепловой аномалии интрузии 2400 тыс. лет. Более сложная функция  $k(z)$  (3) приводит к аналогичным результатам.

2. Давление во флюидной фазе в кипящей магме как открытой системе (закрытых магматических систем, строго говоря, не бывает, так как любая порода обладает проницаемостью отличной от нуля) на фронте солидуса не может превышать литостатическое в точке вскипания с поправкой на гидростатику собственно флюидной фазы (ею без потери общности можно пренебрегать). При развитии в гетерофазной области больших напоров  $\Delta P \sim 500-600$  бар неизбежно будут иметь место явления гидроразрыва пород кровли [Поспелов, 1973; Бернэм, 1982]. Однако при ширине области кипения до 1 км и более, если не происходит структурных изменений в области фильтрации, обычной может быть ситуация

$$P_{\text{фл}} > P_{\text{литост}}(z_E) \quad (6.28)$$

и справедливой будет оценка (6.21).

Если даже представить себе ретроградное кипение в закрытой системе, что обсуждается многими авторами [Бернэм, 1982; Косухин и др., 1984; Рейф, 1985; и др.], проблема соотношения объемов фаз, учет прочности пород не должны приводить к предполагаемому локальному возрастанию давления во флюиде, превышающему на 1—2 кбар литостатическое в области насыщения магмы летучим.

Распределение давления в ОФС для различных структурных ситуаций, рассчитанное для модели ретроградного кипения, приведено на рис. 6.34—6.36.

Очевидны следующие особенности изменения  $P_{\text{ф}}$  в системе в зависимости от структуры проницаемых зон: 1) при увеличении проницаемости в зоне фильтрации к поверхности земли давление во флюиде ниже литостатического в любой точке ПФС; 2) при наличии области низкой проницаемости в любой части

Рис. 6.36. Поле давлений во флюиде в зависимости от различных структурных ситуаций в области фильтрации (а—г).

Жирная линия — давление  $P$ , крестики — проницаемость  $k(z)$ , тонкая со штриховой — двухфазная кривая. Пространственная координата  $\xi$  и давление  $P$  приведены в безразмерной форме.

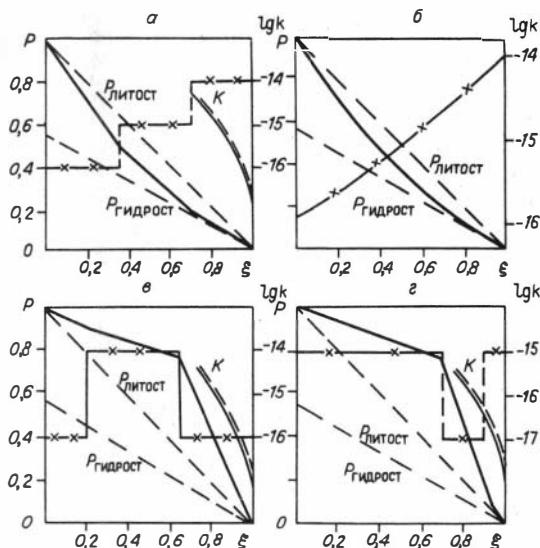
разреза ОФС давление во флюиде будет выше литостатического в данном сечении системы. При этом, чем ближе к поверхности земли располагается флюидоупор, тем существеннее возрастает давление в системе под флюидоупором. При уменьшении проницаемости пород на два порядка давление во флюиде может превысить литостатическое для этой части системы в 2—2,5 раза. Иными словами, из проведенных расчетов следует, что величины  $P_{\phi} \sim 2\text{—}2,5$  кбар на глубинах 4—5 км от поверхности земли, которые получены при изучении включений, не следуют из модели магматического источника флюида. Вероятно, необходимы специальные методические исследования для оценки реальности  $P_{\phi}$  такого рода.

## 6.8. СТАДИЙНОСТЬ РУДОБРАЗУЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

**О природе стадийности процессов минералообразования в ОФС** дискуссия продолжается несколько десятилетий. В работе И. Н. Кигая [1979] суммированы основные аспекты дискуссии. Полученные нами результаты позволяют добавить к уже известному по данной проблеме два момента: 1) ритмическое отделение флюида от расплава при ретроградном кипении возможно до наступления объемного насыщения остаточного флюида при определенном и вполне «обычном» сочетании проницаемостей вмещающих и изверженных пород (см. разд. 6.3); 2) периодическое прекращение фильтрации обычно при проявлении парового ГБ (см. разд. 4.6).

При этом периоды прекращения фильтрации флюида первого типа по времени на порядки больше, чем второго. Уже только комбинация этих факторов может привести к довольно сложной стадийности минералообразования. Если учесть, что даже в случае наличия непрерывного потока флюида в проницаемой зоне изменение ориентировки векторов тензора напряжений приводит к существенному изменению температуры в различных ее участках [Леонов, 1985], то не приходится сомневаться, что стадийность (прерывистость) минералообразования является обязательным свойством эволюции ОФС.

Здесь необходимо сделать лишь одно замечание в связи с предполагаемой динамикой ретроградного кипения магм. В высказываниях многих специалистов постулируется прерывистость ретроградного кипения без решения самой задачи динамики отделения летучих [Смит, 1968; Николаев, Доливо-Добровольский, 1961; Бернэм, 1982; Рябчиков, 1975; и др.]. Как показано в главах III, IV, при охлаждении магмы в камере любого состава лишь два структурных фактора могут привести к прерывистости кипения: появление дренирующей трещинной зоны и упоминавшееся соотношение  $k^{in}$  и  $k^m$ . В общем же процесс перманентен; это необходимо иметь в виду при качественном обсуждении диаграмм состояния, когда делаются попытки их использования для истолкования состава флюида,



отделяющегося от магмы в разные моменты кристаллизации плутонов. В противном случае возможны глубокие заблуждения в трактовке механизма кипения и геохимических следствий, вытекающих из предположений о нем.

О флюидных волнах кислотности-щелочности дискуссии продолжают в отечественных работах более трех десятков лет. Известны разные соображения о причинах смены состава флюида в процессе эволюции ОФС. В последнее время их природу начали толковать с точки зрения агрегатного состояния флюида при отделении от магмы [Жариков и др., 1982] или расслоения флюида в надынструзивной зоне минералоотложения [Кига́й, 1979]. Возможность одновременного выделения двух флюидов в субсолидусной области обсуждается в главе VII достаточно подробно. Довольно сомнительна эта ситуация еще и потому, что такого рода «волны» проявляются в ОРМ, которые сформировались из флюидов, отделившихся от магмы явно при «закритических», по И. Д. Рябчикову [1975], давлениях. Поэтому естественнее их связывать с явлениями расслоения гомогенного магматического флюида при температурах ниже  $T$  солидуса магмы при фильтрации его в проницаемой надынструзивной зоне или, вернее, за границей затвердевания магмы. В этом смысле указанные схемы могут служить для объяснения наблюдаемых соотношений. Возможные ситуации при такого рода изменениях состава флюида рассматривались, в частности, И. Н. Кига́ем [1979] и К. Бернэмом [1982]. При наличии данных о составе флюида при  $T_s$  возможные ситуации можно описать в равновесном приближении для газовой смеси растворов и минералов пород с использованием подхода, развитого, например, И. К. Карповым [1981].

Реализация возможности реставрации элементов гидродинамики по данным изучения внутреннего строения и морфологии рудных тел и околорудных пород давно привлекала геологов и горных геометров. По-видимому, К. Ф. Ермолаев [1957] (устное сообщение) в конце 40-х годов последовательно развил подходы горной геометрии к выявлению возможной структуры «рудноносных потоков», воспользовавшись позже также идеями Г. Л. Поспелова [1962] о структурно-функциональных зонах ФС [Ермолаев, 1972]. Вульгаризированный подход этого автора широко использовался П. Ф. Иванкиным [1970] и его последователями. В последние годы подобные построения широко применяются А. С. Лапуховым [1975; Лапухов и др., 1986] и др.

Нами решались задачи динамики рудообразования в ОФС на ГБ в одно- и двумерном приближении, результаты которых позволяют внести ясность в некоторые моменты использования методов реставрации гидродинамики ОФС по материалам изучения морфологии рудных тел и их внутренней структуры. Постановки этих задач подробно изложены в главах III—VI, поэтому мы укажем лишь наиболее необходимое для рассматриваемого вопроса. Несовпадение геометрии потока формы, а также внутренней структуры рудного тела несложно показать на примере решения двумерной задачи тепло- и массопереноса в однородно проницаемой трещинной зоне (см. рис. 6.16—6.20). Для «восстановленного» температурного поля одного из оловорудных месторождений Приморья похожая ситуация описана в литературе [Зональность. . ., 1980]. Неоднородности содержания компонентов в рудном теле для любого типа строения флюидопроводящей зоны связаны в первую очередь с флуктуациями скоростей течения флюида.

Чем выше скорость фильтрации рудоносного раствора, тем более богатые руды могут формироваться при однородном литологическом составе пород. Но зоны обогащения руд не есть слепок линий тока, как и морфология рудного тела или рудной зоны не есть «слепок» потока флюида за исключением случая формирования жил выполнения (если это не система альпийских жил).

Общее направление течения флюида можно определить по изменению положения изоград, границ между метасоматическими зонами, изученной «плот-

ности трещиноватости». Попытки «прямого» рисования стрелок, показывающих линии тока, по распределению содержаний компонентов в рудных телах [Лапухов и др., 1986] могут не только не отражать реальной картины, но и противоречить законам гидродинамики. Рассмотрение ряда реставраций такого типа показывает, что авторы предполагают фильтрацию растворов в область больших давлений в фильтрующей колонне.

В связи с отстройками такого рода в некоторых отечественных работах предполагаются физические «эффекты», изобретение которых связано или с невежеством в понимании физико-химической динамики, или с глубокими заблуждениями их авторов. Так, несколько замечаний необходимо сделать относительно определения зоны перехода закритического флюида в гидротермальный раствор, об адиабатическом или изоэнтальпическом «расширении» магматического газа и ряде других эффектов, которые имеются в виду в современных генетических построениях, о природе магматогенных рудных месторождений, в которых им придается иногда гипертрофированно большое значение. В общей записи уравнений переноса энергии и импульса эти эффекты нами учитывались. Численные оценки их значимости показали, что расширением флюида в гидравлически связанных системах (а именно такими являются рассматриваемые нами) этот эффект имеет второй или третий порядок малости. Следовательно, эффектные рассуждения о «саморасширении» флюидных рудообразующих систем являются, скорее, плодом самовнушения их авторов, нежели реальным фактором рудоотложения.

Фактически не удастся установить в отношении энергетических эффектов и зону «гетерогенизации» закритического флюида при его переходе в жидкость. Здесь трудно локализовать зону одновременного наличия газа и жидкости, которые имеются в области перехода, подобно тому, как удастся это определить для изоэнтальпийного двухфазного купола водяного пара разной влажности [Гиршфельдер и др., 1961]. Однако наличие размытого фазового перехода закритического флюида в жидкий (паровой) фиксируется по тем скорости фильтрации с максимальными градиентами вблизи критической температуры, что не имеет ничего общего с «закрытыми» эксплозиями и т. п. «эффектами», которые приписывают этой области перехода из одного состояния флюида в другое.

В литературе имеются высказывания об особой роли «термостатирования» магматогенных систем, развивающихся в термоградиентных зонах, в том числе и ОФС [Летников, Нарсеев, 1985]. Из изложенного в главах III—V непонятно, какое отношение такая ситуация (с одной стороны, трудно обосновываемая с точки зрения динамики теплообмена в ОФС) может иметь к природе ГБ, на которых происходит рудообразование. К сожалению, в упомянутых работах в явном виде не раскрыто существо влияния «термостатирования» флюида на тот или иной ГБ, а поэтому сложно более последовательно обсуждать эту точку зрения на основе решения задач динамики тепло- и массообмена в ПФС. Если толковать «термостатирование» как квазистационарное распределение температур в фильтрующихся потоках флюидов, то в этом есть определенный резон для относительно коротких промежутков времени их эволюции, когда расход флюида в источнике меняется незначительно, а температурный профиль в надынструвизной проницаемой зоне в целом уже сформировался. Примером «живучести» заблуждений в генетических построениях является довольно широкое хождение до сих пор предположения Г. Л. Пospelova [1962, 1973] о существенной роли «застойных гидродинамических зон» в интенсивном проявлении метасоматического рудообразования.

В главе VI ясно показано, что ситуация должна быть прямо противоположна предполагаемой данным исследователем. Об этом же свидетельствует практика использования проточных химических реакторов и математического



моделирования гетерогенного синтеза соединений в них [Чермак и др., 1972]. К сожалению, несмотря на обоснованную критику, в отечественной литературе продолжают процветать рассуждения о роли «закрытых эксплозий», «автобрекчировании при гетерогенизации и саморасширении» флюидных систем и магматических тел; можно даже встретить указания о «росте энтропии» во флюидных системах в надынтрузивной зоне и т. п.

Чем больше известность изобретателя, тем более живучи предложенные им «эффекты» в работах доверчивых последователей. В этой связи можно упомянуть известную схему К. Бернэма [1982] возрастания давления при ретроградном кипении, основанную на неверной оценке возможности фильтрации флюидов через нетрещиноватые горные породы при наличии их «естественной» проницаемости порядка  $10^{-20} - 10^{-21}$  м<sup>2</sup>.

Вероятно, такого рода «феномены» в геологической литературе исчезнут только с развитием строгих постановок задач динамики переноса тепла и массы в магматогенных процессах.

В данном разделе мы попытались обратить внимание на те аспекты генезиса ОРМ, обсуждение которых можно вести с учетом полученных в этой работе численных результатов. Они же позволяют корректировать развиваемую нами «волновую» модель эволюции плутогенных рудных месторождений [Шарапов, 1972; Голубев, Шарапов, 1974; Шарапов, Черепанов, 1985а]. Уже достаточно давно Г. Л. Поспеловым [Поспелов, Лапин, 1961] было показано, что железооруденение в связи с «железоносными» магматическими комплексами проявляется на различных уровнях в земной коре, как теперь принято говорить, в форме различных формационных типов в пространственной ассоциации с разными структурными формами магматизма: эффузивно-осадочные (с лавовыми потоками), субвулканические гидротермальные (с дайками и мелкими штоками, факолитами и т. д.), мезоабиссальные и гипабиссальные метасоматические (с морфогенетическими зонами плутонов). При этом рудная зона представляет собой определенное рода эшелон рудных тел, когда выклинка одной серии рудных тел не означает затухания оруденения в рудной зоне. В целом же весь комплекс структурных форм магматизма от глубинного очага генерации магмы и до вулканического сооружения на поверхности земли с сопутствующими гидротермальными системами составляет «магматогенную корону», являющуюся закономерной формой диссипации ее внутренней энергии [Поспелов, 1970]. Сейчас эти идеи трансформировались в представление о существовании так называемых рудномагматических систем [Сотников и др., 1983; Мазуров, 1985; и др.] или таких парагенезисов форм магматизма и флюидных систем, которые составляют некую общую колонну со специфическими структурными и временными комбинациями на разных уровнях литосферы. Они выражаются в месторождениях структурными соотношениями изверженных и околорудных пород, а также руд.

Изложенный в данной работе материал подтверждает правдоподобность существования такого рода систем. Более того, сложнее, по-видимому, обосновать преобладание обратной картины, которая мыслилась в упомянутых ранних схемах ортомагматических месторождений — генетическая связь оруденения с крупным конкретным гипабиссальным интрузивом в надкупольной или иной экзо- и эндоконтактной части массива.

Этот вывод принципиален, поэтому еще раз суммируем основания, позволяющие прийти к такому заключению: 1) охлаждение квазиэвтектоидных магм в термодинамических условиях абиссальной магматической фации глубинности обеспечивает накопление рассеянных элементов и летучих в процессе направленной кристаллизации существенно выше их начального содержания в магме. В субвулканических и гипабиссальных подобного состава интрузивных массивах сомнительно какое-то заметное увеличение содержания летучих или рас-

сеянных элементов при направленной кристаллизации. Возникающие в связи с гипабиссальными массивами ОФС при затвердевании котектических магм эфимерны, так как время их существования мало; 2) наблюдаемую последовательность становления предрудных гипабиссальных плутонов (внедрение интрузивных даек, фаз, динамика их температурного поля) трудно согласовать с выявленными температурными особенностями формирования залегающих в их ореольных зонах месторождений; 3) рассчитываемые при математическом моделировании черты динамики температурного поля ОФС не согласуются с наблюдаемыми в реальных месторождениях, если использовать модель генетической связи месторождения с гип- или мезоабиссальным интрузивом, вскрываемым эрозией или при разведке рудных тел. Таким образом, обсуждавшаяся ранее нами схема динамики рудообразования для ПРМ [Шарапов, 1972; Шарапов, Черепанов, 1986а, б] требует корректировки относительно положения «источника» флюида, а также динамики отделения флюида с учетом начального состава магм. Высказанные в ней соображения ближе всего согласуются со случаем затвердевания квазиэвтектических магм.

При объемной кристаллизации расплавов появление «волн» флюидов объясняется так, как это говорилось выше о причинах развития стадий в эволюционирующих ОФС. Заметим, что наибольшие сложности в применении схемы «глубинного» источника имеются при рассмотрении генезиса редкометалльных месторождений, хотя в них наиболее разительны температурные несоответствия между температурой отложения руд и возможным распределением  $T$  при охлаждении предрудных интрузивных тел. Эти трудности связаны прежде всего с удивительно узким (во многих месторождениях) вертикальным диапазоном развития оруденения и приуроченностью его к контакту предрудных гипабиссальных интрузивов. Возможно, в полученных до сих пор постановках задач динамики кристаллизации магм и механизме интрудирования не учтены какие-то неизвестные факторы.

#### **6.9. О ЛОКАЛЬНОМ ПРОГНОЗЕ СКРЫТОГО ОРУДЕНЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИЗУЧЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ОФС**

Локальный прогноз скрытого оруденения — наиболее важная и самая сложная прикладная задача теории эндогенного рудообразования. Существует ряд подходов к ее решению: 1) определение структурно-магматических критериев [Королев, 1962; Поспелов, Лапин, 1961; и др.]; 2) изучение геохимических ореолов [Сафронов, 1971; Геохимические критерии, 1973]; 3) выявление геолого-геофизических критериев оценки глубин распространения [Локальный прогноз... , 1985]; 4) минералого-петрографические методики определения зональности околорудных пород [Коржинский, 1953; Шахов, 1965; Ермаков, Долгов, 1979]; 5) использование статистических методов для определения тенденций распространения оруденения на глубину и фланги [Дэвис, 1967; Дубов, 1974]. Эти подходы выработаны на основе большого количества полевых наблюдений и их обобщения на базе качественных генетических моделей рудообразования. Разработка количественных моделей динамики рудообразования позволила дополнить эти методики оценками глубины залегания рудных тел по виду функции распределения компонентов в геохимическом ореоле [Дубов, 1974] и характере отложения руд на данном геохимическом барьере [Голубев, 1981]. Именно в этом направлении, скорее всего, и будет в дальнейшем развиваться углубление методов локального прогноза. Пока не просматривается более информативное направление. Действительно, основная задача локального прогноза скрытого оруденения состоит в том, чтобы на основе некоторых признаков определить глубину залегания рудного тела (рудной зоны), возможные размеры области развития оруденения, прогнозировать распределение

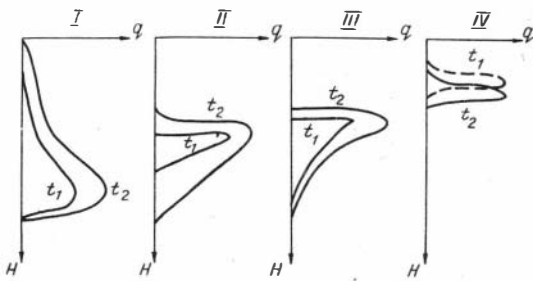


Рис. 6.37. Типы концентрационных кривых отложения компонентов на геохимических барьерах.

*I* — температурный ГБ; *II* — паровый ГБ конденсации при движении фазовой границы по потоку; *III* — паровый ГБ испарения при движении фазовой границы навстречу потоку флюида; *IV* — «щелочной» ГБ (при  $k_1 = k_2$ ).

рудного компонента и вид нижней выклинки скопления рудного вещества. А это и есть описание (определение) трехмерной функции распределения рудного компонента в твердой фазе в задаче динамики гетерогенного массообмена при эндогенном рудообразовании. Построение функции распределения связано в свою очередь с определением вида ГБ или ряда барьеров, на которых накапливалась рудная масса. Отсюда первой задачей локального прогноза скрытого оруденения является определение ГБ, локализовавших оруденение. Решается она с помощью структурно-минералогических исследований на основе известных в теории эндогенного рудообразования методов [Смирнов, 1982].

Практические задачи локального прогноза имеют в зависимости от уровня изучения объектов два существенно разных аспекта: поисковый и разведочный. Первый решает вопрос оценки геохимической аномалии и определения глубины рудного тела в продуктивной аномалии. Второй появляется практически тогда, когда ведется разведка или отработка месторождения, а его фланги и глубокие горизонты не освещены бурением и есть необходимость оценить вероятный вертикальный размах рудной зоны, возможный вид выклинивания ее боковых и нижнего флангов. Отметим, что поисковый аспект локального прогноза уже достаточно полно освещен и нет особой необходимости к нему возвращаться, поскольку мы не получим принципиально новых результатов в сравнении с уже решенными задачами в работах В. С. Голубева [1981] и Р. И. Дубова [1974].

По-видимому, более полезно рассмотреть существующие подходы оценок вертикального размаха оруденения и возможного вида нижней выклинки на основе количественного описания отложения руд на различных геохимических барьерах.

На рис. 6.37 показаны качественные типы кривых распределения на основных физико-химических ГБ. Здесь не приведены кривые для литологических и структурных ГБ, которые теоретически построить пока не представляется возможным по вполне очевидным причинам — не известны законы локального изменения открытых полостей и состава пород для данной рудной формации. Эти особенности индивидуальны для каждого месторождения и могут решаться только при изучении конкретных объектов. Анализ же полученных теоретических типов кривых распределения для «термодинамических» ГБ позволяет наметить некоторые практические шаги в локальном анализе скрытого оруденения.

Естественным первым шагом в нем является исследование вида трендов распределения рудных компонентов в конкретном месторождении. Второй шаг должен состоять в том, чтобы выявить типы или тип ГБ ответственных за появление руд. Это можно сделать путем формального сопоставления полученных кривых распределения рудных компонентов и теоретических кривых для отдельных ГБ.

Необходимо иметь в виду, что при формировании рудных тел могли проявиться несколько ГБ, а в нижней части рудной зоны могут сопрягаться области выщелачивания и отложения [Голубев, 1981]. Нет также оснований, как это

делает Р. И. Дубов [1974], для утверждения о существовании «универсального» типа кривых распределения. Этот исследователь предлагает поступать весьма просто — считать, что верхняя часть кривой распределения является зеркальным отражением неизвестной нижней ее половины. Отсюда прогноз на глубину сводится к повороту вокруг оси симметрии известной части кривой распределения. Даже учет простейших ситуаций (см. рис. 6.37) позволяет утверждать, что при таком подходе можно получить глубоко ошибочные оценки. В случае температурного ГБ будет существенно завышен, а для парового ГБ занижен возможный вертикальный размах оруденения и неверно оценен вид нижней выклинки рудной зоны.

Локальные флукутации структуры проницаемых зон на глубину и фланги, в свою очередь, существенно сказываются на виде кривых распределения, что ясно показано А. А. Игнатовым и др. (устное сообщение) (см. разд. 6.7).

Любопытны в этом отношении и типы первичных ореолов рассеивания для разных ГБ. Из анализа кривых рис. 6.37 очевидно, что обнаружение рудных тел по первичным ореолам наиболее благоприятно для ГБ I, III и IV типов. При проявлении фазового барьера не формируется широкого и ясно выраженного геохимического ореола. Эта же ситуация характерна и для литологического барьера.

К сожалению, пока весьма сложно разработать методику локального прогноза на основе развитого выше подхода из-за больших неопределенностей в начальных и граничных условиях эволюции ОФС, а также из-за скудной экспериментальной информации о кривых растворимости, о формах переноса рудных элементов, константах их нестойкости и скоростей реакций.

Полученные нами результаты могут быть полезны, как уже говорилось, в сочетании с отстроеными трендами или сплайнами распределения рудных компонентов для обоснованных экстраполяций за пределы контура, освещенного разведкой, к также структурного анализа с использованием современных машинных методов обработки информации. Пока не просматривается единого универсального подхода в разработке критериев локального прогноза скрытого оруденения. Это комплексная геолого-геофизическая задача, успешное решение которой пока не может быть связано с использованием какой-то одной методики. Для каждого формационного типа ОРМ требуется индивидуальный (специфический) комплекс методик, среди которых математическое моделирование эволюции ОФС еще долго будет играть вспомогательную роль. Для разъяснения высказанных выше соображений обсудим следующие схемы развития процессов рудоотложения.

На рис. 6.37 показаны виды концентрационных профилей, типичных для соответствующих ГБ. Однако они могут выглядеть иначе для более сложных режимов пограничного теплообмена и при сочетании ГБ в пространстве и времени в области фильтрации. Рассмотрим несколько наиболее вероятных ситуаций проявления температурного и щелочного ГБ.

Главная причина возможности смешения с метеорными водами, находящимися в состоянии циркуляции с напорами немногим выше гидростатического, — значительно пониженные давления в магматическом потоке флюида уже на контакте кровли интрузивной камеры с вмещающими породами. Основной фактор движения отделяющегося флюида — практически литостатическое давление в нем быстро падает в восходящем потоке при попадании флюида в более (или много более) проницаемые среды — дренажные колонны и т. д. Величины проницаемости могут различаться по пространству весьма существенно, и тогда давление во флюиде ненамного превосходит гидростатическое (упрощенная аналогия — закон Бернулли для несжимаемой жидкости).

Тепловой напор при «преодолении» флюидом области смешения может быть значительным. Внутри плюмажа надкритический флюид имеет давление

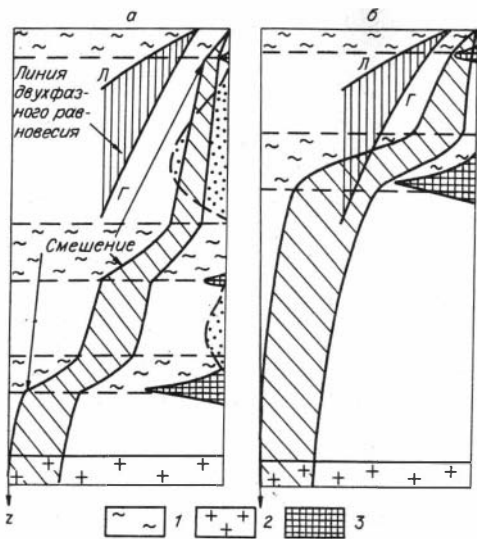


Рис. 6.38. Качественная схема ОФС.

а — при наличии глубинных областей смешения (1) ювенильного потока от магматического источника (2) с метеорными водами; максимумы концентрационных профилей приурочены к областям смешения и участкам монотонного уменьшения  $\text{grad } T$  (помечены точками) (3); б — то же самое при смешении на небольших глубинах в пределах пространственной области существования линии двухфазного равновесия для водно-солевого флюида (как функции состава флюида и давления в нем — литостатического (Л) и гидростатического (Г) в предельных ситуациях). ОФС разгружается в приповерхностных условиях в зону грунтовых вод, либо сильно обводненную дневную поверхность (дно водоёмов).

больше гидростатического, что принципиально и является условием отсутствия смешения. По контуру плюмажа плотность (давление) флюида возрастает (уменьшается), приближаясь к таковой метеорных вод, и происходит смешение, количественные параметры которого определяемы только в извест-

ном геологическом разрезе всей системы. Качественные параметры приводятся на рис. 6.38, а для областей смешения, в которых отсутствуют фазовые переходы во флюиде. Для столь глубинных зон характерны, по-видимому, отложения высокотемпературных минералов. Такие зоны смешения должны характеризоваться сильным окремнением, поскольку кроме температурного здесь обязательно «работает» щелочной геохимический барьер (и окислительно-восстановительный).

Линия двухфазного равновесия пар — жидкость определяется прежде всего давлением и солевой нагрузкой флюида. Наиболее вероятный ее профиль должен «тяготеть», скорее, к гидростатическому, поэтому для достаточно соленых флюидов возможны фазовые переходы до глубин 4—5 км, для слабо-соленых до 2,5 км.

Сектор температур, обозначенных на рис. 6.38, соответствует эволюции  $T$ -поля во времени в процессе ретроградного кипения. На рис. 6.38, б показано смешение с метеорными водами в пределах области существования двухфазной линии пар — жидкость. В процессе смешения надкритический флюид с повышенным давлением в центральной части плюмажа постепенно остывает, превращаясь в пар, который затем конденсируется. Фронт фазового перехода реально размыт в пространстве и представляет собой монотонный переход пар — пар с капельками воды — вода с пузырьками пара — водный конденсат. Как и в первом случае, в приповерхностной зоне имеется зона вторичного смешения в обводненных разуплотненных осадочных слоях выше базиса дренирования грунтовых вод.

Монотонное падение температуры возможно только после резкоградиентного первого уровня смешения, когда магматический флюид, будучи не в состоянии «пробить» водоносный горизонт, создает плюмаж в форме факела, активно смешивается выше по разрезу с холодными метеорными водами, что обязательно должно сопровождаться выпадением некоторых полезных компонентов, по крайней мере, на двух геохимических барьерах — температурном и щелочном (в данных примерах они тесно коррелируются в пространстве). Ситуация, изображенная на рис. 6.38, а, представляется наиболее вероятной. Данные разбуривания современных термальных систем мира [Эллис, 1982; Геохимия. . ., 1982] свидетельствуют о том, что на глубинах до 2000 м гидротермы являются водными растворами в большинстве случаев. В областях монотонного падения

температуры формируются стационарные температурные барьеры, на которых в зависимости от начальных концентраций, величин растворимости и степени «возмущения» химического состава (процент смещения, например) концентрируются те или иные компоненты. Последняя проблема была исследована нами ранее [Аверкин, Шарапов, 1986], а также обсуждалась в разделах 4.6, 5.3. На рис. 6.38, а приведен один из примеров, где качественно показано концентрирование минералов с положительной функцией растворимости (от температуры) в развитии модели многократного смешения. Величины максимумов в области смешения и монотонного изменения  $PT$ -параметров могут соотноситься по-разному. Чем выше  $C_0$  компонента в отделяющемся магматогенном флюиде, тем относительно интенсивнее отложение его в резкоградиентных участках — областях смешения. Характерным это будет, следовательно, для  $\text{SiO}_2$ . Важным параметром является и константа скорости реакции отложения (растворения)  $k(T)$ . Для сложного по составу рудных, петрогенных, летучих компонентов отделяющегося при ретроградном кипении флюида с относительным его обогащением Na и Fe, многими цветными и редкими металлами кинетика гетерофазных реакций зачастую определяет форму концентрационных профилей, максимумы концентраций, размах оруденения. Если сравнивать разные компоненты в этом аспекте, то для сульфидов цветных металлов характерны обширные ореолы рассеяния без явно выраженных максимумов, а для  $\text{SiO}_2$ , например, наряду с ореолами очень характерны явные максимумы — обширные зоны активного окремнения. Этот процесс является проблемой физико-химической теории подобия [Дьяконов, 1956] — необходимость оценивания кинетического либо «транспортирующего» (конвективная диффузия) механизмов, соответственно  $k$  и  $\Delta C = C - C_{\text{нас}}$  (степень пересыщенности либо недосыщенности флюида как функция тех же  $TPX$ -параметров, что и  $C_{\text{нас}}$ , плюс гидродинамическая дисперсия). До глубин нескольких километров вероятно развитие областей вскипания растворенных во флюиде газов —  $\text{CO}_2$  в первую очередь, судя по соотношениям  $\text{CO}_2/(\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O})$  при ретроградном кипении магм [Takeouchi, Kennedy, 1965; Рябчиков, 1975; Холланд, Малинин, 1982] и данным по включениям в областях фильтрации растворов [Рёддер, 1982]. Эта проблема обсуждалась нами в разделах 5.4, 6.6. Отметим, что на такого типа щелочных геохимических барьерах могут формироваться узколокализованные рудные зоны на стационарной стадии эволюции тремальных систем, сравнимые и превышающие по концентрациям ( $\text{г/см}^3$ ) отложения типичного температурного барьера в верхних этапах разреза (см. рис. 6.38). Развитие фазовых переходов во флюидах связано с длительной эволюцией достаточно активной системы в связи с ретроградным кипением абиссальных мощных интрузивов; с термодинамическими условиями в зоне разгрузки, сходными по своей сути с граничными условиями II типа — слабым теплообменом и низкими  $\alpha_2|_{=0}$ . В обоих случаях, по-видимому, преобладают интенсивные расходы флюидов из источника либо из областей глубинного смешения. Для первого из них (см. рис. 6.38, б) характерны фазовые переходы типа надкритический флюид — пар — раствор. Исходя из коэффициентов распределения компонентов между паром и жидкостью вдоль двухфазной кривой для водных растворов [Сытникович, Хайбуллин, 1957], конденсированная фаза способна растворять все привносимые компоненты и максимумов рудоотложения ожидать не приходится. Тогда, вероятнее всего, концентрирование в области перед фазовым барьером — в зоне максимальных градиентов  $PT$ -параметров, которую может спровоцировать область смешения. Именно второй случай активно обсуждается в литературе [Кигаи, 1979; White et al., 1971; и др.] — фазовый переход типа раствор — пар, с монотонной эволюцией исходного магматогенного надкритического флюида, способного растворить значительные количества рудных компонентов до раствора в докритической области (см. также гл. IV). Эта за-

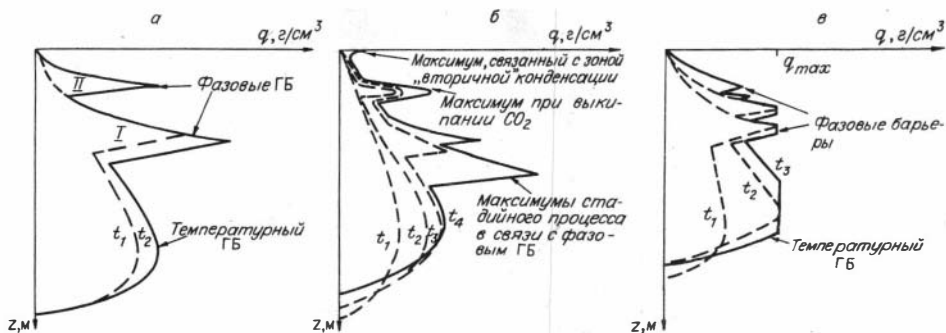


Рис. 6.39. Качественная схема вероятных моделей концентрирования компонентов на температурном, фазовом, щелочном барьерах для нестационарного (время  $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$ ) и стационарного процессов, когда могут достигаться максимумы концентраций в твердой фазе.

$a$ — $b$  — проявления ГБ:  $a$  — температурное (характерны монотонность и асимметрия с широким верхним ореолом),  $b$  — щелочное — узлокаллизированный (проявляется только в стационарную стадию),  $в$  — фазовое (явная стадийность с малыми временными интервалами и общее падение интенсивности проявления во времени и вверх по разрезу).  $I, II$  — стадии проявления фазового ГБ ( $II$  — менее интенсивный флюидопоток).

дача рассматривалась нами ранее [Аверкин, Шарاپов, 1986; Шарাপов и др., 1978], а также в разделах 5.3, 6.7. Этот крайний тип температурного геохимического барьера наиболее продуктивен и нестабилен — невозможно наступление длительной стационарной стадии отложения из-за «самозатыкания» проводящих каналов. Чередование во времени закупорки каналов и разрушения их при быстром росте давления во флюиде должно формировать сложный концентрационный профиль с большим числом максимумов. Периоды в их формировании невелики, по-видимому, от месяцев до десяти лет. На прогрессивной стадии эволюции всей системы (без заметного спада расходов  $\omega$  из источника) каждый последующий максимум располагается ближе к дневной поверхности с некоторым уменьшением его величины. С такого типа процессами, вероятно, связаны зоны сплошного окремнения, альбитизации и развитой сульфидизации в современных термальных системах [Вулканизм. . . , 1974; Геохимия. . . , 1982]. Качественно можно представить себе ситуации, изображенные на рис. 6.39. Верхней границей здесь необязательно являются дневная поверхность и дно

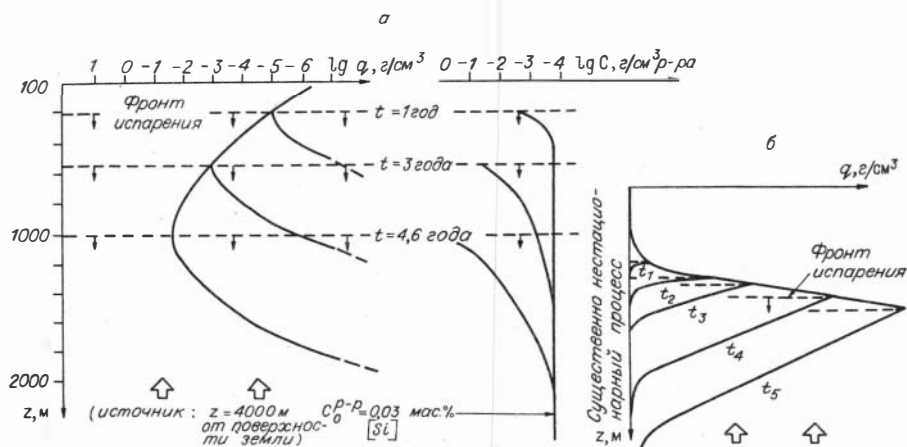


Рис. 6.40. Концентрационные профили на фазовом ГБ.

$a$  — количественная конкретизация динамики самого продуктивного ГБ — фазового в связи с испарением флюида при отложении кварца. За очень малое время ( $\sim 5$  лет) раствор перед фронтом испарения превращается в гель ( $q$ ,  $C$  — концентрации  $SiO_2$  в твердой и жидкой фазах);  $b$  — качественная схема нестационарного погружения навстречу потоку фазовой границы испарения.

водоемов. Им может быть уровень приповерхностного смешения флюидного потока с грунтовыми и метеорными водами (базис дренирования).

На рис. 6.40 изображен нестационарный процесс концентрирования  $\text{SiO}_2$  на фазовом барьере при испарении гидротермального раствора (более подробно обсуждение см. в разд. 6.7, 5.2).

Из вышесказанного следует, что эволюция отдельной стадии флюидогенерации в отсутствие литологического контроля в системе флюид — вмещающие породы, как правило, очень сложна и может трактоваться неоднозначно. Погрешности физико-химической модели также усугубляют сложности интерпретации типов концентрационных профилей. Многостадийность процесса флюидогенерации может вообще сnivelировать (либо уничтожить) области максимумов, объяснимых функционально из модели тепло- и массопереноса. Все же для целого класса гидротермальных месторождений с «выраженными» термодинамическими ГБ обсуждаемые типы профилей могут служить непосредственно целям локального прогноза. В функциональной части реализации какой-либо генетической модели (если она построена) должны учитываться эти типы ГБ качественно в том виде, в котором мы их обсудили. Их универсальность — второй побудительный фактор проведенных исследований. Во всяком случае наличие теоретических кривых распределения для разных ГБ позволяет проводить последовательный анализ эмпирических концентрационных кривых.

## **ГЛАВА VII**

### **О НЕКОТОРЫХ ДИСКУССИОННЫХ ВОПРОСАХ ГЕНЕЗИСА ПРМ**

Дискуссионные вопросы в толкованиях природы ОРМ в последнее десятилетие уступили основное место на страницах периодической печати и симпозиумах обсуждению генезиса стратиформных, а также субмаринных месторождений, связанных с выходами горячих источников на активных окраинах континентов, в трансформах и срединных океанических хребтах. Хотя они и отодвинулись с дискуссионной авансены, но продолжают активно обсуждаться специалистами, изучающими медно-порфировые, редкометалльные, скарново-железорудные и другие магматогенные месторождения. В рамках рассмотрения альтернативных трактовок ряд дискуссионных вопросов генезиса ОРМ могут получить дополнительное освещение на основе анализа результатов решения задач динамики тепло- и массопереноса в эволюционирующих ОФС.

#### **7.1. К ТРАКТОВКЕ ОБЩИХ ВОПРОСОВ ФОРМИРОВАНИЯ ОФС В СВЯЗИ С ПЛУТОНАМИ, ОХЛАЖДАЮЩИМИСЯ В УСЛОВИЯХ РАЗНЫХ МАГМАТИЧЕСКИХ ФАЦИЙ ГЛУБИНОСТИ**

Действительно, в современных дискуссиях о генезисе магматогенных рудных месторождений наиболее принципиальным является вопрос о том, в каких случаях в связи с охлаждением интрузивов возникают ОФС, а когда образуются плутоногенные гидротермальные системы, динамика которых описывалась в работах Д. Нортона и Дж. Найта [Norton, Knight, 1977], Д. Нортона, Л. Кэтлса [Нортон, Кэтлс, 1982], Дж. Джонсона и Д. Нортона [Johnson, Norton, 1985] и др. В свое время П. Ниггли [Niggli, 1929] следующим образом определял ответ на него: «Если нормальная интрузивная магма, содержащая летучие компоненты, подвергается охлаждению, то процесс консолидации не может завершиться образованием ординарной изверженной породы. Остаточные растворы постоянно изменяют состав, расплав постепенно принимает характер пегматитового, пневматолитового и, наконец, гидротермального раствора,



в то же время прогрессивно снижаясь количественно» (с. 5). Столь категорическое заключение подвергается теперь сомнению на основании соображений, которые имеют весьма отдаленное отношение к динамике кристаллизации магм: 1) современные термальные системы активных вулканических областей по оценкам содержания в водном растворе ряда изотопов на 95—98 % состоят из «метеорных» или «вадозовых» вод [Германов, 1955; Эллис, 1982; Геохимия. . ., 1982; White et al., 1971; Hutchinson, 1983]; 2) определение изотопов кислорода в минералах окислительных пород, серы в колчеданных рудах и т. п. также свидетельствуют о широком, а иногда и преобладающем участии поровых вод в составе рудообразующих растворов [Spooner, 1980; Омото, Рай, 1982; Тейлор, 1982; Hutchinson, 1983; Рона, 1984]; 3) руды ОРМ связаны с формированием месторождений не из флюидов, а рудных магм или растворов — расплавов, появляющихся при ликвации исходной магмы (современные модификации гипотезы Дж. Сперра и А. Н. Заварицкого [Маркушев, 1978; Павлов, 1983; и др.] ).

Существующая в дискуссиях ситуация интересна тем, что на основе косвенных соображений оспаривается механизм массообмена, связанный с отделением летучих от магмы. Даже в работах, где он обсуждался [Whitney, 1975] задача динамики отделения летучих от магмы не решалась, а по существу, интерпретировалась диаграмма состояния силикат + летучий с учетом динамики «кондуктивного» охлаждения массива, характеризующейся с помощью решения Шварцем задачи Стефана [Карслоу, Джергер, 1964].

Если обратиться к результатам решения задач динамики перераспределения компонентов при кристаллизации магм [Шарапов, Черепанов, 1986а], термодинамики и динамики ретроградного кипения (см. гл. III) и учесть качественные следствия, вытекающие из них, то ряд ключевых моментов генезиса и эволюции ОФС становится достаточно определенным. Так, в смысле интерпретации диаграмм состояния типа силикат + летучий, что обычно делается в теории магматогенного рудообразования со времен П. Ниггли и Дж. Мори, можно указать следующее. Сосредоточение рудных компонентов в «пегматитовом» остатке и переходе последнего в ординарный гидротермальный раствор практически не реализуется как раз в том типе расплавов, который столь подробно обсуждался и обсуждается в петрологической литературе — котектических магмах с малой долей эвтектики. При кристаллизации таких расплавов в интрузиве возможности появления сколько-нибудь значительных масс такого рода остаточных жидкостей в конечные стадии затвердевания интрузивов весьма проблематичны даже для абиссальной термодинамической фации глубинности. Для магм с узким диапазоном интервала температур и большой долей эвтектики при квазиравновесной кристаллизации можно ожидать реализацию данной схемы с одной поправкой — ординарный гидротермальный раствор может появиться только за пределами интрузива после охлаждения надкритического флюида. Иными словами, гидротермальные растворы появляются не в интрузиве при кристаллизации магмы, а за его пределами во все моменты охлаждения плутона до его полного затвердевания.

Более общая схема отделения летучих от расплава — цитированная выше концепция Н. Феннера. Она ближе всего из известных в петрологии и физической геохимии моделей отвечает строгой постановке задачи динамики разделения в силикатных расплавах, содержащих летучие при их кристаллизации. Из ее решения следует, что масштабы этого явления достаточно жестко корректируются скоростями кристаллизации магмы и начальным содержанием летучих в магме. Согласно его построениям флюид превращается в гидротермальный раствор при фильтрации в трещинах вмещающих пород и постепенном охлаждении (см. гл. IV).

Следовательно, с точки зрения динамики дифференциации магм нет проб-

лемы существования ортомагматических флюидных систем, но есть задача определения условий их формирования и описания тепло- и массообмена по потоку флюида. В связи с этим «автоматически» может решаться и дискуссионный вопрос об агрегатном состоянии, месте времени и механизмах отделения флюида, ликвирования расплава и т. п. при наличии соответствующих диаграмм состояния. Однако именно этот вопрос до сих пор является наиболее запутанным и неясным.

## **7.2. ОБ АГРЕГАТНОМ СОСТОЯНИИ И СОСТАВЕ ФЛЮИДА ПРИ РЕТРОГРАДНОМ КИПЕНИИ И ПОЛНОМ ЗАТВЕРДЕВАНИИ МАГМ**

Если вопрос о природе ОФС может быть однозначно освещен в рамках решения задачи динамики дифференциации магмы в камере, то описание агрегатного состояния и состава флюида, выделяющегося при ретроградном кипении на фронте солидуса, может быть или оценено экспериментально, или определено при изучении «сопутствующих» включений в изверженных породах.

Интенсивные исследования сопутствующих расплавленным флюидных включений лишь начинаются, но уже полученная информация чрезвычайно интересна для построения количественных моделей эволюции ОФС (в первую очередь отметим работы Ф. Г. Рейфа, БФ СО АН СССР).

Как показывают исследования состава «сопутствующих» включений, сопровождающих появление расплавленных в минералах поздних зон камерных пегматитов [Косухин и др., 1984], флюид в интервале температур ликвидус — солидус был однофазным (газ) и имел низкую соленость. Высокотемпературные флюиды «раннепослемагматической» стадии [Наумов и др., 1983; Основные параметры. . ., 1979; и др.] были преимущественно газовыми смесями с низкой соленостью. В ряде случаев отмечается высокая соленость в «сопутствующих» включениях, как и одновременное наличие газовых и жидких с аномально высоким содержанием солей в ранних этапах образования камерных пегматитов и других изверженных пород [Ермаков, Долгов, 1979; Рейф, 1985]. Эти наблюдения свидетельствуют о том, что при вскипании магм отделяются газовые смеси, состоящие преимущественно из водяного пара, «кислых» и благородных газов с невысокой концентрацией галоидных солей [Магматогенная кристаллизация, 1975; Косухин и др., 1984].

Однако существует и противоположная точка зрения [Holland, 1972; Рябчиков, 1975, 1985; Henley, McNabb, 1978] о расслаивании флюида при отделении от расплава на солевой раствор — расплав и газовую (преимущественно водяную) фазу с низкой концентрацией солей при давлениях ниже 2 кбар.

Эта проблема специально обсуждалась известными экспериментаторами, которые пришли к противоположным заключениям относительно состава флюида в субсолидусной области ординарных гранитоидов при давлениях ниже 1,5 кбар [Бернэм, 1982; Рябчиков, 1975]. Поскольку выбор той или иной модели принцепиален, мы сочли необходимым еще раз вернуться к этому вопросу и пояснить, почему нами был выбран подход К. Бернэма [1982] в качестве начального условия при проведении вычислений для случая ретроградного кипения в субвулканических и гипабиссальных массивах. Во-первых, мы ориентировались на материалы изучения включений [Косухин и др., 1984], во-вторых, при анализе аргументов отдельных авторов и известных экспериментальных данных мы пришли к заключению о большей правдоподобности выводов К. У. Бернэма, нежели Х. Холланда и И. Д. Рябчикова.

Поскольку экспериментальные данные для системы, моделирующей реальный расплав, очень ограничены и фрагментарны и обсуждаются в основном или отдельные изобарические сечения трехмерных диаграмм, или их двойные сечения, то приходится прибегать к различного рода оценкам, обоснованность

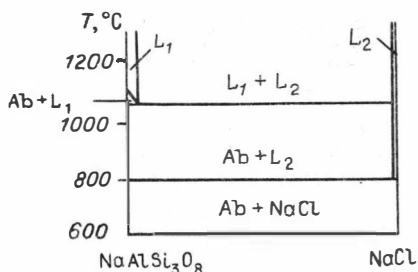


Рис. 7.1. Диаграмма состояния псевдобинарного разреза системы альбит—галит [Когарко, Рябчиков, 1969].

которых экспериментальными данными или теоретическими расчетами различна.

Действительно, фазовые равновесия в системе силикат+NaCl (рис. 7.1) характеризуются несмесимостью силикатного и солевого расплавов в области высоких концентраций соли.

Растворимость NaCl в расплаве альбита 3 мас.%, в основном расплаве ~1, а в пегматитовом ~0,3.

Следовательно, в гипотетическом «остаточном» безводном расплаве при реальных начальных концентрациях в нем  $\Sigma\text{Cl}$  ожидать расслоения не приходится. Отметим обычно обсуждаемую ситуацию для экспериментальной изученной системы  $\text{Ab} + \text{Q} + \text{H}_2\text{O} + \text{NaCl}$  ( $P=1$  кбар). В интервале значений  $\text{NaCl}/(\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}) < 0,05$  не имеется разделения флюидной фазы при кристаллизации в интервале температур  $T_L - T_S$ . Часто делается предположение, что в субсолидусной области расплава поведение системы может описываться известной диаграммой  $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$  с сечениями  $T - P$  и  $T - X$  [Sourirajan, Kennedy, 1962]. Ее анализ показывает, что при  $P=1000$  бар и содержании соли 3,5—4 мас. % во флюиде не имеется расслоения.

Если следовать этим данным, то вопрос о принятии или непринятии предположения о расслаивании флюида при отделении от магмы в интервале давлений 1000 бар и ниже сводится к оценке возможной начальной концентрации NaCl при ретроградном кипении во флюиде.

Разрешение этой альтернативы базируется на ряде допущений и других косвенных оценках. Мы в выборе решения основывались на следующих соображениях. Имеющиеся определения начальных концентраций Cl,  $\text{H}_2\text{O}$  в кислых магмах по содержанию в вулканическом стекле [Luth, 1966—1967; Yoshida et al., 1971]  $\Sigma\text{Cl} \sim 0,55$  мас. % и  $\text{H}_2\text{O} \sim 2$  % свидетельствуют о вероятно низких начальных содержаниях Cl в «ординарных» гранитоидных магмах. Во включениях гидротермальных месторождений [Геохимия. . ., 1982]  $\Sigma\text{Cl} \sim 1$  моль/кг для флюидов. Оценка И. Д. Рябчикова [1975] для практически всего температурного интервала гранитовых магм ликвидус — солидус соответствует величине 0,8—1,5 моль/кг. Если рассматривать динамику ретроградного кипения с учетом этих данных (см. гл. III), то ожидать высоких концентраций NaCl (имея в виду реакцию HCl с расплавом по У. К. Бернэму [1982]) не приходится, как и расслоения флюида.

На тройной диаграмме (рис. 7.2), где эвтектика  $\text{Ab} + \text{Q}$  рассматривается как один компонент, в политермически-изобарической проекции (часть диаграммы вблизи стороны  $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$  для простоты показана немасштабно) при учете возможных  $\Sigma\text{Cl}$  согласно имеющимся оценкам содержаний Cl в маг-

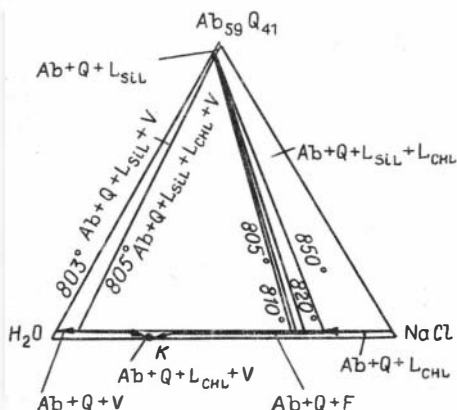


Рис. 7.2. Политермическая—изобарическая ( $P=1$  кбар) проекция для системы  $\text{Ab}_{59}\text{Q}_{41} - \text{NaCl} - \text{H}_2\text{O}$  [Рябчиков, Хамилтон, 1971].

Ab — альбит, Q — кварц.

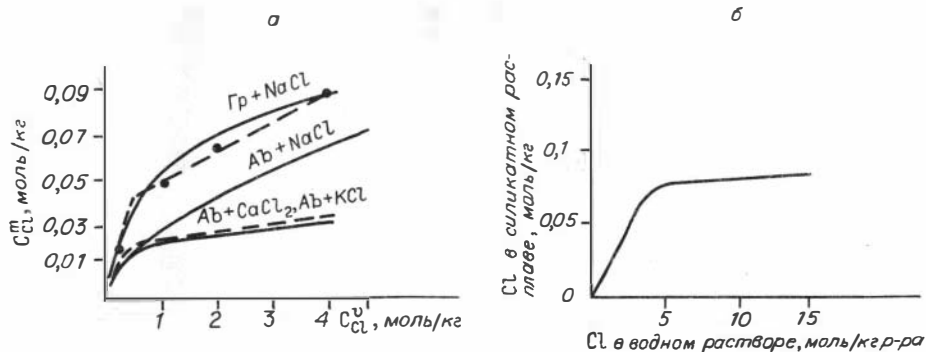


Рис. 7.3. Распределение Cl между водно-хлоридными растворами и силикатными расплавами гранитового состава.

а— $T=900^\circ\text{C}$ ,  $P=3$  кбар [Дельбов и др., 1986]; б— $T=800^\circ\text{C}$ ,  $P=3$  кбар [Рябчиков, 1975; Kilinc, Burnham, 1972].

мах при кристаллизации гранитоидного расплава фигуративная точка системы будет находиться в поле составов  $Ab+Q+L_{sil}+V$ . Об этом свидетельствуют табличные экспериментальные данные И. Д. Рябчикова [1975]. При анализе изотермически-изобарического сечения этой системы И. Д. Рябчиковым была упрощена ситуация при трактовке накопления примесных компонентов в гетерофазной зоне. Этот вопрос количественно подробно описан в главе III. В рассматриваемом случае накопление их связано с объемной кристаллизацией, а не случаем смешанной краевой задачи в стефановской постановке.

И. Д. Рябчиков и Г. Хамилтон [1971] считали, что повышение концентрации Cl (накапливающегося в магме пропорционально росту  $H_2O$ ) должно привести к его повышенному выходу во флюидную фазу (согласно соотношениям из рис. 7.2, 7.3) до 3 моль/кг при 70 % закристаллизованности магмы (разные вариации на эту тему обсуждались К. Бернэмом [1982, 1983]).

Действительные оценки можно получить из известных начальных концентраций всех летучих, продуцирующих флюидную фазу; динамической интерпретации коэффициентов распределения (см. последующие разделы), интегрально характеризующих механизма растворения-отторжения летучих при данных  $T$ ,  $P$ , валовом составе расплава; механизма концентрирования летучих в расплаве при кристаллизации с известными  $k^{s-m}$ . Тогда если считать выясненными первое и последнее условия, то мольная доля хлора в отделяющемся флюиде, соответствующая коэффициенту  $\Sigma Cl / (H_2O + \Sigma Cl)$  (в отношении бинарной системы хлорид — вода), не превышает некоторую критическую [Sougigajan, Kennedy, 1962], при которой реализуется расслоение на низкосолёный газ и высокосолёный рассол.

Если добавить, что при ретроградном кипении возможно проявление «кинетического» фактора, регулирующего содержание  $NaCl$  во флюиде при реакции флюида с расплавом после формирования газового пузырька, то колебания содержаний  $NaCl$  могут сместиться только в область меньших, чем равновесные величин. Явление «вторичного» расслаивания во флюиде, что отмечал К. Бернэм [1982], может проявиться при определенных соотношениях  $T$  и  $P$  по его потоку в надынструзивной зоне. Это легко предвидеть для случаев реальных скоростей фильтрации (см. рис. 6.6, 6.7). Сделаем по обсуждаемому вопросу еще ряд замечаний, важных в отношении задания начальных и граничных условий при эволюции ОФС. К сожалению, С. Сурираяном и Дж. Кеннеди [Sougigajan, Kennedy, 1962] бинарная система  $NaCl+H_2O$  исследована только в интервалах  $T \leq 700^\circ\text{C}$  и  $P \leq 1237$  бар, что было связано со спецификой используемой аппаратуры для концентраций  $NaCl$  выше 25 мас.%. Критическое давление

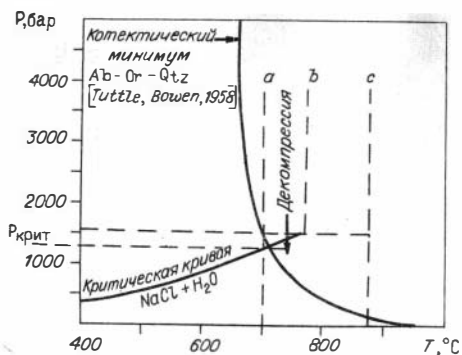


Рис. 7.4. Соотношение  $PT$ -параметров кривой плавления гранита и критической кривой системы  $\text{NaCl}-\text{H}_2\text{O}$  [Холланд, Малинин, 1982].  
Пояснения см. в тексте.

на кривой  $L \equiv G$ , выше которого не происходит расслоения флюида для любых значений  $\text{NaCl}/(\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O})$ , осталось неопределенным. Поэтому легко себе представить практическую трудность оценивания  $P_{\text{крит}}$  теоретически и экспериментально для природных силикатных систем. И. Д. Рябчиковым [1975] обосновывается наличие  $P_{\text{крит}}$  из соображений: а) линейной экстраполяции критической кривой бинарной системы  $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$ ; б) взаимной смесимости двух флюидных фаз в природных магматических расплавах в субсолидусной области, аналогичной таковой в бинарной системе  $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$ ; в) практической независимости температуры моновариантного равновесия силикатного расплава от присутствия в системе  $\text{NaCl}$  во всем интервале давлений, а не только при давлениях, проанализированных экспериментально. Если даже пункт «а» оказывается верным, что должно быть подтверждено экспериментально, трактовка критического давления для гранитоидных магматических систем будет соответствовать рис. 7.4 [Холланд, Малинин, 1982]. Если начальная концентрация летучих в магматическом расплаве значительна, расплав перегрет на  $100^\circ\text{C}$  и выше  $T_S$ , то при  $P > P_{\text{крит}}$  в интервале  $T_L - T_S$  возможно кипение с максимальной температурой  $T_{NS}$  [Шарапов, Черепанов, 1986а, б]. Этот процесс не определяется свойствами бинарной системы  $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$ . Если  $T_{NS}$  попадает на отрезок [в, с] (см. рис. 7.4), то при определенном значении  $\text{NaCl}/(\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O})$ , когда имеются повышенные концентрации  $\text{Cl}$  в магме, может реализоваться расслоение флюида на газ и рассол. Если соотнести эту равновесную диаграмму с пространственной картиной объемного кипения, то при  $P > P_{\text{крит}}$  всегда, по-видимому, появление рассолов  $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$  следует ожидать при вскипании в глубине гетерофазной зоны, но не в субсолидусной области. Гидродинамика двухфазного флюида с вязкостями для фаз газа и рассола, отличающимися на один-два порядка [Антипин, Важенин, 1964] может быть строго формализована на основе модели, изложенной в главах III и IV.

На участке [а, в] (см. рис. 7.4) также возможно выделение двухфазного флюида при декомпрессии, причем в области, где всегда  $P > P_{\text{крит}}$ , а также имелись повышенные концентрации  $\text{NaCl}$ .

В общем становится понятным, что именно соотношения действительной «критической» области бинарной системы  $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$ , солидус-ликвидусные в конкретной магматической системе — в зависимости от присутствия главным образом  $\text{H}_2\text{O}$ , механизма ретроградного кипения — в объеме (а не только в субсолидусной области), мольных долей  $\text{NaCl}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в исходной магме могут дать действительный верхний предел  $P_{\text{крит}}$  для конкретной магматической системы с летучими. В любом случае это будет не точкой, а нелинейной функциональной областью, размеры которой зависят, по крайней мере, от перечисленных факторов.

Однако оценки действительных концентраций  $\Sigma\text{Cl}$  в системе (см. выше в данном разделе), скорее, свидетельствуют об обратной тенденции — в широком интервале вариации  $PT$ -условий и составов расплавов для гранитоидных магм, по-видимому, не происходит расслоения вскипающего флюида.

### 7.3. ДИНАМИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ХЛОРА МЕЖДУ ФЛЮИДНОЙ ФАЗОЙ И РАСПЛАВОМ ПРИ ЕГО РЕТРОГРАДНОМ КИПЕНИИ

Формирование рудоносного флюида, отделяющегося от расплава при ретроградном кипении магмы, существенным образом связано с поведением хлора [Бернэм, 1982; Рябчиков и др. 1974]. Обсуждение механизма перераспределения хлора между фазами при ретроградном кипении магм основано на интерпретации экспериментальных данных по равновесиям между флюидом известного состава, расплавом или изверженной породой. Известные нам трактовки такого рода [Рябчиков, Хамилтон, 1971; Бернэм, 1982; и др.] с точки зрения неравновесной термодинамики страдают схематичностью и, по-видимому, недостаточно точны для принятия их в качестве граничных условий при решении задач динамики отделения рудоносных флюидов от кристаллизующейся гранитоидной магмы. Действительно, при анализе содержательности экспериментальных работ указанного типа [Kilinc, Burnham, 1972; Holland, 1972; Хитаров и др., 1982; Дельбов и др., 1986] целесообразно вводить иную запись коэффициента распределения хлора между флюидом ( $v$ ) и расплавом ( $m$ ).

Для верного соотношения изменения содержания хлора в сосуществующих фазах следует записывать:

$$*K_{Cl}^{v-m} = \frac{\bar{C}_{Cl}^v}{\bar{C}_{Cl}^m}, \quad (7.1)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{C}_{Cl}^v &= \frac{C_{Cl}^v}{C^v} \frac{[\text{моль Cl/кг флюида}]}{[\sum \text{молей летучих/кг флюида}]} \\ \bar{C}_{Cl}^m &= \frac{C_{Cl}^m}{C_{fl}^m} \frac{[\text{моль Cl/кг расплава}]}{[\sum \text{молей летучих/кг расплава}]} \end{aligned} \right\} \quad (7.2)$$

Иными словами, это отношение мольных долей хлора во флюидной и жидкой фазах (пренебрегаем содержанием хлора в минералах). Хотя формально равновесный коэффициент распределения не несет сведений о механизме перераспределения компонента между фазами, единственно важно то, что он, являясь множителем пропорциональности, сохраняет справедливым закон сохранения массы. Поэтому существенно, каким образом проводится нормирование экспериментальных данных. Действительно, покажем это на достаточно упрощенной модели флюида —  $H_2O + NaCl$  [Геохимия. . . , 1982].

Обычно при обработке экспериментальных данных коэффициент распределения хлора между сосуществующими флюидной и жидкой фазами (расплав) записывается в форме:

$$K_{Cl}^{v-m} = \frac{C_{Cl}^v}{C_{Cl}^m} \frac{[\text{моль/кг флюида}]}{[\text{моль/кг расплава}]}. \quad (7.3)$$

В чем недостаток подобной записи, говорилось выше. При интерпретации такого рода результатов (в определении граничных условий для решения задачи динамики формирования рудоносного флюида) необходимо допускать возможность достижения равновесия при любой скорости изменения  $T$  в системе.

Реально эффективный коэффициент распределения  $K^{v-m}$  феноменологически отражает характер стоков и источников вещества на сингулярной фазовой границе, а также во всей гетерофазной области; физико-химические механизмы обменных реакций, как функции текущих  $T$  и  $P$ , состава системы. Поскольку нет достоверных экспериментальных данных, позволяющих корректно «в лоб» решать задачу динамики массообмена между флюидной фазой и расплавом,

то проблема нормировки экспериментальных данных при попытках оценки равновесного коэффициента становится принципиальной и в отношении толкования массопереноса в системе при изменении  $T$  и ее состава в каждой точке интрузива со временем.

В частности неудачная запись  $K^{v-m}$  (см. уравнение (7.3)) привела к появлению необоснованного представления о том, что хлором должны быть обогащены «первые порции флюида» при развитии ретроградного кипения магмы, а следовательно, должны снижаться соленость и содержание рудных компонентов в магматогенных флюидах с развитием процесса кипения магмы.

Однако если учесть механизмы растворения летучих в гранитоидных магмах [Бернэм, 1982, 1983], то несложно при соответствующей им форме записи  $*K_{Cl}^{v-m}$  (см. § 7.2) показать, что такого рода рассуждения являются заблуждением, которое противоречит исходной схеме растворения воды и хлора в алюмосиликатной жидкости.

Действительно, в общем лишь несколько отличное от идеального поведение этих летучих при растворении и кипении укладывается в модель, построенную на следующих положениях: 1) пузырьки при ретроградном кипении возникают «мгновенно» [Бернэм, 1982]; 2) механизм растворения  $H_2O$  и  $Cl$  в расплаве аналогичен; 3) коэффициенты диффузии летучих в расплаве одного порядка [Есин, Гельд, 1966; Scholze, 1966]; 4) в квазиравновесном приближении при объемной кристаллизации перераспределение воды и хлора между фазами может быть описано уравнением Шейля [Шарапов, Черепанов, 1986а, б]; 5) принятые выше допущения позволяют описывать динамику массообмена при ретроградном кипении уравнениями (6.19), (6.20). Лишь при более последовательном описании динамики массообмена при ретроградном кипении необходимо учитывать кинетику роста газовых пузырьков, а также механизм массообмена на сингулярной фазовой границе и диффузионный механизм переноса компонентов в расплаве к этой границе. В этом случае наиболее полно учитывается ЗСМ, поскольку удаётся учесть движение пузырьков, их рост, кинетику обменных реакций, молярные и молекулярные потоки в фазах. Однако при более упрощенном квазиравновесном описании динамики ретроградного кипения (которое принято нами в данной работе) на базе указанных выше соображений выбор  $*K_{Cl}^{v-m}$  весьма существен. Поэтому мы вернемся к обсуждению выражения (7.1).

По-видимому, впервые **последовательно** перераспределение  $Cl$  между флюидом и расплавом было проанализировано в работе [Kilinc, Bingham, 1972]. Полученные значения  $K_{Cl}^{v-m}$  в обширной серии более поздних экспериментальных работ при принятой авторами нормировке укладываются в интервал  $20 \div 100$ , в зависимости от  $PT$ -условий, исходных параметров, методик экспериментов. Будем использовать результаты работ [Дельбов и др., 1986; Хитаров и др., 1982], в которых специально исследовался  $K_{Cl}^{v-m}$  в очень широком интервале концентраций  $Cl$  в фазах.

Если определить  $K_{Cl}^{v-m}$  через мольные доли  $Cl$  во флюидной фазе и расплаве

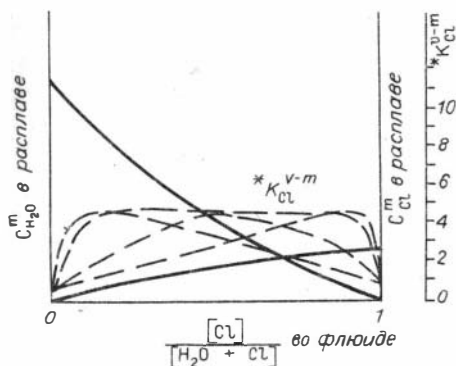
по отношению ко всему водно-хлоридному раствору летучих 
$$*K_{Cl}^{v-m} = \frac{\bar{C}_{Cl}^v}{\bar{C}_{Cl}^m},$$

то для области низких концентраций ( $< 0,5$  н) интервал изменения  $*K_{Cl}^{v-m} \sim 1 \div 1,3$  вместо  $K_{Cl}^{v-m} \sim 12 \div 20$ . При  $C_{Cl}^v \sim 1 \div 2,5$  моль/кг р-ра,  $*K_{Cl}^{v-m} \sim 1,6 \div 2,4$ ; при  $C_{Cl}^v \sim 3 \div 13$ ,  $K_{Cl}^{v-m} > 3$  и достигает значений  $4,5 \div 4,6$ . Таким образом, при практически идеальном поведении летучих (малые концентрации  $Cl < 0,5$  н) хлор перераспределяется между фазами аналогично закону Генри. При больших его концентрациях проявляется неидеальность перераспределения летучих в процессе флюидогенерации.

С легкой руки У. К. Бернэма [1982, 1983] принято считать, что раствори-

Рис. 7.5. Возможные качественные соотношения в системе гранитоидный расплав—H<sub>2</sub>O—хлорид в зависимости от содержания хлора во флюиде.

Пояснения см. в тексте.



мость H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>S, HCl различается незначительно, а механизмы растворения подобны. Если для H<sub>2</sub>S модель растворения, вероятно, «срабатывает», то ситуация с HCl сложнее. Прямые экспериментальные данные по растворимости HCl и NaCl в гранитоидных расплавах отсутствуют. В работе [Wyllie, Tuttle, 1961] получено, что добавление HCl к системе гранит+H<sub>2</sub>O повышает, а к системе Ab+H<sub>2</sub>O значительно понижает  $T_s$ . По мнению экспериментаторов, это косвенно свидетельствует об относительной растворимости компонентов. В системе Ab+NaCl [Когарко, Рябчиков, 1969] растворимость Cl ~ 3 мас.%, в «природных» же гранитоидных расплавах падает (до 0,3 мас.% в пегматитах) [Рябчиков, 1975]. В отсутствии, к сожалению, прямого экспериментального материала подчеркнем тот факт, что  $C_{Cl}^{нас} \approx C_{H_2O}^{нас}$ .

Таким образом, качественно в безразмерном виде можно представить себе взаимоотношения концентрации Cl во флюидной фазе и H<sub>2</sub>O, Cl в расплаве (рис. 7.5). Обратим внимание на идентичность вида кривых растворимости NaCl и HCl в расплавах гранита и альбита [Дельбов и др., 1986; Хитаров и др., 1982; Эпельбаум, Салова, 1985]. «Альбитовый» механизм растворения У. К. Бернэма, хорошо объясняющий растворение воды и некоторых кислот, должен быть скорректирован для флюида NaCl + H<sub>2</sub>O. При повышении во флюиде мольной доли воды  $*K_{Cl}^{v-m} \rightarrow 1$ , при  $C_{H_2O}^v \rightarrow 0$   $*K_{Cl}^{v-m}$  через максимум 4 (и более) стремится к 1. Качественно на рис. 7.5 (пунктирная линия — возможные варианты функции) нанесена кривая  $*K_{Cl}^{v-m}$ . Вид коэффициента распределения  $*K_{Cl}^{v-m}$  (т. е. его функция) должен объясняться, по-видимому, в первую очередь механизмом растворения. Тогда физика флюидогенерации при образовании газовых пор или пузырьков должна рассматриваться с позиций развития потоков компонентов (диффузия). При этом на данной стадии кипения существенного диспропорционирования хлора между фазами не должно происходить. Во всяком случае неидеальность поведения хлора при кипении магмы не приводит к столь драматическим следствиям, которые предполагаются в упомянутых выше работах.

#### 7.4. МОДЕЛЬ СОСТАВА ВОДНО-ХЛОРИДНОГО ФЛЮИДА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ИСПОЛЪЗУЕМЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДИК

По-видимому, некоторые дискуссионные аспекты толкования природы водно-хлоридного флюида и его возможного состава порождены используемыми в эксперименте методиками. Так, если во взаимодействие с некоторой начальной массой гранитоидного расплава  $m_{Gr} = \text{const}$  приводятся исходные растворы 1) NaCl + H<sub>2</sub>O, 2) HCl + H<sub>2</sub>O, где  $\Sigma Cl$  одинакова, то  $m_{Na}^1 > m_{Na}^2$  в системе в целом в состоянии равновесия. Химический потенциал Na во флюиде в случае 1 выше, чем в 2. В процессе перераспределения компонентов при «магматических» PT-условиях совершенно очевидно, что ионы Na<sup>+</sup> и H<sup>+</sup>, также как и соль NaCl и кислота HCl, не идентичны. Поэтому данные компоненты по-разному перераспределяются в рассматриваемом равновесии в случаях 1 и 2, как и хлор (иначе NaCl и HCl вели бы себя фактически идеально в процессе растворения в расплаве).



Предложенные К. Бернэмом [1982] химические реакции катионного обмена между флюидной фазой и расплавом являются химически формализованными з. с. м., степень адекватности которых реальному процессу может быть установлена только путем постановки динамических экспериментов. Если предположить, что они верны, то добавление в систему NaCl уменьшит интенсивность протекания реакций катионного обмена. Добавление HCl (по балансу з. с. м. по  $\Sigma\text{Cl}$  и  $\text{H}_2\text{O}$ ) должно приводить к более интенсивному протеканию обменных реакций; понижению относительной концентрации  $\bar{C}_{\text{Cl}}^v$  во флюиде; более интенсивному растворению Cl в расплаве по сравнению со случаем 1 (уменьшение парциального давления NaCl во флюиде уменьшает химический потенциал хлора).

Прямым доказательством отмеченного эффекта являются данные экспериментов, проведенных В. И. Чевычеловым, М. Б. Эпельбаумом [1985]. Для различных исходных растворов 0,5 н HCl и 0,5 н NaCl коэффициент разделения Cl  $K_{\text{Cl}}^{v-m}$  различается на 1—1,5 порядка, а для раствора 0,5 н HCl определенный выражением (7.3),  $K_{\text{Cl}}^{v-m} \sim 1,2—2,5$ . У этих авторов имеются сомнения по поводу точности оценки, но тенденция прозрачна. Использование  $*K_{\text{Cl}}^{v-m}$  вместо  $K_{\text{Cl}}^{v-m}$  дает более точное отражение процесса распределения. К сожалению, невозможно корректно употребить анализ  $*K_{\text{Cl}}^{v-m}$  для результатов упомянутой работы, поскольку авторы исследуют «сухой остаток флюида», имеются аналогичные сложности и при сопоставлении  $K_{\text{Cl}}^{v-m}$  и  $K_p$  экстракции. Столь же показательны результаты работы [Эпельбаум, Салова, 1985]. Авторами данной работы исследовался сухой остаток флюида. Ими получено для первого случая 0,5 н HCl (ат. %): Na ~ 9,94, Cl ~ 16,7; для второго — 0,5 н NaCl (ат. %): Na ~ 31,8, Cl ~ 37,28. Некоторая непропорциональность объясняется методикой исследования, которая объясняется в работе незначительным влиянием растворения силикатных компонентов в водном флюиде.

Таким образом, в зависимости от химической формы введения хлора в систему изменяются равновесные концентрации и коэффициенты перераспределения в процессе растворения. Соответственно, должна быть проведена интерпретация экспериментальных данных. В пользу исходного, динамически отделяющегося от расплава флюида HCl + H<sub>2</sub>O (упрощено), весомо свидетельствуют наблюдения газовых эксгаляций в современных вулканических областях, где Cl присутствует в форме исключительно HCl. Несмотря на то что давления в этом природном «эксперименте» существенно ниже нескольких килобар, даже из оценок растворимости NaCl при температурах газовых струй с высокими температурами мы должны были бы иметь на выходе в составе отделяющихся из базальтовой магмы газов достаточное количество NaCl. Если не идет речи об ассимиляции магмами соленосных толщ, существенного превышения  $\Sigma\text{Na}$  над стохастическим Na<sub>2</sub>O по гранитоидным магмам, по-видимому, не существует. Из всего сказанного следует: 1) можно исследовать широкий спектр водно-хлоридных исходных флюидов и получить массу равновесных реализаций; 2) все они, как мы убеждаемся, должны по-разному характеризовать процесс перераспределения хлора между расплавом и флюидом; 3) неизвестны, строго говоря, механизмы взаимодействия HCl и NaCl с гранитоидными расплавами, корректно определенные функции растворимости, кинетика обменных катионных реакций.

Естественная нереализуемость прямой задачи ретроградного кипения в эксперименте создает, к сожалению, следующую ситуацию: подходы, используемые в экспериментах, до сих пор не решили и не решают главной задачи — конструирование прямого процесса и динамическое его исследование с точки зрения з. с. э. и з. с. м. Очевидно, что введение в систему других летучих (S, N, F, В и т. д.) делает ситуацию при попытках решения задачи динамики отделения

рудоносного раствора от кипящей магмы практически неразрешимой при существующей экспериментальной информации.

### 7.5. АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РУДНЫХ КОМПОНЕНТОВ В ПРОЦЕССЕ ЭКСТРАКЦИИ ВОДНО-ХЛОРИДНЫМ ФЛЮИДОМ

Проблеме источников рудного вещества, механизму и интенсивности экстракции компонентов посвящена серия работ, ориентированных именно на характеристику магматической стадии процесса, поскольку экстрагирование металлов из интрузивных и вмещающих пород при  $T_{\text{фл}} < T_S$  является отдельной проблемой [Эллис, 1982; Тейлор, 1982]. Обсудим данную проблему с точки зрения механизма объемной кристаллизации магмы, считая этот класс процессов основным при формировании ОФС в сравнении с вскипанием при декомпрессии или развитии потока сквозьмагматических флюидов по Д. С. Коржинскому.

Аналогично предложенному нами выше (см. разд. 7.2, 7.3) коэффициенту  $*K_{\text{Cl}}^{v-m}$  будем использовать для динамического анализа процесса экстракции рудного компонента  $\text{Me}$  из расплава при его ретроградном кипении:

$$*K_{\text{Me}_i}^{v-m} = \frac{\bar{C}_{\text{Me}_i}^v}{\bar{C}_{\text{Me}_i}^m}, \quad (7.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{C}_{\text{Me}_i}^v &= \frac{C_{\text{Me}_i}^v [\text{моль Me}_i/\text{кг фл}]}{C_{\Sigma \text{Me}}^v [\Sigma \text{ молей экстр. металлов/кг фл}]} \\ \bar{C}_{\text{Me}_i}^m &= \frac{C_{\text{Me}_i}^m [\text{моль Me}_i/\text{кг р-ва}]}{C_{\Sigma \text{Me}}^m [\Sigma \text{ молей Me}_i/\text{кг р-ва}]} \end{aligned} \right\} \quad (7.5)$$

Прокомментируем выбор такой формализации  $*K_{\text{Me}_i}^{v-m}$ . Для интерпретации равновесных экспериментальных результатов используется следующий вид коэффициента распределения  $\text{Me}_i$  между расплавной и флюидной фазами:

$$K_{\text{Me}_i}^{v-m} = \frac{C_{\text{Me}_i}^v [\text{моль Me}_i/\text{кг фл}]}{C_{\text{Me}_i}^m [\text{моль Me}_i/\text{кг р-ва}]} \quad (7.6)$$

либо модифицированные коэффициенты, например  $K$  экстракции для анализа высушенного остатка флюида  $C_{\text{ост}}^v$  [Чевычелов, Эпельбаум, 1985]:

$$K_{\text{экстр}} = (C_{\text{Me}_i}^v)_{\text{ост}} / C_{\text{Me}_i}^m. \quad (7.7)$$

В эксперименты вовлекаются разные металлы с вариациями их концентраций, а также  $P-T-X$  ( $X$  — состав) параметров. С помощью (7.6) можно получить «фактурные» (аналогично анализу разделения хлора) значения  $K^{v-m}$  **отдельно** по любому интересующему металлу.

В цитированных выше экспериментальных работах делается акцент на известном качественно главном механизме экстракции — будь то  $\text{Cl}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{S}$  — экстрагенты, либо другие, либо их сложные комбинации. Таким образом,  $K^{v-m}$  — анализ всякий раз близок к достаточно простой химической модели экстрагирующего флюида. Если, например, экстракционные свойства дистиллированной воды предварительно исследованы в конкретном эксперименте, то добавление небольших количеств хлоридов может рассматриваться

отдельно. При этом, как выясняется [Хитаров и др., 1982; Эпельбаум, Салова, 1985], экстракционная особенность хлоридов на порядки превышает водную (этот аспект подробнее обсуждается далее). В таком случае молярный суммарный вынос металлов из расплава во флюид должен быть пропорционален (грубо равен) мольному количеству во флюиде экстрагента — хлора в большинстве экспериментальных работ.

Принципиальным моментом при явно преобладающем «хлоридном выносе» компонентов из расплава является максимально более подробное изучение составов стекол и закалочных растворов (сухих остатков флюидов и т. д.). Знание конечных продуктов во флюиде определяет круг экстрагированных металлов (в пределах точности аппаратуры) и их концентрации, что при упрощенной химической модели флюида позволяет соотнести их с летучим-экстрагентом. Равновесные концентрации этих металлов в расплаве позволяют в терминах «мольных долей  $Me_i$ » в суммарном количестве экстрагируемых металлов в расплаве и флюиде получить отношение, величина которого близка в физико-химическом смысле сродству конкретного металла  $Me_i$  к хлору в процессе экстракции. Это отношение мы и предлагаем выбрать в качестве коэффициента распределения  $*K_{Me_i}^{v-m}$ , который более адекватен динамике перераспределения компонентов нежели  $K_{Me_i}^{v-m}$ . Попытаемся, используя количественные результаты эмпирических данных, дать именно динамическую их интерпретацию подобно анализу, проведенному в разделе 7.3—7.4.

Коэффициент распределения  $K_{Me_i}^{v-m}$  характеризует только отношение концентраций  $Me_i$  во флюиде и расплаве, но не более того. Во многих работах исследуется, к сожалению, только один или несколько металлов без анализа общего химического состава фаз. Существенно то, что  $K_{Me_i}^{v-m} \geq 1$  не указывает на направленность процесса концентрирования  $Me_i$  относительно других металлов, так как фазы флюидная и расплавная тогда различны в отношении  $Me_i$ , когда относительно других компонентов происходит либо обогащение одной из фаз по  $Me_i$ . Если  $K_{Me_i}^{v-m} \geq 1$ , то могут найтись компоненты, для которых выполняется  $K_{Me_i}^{v-m} \ll 1$  ( $\gg 1$ ) и тогда, несмотря на знаки неравенства, может реализоваться обогащение ( $K_{Me_i}^{v-m} > 1$ ,  $K_{Me_j}^{v-m} \gg 1$ ) либо обеднение ( $K_{Me_i}^{v-m} < 1$ ,  $K_{Me_j}^{v-m} \ll 1$ ) расплава компонентом  $Me_i$ . Причем если даже известны  $K_{Me_i}^{v-m}$  (7.6) при выполнении требований максимальной изученности фаз-продуктов [Holland, 1972; Чевычелов, Эпельбаум, 1985], то легко видеть, что нет никакой связи величин  $K_{Cl}^{v-m}$ ,  $K_{Me_i}^{v-m}$  и ЗСМ. Явно это следует при концентрации хлоридов в водной фазе более 3,5 моль/кг, когда коэффициенты распределения  $K_{Me_i}^{v-m}$  всех петрогенных и рудных компонентов соответственно больше и много больше единицы. При этом отсутствует функциональная корреляция с  $K_{Cl}^{v-m}$ , и перераспределение хлора анализируется аналогичным образом (см. разд. 7.3, 7.4).

Коэффициент распределения  $*K_{Me_i}^{v-m}$  характеризует поведение металла  $Me_i$  относительно **всех** экстрагируемых хлоридами компонентов. Хлор в терминах  $*K_{Cl}^{v-m}$  рассматривается как экстрагент с неидеальным, строго говоря, поведением в водно-хлоридном флюиде (см. разд. 7.3, 7.4). Неидеальность поведения хлора (увеличение  $*K_{Cl}^{v-m}$  от 1 до 3) может совершенно не влиять на  $*K^{v-m}$  петрогенных компонентов (см. далее), т. е. пропорциональность вхождения  $Na$ ,  $K$ ,  $Ca$ ,  $Mg$  в фазы сохраняется в очень широком интервале варьирования  $C_{Cl}$  в системе. Именно этот момент среди прочих других характеризует физико-химию процесса перераспределения в отличие от неясности при анализе в терминах  $K^{v-m}$ : флуктуации количества экстрагента в системе в известных пределах не меняют физики роста и эволюции флюидной фазы (см. разд. 7.2). Наиболее близким «по духу» к выбранному нами коэффициенту распределения является коэффициент экстракции  $K_{экстр}$  из (7.7), привлекаемый В. Ю. Чевычеловым и М. Б. Эпельбаумом [1985] при интерпретации равновесных данных.

Анализ перераспределения рудных компонентов в терминах  $*K_{Me_i}^{v-m}$  целе-

Рис. 7.6. Коэффициент диспропорционирования  $k'_{K,Na}$  и  $*k'_{K,Na}$  калия и натрия между гранитным расплавом и водной фазой  $T \sim 770^\circ \div 880^\circ \text{C}$ ,  $P \sim 1,4 \div 2,3$  кбар. Здесь и далее экспериментальные данные Х. Д. Холланда [1972] показаны точками.

сообразно провести на основе экспериментальных работ с возможно более представительными данными состава равновесных продуктов. Из их числа хотелось бы выделить основополагающую работу Х. Д. Холланда [Holland, 1972], в которой не только

имеется один из наиболее представительных анализов фаз-продуктов, но и проведен математический анализ с целью получения функциональных соотношений концентраций хлора, воды и металлов по фазам. Рассмотрим соответственно эти два аспекта с учетом подходов, уже изложенных в главах IV, VII.

Аналитические данные Х. Д. Холланда [Holland, 1972] во всех описанных опытах были проанализированы нами в терминах коэффициента распределения  $*K_{Cl}^{v-m}$  и  $*K_{M_{e_i}}^{v-m}$ , определяющихся из (7.1) и (7.4) соответственно. На рис. 7.6, 7.7 сопоставлены величины этих коэффициентов распределения с используемыми Х. Д. Холландом. Из их анализа следует стабильное поведение петрогенных компонентов Na, K, Ca, Mg в процессе перераспределения во всем интервале концентраций хлора во флюидной фазе [моль/кг]. Для рудных компонентов Mn и Zn общая тенденция увеличения  $*K_{M_{e_i}}^{v-m}$  и  $K_{M_{e_i}}^{v-m}$  аналогична, существенные различия в значениях имеют место при высоких концентрациях  $C_{Cl}^v$  [моль/кг]. Поведение Fe, к сожалению, «не диагностируется» так подробно ввиду отсутствия анализов:  $*K_{Fe}^{v-m} \sim 2,3 \div 4,7$ , есть также серия анализов  $*K_{Fe}^{v-m} \sim 0,025 \div 0,1$ , интерпретация которой неоднозначна [Holland, 1972]. Сумма молей металлов во флюиде достаточно хорошо увязывается с концентрацией хлора во всем интервале изменения  $C_{Cl}^v$ , что лишний раз подтверждает положение о преобладании «хлоридной экстракции». pH закалочных растворов в ряде опытов очень «грубо» определяется излишками Cl<sup>-</sup> над суммой металлов  $\Delta C_{Cl}^v \approx C_{Cl}^v - C_{\Sigma M_{e_i}}^v$ , указывая, по-видимому, осредненную концентрацию HCl в равновесных закалочных продуктах порядка  $10^{-2}$  моль/кг при средней концентрации хлоридов металлов до нескольких молей на килограмм.

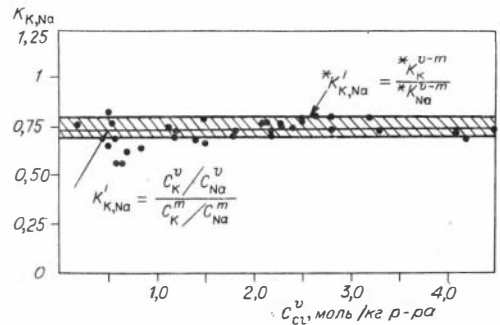
В Приложении 2 к своей статье Х. Д. Холланд [Holland, 1972] предлагает математическую формализацию процесса перераспределения на основе эмпирически полученных

$$K_{Cl}^p = \frac{C_{Cl}^v}{C_{Cl}^m}, \quad (7.8)$$

анализируя не слишком высокие  $C_{Cl}^v$  в целях реализации некоторых формальных преобразований, что справедливо, по-видимому, для «природного» интервала  $C_{Cl}^v \leq 4,5-5$  моль/кг газообразных флюидов. К сожалению, Х. Д. Холланд [Holland, 1972] не конкретизирует путь получения ключевого выражения (либо оно следует из дифференциального выражения, либо записано из общих балансных соображений)

$$C_{Cl}^v \approx 55,5 \frac{dM_{Cl}^v}{dM_{H_2O}^v} = 55,5 \frac{dM_{Cl}^m}{dM_{H_2O}^m}, \quad (7.9)$$

где  $dM_{Cl}^v = -dM_{Cl}^m$ ,  $dM_{H_2O}^v = -dM_{H_2O}^m$  — число молей соответственно хлора и



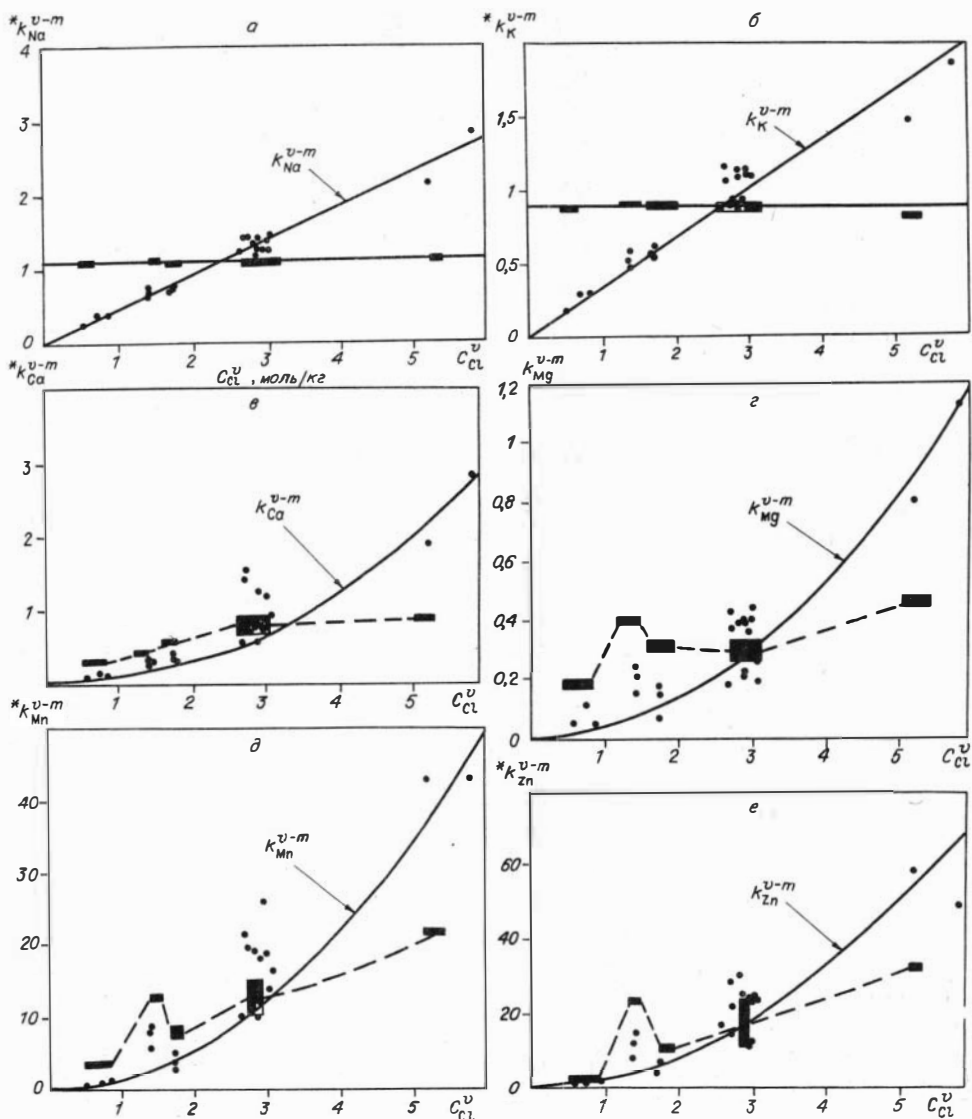


Рис. 7.7. Коэффициент распределения натрия (а), калия (б), кальция (в), магния (г), марганца (д), цинка (е)  $*K_{Me}^{v-m}$  (залитые прямоугольники).

воды в системе, перешедших из силикатного расплава ( $m$ ) во флюидную фазу ( $v$ ). Выражение (7.9) может быть получено однозначно только из следующей записи дифференциала:

$$dM_{Cl}^v = \frac{\partial M_{Cl}^v}{\partial M_{H_2O}^v} dM_{H_2O}^v. \quad (7.10)$$

Если воспользоваться разложением в ряд Тейлора функции  $M_{Cl}^v(M_{H_2O}^v)$  с учетом первых членов ряда, а также того, что в начальный момент сепарации флюидной фазы  $M_{Cl}^v = M_{H_2O}^v \equiv 0$ , то получим

$$\frac{dM_{Cl}^v}{dM_{H_2O}^v} \approx \frac{C_{Cl}^v}{C_{H_2O}^v}. \quad (7.11)$$

Если концентрация  $C_{Cl}^v$  невелика (предложение Х. Д. Холланда), то  $C_{H_2O}^v \approx \approx 55,5$  моль/кг р-ра и (7.11) переходит в (7.9). Смысл преобразования станет прозрачным при рассмотрении непосредственно цитируемой работы [Holland, 1972, с. 296—297]. Конкретизация логического пути (7.9)—(7.11) потребовалась нам для того, чтобы указать, где кроется главное заблуждение такого анализа. Дело в том, что в процессе сепарации флюидной фазы с участием хлора и воды (упрощенно) некий функционал хлора (будь то концентрация либо термодинамический потенциал  $f_{Cl}$ ) есть функция содержания воды в системе  $C_{H_2O}$ ,  $T$  и  $P$ :

$$f_{Cl} \equiv f_{Cl}(C_{H_2O}, T, P). \quad (7.12)$$

Тогда его полный дифференциал

$$df_{Cl} = \frac{\partial f_{Cl}}{\partial C_{H_2O}} \cdot dC_{H_2O} + \frac{\partial f_{Cl}}{\partial T} dT + \frac{\partial f_{Cl}}{\partial P} dP. \quad (7.13)$$

Для декомпрессионного и ретроградного кипений при кристаллизации реализуются соответственно условия  $P = \text{var}$  и  $P = \text{const}$ ,  $T$  убывает. При ретроградном кипении ( $P = \text{const}$ )

$$dM_{Cl}^v = \frac{\partial M_{Cl}^v}{\partial M_{H_2O}^v} dM_{H_2O}^v + \frac{\partial M_{Cl}^v}{\partial T} dT \quad (7.14)$$

именно второе слагаемое правой части  $\frac{\partial M_{Cl}^v}{\partial T} dT$  содержит в себе **механизм** процесса сепарации. Собственно дифференциал  $dM_{Cl}^v$  не несет в себе закономерности перераспределения хлора в явном виде, приходится лишь ограничиваться записью (7.14) и не более того. Перераспределение компонентов определяется субстанциональными производными количеств Cl и  $H_2O$  соответственно по фазам, откуда и вытекают уравнения неразрывности. Механизм перераспределения описывается системой уравнений неразрывности для воды и хлора (6.19)—(6.20), замыкающих всю систему уравнений, описывающих перенос тепла и массы в гетерофазной зоне (см. Приложение 1, гл. III).

Очевидно, что качественные выводы Х. Д. Холланда [Holland, 1972] о перераспределении хлора и компонентов в случае декомпрессии и ретроградного кипения следует признать неверными. В сжатом виде их можно сформулировать так: 1) всякий раз в декомпрессионном процессе кипения первая порция флюида наиболее обогащена хлором; 2) если начальная концентрация воды в расплаве  $C_{H_2O}^m \leq 1$  моль/кг, то происходит прогрессивное обогащение хлором остаточного расплава; 3) если  $C_{H_2O}^m \geq 2$  моль/кг, то реализуется прогрессивное его обеднение. Кстати говоря, положение 1 в геологической литературе трактуется применительно к ретроградному кипению при кристаллизации, что является неверным. Хотя положение 3 дает аналогичную тенденцию, это не распространяется на наиболее вероятные концентрации хлоридов порядка 1 моль/кг р-ра [Roedder, 1967]. Несмотря на то что метод получения выводов 1—3 следует признать некорректным, некоторые тенденции они все же отражают правильно. Повторим, что единственный путь количественной оценки процесса перераспределения хлора, воды и рудных компонентов — в реализации нелинейной системы уравнений тепло- и массопереноса во **всей** замкнутой системе интрузивный источник—область фильтрации—зона разгрузки.

Аналогичный проделанному анализ применительно к работе [Чевычелов, Эпельбаум, 1985] позволяет исследовать комплекс экстрагируемых элементов Pb, Zn, Fe, Na, Ca, Al, Si, Cl. В табл. 7.1 приведены величины  $*K^{v-m}$  в процессе растворения металлов в чисто водном флюиде, а также в 0,5 н NaOH начальном растворе. Целесообразным является сопоставление этих данных с результатами

Т а б л и ц а 7.1. Коэффициенты распределения  $*K^{v-m}$  хлора и металлов между водным и щелочным флюидом и гранитоидным расплавом

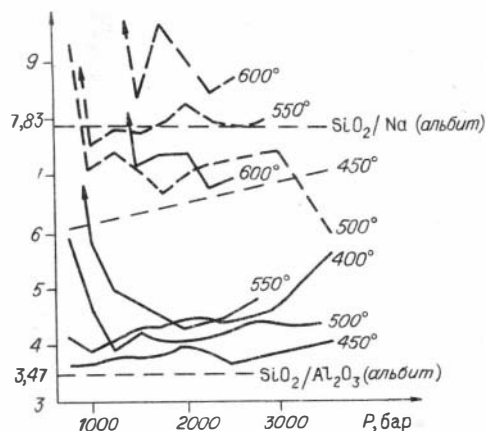
Экстрагирующий флюид	Me <sub>i</sub>								$\sum Me_i$ [моль / кг расплава]	C <sub>Cl</sub> <sup>v</sup>	$*K_{Cl}^{v-m}$
	Pb	Zn	Fe	Na	K	Ca	Al	Si			
H <sub>2</sub> O	2,03	8,6	0,38	1,74	0,33	1,14	—	—	0,007	0,0023	0,0038
H <sub>2</sub> O (с учетом SiO <sub>2</sub> )	1,15	4,5	0,21	0,94	0,18	0,62	—	1,1	0,067	0,0023	0,0038
0,5 NaOH	3,7	0,96	—	1,38	1,54	—	—	—	0,069	0,0065	10 <sup>-4</sup>
0,5 NaOH (с учетом SiO <sub>2</sub> )	6,67	1,7	—	2,53	2,82	—	—	0,71	0,15	0,0065	10 <sup>-4</sup>

работ [Currie, 1968; Weill, Fyfe, 1964; Mosebach, 1957]. В первой из них исследована растворимость альбита в надкритическом водном флюиде. В интервале температур 400 ÷ 600 °С и давлений 0,75 ÷ 3,5 кбар равновесные концентрации во флюиде таковы: SiO<sub>2</sub> —  $n \cdot 10^2$  —  $n \cdot 10^3$  ppm, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — 10<sup>2</sup> — 750 ppm, Na — 10<sup>2</sup> — 550 ppm, K — 0,3 — 8 ppm. Приведены аналитические зависимости  $X_{SiO_2}$ ,  $X_{Na_2O}$ ,  $X_{Al_2O_3}$  как функции  $V$  [см<sup>3</sup>/2],  $T$  °С в указанном интервале  $PT$ -условий. В табл. 7.2 даны концентрации компонентов в неравновесных условиях. Результаты всех трех цитируемых работ хорошо согласуются в отношении растворимости SiO<sub>2</sub>. Данные [Currie, 1968] соответствуют нижней оценке растворимости компонентов в условиях ретроградного кипения, превышение над ними в 5—10 раз значений из работы [Чевычелов, Эпельбаум, 1985] (см. табл. 7.1) объясняются температурным фактором и хорошо соответствуют, по крайней мере для растворимости SiO<sub>2</sub>, данным [Mosebach, 1957; Weill, Fyfe, 1964]. Для нас весьма показательным является график отношений SiO<sub>2</sub>/Na и SiO<sub>2</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> во флюиде в сравнении с таковыми в альбите [Currie, 1968], указывающий, что при повышенных температурах более 600 °С происходит явно выраженное относительное растворение SiO<sub>2</sub> по сравнению с другими компонентами (рис. 7.8). В табл. 7.3 для сравнения приведены данные хлоридной экстракции. Из анализа табл. 7.1—7.3 следует, что водным флюидом выносятся в основном кремний, причем мольная концентрация близка по порядку величины растворимости при данных  $PT$ -условиях [Mosebach, 1957]. Прочие компоненты выносятся на порядок—два менее интенсивно с коэффициентами распределения  $*K^{v-m}$ , не слишком сильно отличающимся от таковых хлоридного механизма экстракции, что в общем не противоречит физической модели процесса (см. предыдущие разделы этой главы). Те же выводы остаются верными и для 0,5 н NaOH — начального раствора. Хлоридные флюиды с начальными концентрациями Cl, близкими к 1 н, неплохо коррелируются с аналогичными данными Х. Д. Холланда [Holland, 1972] (см. рис. 7.6—7.7). Их отличия в первую очередь объясняются различными  $PT$ -условиями экспериментов — данные отечественных авторов при  $T=750$  °С,  $P=1$  кбар. Уменьшение началь-

Т а б л и ц а 7.2. Растворимость альбита в надкритическом водном флюиде [Currie, 1968]

T, °C	P, кбар	SiO <sub>2</sub> , ppm	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , ppm	Na, ppm	K, ppm	pH	Скорость растворения [мл/ч]	T, °C	P, кбар	SiO <sub>2</sub> , ppm	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , ppm	Na, ppm	K, ppm	pH	Скорость растворения [мл/ч]
500	1,5	2820	93	51	—	8,1	200	600	0,75	467	17	13	—	7,1	250
500	1,5	2076	141	83	0,8	8,3	120	500	1,5	1567	186	137	1,5	8,9	95
600	2	4236	97	99	1,1	8,4	130	600	2	4675	197	176	3,6	9,0	110
500	2,25	4007	151	149	1,4	8,3	160	600	2	2576	251	209	5,3	9,6	80
500	2,5	6900	27	17	—	7,6	170	400	2,5	2011	229	190	—	8,8	220

Рис. 7.8. Отношения  $\text{SiO}_2/\text{Na}$  (штриховые линии) и  $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$  (сплошные) при растворении альбита в надкритическом водном флюиде [Cuggie, 1968].



ной  $C_{\text{Cl}}^v$  смещает в первую очередь  $*K_{\text{Cl}}^{v-m}$ , особенно для модели флюида  $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}$  (эту проблему мы уже обсуждали в разд. 7.3). На наш взгляд, Х. Д. Холландом наиболее полно и последовательно прокомментирована практически вся полезная экспериментальная совокупность результатов.

Учитывая степень неопределенности в интерпретации  $*K_{\text{Cl}}^{v-m}$ ,  $*K_{\text{Me}_i}^{v-m}$  (как и  $K_{\text{Cl}}^{v-m}$ ,  $K_{\text{Me}_i}^{v-m}$ ), из этих двух работ очевидно: 1) очень интенсивно во флюид переходят в процессе ретроградного кипения Pb, Zn, Mn; 2) Fe, по-видимому, также тяготеет к флюидной фазе в широком интервале  $PT$ -условий кристаллизации гранитоидных магм; 3) петрогенные металлы щелочной и щелочно-земельной групп заметно преобладают среди прочих в соединениях хлоридов. Именно они в основном определяют баланс хлора в массе хлоридных соединений, присутствуя в строго определенных пропорциях, устойчивых в широком интервале  $PT$ -условий; 4) Mg, Al и Si фиксируются, по-видимому, во флюиде в основном за счет «водного» экстрагирования.

В большой серии работ [Рябчиков, 1975; Рябчиков и др., 1974, 1980, 1981; Антипин и др., 1981; Хитаров и др., 1982; Малинин, Хитаров, 1984; Эпельбаум, Салова, 1985; Candela, Holland, 1984; Tetsuro, 1985; и др.] не приводится столь подробных анализов фаз-продуктов. Обычно анализируются лишь отдельные компоненты. Такая ситуация, строго говоря, не позволяет провести  $*K^{v-m}$ -анализ. Однако если  $PT$ -условия сопоставляемых по литературным данным экспериментов, валовый состав гранитоидного расплава и исследуемый состав флюида близки, то можно в  $*K^{v-m}$ -анализ выше упомянутых работ [Holland, 1972; Чевычелов, Эпельбаум, 1985] включать отдельно определяемые металлы. Не удастся подобрать такие хорошо коррелируемые условия проведения экспериментов для большинства металлов [Flinn, Bingham, 1978; Некрасов и др., 1979; Рябчиков, 1970; и др.]. Тогда остается единственный способ оценки — из фрагментарных отношений концентраций (в основном коррелируемых с Cl). Для меди [Candela, Holland, 1984] следует ожидать  $*K_{\text{Cu}}^{v-m} \sim 10$ , мы указываем лишь порядок (принимая  $C_{\text{Cl}}^v \sim 1 \div n$  [моль/кг р-ра]), отдавая себе отчет в том, какие неопределенности имеют место.

В ряде работ предпринимаются попытки оценить экстракционные свойства карбонатных [Хитаров и др., 1982], щелочных и смешанных хлоридных флюидов [Чевычелов, Эпельбаум, 1985]. Полезна работа Д. Маннинга и П. Хендерсона

Т а б л и ц а 7.3. Коэффициенты распределения  $*K^{v-m}$  хлора и металлов между водно-хлоридным флюидом и гранитоидным расплавом

Экстрагирующий флюид	$\text{Me}_i$								$C_{\text{Cl}}^v$	$*K_{\text{Cl}}^{v-m}$	pH
	Pb	Zn	Fe	Na	K	Ca	Al	$\sum_i \text{Me}_i$			
1 н NaCl	25,3	12,1	3,8	0,88	1,85	0,89	—	0,8724	0,92	1,52	1,5--2
0,1 н HCl + 1 н NaCl	99,2	52,45	5	1,85	2,67	1	0,1	0,936	0,93	2,57	$\leq 1$
0,5 н NaCl	20,3	10,5	1,33	0,96	0,98	—	—	0,4	0,52	0,45	1,5--2
0,5 н HCl	62,5	4,7	13	2,45	0,9	0,67	0,13	0,251	0,12	0,1	$< 1$



[Manning, Henderson, 1984], которыми исследовано распределение  $W$  между гранитовым расплавом и флюидом ( $H_2O + 0,5 \div 3,4m$  раствора  $NaF$ ,  $NaCl$ ,  $Na(PO_4)_{1/3}$ ,  $\frac{1}{2}Na(CO_3)$ ,  $Na(B_4O_7)_{1/2}$ ). Установлено, что при возрастании содержания  $NaCl$   $K_{w-m}^{v-m}$  увеличивается от 1,5 (0,5m  $NaCl$ ) до 6,7 (3,4m  $NaCl$ ), ошибки опыта порядка 30 %. Сопоставление экспериментальных результатов сталкивается с еще более серьезными проблемами (в интерпретации их в первую очередь). Методические приемы проведения опытов (отсутствие наблюдения ассоциированных комплексов флюидной фазы при магматических  $PT$ -условиях сепарации флюида, например методами хроматографии) не позволяют дифференцированно анализировать относительную эффективность хлоридного, карбонатного, щелочного либо какого-то другого механизмов экстракции, поскольку даже знание степени диссоциации солей и кислот исследуемого конечного закалочного раствора при комнатных условиях не позволяет однозначно оценить влияние конкретного механизма.

Приближение к составам реальных флюидов по всем летучим компонентам и продуктам их взаимодействия с гетерофазной твердо-жидкой расплавной средой в области ретроградного кипения должно, по-видимому, анализироваться поступательно от отдельных механизмов к их совокупности, по крайней мере, с той же степенью детальности, с какой уже изучены водно-хлоридные флюиды. При описании динамики отделения флюида от магмы следует это учитывать или в записи граничных условий, или введением специальных членов в уравнениях переноса массы жидкости. Однако уровень экспериментального изучения этих явлений настолько низок, что можно лишь иметь самые общие представления о них. О расходах в пар веществ силикатной жидкости дают сведения, приведенные, например, в работе [Kassib, Frischat, 1981]  $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$  г·см<sup>3</sup>/с. При этом около пузырей формируются «концентрационные дворики» шириной несколько сот микрон [Parker, West, 1986]. Из данного анализа можно сделать следующие выводы:

1) процесс перераспределения  $Cl$  при образовании водно-хлоридных флюидов при низких и высоких концентрациях  $C_{Cl}^v$  характеризуется неидеальностью, и  $*K_{Cl}^{v-m}$  варьирует от значений, меньших 1 до 4 (при этом для  $H_2O$  приблизительно соблюдается  $*K_{H_2O}^{v-m} \approx 1$ ). Такие пропорции коэффициентов распределения для  $Cl$  и  $H_2O$  не могут трактоваться в рамках популярного мнения об интенсивном необратимом переходе хлора во флюид. В геологической литературе произошел процесс семантической вульгаризации высказываний о высоких значениях  $K_{Cl}^{v-m} \sim 30 \div 100$  [Kilinc, Burnham, 1972; Holland, 1972; Рябчиков, 1975], «означающих» интенсивнейшее перераспределение  $Cl$  в пользу флюидов; заметим, что при «средних» концентрациях  $C_{Cl}^v$ ,  $K_{H_2O}^{v-m} \sim 20 - 22$ , так что пропорции  $*K_{Cl}^{v-m} / *K_{H_2O}^{v-m}$  близки к  $K_{Cl}^{v-m} / K_{H_2O}^{v-m}$ ;

2) коэффициенты распределения хлора, некоторых рудных и петрогенных компонентов существенно зависят от формы введения хлора в систему — кислотная ( $HCl$ ) либо солевая ( $NaCl$ ,  $KCl$ ...);

3) высокие значения  $K_{Me_i}^{v-m}$  и  $*K_{Me_i}^{v-m}$  для ряда рудных компонентов свидетельствуют об их интенсивной экстракции водно-хлоридными флюидами. Часто в генетическом аспекте необходимо знать степень относительного обогащения флюидов тем или иным компонентом. Такую информацию можно получить лишь при максимально подробном изучении химических составов фаз-продуктов;

4) петрогенные компоненты — в особенности  $Na$ ,  $K$ ,  $Ca$ ,  $Mg$ ,  $Fe$  — «связывают» в процессе экстракции большую часть хлора, пропорции их солей очень стабильны в широком интервале  $C_{Cl}^v$  и слабо зависят от формы введения  $Cl$  в систему.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магматогенные флюидные системы, возникающие при охлаждении магмы в земной коре, разнообразны по источникам флюидов, их составу и, соответственно, рудоносности. Среди них в отношении «способности» формировать различные формационные типы рудных месторождений основное значение, по-видимому, имеют ортомагматические. Генетическая модель этих месторождений была построена примерно к концу 30-х годов и уже 30 лет предпринимались неоднократные попытки доказать ее несостоятельность и заменить различными модификациями генетической схемы вторичных (разогретых поровых вод, рассолов и т. п.) систем. Но при проверке такого рода построений на реальных ортомагматических месторождениях выяснилась невозможность с их помощью истолковать наблюдаемые структурные и минералогические особенности этих объектов. Однако и ортодоксальная трактовка ортомагматической концепции, например, в той форме, что давалась П. Ниггли и др., когда она формировалась как система представлений, также не согласуется со многими выявленными чертами не только в целом плутоногенных, но и большинства ортомагматических месторождений. Следовательно, эта фундаментальная генетическая схема требует уточнений и развития в соответствии с более последовательной и строгой ее физической интерпретацией, с одной стороны, и более глубоким количественным освещением динамики переноса тепла и массы — с другой. Нами были сделаны определенные шаги в этом направлении.

В частности, исследована термодинамика ретроградного кипения и построена количественная модель динамики этого процесса, а также получены численные оценки ряда важных для анализа эволюции ОФС ее постановок. При этом удалось показать, что решающим фактором в характере эволюции ОФС и динамики кристаллизации интрузивов является проницаемость вмещающих и изверженных пород. Обнаружено, что могут реализоваться три режима охлаждения массива в зависимости от начального содержания воды в расплаве и проницаемости пород. Соответственно, следует ожидать и изменение эволюции температурного поля в надынтрузивной области земной коры. При этом пульсирующее отделение флюида при ретроградном кипении может не быть следствием периодического появления и исчезновения трещин, а повторного подплавления и разогрева эндоконтакта интрузива у его кровли.

В зависимости от структурных условий отделения флюида формируются три типа температурных профилей в ОФС: 1) «квазикондуктивный», 2) с «квазилинейным» градиентом температур и 3) «квазиadiaбатический» с зонами больших градиентов  $T$  вблизи поверхности земли и квазиadiaбатического градиента  $T$  в недрах системы.

Впервые получены «полные» пространственные профили распределения концентраций для ГБ, определяемых условиями переноса тепла и массы в системе. Сопоставляя их, можно составить общее представление о видах верхней, боковой и нижней выклинок рудных зон при отсутствии литологического контроля размещения рудных тел. Наиболее существенным оказалось то, что при

наличии барьера типа газ — жидкость возможны различные реализации характера рудоотложения и формирования околорудных пород, которые много разнообразнее обсуждавшихся в качественных генетических схемах плутоногенных рудных месторождений.

В целом ОФС являются следствием охлаждения магм определенного состава в интрузивных камерах. При этом определенным магматическим фациям глубинности отвечают свои структурно-функциональные зоны или фации ОФС, а сочетание различных структурных форм магматизма и ОФС, связанных с единым источником, формируют флюидно-магматические рудообразующие системы, которые в литературе в последнее время именуют «рудно-магматическими».

Впервые удалось строго обсудить условия смешения поровых и «ювенильных» флюидов, что сужает возможности произвольных трактовок этого вопроса.

Здесь следует также отметить те оставшиеся неясными моменты обсуждавшейся генетической модели, которые требуют дальнейшей разработки и углубления. С нашей точки зрения следующие весьма важные вопросы эволюции ортомагматических систем не имеют пока ясной физической трактовки, а следовательно, и не могут получить количественного описания: 1) динамика отделения флюида от кристаллизующейся магмы при прекращении ретроградного кипения или при начальных концентрациях летучих, не обеспечивающих его развитие; 2) отделение флюида из полностью закристаллизовавшегося интрузива; 3) динамика смешения магматического и порового флюида; 4) условия формирования гетерогенных (газовый и солевой растворы) флюидов при относительно низких давлениях, а также образование гомогенных солевых растворов—расплавов.

Несложно видеть, что без решения этих проблем трудно надеяться на появление возможности формулировки замкнутой обобщенной количественной модели эволюции не только ортомагматических флюидных, но и других плутоногенных рудообразующих систем. Действительно, без решения первой проблемы, например, не представляется возможной строгая формулировка модели динамики разогрева поровых вод гипабиссальными или субвулканическими интрузивами, в которых не происходит ретроградного кипения.

Вопрос отмирания ортомагматических флюидных систем нельзя решить без освещения второй проблемы, а следовательно, построить замкнутую модель их динамики. Наконец проблема «рудных магм», за исключением простых случаев разделения типа жидкость—жидкость, остается полностью «открытой».

После решения фундаментальной проблемы описания граничного условия отделения флюида от кристаллизующегося расплава, полученного А. Н. Черепановым (см. гл. III), указанная задача представляется наиболее важной для последующих теоретических исследований при построении моделей эволюции магматогенных рудообразующих систем. Однако для глубинных магм она также пока не выглядит очевидной, поскольку не ясно, каковы особенности формирования пор при кристаллизации магм, содержащих летучие. Проблема динамики отделения летучих из глубинных магматических очагов еще ожидает своего решения. Это также фундаментальный вопрос теории генезиса магматогенных рудных месторождений, который остается «открытым».

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### ПРИЛОЖЕНИЕ 1

#### КОЛИЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ГРАНИТОИДНЫХ МАГМ И СОПРОВОЖДАЮЩЕГО ЕГО РЕТРОГРАДНОГО КИПЕНИЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ПОСТРОЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ СХЕМЫ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИНАМИКИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

По-видимому, на сегодняшний день самой адекватной моделью растворения воды в магмах является предложенная У. К. Бернэмом [1982, 1983], которая связана с эквимолярным растворением ее в альбитовой молекуле в расплавах различного состава. В этом смысле наипростейшей модель  $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8 + \text{H}_2\text{O}$  является нулевым приближением процесса растворения воды в природных магмах (преимущественно кислых). Несмотря на показанную У. К. Бернэмом универсальность этой модели, она достаточно груба из-за наличия «стоков» воды в водосодержащие породообразующие минералы и других летучих, когда роль воды может заметно подавляться ( $\text{CO}_2$ , хлориды, серосодержащие летучие и др.). Тем не менее в литературе нет примеров количественной реализации физико-химической модели кристаллизации природных силикатных систем даже наипростейшего типа. Поэтому, исходя из степени изученности, нами была выбрана тройная система  $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8 + \text{SiO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ , с определенной степенью достоверности отождествляемая с некоторыми типами гранитоидных магм.

Кратко охарактеризуем эту систему. Бинарная система  $\text{Ab} + \text{Q}$ , ее  $\text{TX}$ -проекция при  $P=1$  бар; 8; 12,3 и 20 кбар приведены в работе [Luth, 1967]. Целиком тройная система была изучена О. Таттлом и Н. Боуэном [Tuttle, Bowen, 1958], двойная система  $\text{Ab} + \text{H}_2\text{O}$  — У. К. Бернэмом и Р. Джансом [Burnham, Jahns, 1962], система  $\text{Q} + \text{H}_2\text{O}$  — Дж. Кеннеди и др. [Sougiraiau, Keppedy, 1962]. Нами непосредственно использовались дополненные диаграммы из монографии [Кадик и др., 1972]. Тройную изобарическую  $\text{TX}$ -диаграмму системы наглядно можно представить в виде призмы. Гранями последней являются бинарные системы, которые В. А. Николаев и В. В. Доливо-Добровольский [1961] относят к системам так называемого III типа — два силиката плюс летучий. Схематическое изображение системы  $\text{Ab} + \text{Q} + \text{H}_2\text{O}$  дано на рис. 3.5, ликвидусные поверхности упрощенно разбиваются на части и представлены многогранниками. Интервал начальных составов расплава выбирался нами с соблюдением «гранитного» содержания кремнезема 60—75 % (мас.). Моноктетические точки (ретроградного кипения) [Николаев, Доливо-Добровольский, 1961] бинарных систем с летучими и эвтектическая точка в системе  $\text{Ab} + \text{Q}$  ( $P_{\text{H}_2\text{O}} = P_{\text{общ}}$ ) [Tuttle, Bowen, 1958] характеризуются такими соотношениями концентраций  $\text{Ab}$ ,  $\text{Q}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , что достаточно точным является разбиение ликвидусной поверхности  $\text{L} + \text{Ab}$  (когда  $\text{Q}$  является примесным компонентом, т. е. начальный состав расплава тяготеет к альбитовому углу на фазовом треугольнике системы) серией граней—плоскостей. При этом равновесный путь кристаллизации близок реальному до канноты  $m_1 - M$ . Увеличение давления смещает весь «карточный домик» линейно-аппроксимированной диаграммы сложным образом в зависимости от поведения точек  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $M$ , е. Поэтому при моделировании кристаллизации мощных интрузивов, когда существенно сказывается давление на функции растворимости воды, равновесные составы фаз в бинарных системах, температуры фазовых переходов, все параметры функционально (посредством известных экспериментальных

данных) зависят от давления. Необходимая количественная конкретизация тройной системы  $Ab + Q + H_2O$  будет приводиться ниже при изложении физической модели процесса.

Система уравнений (3.38) и (3.41) в том виде, в котором она реализуется численно, выглядит следующим образом (переобозначим индексы 1 и 2 на  $l$  и  $s$  соответственно):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + f_l u \frac{\partial T}{\partial z} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon_1 x_0}{c_p^*} \frac{\partial f_l}{\partial t}, \quad T \equiv T_l(C_2, P); \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(f_l C_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(f_l u C_i) = \varepsilon_1 k_i C_{i_0} \frac{\partial f_l}{\partial t}; \quad (1.2)$$

$$\frac{\varepsilon \partial f_l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}(f_l u); \quad (1.3)$$

$$u = - \frac{k_p(f_l)}{\mu \cdot f_l} (\nabla P + g \rho_l). \quad (1.4)$$

где (1.2) выписано для  $i$ -компонента расплава; были учтены реальные термодинамические параметры силикатных расплавов. Ввиду низких значений коэффициентов диффузии интересующих компонентов в расплаве [Есин, Гельд, 1966; Scholze, 1966; Эйтель, 1962] этим членом в уравнении массопереноса можно пренебречь. Плотности расплава  $\rho_l$ , интрузивной породы  $\rho_s$  и флюида на магматической стадии  $\rho_v$  считаем постоянными в пределах гетерофазной области. Выше контакта с вмещающими толщами, в области фильтрации,  $\rho_v$  существенно зависит от  $PT$ -условий (см. гл. IV).

Рассмотрим численную схему для двухфазной области расплав + твердое (1.1)–(1.4) с краевыми условиями. Система уравнений справедлива при отсутствии в расплаве самостоятельной газовой фазы. В трехфазной зоне ретроградного кипения расплав + твердое + флюид мы будем использовать квазиравновесную модель массообмена [Шарапов, Черепанов, 1986а, б].

1. Из анализа равновесных диаграмм следует, что некоторые равновесные параметры — температуры ликвидуса, перегибов на аппроксимирующем ликвидусную поверхность многограннике, вскипания — есть кроме всего прочего функции начального состава расплава  $\sum_i C_{i_0}$ , например:

$$T = T_0(P) - \beta_1(P) \cdot C_1 - \beta_2(P) \cdot C_2. \quad (1.5)$$

Правило неравновесного рычага Шейля [Шарапов, Черепанов, 1986а, б]

$$C_i = \frac{C_{i_0}}{f_l^{(1 - k_i^{s-m}) \varepsilon_1}} \quad (1.6)$$

в совокупности с температурными функциями  $T(P, \sum_i C_i)$  позволяет получить выражения для функции  $f_l$  — доли расплава при кристаллизации последовательно для всего хода кристаллизации [Николаев, Доливо-Добровольский, 1961],  $f_l \equiv f_l(T, P, \sum_i C_{i_0})$ , например:

$$f_l = \frac{\sum_1^2 \beta_i(P) C_{i_0}}{T_0(P) - T}, \quad (1.7)$$

тогда для уравнения (1.1) с учетом (1.7) получаем

$$\left[ 1 + \frac{\varepsilon \alpha_0}{c_p^*} \frac{\sum_1^2 \beta_i(P) C_{i0}}{(T_0(P) - T)^2} \right] \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (1.8)$$

Выражения (1.7) и (1.8) выписаны из соображений малости  $\varepsilon$  (знак  $\approx$ )

$$\varepsilon \ll 1, \quad (1.9)$$

его мы учитываем и в дальнейшем. Для металлических сплавов  $\varepsilon$  может принимать значения 0,2 [Флеммингс, 1977], но для природных алюмосиликатных расплавов  $\varepsilon \sim 0,01 \div 0,1$  будем принимать за наиболее вероятный интервал. В процессах сегрегации [Шарапов, Черепанов, 1986а] срабатывает именно тонкий эффект наличия в степени  $f_i$  множителя  $\varepsilon_1 = 1 + \varepsilon$ .

Оценки членов уравнения 3. с. э. (1.1) позволяют пренебречь конвективным подтоком расплава ( $f_i$  и  $\frac{\partial T}{\partial z}$ ), обусловленным усадкой, по сравнению с процессом теплопроводности. Тогда совершенно очевидно следствие — отпадает необходимость в общем итерационном процессе для системы уравнений (1.1) — (1.4), в которой число неизвестных равно числу уравнений. Оказывается возможным в пределах  $\bar{\varepsilon}$  точности итерационного процесса для температуры использовать соотношения типа (1.7), что и дает для конкретного численного воплощения (1.8) для определенной линейно-аппроксимированной части диаграммы. Выражение (1.82) мы оставим в самой общей записи, оно описывает теплоперенос в области  $T_{NS} < T < T_L$  на отрезке  $[z_p, z_f]$  (см. рис. 3.6). В части расплава (центральной), где еще не началась объемная кристаллизация  $[z_f, z_f']$ , где штрихованными будем обозначать координаты подошвы интрузивной камеры,  $f_i \equiv 1$  и  $\frac{\partial f_i}{\partial t} \equiv 0$  и (1.1) становится обычным уравнением конвективной теплопроводности. Уже указывались [Шарапов, Черепанов, 1986а] принципиальные трудности при построении физики расплавной фазы при наличии в ней естественной конвекции, газового барботажа, ассимиляции вмещающих пород. Скорость течения  $\vec{u}$  расплава теряет чисто «усадочный» характер в области между ликвидусными уровнями  $[z_f, z_f']$ . Основываясь на прежнем положении

$$f_i u \frac{\partial T}{\partial z} \ll a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad \text{будем пренебрегать конвективной составляющей. Значение}$$

усадочной скорости  $\vec{u}$  в области  $[z_p, z_f]$  и  $[z_f', z_p']$ , полученное в численной реализации задачи порядка  $5 \cdot 10^{-11} \div 10^{-12}$  м/с и менее, исходя из величин теплофизических параметров гетерофазной области, вполне справедливо.

На рис. 3.6 приведена схема гетерофазной, субсолидусной, интрузивной (консолидированной) зон, а также вмещающих пород. В области отсутствия кипения  $[z_p^+, z_f]$ , как мы уже говорили, равновесная ликвидусная поверхность в системе  $Ab + Q + H_2O$  аппроксимируется многогранником (в первом приближении) с неравновесным уравнением теплопереноса общего вида (1.8). В области  $[z_E, z_p]$  кипения  $C_{H_2O}^{ns} \equiv C_{H_2O}^{nac}$  и

$$\left( 1 + \frac{\varepsilon_1 \alpha_0}{c_p^*} \cdot \frac{\beta_1(P) C_{i0}}{(T_0(P) - T - \beta_2(P) C_{H_2O}^{nac})^2} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (1.10)$$

В субсолидусной области  $[z_E^-, z_E^+]$  мы применяем разностный метод со сглаживанием коэффициентов для решения задачи Стефана [Будак и др., 1965].

Тогда (1.10) может быть записано в виде

$$\left[ (\overline{c_p \rho}) + \rho_s \cdot \kappa_0 \frac{\beta_1(P) \cdot C_{l_0}}{(T_0(P) - T - \beta_2 \cdot C_{H_2O}^{nac})^2} + f_{l_E} \kappa_0 \rho_s \delta(T - T_s) \right] \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \bar{\lambda} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (1.11)$$

Здесь в качестве упрощающих положений принимается из анализа теплофизических параметров [Шарапов, Черепанов, 1986а, б; Справочник... , 1969]  $\bar{\lambda} \simeq \lambda_{сф}^{l-s} = \lambda_s f_s + \lambda_l f_l \approx \text{const}$ . Необходимо учитывать практические рекомендации о длине интервала  $[T_s - \Delta, T_s + \Delta]$  и числе узлов разностной сетки по пространству на нем [Будак и др., 1965]. Мы выбираем в качестве дельта-функции на отрезке  $[z_E^-, z_E^+]$  следующую аппроксимирующую функцию:

$$\delta(T - T_s) = \frac{1}{2\Delta} \left\{ \cos \left[ \frac{\pi}{\Delta} (T - T_s) \right] + 1 \right\}, \quad (1.12)$$

численная реализация которой не вызывает трудностей [Полякова, 1981].

Строго говоря, необходимо в области  $[z_E, z_p]$  учитывать конвективный флюидный перенос в связанных порах гетерофазной зоны, характеризующейся аналогом пористости — сечением газовой фазы  $f_g$ . Из верхней оценки [Шарапов, Черепанов, 1986а]  $f_g \approx \epsilon f_{l_p}$  следует, что  $f_g \ll f_{l_p}$  и в первом приближении можно пренебречь членом  $(c_p)_{фл} \omega \nabla T$ , как и  $(c_p)_i$  и  $\nabla T$  по сравнению с левой частью выражения (1.10).

В области  $[z_c, z_E]$  и вообще для  $0 \leq z \leq z$  конвективная флюидная **составляющая** теплопереноса при  $\omega > 10^{-9}$  м/с преобладает над кондуктивной, поэтому, хотя ее зарождение связано с координатой  $z_p$ , мы будем строить ее сглаживающий «источник» в зоне  $[z_E^-, z_E^+]$ :

а) в зоне  $[z_E, z_E^+]$  перенос тепла описывается дифференциальным уравнением

$$\left( (\overline{c_p \rho}) + \rho_s \cdot \kappa_0 \frac{\beta_1(P) \cdot C_{l_0}}{(T_0(P) - T - \beta_2(P) C_{H_2O}^{nac})^2} + f_{l_E} \kappa_0 \rho_s \cdot \delta(T - T_s) \right) \frac{\partial T}{\partial t} + (c_p)_{фл} \cdot \omega \Big|_{z_E} \chi(T - T_s) \nabla T = \bar{\lambda} \Delta T; \quad (1.13)$$

б) в зоне  $[z_E^-, z_E]$

$$[(\overline{c_p \rho}) + \rho_s f_{l_E} \kappa_0 \delta(T - T_s)] \frac{\partial T}{\partial t} + (c_p)_{фл} \cdot \omega \Big|_{z_E} \chi(T - T_s) \nabla T = \bar{\lambda} \Delta T, \quad (1.14)$$

где  $\chi(T - T_s)$  — сглаживающая функция конвективного флюидопотока,  $\chi(-\Delta) = 1$ ,  $\chi(+\Delta) = 0$ .

Если отсутствует кипение, особенно в начальные этапы кристаллизации либо для «потенциально некипящих» (низкие  $C_{H_2O}$ ) магм, то  $C_{H_2O} | < C_{H_2O}^{nac}$ ; отсутствует конвективный флюидный поток, и выражение для  $f_l$  остается в форме (1.7).

В области  $0 \leq z \leq z_E^-$

$$(\overline{c_p \rho}) \frac{\partial T}{\partial t} + (c_p \rho)_{фл} \omega \frac{\partial T}{\partial z} = \bar{\lambda} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (1.15)$$

где  $(\overline{c_p \rho}) = (1 - m)(c_p \rho)_s + m(c_p \rho)_{фл}$ ,  $\bar{\lambda} = (1 - m)\lambda_s + m \cdot \lambda_{фл}$  в гетерофазной области вместо  $m$  имеется и учитывается расплавная фаза. Структурные неоднородности вмещающих пород в надынтрузивной области земной коры вплоть до области разгрузки реализуются уравнением (1.15) в разностной схеме сквозного счета [Самарский, 1983].

Численная реализация процесса теплопереноса будет освещена нами вкратце, поскольку она громоздка и многие счетные моменты непринципиальны. В начале каждой новой итерации  $(s+1)$  по значениям  ${}^{(s)}T_i^{n+1}$  происходит разбиение всей области интрузива (и особенностей вмещающих толщ) согласно схеме рис. 3.6. Затем с полученными эффективными теплоемкостями, теплопроводностями и конвективной составляющей соответственно при производных  $\partial/\partial t$ ,  $\partial/\partial z$ ,  $\partial^2/\partial z^2$  ищется решение нелинейного уравнения теплопроводности по схеме сквозного счета [Самарский, 1983] в синтезе со схемой Б. М. Будака [Будак и др., 1965]. Критерий сходимости реализуется условием

$$\left| \frac{{}^{(s+1)}T_i^{n+1} - {}^{(s)}T_i^{n+1}}{{}^{(s)}T_i^{n+1}} \right| < \varepsilon \quad (1.16)$$

либо подобным ему для некоторой характерной точки  $i$  гетерофазной области кристаллизации; ею может быть граница, например,  $z_E$  или  $z'_E$ . Нами используются неявные разностные схемы из соображений их устойчивости. Параболические нелинейные уравнения баланса энергии, массопереноса, фильтрации реализуются методом трехточечной прогонки. В уравнении неразрывности используем правую аппроксимацию конвективного дивергентного члена. Общая последовательность операций на каждой внешней итерации следующая:  $T_i^{n+1} \rightarrow {}^{(s)}f_i^{n+1} \rightarrow {}^{(s)}u_i^{n+1} \rightarrow {}^{(s)}C_i^{n+1}$  (для всех компонентов)  $\rightarrow {}^{(s)}z_p^{n+1}$  (координата вскипания)  $\rightarrow {}^{(s)}\omega^{n+1}$  (расход флюида),  ${}^{(s)}f_{g_i}^{n+1}$ ,  ${}^{(s)}f_1$  (пористость интрузивной породы за фронтом эвтектической кристаллизации) и  ${}^{(s)}P_i^{n+1}$  (давление во флюиде)  $\rightarrow {}^{(s+1)}T_i^{n+1} \rightarrow \dots$  (повторение всей последовательности на новой итерации), и так далее до момента соблюдения условия типа (1.16).

Давление в области кипения  $[z_E, z_p]$  в точке вскипания  $P|_{z_p} \simeq P_{\text{литост}}|_{z_p}$ . Если  $f_g \ll f_l$  и  $f_l \simeq \varepsilon f_{lp} < f_g(z_E)$ , т. е. проницаемость гетерофазной зоны в субсолидусной области выше, чем интрузивной породы  $f_l$ , то  $P_{\text{литост}}|_{z_E} < \bar{P}_{\text{фл}} < P_{\text{литост}}|_{z_p}$  для усредненного давления  $\bar{P}_{\text{фл}}$  в зоне  $[z_E, z_p]$ . Для сжимаемого флюида с уравнением состояния

$$\rho = \rho_0(1 + \beta(P - P_0) - \alpha(T - T_0))$$

в интервале  $T_s \leq T \leq T_L$  и рассматриваемых давлениях эффекты сжимаемости ( $\beta$ ) и теплового расширения ( $\alpha$ ) противоположны и нивелируются; а время релаксации возмущений поля давлений много меньше времени заметного изменения температуры ( $\sim 10^6 \div 10^8$  с). Достаточно точными являются допущения: 1)  $P \simeq P_{\text{фл}}$  во всей зоне  $[z_E, z_p]$ , 2)  $\rho_{\text{фл}} \simeq \text{const}$ , 3)  $c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{нас}} = c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{нас}}(\bar{P}_{\text{фл}})$ , 4)  $\omega = f(\frac{\partial f_l}{\partial t}, f_g, f_1)$ , т. е. расход флюида есть функция темпа кристаллизации.

Поскольку мощность области кипения, как правило, невелика и редко превышает  $n \cdot 10^2$  м, то  $\Delta P$  в ней достигает максимум 200 бар. Тогда для регроградного кипения абиссальных плутонов справедливым будет граничное условие в области субсолидуса  $P(z_E) \simeq P_{\text{литост}}(z_E)$ .

После решения термодинамической задачи (1.1), (1.3), (1.4), изолированная реализация которой основывается на следующих положениях, обсуждавшихся выше:

$$\left. \begin{aligned} f_1|_{z_E} &\simeq \varepsilon f_{lp} \\ P_{\text{фл}}|_{z_E} &\simeq \bar{P}_{\text{литост}}|_{z_E} \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

Этот факт легко объясним. То есть, для построения модели кипения важно, что в зоне кипения происходит монотонное удаление летучих при объемной кристаллизации  $\frac{\partial f_l}{\partial t} < 0$ .



После того как в итерационном процессе для тепловой задачи получены  $T, f_i, \omega, f_1$ , численно реализуется (1.2). Если конвективный член несуществен для переноса тепла, то для массопереноса он, например, полностью ответствен за сегрегацию компонентов [Шарапов, Черепанов, 1986а]. Так что усадочным подтоком расплава мы не в праве пренебречь, в отличие от диффузионного переноса, поскольку для большинства компонентов коэффициенты диффузии относительно малы [Есин, Гельш, 1966; Scholze, 1966; Эйтель, 1962; Шарапов, Голубев, 1976].

С известными значениями  $f_i^{n+1}$  из (1.3) мы определяем  $u_i^{n+1}$  и далее решаем уравнение конвективного массопереноса (1.2). В области кипения  $[z_E, z_p]$  скорость течения расплава  $u \equiv 0$ , считается, что газовые поры занимают весь  $\varepsilon$  — объем усадки  $f_g \simeq \varepsilon f_{l_p}$ .

Строго говоря, гидродинамика кристаллизующейся кипящей трехфазной зоны — еще нерешенная задача на понятийном уровне [Черепанов, 1984]. На данный момент она может описываться качественными и полуквантитативными оценками и моделями, основной критерий их разбраковки — соответствие с экспериментом. В этом смысле принимаемое положение вполне приемлемо, если базироваться на данных о кристаллизации слитков. В области  $[z_E, z_p]$ , следовательно, концентрация кварца описывается уравнением неравновесного рычага Шейля (1.6), а для воды  $C_{H_2O} \equiv C_{H_2O}^{nac}(P)$ .

В данном Приложении обсуждалось состояние, когда в магматической камере имеется слой жидкости, для которого  $f_l = 1$  и  $T \geq T_L(P, C_{i_0})$ . При охлаждении магмы в определенный момент охлаждения фронты ликвидуса кровли  $z_j$  и подошвы  $z'_j$  соединятся, и центральная часть интрузива будет являться гетерофазной зоной. В заключительный этап фронты вскипания (насыщения расплава летучими) соединятся, так что во всей остаточной трехфазной области между солидусами кровли и подошвы магматический расплав будет кипеть. Кипение прекратится при полной раскристаллизации, когда соединятся фронты солидусов  $z_E$  и  $z'_E$ .

Все эти последующие стадии ретроградного кипения также описываются системой уравнений (1.1) — (1.4). После соединения фронтов ликвидуса будет отсутствовать свободный конвектирующий течения в чисто расплавной фазе с идеальным перемешиванием компонентов. Вся двухфазная область будет охвачена локальными усадочными процессами, так что, вероятно, будет соблюдаться условие  $u_z \approx 0$ , а распределение концентраций примесных компонентов характеризоваться правилом неравновесного рычага Шейля.

По-видимому, в заключительный этап ретроградного кипения могут в габиссальных массивах формироваться усадочные каверны. Они не обсуждаются нами из-за непреодолимых пока сложностей как физического, так и математического описания этих процессов.

Однако при необходимости они могут быть учтены на основе данных металлургических экспериментов, где соблюдается хорошее соответствие относительного объема остаточных усадочных каверн в металлических сплавах и величиной коэффициента усадки  $\varepsilon$ . Но для «переноса» этих результатов на реальные интрузивные тела имеются известные сложности, рассмотрение которых выходит за рамки нашей работы.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2 ДИНАМИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ГРАНИТОИДНОЙ ИНТРУЗИИ И МЕТАМОРФИЗМ ВМЕЩАЮЩИХ ПОРОД

Рассматривая энергетический аспект процесса кристаллизации плутона, необходимо исследовать в полном объеме влияние стоков и источников тепла во всей системе. Химическая эволюция отделившегося от магмы флюида во вме-

шающих толщах сопровождается эндо- и экзотермическими реакциями с величинами удельной теплоты разного порядка. Эффект Джоуля-Томсона оценивается сравнительно просто при анализе членов в уравнении переноса энергии. Для процессов геофильтрации его можно не учитывать [Чекалюк, 1965; Великов, 1986б]. Если сравнить также теплообмен с трещинно-пористым скелетом пород и конвективную составляющую флюидопотока, то они окажутся величинами разного порядка. Таким образом, «термодинамический контроль» осуществляется граничными условиями гидротермальной системы, они могут иметь сложную природу (условия разгрузки, смешение с метеорными водами и т. д.).

Из этого замечания логично оценить влияние универсального стока энергии — метаморфических реакций в надынтрузивной толще и, в частности, в прогрессивный этап контактового метаморфизма увеличения температуры, когда происходит «осушение» вмещающих пород. Прогрессивный метаморфизм характеризуется протеканием реакций дегидратации, присутствие воды оказывает сильное каталическое воздействие с вероятным понижением энергии активации [Файф и др., 1981], скорость реакции увеличивается на много порядков. Реакции гидратации и дегидратации, характеризующиеся высокой энтропией и низким «переступанием» (в терминах теории Эйринга) энергетического порога превращения, в присутствии избытка водного (водно-углекислого) флюида при ретроградном кипении источника тепла должны протекать еще более интенсивно [Файф и др., 1962; Фации. . ., 1970]. Количественные оценки смещения свободных энергий метаморфических реакций при увеличении  $P_{H_2O}$  неизвестны, существуют лишь общие указания направленности процессов. Для метаморфических реакций, протекающих в условиях избытка «собственной» воды, известны порядки величин скрытых теплот (стоков тепла) реакций. Воспользуемся ими для оценки влияния на процесс кристаллизации гранитоидной интрузии метаморфизма вмещающих пород трех ступеней — амфиболитовой ( $T \sim 700^\circ\text{C}$ ), эпидот-амфиболитовой ( $T \sim 600^\circ\text{C}$ ), зеленосланцевой ( $T \sim 300^\circ\text{C}$ ) [Фации. . ., 1970; Шарапов, Меламед, 1977]. Интервал изменения скрытых теплот  $Q$  для этих трех фаций можно оценить как 3—9 ккал/моль (для оценок энергий активации) [Файр и др., 1981]; конкретные значения для расчетов выбираем близкими принятым в монографии [Меламед, 1980]. Строго говоря, степень «метаморфизации» вмещающих пород  $f$  есть функция температуры и кинетики процесса, т. е.  $f \equiv f(T, k(T))$  в интервале температур протекания определенного превращения; давление увеличивает скорость реакции, его влияние менее выражено для ограниченной в пространстве зоны метаморфизации.

Однако реально конкретный вид функции  $f(T)$  неизвестен, а значит неизвестна функция  $Q\rho \frac{\partial f(T)}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$  в интервале реакции  $T = (T_{\text{нач}}, T_{\text{конечн}})$  [Меламед, 1980].

Остается предположить, что превращение протекает «эвтектически» при  $T \equiv T_{\text{нач}}$ , т. е.  $f(T) = 0$  при  $T < T_{\text{нач}}$ ,  $f(T_{\text{нач}}) = 1$ ,  $f'(T) = 0$  при  $T > T_{\text{нач}}$ . В уравнении конвективного теплопереноса вместо непрерывной функции  $f(T)$  выше кровли плутона

$$(c_v + Q\rho \cdot f'(T)) \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c) w_{\text{фл}} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial t} \right) \quad (2.1)$$

мы вынуждены использовать функцию Хевисайда и

$$(c_v + Q\rho \cdot \delta(T - T_{\text{нач}})) \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho c) w_{\text{фл}} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (2.2)$$

Численная реализация аналогична стефановской границе при кристаллизации

гранитоидного интрузива с  $T = T_s$  и конечным сечением расплавленной фазы  $\dot{I}_{iE}$  (см. Приложение 1). Метаморфизм подстилающих пластиновидную интрузию пород — следствие кондуктивного прогресса.

Принципиальным явилось получение решения при кристаллизации интрузии с начальной концентрацией растворенной в расплаве воды ниже критической (начало ретроградного кипения). Темп остывания абиссального плутона (глубина кровли  $10^4$  м, мощность  $5 \cdot 10^3$  м) при наличии метаморфических стоков был несколько выше (полная раскристаллизация его началась через 470 тыс. лет, на 60 тыс. лет раньше, чем в случае отсутствия учета метаморфизма). Глубины фаций совпадают, а температуры во вмещающих толщах отличаются не более чем на  $10^\circ\text{C}$ . Таким образом, в целом на тепловую эволюцию плутонов стоки тепла при метаморфических реакциях оказывают незначительное влияние, динамически различимое лишь в среднюю и конечную стадии процесса до этапа раскристаллизации. Если имеет место мощный флюидопоток, то это влияние будет еще более незначительным. Во всяком случае реально прошедшие метаморфические реакции не найдут петрологического выражения на фоне метасоматических изменений пород.

### ПРИЛОЖЕНИЕ 3

#### ЧИСЛЕННАЯ ИНТЕГРАЦИОННАЯ СХЕМА

#### РЕАЛИЗАЦИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (4.61)—(4.64)

С известными на предыдущем временном слое термодинамическими функциями осуществляем следующие итерационные операции ( $m$  — итерации):

1)  $(0)T_i^{n+1} \equiv T_i^n$ ,  $(0)P_i^{n+1} \equiv P_i^n$ , далее реализуем (4.64) и получаем

2)  $(0)\rho_i^{n+1} = \rho_o \left( 1 + \beta \left( (0)P_i^{n+1} - P_0 \right) - \alpha \left( (0)T_i^{n+1} - T_0 \right) \right)$ ;

3) замкнутый итерационный цикл ( $s$ -итерации) реализует уравнения (4.61), (4.62), (4.64) относительно функций  $\rho$ ,  $v$ ,  $P$ . При этом мы добиваемся условия их «совместимости» до момента выполнения неравенства типа

$$\left[ \binom{(t)}{(s+1)}\rho_i^{n+1} - \binom{(t)}{(s)}\rho_i^{n+1} / \binom{(t)}{(s)}\rho_i^{n+1} \right] < \epsilon_\rho,$$

критерий сходимости итерационного процесса может быть построен и для двух других функций. На этом этапе получаем в итоге

$$\binom{(1)}{(1)}\rho_i^{n+1}, \binom{(1)}{(1)}v_i^{n+1}, \binom{(1)}{(1)}P_i^{n+1};$$

решение нелинейного уравнения теплопроводности с известными эмпирическими функциями  $c_p(T, P)$ ,  $\lambda_{эф}(T, P)$ ,  $\rho(T, P)$  при неизменном  $\binom{(1)}{(1)}P_i^{n+1}$ . При реализации замкнутого итерационного цикла относительно температуры получаем  $\binom{(1)}{(1)}T_i^{n+1}$  при выполнении соответствующего критерия устойчивости.

Получив функции  $\binom{(1)}{(1)}T_i^{n+1}$ ,  $\binom{(1)}{(1)}P_i^{n+1}$ , мы вновь повторяем этапы 2—4 и так далее до момента удовлетворения функций требованиям точности при оценке процесса.

Возможен также и другой путь (вероятное количество численных алгоритмов не менее четырех-пяти вложенных друг в друга итерационных циклов). Так, при решении нелинейного уравнения теплопроводности (4.63) на каждой внешней итерации  $m$  реализуется внутренний  $s$ - итерационный цикл на соответствие функций  $\rho$ ,  $v$ ,  $P$  и  $\binom{(m)}{(m)}T_i^{n+1}$ , при этом, конечно же, учитывается эмпирическая зависимость теплоемкости и теплопроводности от  $PT$ -условий в системе. Данный громоздкий итерационный процесс в принципе представляется более естественным, однако исследование и сравнение сходимости различных численных алгоритмов — крайне тяжелая задача.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4  
 ЧИСЛЕННАЯ ИТЕРАЦИОННАЯ СХЕМА  
 РЕАЛИЗАЦИИ НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (4.67)—(4.70)

Совместное решение уравнений (4.67)—(4.70) с известной функцией  $\rho_i$  в областях  $0 \leq z \leq {}^{(s)}\xi$ ,  ${}^{(s)}\xi \leq z \leq L$  найдем из уравнения

$$\nabla [\rho \cdot k(z) \cdot (\nabla P + \rho g)] = 0. \quad (4.1)$$

Разностным аналогом (4.71) является [Самарский, 1983]

$$\frac{1}{h} \left[ \frac{(\rho k)_{i+1-0} + (\rho k)_{i+1+0}}{2} \left( \frac{{}^{(s)}P_{i+1}^{n+1} - {}^{(s)}P_i^{n+1}}{h} + \rho_{i+1} g \right) - \frac{(\rho k)_{i-0} + (\rho k)_{i+0}}{2} \cdot \left( \frac{{}^{(s)}P_i^{n+1} - {}^{(s)}P_{i-1}^{n+1}}{h} + \rho_i g \right) \right] = 0 \quad (4.2)$$

с известными граничными условиями  $P_{i+1}^{n+1}$ ,  $P_{i-1}^{n+1}$ . Далее после численного решения уравнения Дарси (4.68) решаем (4.70):

$$\begin{aligned} & \frac{(\rho c)_{c_{i-0}} + (\rho c)_{c_{i+0}}}{2} \cdot \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\tau} + \frac{((\rho c)_\Phi v)_{i-0} + ((\rho c)_\Phi v)_{i+0}}{2} \cdot \frac{{}^{(s)}T_i^{n+1} - {}^{(s)}T_{i-1}^{n+1}}{h} = \\ & = \frac{1}{h} \left[ \frac{\lambda_{i+1+0} + \lambda_{i+1-0}}{2} \cdot \frac{{}^{(s)}T_{i+1}^{n+1} - {}^{(s)}T_i^{n+1}}{h} - \frac{\lambda_{i+0} + \lambda_{i-0}}{2} \cdot \frac{{}^{(s)}T_i^{n+1} - {}^{(s)}T_{i-1}^{n+1}}{h} \right], \end{aligned} \quad (4.3)$$

после чего вновь определяем границу  ${}^{(s+1)}\xi$  с  $T = T_{\text{крит}}$ .

Итерационный процесс прекращается при выполнении условия

${}^{(s+1)}T_i^{n+1} - {}^{(s)}T_i^{n+1} / {}^{(s)}T_i^{n+1} < \varepsilon_T$ . Если  $\rho = \text{const}$  для  $z \in [0, L]$ , то (4.67) превращается в

$$\text{div } \vec{v} = 0, \quad (4.4)$$

т. е. изменение величины давления на границах слоев в стратифицированных толщах зависит от соотношения проницаемостей. Подчеркнем некоторую условность в выборе границы между закритическим газом и жидкостью. Физико-химические свойства флюидов зависят от  $PT$ -условий «матрично» в пространстве и времени в области фильтрации, однако, функциональную зависимость всегда можно оценить для характерных предельных или стационарных состояний системы.

ПРИЛОЖЕНИЕ 5  
 ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЗАДАЧИ С ПОДВИЖНОЙ ГРАНИЦЕЙ ПАР—ЖИДКОСТЬ

При численном решении поставленной нелинейной задачи Стефана воспользуемся разностными методами и, в частности, итерационным методом ловли фронта в узел сетки [Будак и др., 1967]. Пусть в сеточной области  $\Omega(z, t) : z = ih$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots, N_1$ ,  $t = \sum_{i=1}^{N_1} \tau_i$ , нам известно  $\tau_i^{(s)}$  ( $\tau_i^{(s)}$  выбираем из «разумных» соображений, исходя из начальных условий), тогда на  $s$ -итерации краевую задачу для движущегося фронта испарения (4.72) — (4.78)

$$\frac{{}^{(s)}T_i^{n+1} - T_i^n}{\tau^{(s)}} + v_{ж} \frac{{}^{(s)}T_i^{n+1} - {}^{(s)}T_{i-1}^{n+1}}{h} = \alpha_{ж} \frac{{}^{(s)}T_{i+1}^{n+1} - 2{}^{(s)}T_i^{n+1} + {}^{(s)}T_{i-1}^{n+1}}{h^2}; \quad (5.1)$$

$${}^{(s)}T_1^{n+1} = T_0, \quad {}^{(s)}T_l^{n+1} = T_{L_1}, \quad T_i^1 = \varphi_{1i}, \quad 1 \leq i \leq l, \quad L_1 = h \cdot l; \quad (5.2)$$

$$\frac{{}^{(s)}\Theta_i^{n+1} - \Theta_i^n}{\tau^{(s)}} + v_n \frac{{}^{(s)}\Theta_i^{n+1} - {}^{(s)}\Theta_{i-1}^{n+1}}{h} = \alpha_n \frac{{}^{(s)}\Theta_{i+1}^{n+1} - 2{}^{(s)}\Theta_i^{n+1} + {}^{(s)}\Theta_{i-1}^{n+1}}{h^2}; \quad (5.3)$$

$${}^{(s)}\Theta_{N_1}^{n+1} = T_c, \quad {}^{(s)}\Theta_l^{n+1} = T_{L_1}, \quad \Theta_i^1 = \varphi_{2i}, \quad l \leq i \leq N_1; \quad (5.4)$$

$$\frac{{}^{(s)}T_l^{n+1} - {}^{(s)}T_{l-1}^{n+1}}{h} + \lambda_{\text{эф}} \frac{{}^{(s)}\Theta_{l+1}^{n+1} - {}^{(s)}\Theta_l^{n+1}}{h},$$

$$\frac{h}{\tau_l^{(s+1)}} = \frac{m u_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} {}^{(s)}T_l^{n+1} (c_{\text{ж}} - c_{\text{п}}) - \lambda_{\text{ж}}^{\text{эф}}}{m \rho_{\text{п}} \left( Q + c_{\text{п}} {}^{(s)}T_l^{n+1} \left( \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} - 1 \right) \right)} \quad (5.5)$$

где параметры  $C_{\text{ж}}$ ,  $\rho_{\text{п}}$ ,  $c_{\text{п}}$ ,  $\rho_{\text{ж}}$ ,  $Q$  — известные функции состояния флюида [Вукалович, 1958]. Итерационный процесс прекращается, если выполнено условие при некотором малом  $\varepsilon_{\tau}$ :

$$\left| \frac{\tau_l^{(s+1)} - \tau_l^{(s)}}{\tau_l^{(s+1)}} \right| < \varepsilon_{\tau}, \quad (5.6)$$

и тогда скоростью фронта является величина  $h / \tau_l^{(s+1)}$ . Массообмен в ОФС при наличии границ пар — жидкость описывается системой уравнений вида:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w_{\text{ж}} \frac{\partial C}{\partial z} = D_{\text{ж}} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - k_1 (C - C_{\text{нас}}); \quad (5.7)$$

$$C(0, t) = C_0, \quad C(z, 0) = \Psi_1(z), \quad 0 \leq z \leq L_1; \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + w_{\text{п}} \frac{\partial \sigma}{\partial z} = D_{\text{п}} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial z^2} - k_2 (\sigma - \sigma_{\text{нас}}); \quad (5.9)$$

$$\sigma(L, t) = 0, \quad \sigma(z, 0) = \Psi_2(z), \quad L_1 \leq z \leq L; \quad (5.10)$$

$$\sigma|_{z=L_1} = k_{\text{ж-п}} \cdot C|_{z=L_1};$$

$$w_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} C \Big|_{z=L_1} - \rho_{\text{ж}} D_{\text{ж}} \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=L_1} + \rho_{\text{ж}} C \Big|_{z=L_1} \cdot \frac{dL_1}{dt} = \quad (5.11)$$

$$= w_{\text{п}} \rho_{\text{п}} \sigma \Big|_{z=L_1} - \rho_{\text{п}} D_{\text{п}} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \Big|_{z=L_1} + \rho_{\text{п}} \cdot \sigma \Big|_{z=L_1} \cdot \frac{dL_1}{dt}. \quad (5.12)$$

Учитывая, что  $k_1 dt$ ,  $k_2 dt \leq 1$ , запишем условие для случая испарения на фазовой границе  $L_1$ :

$$C_{L_1} = \frac{-\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} D_{\text{п}} \frac{\partial \sigma}{\partial z} + D_{\text{ж}} \frac{\partial C}{\partial z}}{(1 - k_{\text{ж-п}}) \left( w_{\text{ж}} + \frac{dL_1}{dt} \right)}. \quad (5.13)$$

Для случая конденсации получим это условие в виде:

$$C_{L_1} = \frac{-D_{\text{ж}} \frac{\partial C}{\partial z} + \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} D_{\text{п}} \frac{\partial \sigma}{\partial z}}{(1 - k_{\text{ж-п}}) \left( \frac{dL_1}{dt} - w_{\text{ж}} \right)}. \quad (5.14)$$

Выражение (фронт испарения)

$$w_{\text{п}} = \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{п}}} \left( w_{\text{ж}} + \frac{dL_1}{dt} \right) - \frac{dL_1}{dt} \quad (5.15)$$

из условия «скачка» на сингулярной границе [Слеттери, 1978]

$$\rho [\vec{w} \cdot \vec{\xi} - u_{\xi}] = 0 \quad (5.16)$$

дает нам совместно с условием Стефана (4.76) выражение скорости фронта конденсации (4.78). На втором этапе решаем задачу массопереноса (5.7) — (5.13), где в качестве начального приближения на 0-итерации выбираем значения

$$C_{L_1} = C_0 \exp \left[ \frac{(1 - k_{\text{ж-п}}) \left( w_{\text{ж}} + \frac{dL_1}{dt} \right)}{D_{\text{ж}}} (L_{1_0} - L_1) \right] \left. \vphantom{C_{L_1}} \right\} \quad (5.17)$$

$$\sigma_{L_1} = (k_{\text{ж-п}})_{z=L_1} \cdot C_{L_1}$$

Выражение (5.17) получаем из (5.13) при условии

$$-\frac{\rho_{\text{п}} D_{\text{п}} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \Big|_{z=L_1}}{\rho_{\text{ж}}} \ll D_{\text{ж}} \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=L_1} \quad (5.18)$$

Тогда к системе разностных уравнений

$$\frac{{}^{(s)}C_i^{n+1} - C_i^n}{\tau^{(s)}} + u_{\text{ж}} \frac{{}^{(s)}C_i^{n+1} - {}^{(s)}C_{i-1}^{n+1}}{h} = D_{\text{ж}} \frac{{}^{(s)}C_{i+1}^{n+1} - 2{}^{(s)}C_i^{n+1} + {}^{(s)}C_{i-1}^{n+1}}{h^2} - k_1 ({}^{(s)}C_i^{n+1} - C_{\text{нас}_i}^{n+1}); \quad (5.19)$$

$${}^{(s)}C_1^{n+1} = C_0, \quad C_i^1 = \Psi_{1_i}, \quad 1 \leq i \leq l; \quad (5.20)$$

$$\frac{{}^{(s)}\sigma_i^{n+1} - \sigma_i^n}{\tau^{(s)}} + w_{\text{п}} \frac{{}^{(s)}\sigma_i^{n+1} - {}^{(s)}\sigma_{i-1}^{n+1}}{h} = D_{\text{п}} \frac{{}^{(s)}\sigma_{i+1}^{n+1} - 2{}^{(s)}\sigma_i^{n+1} + {}^{(s)}\sigma_{i-1}^{n+1}}{h^2} - k_2 ({}^{(s)}\sigma_i^{n+1} - \sigma_{\text{нас}_i}^{n+1}); \quad (5.21)$$

$${}^{(s)}\sigma_{N_1}^{n+1} = 0, \quad \sigma_i^1 = \Psi_{2_i}, \quad l < i \leq N_1 \quad (5.22)$$

остается присоединить условие на фазовой границе испарения

$${}^{(s+1)}C_l^{n+1} = \frac{-\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{ж}}} D_{\text{п}} \frac{{}^{(s)}\sigma_{l+1}^{n+1} - {}^{(s)}\sigma_l^{n+1}}{h} + D_{\text{ж}} \frac{{}^{(s+1)}C_l^{n+1} - {}^{(s+1)}C_{l-1}^{n+1}}{h}}{(1 - k_{\text{ж-п}}) \left( \omega_{\text{ж}} + \frac{h}{\tau_l^{(s+1)}} \right)} \quad (5.23)$$

$${}^{(s+1)}\sigma_l^{n+1} = (k_{\text{ж-п}})_{z=L_1} \cdot {}^{(s+1)}C_l^{n+1}$$

Итерационный процесс прекращается при выполнении условия

$$\left| \frac{{}^{(s+1)}C_l^{n+1} - {}^{(s)}C_l^{n+1}}{{}^{(s)}C_l^{n+1}} \right| < \varepsilon_c \quad (5.24)$$

С известным решением  ${}^{(s+1)}C_l^{n+1}$  решаем уравнения химической кинетики

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} &= k_1 (C - C_{\text{нас}}), \quad 0 \leq z \leq L_1 \\ \frac{\partial q}{\partial t} &= k_2 (\sigma - \sigma_{\text{нас}}), \quad L_1 \leq z \leq L \end{aligned} \right\} \quad (5.25)$$

и определим концентрацию компонентов в твердой фазе; разностным аналогом (5.25) являются уравнения

$$\left. \begin{aligned} \frac{q_i^{n+1} - q_i^n}{\tau^{(s+1)}} &= k_1 ({}^{(s+1)}C_i^{n+1} - C_{\text{нас}_i}^{n+1}), \quad 1 \leq i \leq l \\ \frac{q_i^{n+1} - q_i^n}{\tau^{(s+1)}} &= k_2 ({}^{(s+1)}\sigma_i^{n+1} - \sigma_{\text{нас}_i}^{n+1}), \quad l \leq i \leq N_1 \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

В качестве иллюстрации ниже рассмотрена динамика концентрирования кварца на границе пар — жидкость. При этом использовались эмпирические данные по  $k_1, k_2$  [Remstidt, Barnes, 1980],  $C_{\text{нас}}$  [Kennedy, 1944],  $k_{\text{ж-п}}$  [Стырикович, Хайбуллин, 1957] в зависимости от  $PT$ -условий в области фильтрации. Неявная схема (5.1) — (5.5); (5.19) — (5.23), (5.26) абсолютно устойчива, обеспечивает выполнение принципа максимума, а также монотонную сходимость, имеет порядок аппроксимации  $O(\tau) + O(h)$ .

Если принять физические параметры флюида маломеняющимися в задаче с фронтом конденсации, то удастся описать ее в обобщенной форме (смысл критериев подобия и безразмерных комплексов см. в табл. 4.3, 4.4). В области  $\Omega(\xi, Fo): 0 \leq \xi \leq 1, 0 \leq Fo \leq Fo^*$ , решаем следующую задачу:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial Fo} + \text{Pe}_{\text{ж}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \xi^2}; \quad (5.27)$$

$$\bar{T}(0, Fo) = 1, \quad \bar{T}(\xi_1, Fo) = \bar{T}_{\xi_1}, \quad \bar{T}(\xi, 0) = \bar{\varphi}_1(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq \xi_1; \quad (5.28)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial Fo} + \text{Pe}_{\text{п}} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial \xi^2}; \quad (5.29)$$

$$\bar{\Theta}(\xi_1, Fo) = \bar{T}_{\xi_1}, \quad \bar{\Theta}(1, Fo) = 0, \quad \bar{\Theta}(\xi, 0) = \bar{\varphi}_2(\xi), \quad \xi_1 \leq \xi \leq 1; \quad (5.30)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial Fo} + \text{Pe}_{\text{ж}}' \frac{\partial \bar{C}}{\partial \xi} = \text{Le}_{\text{ж}} \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial \xi^2} - K_1 (\bar{C} - \bar{C}_{\text{нас}}); \quad (5.31)$$

$$\bar{C}(0, Fo) = 1, \quad \bar{C}(\xi, 0) = \bar{\Psi}_1(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq \xi_1; \quad (5.32)$$

$$\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial Fo} + Pe'_n \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \xi} = Le_n \frac{\partial^2 \bar{\sigma}}{\partial \xi^2} - K_2(\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_{нас}); \quad (5.33)$$

$$\bar{\sigma}(1, Fo) = 0, \quad \bar{\sigma}(\xi, 0) = \bar{\Psi}_2(\xi), \quad \xi_1 \leq \xi \leq 1; \quad (5.34)$$

$$\bar{\sigma}(\xi_1, Fo) = K_{ж-n} \cdot \bar{C}(\xi_1, Fo); \quad (5.35)$$

$$\begin{aligned} Pe_n \cdot \bar{T}_{\xi_1} + \chi \cdot Pe_n - a \cdot \left. \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1} - Pe_{ж} \cdot \bar{T}_{\xi_1} - \chi \cdot Pe_{ж} + \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1} = \\ = S \cdot \frac{d\eta}{dFo}; \end{aligned} \quad (5.36)$$

$$Pe_{ж}' - \frac{d\eta}{dFo} = \gamma \left( Pe_n' - \frac{d\eta}{dFo} \right); \quad (5.37)$$

$$\frac{d\eta}{dFo} = \frac{-a \left. \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1} + \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1} + (\bar{T}_{\xi_1} + \chi) \left( \frac{\omega}{\gamma} \cdot Pe'_{ж} - Pe_{ж} \right)}{S + (\bar{T}_{\xi_1} + \chi) \left( \frac{\omega}{\gamma} - \omega \right)}; \quad (5.38)$$

$$- \left. \frac{\partial \bar{T}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1} + (\bar{T}_{\xi_1} + \chi) \left( Pe_{ж} - \frac{\omega}{\gamma} Pe'_{ж} \right) < -a \left. \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1}; \quad (5.39)$$

$$Pe_{ж}' \cdot \bar{C}_{\xi_1} - Le_{ж} \frac{\partial \bar{C}}{\partial \xi} \Big|_{\xi_1} - \bar{C}_{\xi_1} \cdot \frac{d\eta}{dFo} = Pe_n' \cdot \bar{\sigma}_{\xi_1} - Le_n \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \xi} \Big|_{\xi_1} - \bar{\sigma}_{\xi_1} \cdot \frac{d\eta}{dFo}; \quad (5.40)$$

$$\bar{C}_{\xi_1} = \frac{-Le_n \left. \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1} + Le_{ж} \left. \frac{\partial \bar{C}}{\partial \xi} \right|_{\xi_1}}{\left( 1 - \frac{k_{ж-n}}{\gamma} \right) \left( Pe_{ж} - \frac{d\eta}{dFo} \right)}. \quad (5.41)$$

В случае  $u_{ж} < \frac{dL_1}{dt}$  реализуется вышеописанная система с условием «скачка»:

$$\rho_{ж} \left( u_{ж} - \frac{dL_1}{dt} \right) = \left( -u_n - \frac{dL_1}{dt} \right) \rho_n. \quad (5.42)$$

Заметим, что уравнения (5.40) — (5.41) записаны для  $C$  и  $\sigma$  как массовых концентраций (массовая доля, массовые проценты), равных массовым плотностям при постоянной плотности жидкости в приповерхностных условиях. Метод численного решения системы (5.27) — (5.41) аналогичен вышеописанному для фронта испарения, при этом начальные приближения на 0-итерации для концентрации находим из условия

$$C_{L_1} = C_0 \exp \left[ \frac{(1 - k_{ж-n}) \left( u_{ж} - \frac{dL_2}{dt} \right)}{D_{ж}} (L_1 - L_{10}) \right] \quad (5.43)$$

$$\sigma_{L_1} = (k_{ж-n})_{L_1} \cdot C_{L_1} \quad (5.44)$$

при условии (5.18).



СИСТЕМА БЕЗРАЗМЕРНЫХ УРАВНЕНИЙ,  
ОПИСЫВАЮЩИХ ОТЛОЖЕНИЕ ВЕЩЕСТВ  
НА ТЕМПЕРАТУРНОМ ГЕОХИМИЧЕСКОМ БАРЬЕРЕ (СМ. РАЗД. 4.6).

Учитывая постановку задачи, изложенную в разделе 5.2, выпишем систему дифференциальных уравнений, являющуюся математической моделью обсуждаемого процесса для случая двухмерной фильтрации. В двухмерной области  $\tilde{\Omega}(\xi, \eta, Fo): \xi \in [0, 1], \eta \in [-L_2/L_1; L_1/L_1], 0 \leq Fo \leq Fo^*$ . Система безразмерных дифференциальных уравнений будет следующей.

$$\frac{\partial \Theta}{\partial Fo} + Pe \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2}; \quad (6.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \Theta(0, \eta, Fo) &= 1 \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} &= -Bi_{\xi} \cdot \Theta \Big|_{\xi=1} \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} &= 0 \quad (\text{условие симметрии области относительно } \eta=0); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\frac{L_2}{L_1}} &= -Bi_{\eta} \cdot \Theta \Big|_{\eta=\frac{L_2}{L_1}} \\ \Theta(\xi, \eta, 0) &= \bar{\varphi}_2(\xi, \eta) \end{aligned} \right\} (6.2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial Fo} + Pe' \frac{\partial C}{\partial \xi} = Le_{\xi} \frac{\partial^2 C}{\partial \xi^2} + Le_{\eta} \frac{\partial^2 C}{\partial \eta^2} - K(C - C_{нас}); \quad (6.3)$$

$$\left. \begin{aligned} C(0, \eta, Fo) &= 1 \\ \frac{\partial C}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} &= -Sh_{\xi} C \Big|_{\xi=1} \\ \frac{\partial C}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} &= 0 \\ \frac{\partial C}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\frac{L_2}{L_1}} &= -Sh_{\eta} C \Big|_{\eta=\frac{L_2}{L_1}} \\ C(\xi, \eta, 0) &= 0 \end{aligned} \right\} (6.4)$$

Эти системы уравнений пригодны для численных решений, которые могут быть реализованы с помощью определенных алгоритмов. Для численной реализации системы (6.1) — (6.4) воспользуемся методами теории разностных схем [Самарский, 1983].

Впервые отложение компонентов в двухмерной области на температурном ГБ рассмотрено нами в работе [Аверкин, Шарапов, 1986], при этом с универсальными граничными условиями III рода для системы дифференциальных уравнений параболического типа был применен метод расщепления оператора схемы Письмена-Рэкфорда [Дьяконов, Лебедев, 1967]. Разностным аналогом уравнения (5.5) в области  $\tilde{\Omega}(\xi, \eta, Fo); \{\tau = nFo, n = 1, 2, \dots, M; H_z = i\xi, i = 1, 2, \dots, N_1; H_y = \eta j, j = 1, 2, \dots, N_2\}_2$  в схеме Письмена-Рэкфорда являются

уравнения

$$\frac{\Theta_{i,j}^{n+1/2} - \Theta_{i,j}^n}{0,5 \cdot \text{Fo}} = \Lambda_1 \Theta_{i,j}^{n+1/2} + \Lambda_2 \Theta_{i,j}^n - \text{Pe} \cdot D_1 \Theta_{i,j}^{n+1/2}, \quad (6.5a)$$

$$\frac{\Theta_{i,j}^{n+1} - \Theta_{i,j}^{n+1/2}}{0,5 \cdot \text{Fo}} = \Lambda_1 \Theta_{i,j}^{n+1/2} + \Lambda_2 \Theta_{i,j}^{n+1} - \text{Pe} \cdot D_1 \Theta_{i,j}^{n+1/2}, \quad (6.5b)$$

где  $\Lambda_1, \Lambda_2, D_1$  — операторы Лапласа по  $\xi, \eta$  и дивергенция по  $\xi$  соответственно. Применяя к (6.5a) оператор  $2E + \text{Fo} \cdot \Lambda_1 - \text{Fo} \cdot \text{Pe} \cdot D_1$ , а к (6.5b) оператор  $2E - \text{Fo} \cdot \Lambda_1 + \text{Fo} \cdot \text{Pe} \cdot D_1$ , получим

$$\begin{aligned} (2E - \text{Fo} \cdot \Lambda_2)(2E - \text{Fo} \cdot \Lambda_1 + \text{Fo} \cdot \text{Pe} \cdot D_1) \Theta_{i,j}^{n+1} = \\ = (2E + \text{Fo} \cdot \Lambda_2)(2E + \text{Fo} \cdot \Lambda_1 - \text{Fo} \cdot \text{Pe} \cdot D_1) \Theta_{i,j}^n \end{aligned} \quad (6.6)$$

или

$$A_2 A_1 \Theta_{i,j}^{n+1} = B_2 B_1 \Theta_{i,j}^n,$$

где  $A_2, A_1, B_2, B_1$  — суммарные операторы уравнения (5.10), следуя обозначениям слева направо. Пусть

$$M_{i,j}^{n+1} = A_2 \Theta_{i,j}^{n+1} = (2E - \text{Fo} \cdot \Lambda_2) \Theta_{i,j}^{n+1},$$

тогда будем решать уравнение с известной правой частью

$$A_1 M_{i,j}^{n+1} = B_2 B_1 \Theta_{i,j}^n = P_{i,j}^n$$

или

$$(2E - \text{Fo} \cdot \Lambda_1 + \text{Fo} \cdot \text{Pe} \cdot D_1) M_{i,j}^{n+1} = (2E + \text{Fo} \cdot \Lambda_2) (2E + \text{Fo} \cdot \Lambda_1 - \text{Fo} \cdot \text{Pe} \cdot D_1) \Theta_{i,j}^n \quad (6.7)$$

В результате получим разностное уравнение, решаемое методом прогонки

$$\begin{aligned} 2M_{i,j}^{n+1} - \text{Fo} \frac{M_{i+1,j}^{n+1} - 2M_{i,j}^{n+1} + M_{i-1,j}^{n+1}}{\xi^2} + \\ + \text{Fo} \cdot \text{Pe} \cdot \frac{M_{i,j}^{n+1} - M_{i-1,j}^{n+1}}{\xi} = P_{i,j}^n. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Граничные условия для (6.8) имеют вид

$$\left. \begin{aligned} M_{1,j}^{n+1} &= 2 \\ - \frac{M_{N_1,j}^{n+1} - M_{N_1-1,j}^{n+1}}{\xi} &= \text{Bi}_\xi M_{N_1,j}^{n+1} \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

Затем, получив в  $\bar{\Omega}$  значения  $M_{i,j}^{n+1}$ , решаем уравнения

$$A_2 \Theta_{i,j}^{n+1} = M_{i,j}^{n+1},$$

$$(2E - \text{Fo} \cdot \Lambda_2) \Theta_{i,j}^{n+1} = M_{i,j}^{n+1} \quad (6.10)$$

с граничными условиями (6.2). Узлы сетки по  $\eta$  расположены таким образом, что границы  $\eta=0$  и  $\eta=L_2/L_1$  соответствуют узлам  $1+1/2$  и  $N_2-1/2$ . Третье

уравнение из (6.2) аппроксимируется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\theta_{i,2}^{n+1} - \theta_{i,1}^{n+1}}{\eta} = 0 \\ - \frac{\theta_{i,N_2}^{n+1} - \theta_{i,N_2-1}^{n+1}}{\eta} &= \text{Bi}_\eta \left( \frac{\theta_{i,N_2}^{n+1} + \theta_{i,N_2-1}^{n+1}}{2} + \theta^* \right) \end{aligned} \right\} \quad (6.11)$$

для  $i=1, 2, \dots, N_1-1$ ;

$$- \frac{\theta_{N_1,N_2}^{n+1} - \theta_{N_1,N_2-1}^{n+1}}{\eta} = \text{Bi}_\eta \left( \frac{\theta_{N_1,N_2}^{n+1} + \theta_{N_1,N_2-1}^{n+1}}{2} + \bar{\varphi}_\eta \right); \quad (6.12)$$

$$\theta^* = \frac{T_2 - T_{j1}}{T_0 - T_1}, \quad \bar{\varphi}_\eta = \theta^* \cdot \text{Bi}_\eta \frac{1/\xi + \text{Bi}_\xi/2}{1/\xi + \text{Bi}_\xi}. \quad (6.13)$$

Выражения (6.12), (6.13) именуют условиями согласования для  $i=N_1, j=N_2$  (точка  $A$  области, где имеют место потоки Ньютона на границах по  $\xi, \eta$ ).

Система разностных уравнений (6.10) — (6.13) решается методом прогонки. Таким образом, изложенный метод предполагает сначала прогонку по координате  $\xi$  (соответствующий оператор  $A_1$ ) и получение значений на слое  $n+1/2$  по времени, а затем на слое  $n+1$  — прогонку по координате  $\eta$  (оператор  $A_2$ ) с соблюдением в угловой точке области условий согласования.

Подобным образом построим разностные аналоги уравнений (6.3) — (6.4):

$$\left. \begin{aligned} & \frac{C_{i,j}^{n+1/2} - C_{i,i}^n}{0,5 \cdot \text{Fo}} = \text{Le}_\xi \Lambda_j C_{i,j}^{n+1/2} - \text{Pe}' \cdot D_1 C_{i,j}^{n+1/2} + \\ & + \text{Le}_\eta \Lambda_2 C_{i,j}^n - K(C_{i,j}^{n+1/2} - C_{\text{нас},i,j}^{n+1/2}) \\ & \frac{C_{i,j}^{n+1} - C_{i,j}^{n+1/2}}{0,5 \cdot \text{Fo}} = \text{Le}_\xi \Lambda_1 C_{i,j}^{n+1/2} - \text{Pe}' \cdot D_1 C_{i,j}^{n+1/2} + \text{Le}_\eta \Lambda_2 C_{i,j}^{n+1} - \\ & - K(C_{i,j}^{n+1} - C_{\text{нас},i,j}^{n+1}) \end{aligned} \right\} \quad (6.14)$$

$$\begin{aligned} (2E - \text{Le}_\eta \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_2 + K \cdot \text{Fo}) (2E - \text{Le}_\xi \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_1 + \text{Pe}' \cdot \text{Fo} \cdot D_1 + K \cdot \text{Fo}) C_{i,j}^{n+1} = \\ = (2E + \text{Le}_\eta \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_2) (2E + \text{Le}_\xi \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_1 - \text{Pe}' \cdot \text{Fo} \cdot D_1) C_{i,j}^n + \text{Fo} \cdot K \times \\ \times \left( 3E - \frac{\text{Le}_\xi \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_1}{2} + \frac{\text{Pe}' \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_1}{2} + K \cdot \text{Fo} \right) \cdot C_{\text{нас},i,j}^{n+1} + \frac{\text{Fo} \cdot K}{2} \times \\ \times (2E + \text{Le}_\xi \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_1 - \text{Pe}' \cdot \text{Fo} \cdot D_1) C_{\text{нас},i,j}^n \end{aligned}$$

или

$$V_2 V_1 C_{i,j}^{n+1} = W_{i,j}^n. \quad (6.15)$$

Пусть  $\bar{C}_{i,j}^{n+1} = V_2 C_{i,j}^{n+1}$ . Будем решать уравнение

$$(\text{Pe}' \cdot \text{Fo} \cdot D_1 + 2E - \text{Le}_\xi \cdot \text{Fo} \cdot \Lambda_1 + K \cdot \text{Fo}) \bar{C}_{i,j}^{n+1} = W_{i,j}^n. \quad (6.16)$$

Граничные условия для (6.16) имеют вид

$$\left. \begin{aligned} & \bar{C}_{1,j}^{n+1} = 2 \\ - \frac{\bar{C}_{N_1,j}^{n+1} - \bar{C}_{N_1-1,j}^{n+1}}{\xi} &= \text{Sh}_\xi \cdot \bar{C}_{N_1,j}^{n+1} \end{aligned} \right\} \quad (6.17)$$

Получив значения функции  $\bar{C}_{i,j}^{n+1}$ , решаем уравнение

$$(2E - Lc_{\eta} \cdot Fo \cdot \Lambda_2 + K \cdot Fo) C_{i,j}^{n+1} = \bar{C}_{i,j}^{n+1} \quad (6.18)$$

с граничными условиями (6.4), аппроксимируемыми следующим образом

$$\left. \begin{aligned} & \frac{C_{i,2}^{n+1} - C_{i,1}^{n+1}}{\eta} = 0 \\ & - \frac{C_{i,N_2}^{n+1} - C_{i,N_2-1}^{n+1}}{\eta} = \text{Sh}_{\eta} \frac{C_{i,N_2}^{n+1} - C_{i,N_2-1}^{n+1}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (6.19)$$

Заметим, что условия согласования выполняются для двухмерного уравнения неразрывности компонента, автоматически, так как концентрации его вне рассматриваемой области мы полагаем равными нулю. Условные обозначения и значения параметров следующие:

$a$  — коэффициент температуропроводности,  $10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с;

$w$  — скорость фильтрации,  $10^{-6} \div 10^{-10}$  м/с;

$\alpha$  — коэффициент теплообмена,  $4,2 \cdot 10^{-2} \div 10^3$  Дж/(м<sup>2</sup>·с·град);

$\beta$  — коэффициент массообмена,  $10^{-5} \div 10^{-1}$  м/с;

$\bar{\beta}$  — сжимаемость флюида,  $10^{-9}$  м<sup>2</sup>/Н;

$L_1$  — линейный размер области фильтрации;

$L_2$  — полуширина области фильтрации;

$\Phi, \Psi$  — известная начальная функция распределения соответственно температуры и давления;

$$\begin{aligned} \Lambda_1 \Theta_{i,j}^{n+1/2} &= (\Theta_{i+1,j}^{n+1/2} - 2\Theta_{i,j}^{n+1/2} + \Theta_{i-1,j}^{n+1/2}) / \xi^2; \\ \Lambda_2 \Theta_{i,j}^{n+1} &= (\Theta_{i,j+1}^{n+1} - 2\Theta_{i,j}^{n+1} + \Theta_{i,j-1}^{n+1}) / \eta^2; \\ D_1 \Theta_{i,j}^{n+1/2} &= (\Theta_{i,j}^{n+1/2} - \Theta_{i-1,j}^{n+1/2}) / \xi; \\ A_1 &= 2E - Fo \cdot \Lambda_1 + Fo \cdot Pe \cdot D_1; \\ A_2 &= 2E - Fo \cdot \Lambda_2; \end{aligned}$$

$E$  — единичный оператор;

$$\begin{aligned} B_1 &= 2E + Fo \cdot \Lambda_1 - Fo \cdot Pe \cdot D_1; \\ B_2 &= 2E + Fo \cdot \Lambda_2; \\ \Theta^* &= (T_2 - T_1) / (T_0 - T_1); \end{aligned}$$

$T$  — температура;

$T_0$  — температура в «источнике»;

$T_1$  — температура на границе  $\xi=1$  (дневная поверхность);

$T_2$  — температура на границе  $\eta = \pm \frac{L_2}{L_1}$ ;

$C, C_0$  — концентрация компонента соответственно в жидкой фазе и в «источнике»;

$q$  — концентрация компонента в твердой фазе;

$P$  — давление;

$P_1$  — давление на границе  $\xi=1$ ;

$P_0$  — давление в «источнике»;

$z, y$  — координаты абсциссы и ординаты области фильтрации;

$\pi$  — коэффициент пьезопроводности,  $10^{-4} \div 10$  м<sup>2</sup>/с;

$D$  — коэффициент конвективной диффузии,  $10^{-7} \div 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с;

$\lambda_{\text{эф}}$  — эффективный коэффициент теплопроводности,  $2,2 \div 2,4$  Дж/(м·с × град);

$v$  — скорость теплового фронта,  $2 \cdot 10^{-8} \div 10^{-12}$  м/с;

$k$  — константа скорости реакции  $10^{-8} \div 10^{-6}$  1/с.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 7

### АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (5.5)—(5.7)

Укажем алгоритм численного решения рассматриваемой задачи динамики отложения на геохимическом барьере с фазовым переходом I рода. Физические характеристики флюида, пород и т. п. приведены в табл. 4.5, 6.1 и Приложении 5.

Будем искать численное решение поставленной задачи с помощью разностных методов [Самарский, 1983] в сеточной области

$$\Omega(z, t) : z = i \cdot h, i = 1, 2, 3, \dots, N; t = n \cdot \tau, n = 1, 2, 3, \dots, M.$$

Использована следующая неявная схема

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\tau} + v \frac{T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{h} = \alpha \frac{T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{h^2}; \quad (7.1)$$

$$\left. \begin{aligned} T_1^{n+1} &= T_0 \\ -\lambda_{\text{эф}} \frac{T_N^{n+1} - T_{N-1}^{n+1}}{h} &= a(T_N^{n+1} - T_1) \end{aligned} \right\}; \quad (7.2)$$

$$\frac{C_i^{n+1} - C_i^n}{\tau} + w \frac{C_i^{n+1} - C_{i-1}^{n+1}}{h} = D_{[\text{CO}_2]} \frac{C_{i+1}^{n+1} - 2C_i^{n+1} + C_{i-1}^{n+1}}{h^2} + r_1; \quad (7.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{(m_{\Sigma\text{Fe}})_i^{n+1} - (m_{\Sigma\text{Fe}})_i^n}{\tau} + w \frac{(m_{\Sigma\text{Fe}})_i^{n+1} - (m_{\Sigma\text{Fe}})_{i-1}^{n+1}}{h} &= D_{[\text{Fe}]} \times \\ \times \frac{(m_{\Sigma\text{Fe}})_{i+1}^{n+1} - 2(m_{\Sigma\text{Fe}})_i^{n+1} + (m_{\Sigma\text{Fe}})_{i-1}^{n+1}}{h^2} + r_2; \end{aligned}$$

$$r_2 = k[(m_{\Sigma\text{Fe}})_i^{n+1} - (m_{\text{нас}})_i^{n+1}]; (m_{\Sigma\text{Fe}})_i^1 = 0; (m_{\Sigma\text{Fe}})_1^{n+1} = m_0;$$

$$- D_{[\text{Fe}]} \frac{(m_{\Sigma\text{Fe}})_N^{n+1} - (m_{\Sigma\text{Fe}})_{N-1}^{n+1}}{h} = \beta \cdot (m_{\Sigma\text{Fe}})_N^{n+1},$$

где  $r_2 = k(m_{\Sigma\text{Fe}} - m_{\text{нас}})$  — скорость химической реакции первого порядка осаждения сульфидов по схеме (5.5). Предложенная схема имеет порядок аппроксимации  $O(\tau) + O(h)$ , обладает абсолютной устойчивостью, монотонной сходимостью и выполнением принципа максимума. Численные результаты обсуждаются в главе VI.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аверкин Ю. А., Шарапов В. Н. Динамика массообмена в гидротермальных системах на температурном геохимическом барьере. — Новосибирск: ИГиГ, 1986. — 43 с.
- Аверкин Ю. А., Шарапов В. Н. Динамика тепло- и массообмена в пародоминирующих гидротермальных системах // Геология и геофизика. — 1987. — № 4. — С. 3 — 11.
- Акбаров Х. А., Умарходжаев М. У., Исмааталлаева Л. А. Геолого-структурные условия размещения оруденения на полиметаллических рудных полях Тянь-Шаня. — Ташкент: Фан, 1981. — 205 с.
- Алейников А. А., Беликов В. Т. Роль повышенной проницаемости в развитии земной коры // Геология и геофизика. — 1984. — № 4. — С. 70—78.
- Антипин Л. Н., Важенин С. Ф. Электрохимия расплавленных солей. — М: ГНТИЛ по черной и цветной металлургии, 1964. — 355 с.
- Антипин В. С., Коваленко В. И., Кузнецова А. И., Перскова Л. А. Поведение олова и вольфрама в рудоносных кислых магматических породах на основе анализа коэффициентов распределения // Геохимия. — 1981. — № 2. — С. 163 — 178.
- Банщикова И. В. Стадийность минерализации месторождения Кара-Оба по данным изучения газово-жидких включений в минералах // Минералометрическая термометрия и барометрия. — М.: Наука, 1965. — С. 257—272.
- Баренблатт Г. И., Желтов Ю. П. Об основных уравнениях фильтрации однородных жидкостей в трещиноватых породах // Докл. АН СССР. — 1960. — Т. 132, № 3. — С. 545—548.
- Баренблатт Г. И., Желтов Ю. П., Кочина И. Н. Об основных представлениях теории фильтрации однородных жидкостей в трещиноватых породах // ПММ. — 1960. — Т. 24, вып. 5. — С. 852—864.
- Баренблатт Г. И., Ентов В. И., Рыжик В. М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. — М.: Недра, 1972. — 287 с.
- Белевцев Я. Н., Коваль В. Б., Николаенко В. И. Современные проблемы эндогенного рудообразования. — Киев: Наук. думка, 1972. — 230 с.
- Беликов В. Т. Условия диссоциации и рекомбинации водяного пара во флюидном потоке // Геология и геофизика. — 1986а. — № 3. — С. 110—113.
- Беликов В. Т. Некоторые вопросы флюидного теплопереноса в земной коре. — М., 1986б. — С. 145. — Деп. в ВИНТИ 4.04.86, № 2426—1386.
- Берзина А. П., Сотников В. И. О физико-химических условиях образования некоторых месторождений, связанных с субвулканическими гранитами // Рудообразующая среда по включениям в минералах. — М.: Наука, 1972. — С. 164—169.
- Бернэм К. У. Гидротермальные флюиды магматической стадии // Геохимия гидротермальных рудных месторождений. — М.: Мир, 1970. — С. 40—73.
- Бернэм К. У. Магма и гидротермальные флюиды // Геохимия гидротермальных рудных месторождений. — М.: Мир, 1982. — С. 71—119.
- Бернэм К. У. Значение летучих компонентов // Эволюция изверженных пород. — М.: Мир, 1983. — С. 425—467.
- Бетехтин А. Г. О принципах движения гидротермальных растворов // Основные проблемы в учении о магматогенных рудных месторождениях. — М.: Изд-во АН СССР, 1955. — С. 125—175.
- Бондарев Э. А., Николаевский В. Н. К постановке задач теории фильтрации однородной жидкости в трещиноватых пористых средах // НТС по добыче нефти. — М.: ВНИИ, 1966. — Вып. 30. — С. 29—33.
- Будак Б. М., Васильев Ф. П., Егорова А. Г. Об одном варианте невяной разностной схемы с ловлей фазового фронта в узел сетки для решения задач типа Стефана // Вычислительные методы и программирование. — М.: Изд-во МГУ, 1967. — С. 231—242.
- Будак Б. М., Соловьева Е. Н., Успенский А. Б. Разностный метод со сглаживанием коэффициентов для решения задач Стефана // Журн. вычисл. математики и мат. физики. — 1965. — № 5. — С. 828—840.
- Быбочкин А. М. Месторождения вольфрама и закономерности их размещения. — М.: Недра, 1965. — 227 с.
- Бэр Я., Заславский Д., Ирмей С. Физико-математические основы фильтрации воды. — М.: Мир, 1971. — 451 с.
- Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Физматгиз, 1963. — 709 с.
- Ведерников П. Г., Пельман И. С. Основы морфоструктурного анализа оловорудных полей. — М.: Недра, 1980. — 109 с.
- Веригин Н. Н., Голубев В. С. О генерации пара в подземных пластах-коллекторах // Докл. АН СССР. — 1975. — Т. 233, № 6. — С. 1355—1358.
- Веригин Н. Н., Шержуков Б. С. Диффузия и массообмен при фильтрации жидкостей в пористых средах // Развитие исследований по теории фильтрации в СССР. — М.: Наука, 1969. — С. 237—313.

- Вилор Н. В., Казьмин Л. А., Лашкевич В. В., Минцис А. Ш.** Флюидные постмагматические системы. — Новосибирск: Наука. 1983. — 207 с.
- Вильке К. Т.** Методы выращивания кристаллов. — М.: Недра, 1963. — 719 с.
- Вукалович М. П.** Термодинамические свойства воды и водяного пара. — М.: ГНТИ, Берлин: ФЭБ, 1958. — 245 с.
- Вукалович М. П., Новиков П. И.** Уравнения состояния реальных газов. — М.: Госэнергоиздат, 1948. — 340 с.
- Вулканизм**, гидротермальный процесс и рудообразование. — М.: Недра, 1974. — 261 с.
- Ганеев И. Г.** Растворимость и кристаллизация кремнезема в хлоридных растворах // Докл. АН СССР. — 1975. — Т. 221, № 6. — С. 1427—1429.
- Ганеев И. Г.** Строение и свойства гидротермальных растворов // Изв. АН СССР. Сер. геол. — 1977. — № 3.
- Гаррелс Р. М., Крайст Ч. Л.** Растворы, минералы, равновесия. — М.: Мир, 1968. — 367 с.
- Генетические модели эндогенных рудных формаций.** — Новосибирск: Наука, 1983. — Т. 1. — 184 с.; Т. 2. — 169 с.
- Геохимические критерии прогнозирования и поисков рудных месторождений.** — М.: Наука, 1973. — 165 с.
- Геохимия гидротермальных рудных месторождений.** — М.: Мир, 1982. — 622 с.
- Германов А. А.** О возможном участии подземных вод в гидротермальном рудообразовании // Изв. АН СССР. Сер. геол. — 1955. — № 6. — С. 70—82.
- Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.** Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. — М.: Наука, 1972. — 392 с.
- Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р.** Молекулярная теория газов и жидкостей. — М.: Иностран. лит., 1961. — 929 с.
- Глубинные условия эндогенного рудообразования.** — М.: Наука, 1986. — 263 с.
- Говоров И. Н., Степанов Г. Н., Фатьянов И. И. и др.** Геохимические типы рудоносных гидротерм Дальнего Востока // Рудообразующая среда по включениям в минералах. — М.: Наука, 1972. — С. 24—39.
- Голева Г. А.** Гидрогеохимия рудных элементов. — М.: Недра, 1977. — 202 с.
- Голубев В. С.** Динамика геохимических процессов. — М.: Недра, 1981. — 207 с.
- Голубев В. С., Милова Л. В., Шарапов В. Н.** Динамика перемещения геохимического барьера в гидротермальной системе, связанного с границей «пар — жидкость» // Геология и геофизика. — 1978 — № 5. — С. 41—50.
- Голубев В. С., Шарапов В. Н.** Динамика эндогенного рудообразования. — М.: Недра, 1974. — 274 с.
- Гоникберг М. Г.** Химическое равновесие и скорость реакций при высоких давлениях. — М.: Химия, 1969. — 427 с.
- Гончаров В. И.** Гидротермальное рудообразование в краевых вулканических поясах. — М.: Наука, 1983. — 202 с.
- Грейтон Л.** Природа рудообразующего флюида. — М.; Л.: Госгеолтехиздат, 1946. — 184 с.
- Гухман А. А.** Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена. — М.: Высш. шк., 1974. — 328 с.
- Дейч М. Е., Филиппов Г. А.** Газодинамика двухфазных сред. — М.: Энергия, 1968. — 422 с.
- Дельбов Ф., Лебедев Е. Б., Малинин С. Д.** Поведение иона хлора и катионный обмен в системе магматический расплав — флюид // Геохимия. — 1986. — № 11. — С. 1550—1558.
- Дельмон Б.** Кинетика гетерогенных реакций. — М.: Мир, 1972. — 254 с.
- Джалурия И.** Естественная конвекция. — М.: Мир, 1983. — 396 с.
- Добрынин В. М.** Деформации и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. — М.: Недра, 1970. — 230 с.
- Дубов Р. И.** Количественные исследования геохимических месторождений. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1974. — 275 с.
- Дударев А. Н.** Перераспределение и концентрирование рудных элементов в термоградиентных полях при эндогенном рудообразовании: Автореф. дис. ... докт. геол.-мин. наук. — Новосибирск, 1985. — 32 с.
- Дударев А. Н., Кудрявцев В. А., Меламед В. Г., Шарапов В. Н.** Теплообмен в магматогенных процессах. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1972. — 127 с.
- Дымкин А. М.** Контактво-метасоматические месторождения железа южной части главной рудной полосы Тургая. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1962. — 327 с.
- Дымкин А. М., Шарапов В. Н.** Дайковые комплексы Тельбесского района Горной Шории // Геология и геофизика. — 1963. — № 12. — С. 11—21.
- Дьяконов Г. К.** Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов. — М.: Изд-во АН СССР, 1956. — 206 с.
- Дьяконов Е. Г., Лебедев В. И.** Метод расщепления оператора при решении третьей краевой задачи для параболических уравнений // Вычислительные методы и программирование. — М.: Изд-во МГУ, 1967. — С. 121—138.
- Дэвис Дж.** Статистика и анализ геологических данных. — М.: Мир, 1967. — 588 с.
- Дэли Р. А.** Изверженные породы и глубины Земли. — М.; Л.: ОНТИ, 1933. — 573 с.

- Ержанов Ж. С.** Механика тектонических процессов. — Алма-Ата: Наука, 1983. — 191 с.
- Ермаков Н. П., Долгов Ю. А.** Термобарогеохимия. — М.: Недра, 1979. — 271 с.
- Ермолаев К. Ф.** О морфологии и условиях образования рудных тел Ленинского месторождения // Полиметаллические месторождения Рудного Алтая. — М.: Госгеолтехиздат, 1957. — С. 350—362.
- Ермолаев К. Ф.** Лениногорское рудное поле — результат проявления сложной термогидроколлонны // Проблемы образования рудных столбов. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1972. — С. 252—258.
- Есин О. А., Гельд П. В.** Физическая химия пирометаллургических процессов. — М.: Metallurgy, 1966. — 680 с.
- Ефремова С. В.** Дайки в гранитных комплексах Центрального Казахстана. — М.: Наука, 1970 — 218 с.
- Жариков В. А., Алехин Ю. В., Шмулович К. И.** Свойства и эволюция высокотемпературных флюидных систем // 6 Симпоз. Междунар. ассоциации по генезису руд. месторождений МАГРМ. — Тбилиси, 1982. — С. 279—280.
- Желтов Ю. П.** Механика нефтегазоносного пласта. — М.: Недра, 1975. — 215 с.
- Зарайский Г. П., Балашов В. Н.** О разуплотнении горных пород при нагревании // Докл. АН СССР. — 1978. — Т. 240, № 4. — С. 926—929.
- Зарайский Г. П., Балашов В. Н.** Тепловое разуплотнение горных пород как фактор формирования гидротермальных месторождений // Геология рудных месторождений. — 1981. — № 6. — С. 19—35.
- Зарайский Г. П., Балашов В. Н.** Горные породы как среда транспорта гидротермальных растворов // Геол. журн. — 1983. — Т. 43, № 2. — С. 29—38.
- Зональность гидротермальных рудных месторождений.** — М.: Наука, 1974. — Т. 1. — 212 с.; Т. 2. — 218 с.
- Зональность и глубинность оловянного оруденения.** — М.: Наука, 1980. — 174 с.
- Золотарев П. П.** Условия возникновения тепловой конвекции в пористом пласте // Инж. журн. — 1965. — № 2. — С. 236—238.
- Иванкин П. Ф.** Морфология глубококрытых магматогенных рудных полей. — М.: Недра, 1970. — 278 с.
- Иванова Н. И., Перцев Н. В.** Влияние природы жидкой среды на микротвердость диорита // Эксперимент и моделирование в геологических исследованиях. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984. — С. 161—168.
- Изучение и использование геотермальных ресурсов.** — М.: Мир, 1975. — 359 с.
- Кадик А. А., Лебедев Е. Б., Хитаров Н. И.** Вода в магматических расплавах. — М.: Наука, 1971. — 267 с.
- Калинин А. С.** Гипабиссальные граниты и магматогенные гидротермальные системы: Автореф. дис. ... докт. геол.-мин. наук. — Иркутск, 1975. — 69 с.
- Калинин А. С., Васильева Э. Н.** Гипабиссальные граниты и магматогенные гидротермальные системы // Применение математического моделирования для прогноза рудных месторождений. — Иркутск, 1981. — С. 29—42.
- Калинин А. С., Красинец С. С., Васильева Э. Н.** Генерация магмы, батолитообразование и некоторые вопросы рудообразования Ундинского массива // Применение математических методов и ЭВМ в рудной геологии. — Иркутск, 1975. — С. 5—35.
- Калинин А. С., Сотников В. И., Берзина А. П.** Гидродинамическая и температурная модель гидротермальной системы молибденовых месторождений (моделирование с помощью ЭВМ) // Докл. АН СССР. — 1980. — Т. 252, № 5. — С. 123—134.
- Калинин А. С., Шарапов В. Н., Васильева Э. Н.** Динамика плавления пород коры в зонах глубинных разломов // Геология и геофизика. — 1976. — № 2. — С. 54—59.
- Карпов И. К.** Физико-химическое моделирование на ЭВМ в геохимии. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981. — 246 с.
- Карслоу Г. С., Джегер Д. К.** Теплопроводность твердых тел. — М.: Наука, 1954. — 418 с.
- Кигай И. Н.** Модель многостадийного минералообразования, согласующаяся с вариациями основных параметров гидротермального процесса // Основные параметры природных процессов эндогенного рудообразования. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. — 1979. Т. 2. — С. 7—34.
- Киргинцев А. Н., Исаенко Л. И., Исаенко В. А.** Распределение примеси при направленной кристаллизации. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1977. — 418 с.
- Кирдяшкин А. Г.** Структура тепловых гравитационных и термокапиллярных течений в горизонтальном слое жидкости в условиях горизонтального градиента температуры. — Новосибирск, препринт 79—82 ИТ 1982. — 34 с.
- Когарко Л. Н., Рябчиков И. Д.** Особенности дифференциации богатых летучими щелочными магм // Геохимия. — 1969. — № 12. — С. 1439—1450.
- Кольская сверхглубокая.** — М.: Недра, 1984. — 490 с.
- Коржинский Д. С.** Потоки трансмагматических растворов и процессы гранитизации // Магмагизм и формирования кристаллических пород и глубины Земли. — М.: Наука, 1972. — С. 144—152.
- Королев А. В.** Структуры рудных полей и месторождений. — Ташкент, 1962. — 187 с.
- Косилс Я. А., Колонии Г. Р.** Генетические основы модели редкометалльного рудообразования,



- связанного с многофазными интрузиями // Генетические модели эндогенных рудных формаций. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — С. 39—47.
- Косухин О. Н., Бакуменко И. Т., Чупин В. П.** Магматический этап формирования гранитных пегматитов. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984. — 115 с.
- Краткая химическая энциклопедия.** — М.: Сов. энциклопедия, 1967. — Т. 5. — 1184 с.
- Крестьянинова Н. С.** Турбулентный пограничный слой со вдувом на пластине в сжимаемой жидкости // Тепло- и массоперенос. — М.: Энергия, 1968. — Т. 1. — С. 49—57.
- Кристеа Н.** Подземная гидравлика. — М.: ГНТИ нефтяной литры, 1961. — Т. 1. — 342 с.
- Кузнецов Ю. А.** Главные типы магматических формаций. — М.: Недра, 1964. — 260 с.
- Кузнецов Ю. А., Шаранов В. Н., Меламед В. Г.** О магматических фациях глубинности // Геология и геофизика. — 1973. — № 3. — С. 3—16.
- Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1970. — 658 с.
- Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Законы сопротивления и теплообмена в турбулентном потоке сжимаемого газа // Тепло- и массоперенос. — М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963. — Т. 3. — С. 106—129.
- Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И., Миронов Б. П.** Турбулентный пограничный слой на проникаемой поверхности с продольным градиентом давления в области сильных вдувов и конечных чисел Рейнольдса // Тепло- и массоперенос. — М.: Энергия, 1968. — Т. 1. — С. 24—31.
- Кутыев Ф. Ш., Шаранов В. Н.** Петрогенезис под вулканами. — М.: Недра, 1979. — 190 с.
- Лазыко Е. М., Ляхов Ю. В., Пизнур А. В.** Основные физико-химические параметры постмагматического рудообразования // Основные параметры природных процессов эндогенного рудообразования. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1979. — Т. 1. — С. 220—230.
- Лапин С. С.** Магнетитовые рудные тела, их строение и магнитные свойства. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1976. — 225 с.
- Лапухов А. С.** Зональность колчеданно-полиметаллических месторождений. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1975. — 245 с.
- Лапухов А. С., Прокопенко А. И., Иванов Б. И., Трубников Л. М.** Рудообразующие системы колчеданно-полиметаллических месторождений зон смятия. Рудный Алтай. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1986. — 191 с.
- Лебедев Л. М.** Современные рудообразующие системы. — М.: Недра, 1975. — 251 с.
- Левеншиль О.** Инженерное оформление химических процессов. — М.: Химия, 1969. — 610 с.
- Лейбензон Л. С.** Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. — М.: Гостехиздат, 1947. — 244 с.
- Леонов В. Л.** Структурный контроль высокотемпературных гидротермальных систем Восточно-Камчатского вулканического пояса: Автореф. дис. ... канд. геол.-мин. наук. — Новосибирск, 1985. — 17 с.
- Лепперт Л., Питтс К.** Проблемы теплообмена. — М.: Атомиздат, 1967. — С. 142—198.
- Летников Ф. А., Нарсеев В. А.** Термостатирование природных систем и его роль в геологических процессах // Физико-химическая динамика процессов магматизма и рудообразования. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — С. 38—43.
- Локальный прогноз скарново-магнетитового оруденения.** — Новосибирск: ИГИГ, 1985. — 158 с.
- Лыков А. В.** Теоретические основы строительной теплофизики. — Минск: Изд-во АН БССР, 1963. — 519 с.
- Лыков А. В., Михайлов Ю. А.** Теория тепло- и массопереноса. — М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963. — 519 с.
- Любимова Е. А.** Термика Земли и Луны. — М.: Наука, 1969. — 258 с.
- Магматогенная кристаллизация по данным изучения включений расплавов.** — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1975. — 126 с.
- Мазуров М. П.** Генетические модели скарновых железорудных формаций. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 170 с.
- Макдональд Г.** Вулканы. — М.: Мир, 1975. — 407 с.
- Малинин С. Д.** Система  $H_2O + CO_2$  при высоких температурах и давлениях // Геохимия. — 1959. — № 3. — С. 235—245.
- Малинин С. Д., Хитаров Н. И.** Рудные и петрогенные элементы в системе магматический расплав — флюид // Геохимия. — 1984. — № 2. — С. 183—196.
- Маракушев А. А.** Проблема генезиса расслоенных интрузивов // Контактные процессы и оруденение в габбро-перидотитовых интрузиях. — М.: Наука, 1978. — С. 5—29.
- Маскет М.** Течение однородных жидкостей в пористой среде. — М.; Л.: Гостехиздат, 1949. — 629 с.
- Меламед В. Г.** Количественное исследование тепло- и массообмена в горных породах при протекании в них фазовых переходов: Автореф. дис. ... докт. — М., 1976. — 50 с.
- Меламед В. Г.** Тепло- и массообмен в горных породах при фазовых переходах. — М.: Наука, 1980. — 227 с.
- Мельник Ю. П.** Термодинамические свойства газов в условиях глубинного петрогенезиса. — Киев: Наук. думка, 1978. — 150 с.
- Минералометрическая термометрия и барометрия.** — М.: Наука. — 1968. — Т. 1. — 357 с.
- Минералы.** — М.: Наука, 1974. — Т. 1. — 475 с.; Т. 2. — 476 с.

- Мугалиев В. П.** Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности // Тепло- и массоперенос. — М.: Энергия, 1968. — Т. 1. — С. 32—38.
- Набоко С. И.** Металлоносность современных гидротерм в областях тектоно-магматической активности. — М.: Наука, 1980. — 196 с.
- Науомов В. Б., Иванова Г. Ф., Шапенко В. В.** Генетические аспекты формирования редкометалльного оруденения // Генетические модели эндогенных рудных формаций. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — С. 48—55.
- Некрасов И. Я., Эпельбаум М. Б., Соболев В. П.** Изучение модельной системы гранит —  $\text{SnO}(\text{SnO}_2)$  — флюид. Зависимость содержания олова в кварц-альбитовом расплаве от  $i_{\text{O}_2}$  // Докл. АН СССР. — 1979. — Т. 247, № 3. — С. 696—699.
- Нигматуллин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. — М.: Наука, 1978. — 336 с.
- Николаев В. А., Долово-Добровольский В. В.** Основы теоретических процессов магматизма и метаморфизма. — М.: Госгеолтехиздат, 1961. — 338 с.
- Николаенко В. И., Индутьев В. Ф.** Влияние термодинамических факторов на проницаемость гранитоидов // Физические свойства горных пород. — Баку, 1978. — С. 29—30.
- Новиков Л. А., Слободской Р. М.** Механизм формирования диатрем // Сов. геология. — 1978. — № 8. — С. 3—14.
- Нортон Д., Кэтлс Л.** Термальные аспекты рудоотложения // Геохимия гидротермальных рудных месторождений. — М.: Мир, 1982. — С. 481—495.
- Обручев В. А.** Рудные месторождения. — М.: Л.: Госгеолиздат., 1929. — 352 с.
- Овчинников Л. Н.** Плутоногенные гидротермальные месторождения // Генезис эндогенных рудных месторождений. — М.: Недра, 1968. — С. 443—485.
- Овчинников Л. Н., Шляпников Д. С., Шур А. С.** Мобилизация и перенос вещества при эндогенном рудообразовании // Проблемы генезиса руд (материалы МГК, XXII сессия). — М.: Недра, 1964. — С. 19—35.
- Овчинников Л. Н., Масалович А. М.** Экспериментальное исследование гидротермального рудообразования. — М.: Наука, 1981. — 210 с.
- Омото Х., Рай Р. О.** Изотопы серы и углерода // Геохимия гидротермальных рудных месторождений. — М.: Мир, 1982. — С. 405—446.
- Осипов М. А.** Контракция гранитоидов и эндогенное минералообразование. — М.: Наука, 1974. — 145 с.
- Основные параметры природных процессов эндогенного рудообразования.** — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1979. — Т. 1. — 267 с.
- Павлов А. Л.** Генезис магматических магнетитовых месторождений. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — 200 с.
- Пампура В. Д.** Геохимия гидротермальных систем областей современного вулканизма. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 150 с.
- Пар** высокого давления в энергетике. — М.; Л.: Госэнерг. изд-во, 1950. — 723 с.
- Перельман А. И.** Геохимические барьеры и процессы концентрации элементов в земной коре // Кинетика и динамика геохимических процессов. — М.: ВИМС, 1976. — С. 8—21.
- Пизуров А. В.** Модель эволюции рудоносных флюидов — основа локальной оценки и прогноза оруденения // Генетические модели эндогенных рудных формаций. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — С. 149—153.
- Пилюг Г. О., Пэк А. А.** Оценка глубины источника гидротермальных растворов по тепловому балансу гидротермального потока // Источники рудного вещества эндогенных месторождений. — М.: Наука, 1976. — С. 206—226.
- Полякова В. И.** Численное исследование влияния внешнего теплообмена на скорость кристаллизации непрерывного слитка // Тепломассообмен при кристаллизации и конденсации металлов. — Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1981. — С. 62—69.
- Поспелов Г. Л.** О трещинной тектонике интрузивов // Научная конференция по изучению и освоению производительных сил Сибири. — Томск: Красное знамя, 1939. — С. 78—79.
- Поспелов Г. Л.** Исторический очерк // Железорудные месторождения Алтае-Саянской горной области. — М.: Изд-во АН СССР, 1959. — Т. 1, кн. 1. — С. 382.
- Поспелов Г. Л.** О морфогенетической зональности интрузивов // Магматизм и связь с ним полезных ископаемых. — М.: Госгеолтехиздат, 1960. — С. 706—709.
- Поспелов Г. Л.** Строение и развитие фильтрующихся гидротермальных рудообразующих систем // Геология и геофизика. — 1962. — № 11. — С. 28—40; № 12. — С. 40—57.
- Поспелов Г. Л.** Об основных структурно-энергетических уровнях возможных состояний реальных макромасс Земли // Геология и геофизика. — 1970. — № 5. — С. 3—17.
- Поспелов Г. Л.** Статистические и динамические факторы локализации рудных столбов и месторождений // Проблема образования рудных столбов. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1972. — С. 12—22.
- Поспелов Г. Л.** Парадоксы, геолого-физическая сущность и механизмы метасоматоза. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1973. — 302 с.
- Поспелов Г. Л., Лапин С. С.** О геологических методах поисков железных руд, скрытых на глубине // Ученые Сибири — Кузбассу. — Кемерово: Кемеровониздат, 1961. — С. 35—52.
- Природа** рудообразующего флюида (статья Л. Грейтона и дискуссия по ней). — М.: Госгеолтехиздат, 1946. — 184 с.

- Проблемы** постмагматического рудообразования. — Прага: Изд-во АН ЧССР, 1963. — Т. 1. — 582 с.
- Пэк А. А.** О динамике ювенильных растворов. — М.: Наука, 1968. — 137 с.
- Развитие** исследования по теории фильтрации в СССР. — М.: Наука, 1969. — 545 с.
- Рафальский Р. П.** Растворимость сульфидов тяжелых металлов и их осаждение из гидротермальных растворов // *Геохимия*. — 1985. — № 7. — С. 988.
- Рейф Ф. Г.** Роль гранитов в рудообразовании и прогнозировании на термобарогеохимической основе: Автореф. дис. ... докт. геол.-мин. наук. — М., 1985. — 59 с.
- Рейф Ф. Г., Бажеев Е. Д.** Магматический процесс и вольфрамовое оруденение. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982. — 158 с.
- Рёддер Э.** Флюидные включения — реликты рудообразующих растворов // *Геохимия гидротермальных рудных месторождений*. — М.: Мир, 1982. — С. 535—577.
- Рид Р., Шервуд Т.** Свойства газов и жидкостей. — Л.: Химия, 1971. — 702 с.
- Ромм Е. С.** Фильтрационные свойства трещиноватых горных пород. — М.: Недра, 1966. — 271 с.
- Роуч Д.** Вычислительная гидродинамика. — М.: Мир, 1981. — 429 с.
- Рудообразующая** среда по включениям в минералах. — М.: Наука, 1972. — 229 с.
- Рундквист Д. В.** Общие принципы построения геолого-генетических моделей рудных формаций // *Генетические модели эндогенных рудных формаций*. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — Т. 1. — С. 14—25.
- Рундквист Д. В., Нежинский И. А.** Зональность эндогенных рудных месторождений. — Л.: Недра, 1975. — 224 с.
- Рябчиков И. Д.** Содержание цинка в хлоридных растворах, равновесных с минералами гранитоидов в условиях повышенных температур и давлений // *Докл. АН СССР*. — 1970. — Т. 194, № 6. — С. 1418—1420.
- Рябчиков И. Д.** Термодинамика флюидной фазы гранитоидных магм. — М.: Наука, 1975. — 215 с.
- Рябчиков И. Д.** Мобилизация рудных металлов в кислых магматических системах (по экспериментальным данным) // *Эндогенное рудообразование*. — М.: Наука, 1985. — С. 95—100.
- Рябчиков И. Д., Орлова Г. П., Ефимов А. С., Каленчук Г. С.** Медь в системе гранит—флюид // *Геохимия*. — 1980. — № 9. — С. 1320—1326.
- Рябчиков И. Д., Рехарский В. И., Кудрин А. В.** Мобилизация молибдена магматическими флюидами в ходе кристаллизации гранитных расплавов // *Геохимия*. — 1981. — № 5. — С. 1243—1246.
- Рябчиков И. Д., Уолл В. Дж., Бернэм К. У.** Равновесия рудоносных флюидов с кислыми изверженными породами // *Геология рудных месторождений*. — 1974. — Т. XVI, № 3. — С. 15—26.
- Рябчиков И. Д., Хамилтон Д. Л.** О возможности отделения концентрированных хлоридных растворов в ходе кристаллизации кислых магм // *Докл. АН СССР*. — 1971. — Т. 197, № 4. — С. 933—935.
- Самарский А. А.** Введение в теорию разностных схем. — М.: Наука, 1971. — 550 с.
- Самарский А. А.** Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983. — 614 с.
- Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980. — 350 с.
- Сафронов Н. И.** Основы геохимических методов поисков рудных месторождений. — Л.: Недра, 1971. — 216 с.
- Скиннер В. Дж.** Генетическое разнообразие гидротермальных месторождений // *Геохимия гидротермальных рудных месторождений*. — М.: Мир, 1982. — С. 11—27.
- Слеттери Д.** Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах. — М.: Энергия, 1978. — 447 с.
- Смирнов В. И.** Геология полезных ископаемых. — М.: Недра, 1969. — 688 с.; 1982. — 663 с.
- Смирнов С. С.** О современном состоянии теории образования магматогенных рудных месторождений // *Зап. Всерос. минералог. о-ва. Сер. 2*. — 1947. — Т. 76, вып. 1. — С. 23—36.
- Смит Ф. Г.** Физическая геохимия. — М.: Недра, 1968. — 473 с.
- Соболев В. С.** Физико-химические условия глубинного петрогенезиса // *Геология и геофизика*. — 1970. — № 4. — С. 24—35.
- Сотников В. И., Калинин А. С., Берзина А. П.** Генетическая модель медно-порфировой формации // *Генетические модели эндогенных рудных формаций*. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — С. 112—127.
- Справочник** физических констант горных пород. — М.: Мир, 1969. — 541 с.
- Стенли Г.** Фазовые переходы и критические явления. — М.: Мир, 1973. — 240 с.
- Структуры** рудных полей. — М.: ГНТИ, 1960. — 621 с.
- Стырикович М. А., Хайбуллин М. Х.** Общие закономерности растворимости веществ в водяном паре // *Внутрикотловые физико-химические процессы*. — М.: Изд-во АН СССР, 1957. — С. 11—28.
- Субботин В. И., Кашеев Е. В., Номофилов Е. В., Юрьев Ю. С.** Решение задач реакторной теплофизики на ЭВМ. — М.: Атомиздат, 1979. — 144 с.
- Тейлор Х. П.** Изотопы кислорода и водорода в гидротермальных рудных месторождениях // *Геохимия гидротермальных рудных месторождений*. — М.: Мир, 1982. — С. 200—332.
- Тепломассообмен**. — Киев: Наук. думка, 1968. — 214 с.
- Теплообмен** в магматогенных процессах. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1972. — 123 с.
- Тонг Л.** Теплоотдача при кипении и двухфазное течение. — М.: Мир, 1969. — 342 с.

- Тулмин И., Кларк С. Температурные условия рудообразования // Геохимия гидротермальных рудных месторождений. — М.: Мир, 1970. — С. 367—389.
- Усов М. А. Краткий курс рудных месторождений. — Томск: Издатком ВТУЗов, 1931. — 152 с.
- Файф У., Прайс Н., Томпсон А. Флюиды в земной коре. — М.: Мир, 1981. — 436 с.
- Файф У., Тернер Ф., Ферхуген Дж. Метаморфические реакции и метаморфические фации. — М.: Иностр. лит., 1962. — 414 с.
- Фации метаморфизма. — М.: Недра, 1970. — 432 с.
- Физический энциклопедический словарь. — М.: Сов. энциклопедия, 1984. — 944 с.
- Флеммингс М. Процессы затвердевания. — М.: Мир, 1977. — 423 с.
- Фролов А. А. Штокверковые рудные месторождения. — М.: Недра, 1978. — 252 с.
- Хитаров Н. И., Малинин С. Д., Лебедев Е. Б., Шибалева Н. П. Распределение Zn, Cu, Pb и Mo между флюидной фазой и силикатным расплавом гранитного расплава при высоких температурах и давлениях // Геохимия. — 1982. — № 8. — С. 1097—1107.
- Холланд Г. Д., Малинин С. Д. Растворимость и распространение нерудных минералов // Геохимия гидротермальных рудных месторождений. — М.: Мир, 1982. — С. 370—391.
- Чарный И. А. Подземная гидрогазодинамика. — М.: Гостоптехиздат, 1963. — 396 с.
- Чевычелов В. Ю., Эпельбаум М. Б. Распределение петрогенных компонентов в системе расплав — флюид // Очерки физико-химической петрологии. — М.: Наука, 1985. — Вып. 13. — С. 120—136.
- Чекалок Э. Б. Термодинамика нефтяного пласта. — М.: Недра, 1965. — 237 с.
- Черепанов А. Н. К теории возникновения газовых включений (пор) в минералах изверженных пород // Динамические и физико-химические модели магматогенных процессов. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — С. 20—24.
- Черепанов А. Н. Макроскопическое описание явления переноса в гетерогенной зоне многокомпонентных сплавов // Термодинамические процессы при кристаллизации и затвердевании. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1984. — С. 22—36.
- Черепанов А. Н., Попов В. Н. К теории образования газоусадочной пористости при неравновесной кристаллизации сплавов // Теплофизические явления при кристаллизации металлов. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1982. — С. 51—62.
- Чермак И., Петерка В., Заворка Н. Динамика регулируемых систем в теплоэнергетике и химии. — М.: Мир, 1972. — 617 с.
- Шарапов В. Н. Элементы динамики формирования плутогенных гидротермальных месторождений: Автореф. дис. . . докт. геол.-мин. наук. — Новосибирск, 1972. — 51 с.
- Шарапов В. Н. К динамике формирования кварцевых жил выполнения // Физическое и физико-химическое моделирование рудообразующих систем. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1973. — С. 27—45.
- Шарапов В. Н., Голубев В. С. Динамика взаимодействия магмы с породами. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1976. — 276 с.
- Шарапов В. Н., Калинин А. С., Васильева Э. Н. Модель плавления пород земной коры при наличии неоднородного конвективного потока // Геология и геофизика. — 1977. — № 2. — С. 3—17.
- Шарапов В. Н., Меламед В. Г. Возможные масштабы контактового плавления и метаморфизма пород при инъекции базитовой магмы // Докл. АН СССР. — 1977. — Т. 232, № 4. — С. 898—901.
- Шарапов В. Н., Милова Л. В., Голубев В. С. Динамика рудоотложения на геохимическом барьере пар — жидкость // Геология и геофизика. — 1978. — № 9. — С. 54—59.
- Шарапов В. Н., Симбирева И. Г., Бондаренко П. М. Структура и геодинамика сейсмофокальной зоны Курило-Камчатского региона. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984. — 188 с.
- Шарапов В. Н., Черепанов А. Н. Динамика дифференциации магм. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1986. — 200 с.
- Шарапов В. Н., Черепанов А. Н. Физическая модель генетической связи оруденения с интрузивными массивами // Эндогенные рудные формации Сибири и проблемы рудообразования. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1986. — С. 110—117.
- Шарапов В. Н., Черепанов А. Н. Термодинамика флюидных плутогенных рудообразующих систем // Построение моделей рудообразующих систем. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987. — С. 5—13.
- Шахов Ф. Н. О происхождении гранитных магм и рудных месторождений // Магматизм и связь с ним полезных ископаемых. — М.: Изд-во АН СССР, 1960. — 142 с.
- Шахов Ф. Н. Геология жильных месторождений. — М.: Недра, 1965. — 212 с.
- Шахов Ф. Н. Магмы и руды // Геология и геофизика. — 1966. — № 10. — С. 3—9.
- Шейдеггер А. Э. Физика течения жидкостей через пористые среды. — М.: Гостоптехиздат, 1960. — 249 с.
- Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969. — 742 с.
- Шнейдерен Г. Рудные месторождения. — М.: Иностр. лит., 1958. — 474 с.
- Щелкачев В. Н. Основные управления движения упругой жидкости в упругой пористой среде // Докл. АН СССР. — 1946. — Т. 52, вып. 2. — С. 103—106.
- Щелкачев В. Н., Лапук Б. Б. Подземная гидравлика. — М.: Гостоптехиздат, 1949. — 308 с.
- Щерба Г. Н., Лаумулин Т. М., Кудряшов А. В. и др. Геолого-генетические модели главных типов

- эндогенных редкометалльных месторождений Казахстана // Генетические модели эндогенных рудных формаций. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983. — Т. 2. — С. 3—13.
- Эйтель В.** Физическая химия силикатов. — М.: Иностр. лит., 1962. — 1055 с.
- Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М.** Теория тепло- и массообмена. — М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961. — 680 с.
- Эллис Дж. А.** Исследованные геотермальные системы // Геохимия гидротермальных рудных месторождений. — М.: Мир, 1982. — С. 497—529.
- Эммонс В.** Изменение первичного оруденения с глубиной. — М.: Геолразведиздат, 1933. — 47 с.
- Эпельбаум М. Б., Салова Т. П.** Распределение Мо и W между гранитным расплавом и флюидом // Очерки физико-химической петрологии. — М.: Наука, 1985. — Вып. 13. — С. 137—152.
- Эрден-Груз Т.** Явления переноса в водных растворах. — М.: Мир, 1976. — 577 с.
- Bishop J. L., Rosenbauer R. I.** The critical point and two-phase baundry of seawater 200—500 °C // Earth and Planet. Sci. Let. — 1984. — V. 68. — P. 172—180.
- Bloom M.** Chemistry of fluids: stockwerk molibdenum deposits from Qwesta, New Mexico and Hudson Bay Mountain and Endako, British Columbia // Econ. Geol. — 1981. — V 76, N 7. — P. 1906—1920.
- Bodnar R. I., Beane R. E.** Temporal and spatial variation in hydrothermal fluid characteristic during filling in Preore Cover overlying deeply buried copper-tipe miniralization at Red Mountain, Arisona // Econ. Geol. — 1980. — V. 75. — P. 876—893.
- Bowen N. L.** The evolution igneous rocks. — Princeton: Princeton Univ. Press, 1928. — 334 p.
- Brace W. F., Walsh I. B., Frangos W. T.** Permeability of granite under high pressure // J. Geophys. Res. — 1968. — V. 73. — P. 2225—2236.
- Burnham C. W., Holloway Y. R., Devis N. F.** Thermodynamic properties of water to 1000 °C and 1000 bars // Geol. Soc. Amer., Sp. Pap., 132. — 1969. — P. 440—478.
- Burnham C. W., Jahns R. U.** A method for determining the solubility of water in silicate melts // Amer. J. Sci. — 1963. — V. 260. — P. 721—745.
- Candela Ph. A., Holland H. D.** The partitioning of copper and molibdenum between silicate melts and aqueous fluids // Geochim. et Cosmochim. Acta. — 1984. — V. 48. — P. 373—380.
- Caradossi N. I.** Sublimati // Rend. Soc. itali. miner. e petrol. — 1980. — V. 36, N 2. — P. 573—584.
- Cathles L. M.** An analysis of cooling of intrusives by ground-water convection which includes boiling // Econ. Geol. — 1977. — V. 72. — P. 804—827.
- Cathles L. M.** Modeling hydrothermal ore deposits genesis // Econ. Geol. — 1980. — V. 49. — P. 54—57.
- Cattalani S., Williams Y. A.** Geological and fluid inclusion studies at the Santa-Robert Ag, W, Bi deposits, Easten Tounship, Qwebec // Pap. Geol. Surv. Can. — 1986. — N 86. — 1A. — P. 365—374.
- Currie K. L.** On the solubility of albite in supercritical water in the range 400 to 600 °C and 750 to 3500 bars // Amer. J. Sci. — 1968. — V. 266, N 5. — P. 321—341.
- Dawson Y. B.** Advence in kimberlite geology // Earth Sci. Rev. — 1971. — N 4. — P. 184—214.
- Drummond S. E., Ohmoto H.** Chemical evolution and mineral deposition in boiling hydrothermal system // Econ. Geol. — 1985. — V. 80, N 1. — P. 126—148.
- Eichhorn R.** The effect of mass transfer on free convection // J. Heat Transfer. — 1960. — V. 82, ser. C, N 3. — P. 260—263.
- Fenner C. N.** The residual liquids of crystallization magmas // Miner. Mag. — 1931. — V. XVII. — P. 539—560.
- Fenner C. N.** The Katmai magmatic profince // J. Geol. — 1936. — V. 34, N XXIX. — P. 675—771.
- Flinn R. T., Burnham C. W.** An experimental determination of rare earth partition coefficients between a chloride containing vapour phase and silicate melts // Geochim. et Cosmochim. Acta. — 1978. — V. 42. — P. 685—701.
- Freeze R. A., Cherry Y. A.** Croundwater. — New York: Prentice Hall, Englenwood Cliffs, 1979. — 250 p.
- Fyfe W. S.** Conditions for deep penetration and metal extraction in the crust // Methods Geochim. Prosp. (Int. Symp., Ostrava). — Prague, 1979. — P. 26—28.
- Gary Y., Kassoy D. R., Tadjaner H., Zebib A.** The effects of significant viscosity variation on convective heat transfer in watersaturated porous media // J. Fluid. Mech. — 1982. — V. 117. — P. 233—249.
- Geothermics.** Special issue. — Pisa, 1970. — V. 2, N 2. — P. 975—1725.
- Gill A. E.** The boundary-layer regime for convection in a retangular cavity // J. Fluid Mech. — 1966. — V. 26, N 3. — P. 515—536.
- Grout F. F.** The use of calculation in petrology // J. Geol. — 1926. — V. 43. — P. 512—558.
- Henley R. W., McNabb A.** Magmatic vapor plumes and ground-water interaction in porphyry copper emplacement // Econ. Geol. — 1978. — N 1. — P. 1—21.
- Henley R. W., Thorney P.** Geothermal aspects of massive sulfide formation // Econ. Geol. — 1979. — V. 74. — P. 1600—1616
- Higgins N. C.** Wolframite deposition in a hydrothermal vain system: the Gay Rive tungsten prospect, Newfoundland Canada // Econ. Geol. — 1985. — V. 80. — P. 1297—1327.
- Holland H. D.** Granites, solutions and base metal deposits // Econ. Geol. — 1972. — V. 67. — P. 281—301.
- Hollands K. G., Reithby G. D., Komicek L.** Correlation equetion for free convection heat transfer in

- horizontal layer of air and water // *Int. J. Heat. and Mass Transfer.* — 1975. — V. 18. — P. 879—884.
- Hutchinson R. W.** Hydrothermal concepts; old and new // *Econ. Geol.* — 1983. — V. 78. — P. 1734—1741.
- Hymon R. M.** Growth history of hydrothermal black smoker chimneys // *Nature.* — 1983. — V. 301. — P. 695—698.
- Ingerson E.** Relation of critical and supercritical phenomena of solutions to geological processes // *Econ. Geol.* — 1934. — N 29. — P. 454—470.
- Ingerson E., Morey G. W.** Discussion // *Econ. Geol.* — 1940. — N 6. — P. 772—785.
- Johnson J., Norton D.** Theoretical and chemical equilibria during skarn formation in porphyry copper system // *Econ. Geol.* — 1985. — V. 80. — P. 1797—1823.
- Kassis N., Frischat G. H.** Vapor pressure of silicate glass melts // *J. Amer. Ceram. Soc.* — 1981. — V. 64, N 2. — P. 28—29.
- Kennedy G. C.** The hydrothermal solubility of silica // *Econ. Geol.* — 1944. — V. 39. — P. 25—36.
- Kennedy G. C., Wasserburg G. Y., Heard V. C., Newton R. C.** The upper three-phase region in system  $\text{SiO}_2\text{—H}_2\text{O}$  // *Amer. J. Sci.* — 1962. — V. 260, N 7. — P. 501—521.
- Kilinc I. A., Burnham C. W.** Partitioning of chloride between a silicate melt and coexisting aqueous phase from 2 to 8 kilobars // *Econ. Geol.* — 1972. — V. 67. — P. 231—235.
- Lichtner P. C.** Continuum model for simultaneous chemical reaction and mass transport in hydrothermal system // *Geochim et Cosmochim. Acta.* — 1985. — V. 49, N 3. — P. 779—810.
- Lindgren W.** Mineral deposits. — New York: McGraw Hill Book, 1919. — 425 p.
- Lovering T. S.** Heat conduction in dissimilar rocks use of thermal model // *Bull. Geol. Soc. Amer.* — 1936. — V. 97, N 31. — P. 510—515.
- Lowell R., Rona P.** Hydrothermal models for generation of massive sulfide ore deposits // *J. Geophys. Res.* — 1985. — V. B90, N 10. — P. 8769—8783.
- Luth W. C.** The system  $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8\text{—SiO}_2$  and  $\text{KAlSi}_3\text{O}_8\text{—SiO}_2$  to 20 kbar and the relation between  $\text{H}_2\text{O}$  content and  $P_{\text{total}}$  in granitic magmas // *Carnegie Inst. Year Book.* — Washington, 1966—1967. — P. 483.
- Manning D. A., Henderson P.** The behaviour of tangsteen in granitic melt-vapor system // *Prog. Exp. Cambridge: Res. NERC.* — 1984. — V. 43—44. — P. 92—100.
- Marchant J. F., Hoglund B. M.** Correlation of two-phase flow // *Nucleonics.* — 1962. — V. 20, N 8. — P. 142—148.
- Martini M., Legittimo P. C.** Acid and condensable constituents in fumarolic gases of Usu (Japan) and mount St. Helens (USA) // *Rend. Soc. Ital. Miner. e Petrol.* — 1982—1983. — V. 38, N 2. — P. 771—773.
- McKibbin R. M., O'Sullivan M. J.** Heat transfer in a layered porous media heated from below // *J. Fluid Mech.* — 1981. — V. 111. — P. 141—173.
- Meredith P. G., Atkinson B. K.** Influence of temperature and humidity on subcritical crack growth in granite and gabbro // *Prog. Exp. Cambridge: Res. NERC.* — 1981—1984. — V. 217—222. — P. 266—270.
- Molen J., Paterson M. A.** Experimental deformation of partially melted granite // *Contrib. Miner. and Petrol.* — 1979. — V. 70. — P. 299—318.
- Morey G. W.** Relation of crystallization to the water content in a cooling magma // *J. Geol.* — 1924. — V. 32. — P. 291—295.
- Morey G. W., Ingerson E.** The pneumatolic and hydrothermal alteration and synthesis of silicates // *Econ. Geol.* — 1937. — N 32. — P. 607—761.
- Mosebach R.** Thermodynamic behavior of quartz and other forms of silica in pure water at elevated temperatures and pressures with conclusions on their mechanism of solution // *J. Geol.* — 1957. — V. 65. — P. 23—28.
- Nash J. T.** Fluid inclusions of vein, pipe replacement deposits, Northwestern San Juan Mountain, Colorado // *Econ. Geol.* — 1975. — V. 70. — P. 1448—1462.
- Neumann H.** Hydrothermal differentiation // *Econ. Geol.* — 1948. — V. 2. — P. 77—84.
- Niggli P.** Ore deposits of magmatic origin. — London; New York: Thomas Murby, 1929. — 83 p.
- Niggli P.** Rocks and mineral deposits. — San Francisco; Freeman, 1954. — 530 p.
- Norman D. J., Sawkins F. J.** The tribag breccia pipe: precambrian Cu-Mo deposits, Ontario // *Econ. Geol.* — 1985. — V. 80. — P. 1593—1621.
- Norton D., Knight J.** Transport phenomena in hydrothermal system: cooling plutons // *Amer. J. Sci.* — 1977. — V. 277. — P. 937—982.
- Ollila J. T.** Fluid inclusions and tin deposition at laaplats, the Central Transvaal South Africa // *Bull. Geol. Finl.* — 1984. — N 56, pt. 1/2. — P. 59—73.
- O'Tool J. L., Silverston P. L.** Correlations of convective heat transfer in confined horizontal layers // *Ass. Int. Chem. (Engin. Prog. Symp).* — 1961. — Ser. 57, N 32. — P. 81—86.
- Papalexu N. D.** *Curs de fizica.* — Bucuresti: Technica, 1951. — 185 p.
- Parker J. M., West G. F.** Model study of  $\text{SiO}_2$  volatilisation from an oxide glass melt // *Mater. Sci. Forum.* — 1986. — V. 7. — P. 297—305.
- Pera L., Gebhart B.** Natural convection boundary layer flow over horizontal mass and slightly inclined surface // *Int. J. Heat Transfer.* — 1973. — V. 16. — P. 1131—1146.

- Remstidt J. D., Barnes H. L.** The kinetics of silica-water reactions // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* — 1980. — V. 44. — P. 1683—1699.
- Reynolds T. J., Beane R. E.** Evolution of hydrothermal fluid characteristics at the Santa Rita, New Mexico, porphyry copper deposits // *Econ. Geol.* — 1985. — V. 80. — P. 1328—1347.
- Reverdatto V. V., Sharapov V. N., Melamed V. G.** The control and selected peculiarities of origin contact metamorphism // *Contrib. Miner. and Petrol.* — 1970. — V. 29. — P. 310—337.
- Roedder E.** Fluid inclusions as samples of fluids // *Geochim. of hydrothermal ore-deposits.* — New York, 1967. — P. 517—574.
- Rona P.** Hydrothermal mineralization at seafloor spreading centers // *Earth Sci. Rev.* — 1984. — V. 20, N 1. — P. 1—104.
- Rudrajah N., Balachandra Rao S.** Nonlinear cellular convection and heattransport in a porous media // *Appl. Sci. Res.* — 1982. — V. 39. — P. 21—43.
- Rudrajah N., Veerappa B., Balachandra Rao S.** Convection in fluid-saturated porous Layer // *Int. J. Heat Transfer.* — 1982. — V. 25. — P. 1147—1156.
- Sawkins F. J.** Fluid inclusion studies of Messina Copper deposits, Transvaal, Sough Africa // *Econ. Geol.* — 1977. — V. 72. — P. 619—631.
- Sawkins F. J., Scherckenbach D. A.** High copper content of fluid inclusions in quartz from North Senora: implications to oregenesis theory // *Geology.* — 1981. — V. 9, N 1. — P. 37—40.
- Shelton K. L.** Composition and origin ore-forming fluids in a carbonate hosted porphyry copper and scarn deposits // *Econ. Geol.* — 1983. — V. 78. — P. 387—421.
- Scholze H.** Gases and water in glass, part 1, 2, 3 // *Glass Industry.* — 1966. — V. 47, N 11. — P. 622—628; N 12. — P. 670—675.
- Schubert G., Straus J. M.** Transition in time-dependent thermal convection in fluid-saturated porous media // *J. Fluid Mech.* — 1982. — V. 121. — P. 301—313.
- Schneiderhöhn H.** Time-temperature curves in relation to mineral association in cooling intrusions // *Econ. Geol.* — 1949. — V. 29, N 5. — P. 471—480.
- Sjöberg E. L.** A thermal equation for calcite distribution kinetics // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* — 1976. — V. 70. — P. 441—447.
- Smith L., Chapman D. S.** On thermal effects of groundwater flow (regional) scale system // *J. Geophys. Res.* — 1983. — V. 88. — P. 593—608.
- Somerton C. W.** The Prandtl number effect in a porous layer // *Appl. Sci. Res.* — 1983. — V. 40, N 4. — P. 334—344.
- Sourirajan S., Kennedy G.** The system  $H_2O-NaCl$  at elevated temperature and pressure // *Amer. J. Sci.* — 1962. — V. 260. — P. 115—141.
- Spooner E. T.** Cu-pyrite mineralization and sea deposits, convection in oceanic crust // *Geol. Ass. Can. (Spec. Pap.)* — 1980. — N 20. — P. 685—704.
- Spurr J. E.** The ore magmas. — London: McGraw Hill Book Co, 1923. — 430 p.
- Sugaki A.** Geological study on polymetallic ore-deposits in the Quebec Quechisla district, Bolivia // *Sci. Rep. Tohoku Univ.* — 1985. — Ser. 3, N 1. — P. 35—129.
- Takenouchi S.** Hydrothermal fluids inferred from fluid inclusions // *Mater. Sci. Earths Inter. Symp (Tokyo)*. — 1984. — P. 515—544.
- Takenouchi S., Kennedy G. S.** The solubility of carbon dioxide in NaCl solution at high temperatures and pressures // *Amer. J. Sci.* — 1965. — V. 263. — P. 445—454.
- Tetsuro U.** Aluminous granite as a source magma hydrothermal ore deposits: an experimental study // *Econ. Geol.* — 1985. — V. 80. — P. 148—157.
- Thompson G., Mottl M. J., Rona P.** Morphology and mineralogy, chemistry of hydrothermal deposits from TAG area, 26°m Mid-Atlantic ridge // *Chem. Geol.* — 1985. — V. 49, N 1. — P. 243—257.
- Tuttle O. F., Bowen N. L.** Origin of granite in the light of experimental studies in system  $NaAlSi_3O_8-KAlSi_3O_8-H_2O-SiO_2$  // *Geol. Soc. Amer. Mem.* — 1958. — V. 74. — P. 153—168.
- Weill D. F., Fyfe W. S.** The solubility of quartz (in  $H_2O$ ) in the range 1000—4000 bars and 400—500 °C // *Geochim. et Cosmochim. Acta.* — 1964. — V. 28. — P. 1243—1256.
- Wiebe R.** The binary system carbon dioxide-water under pressure *Chem. Rev.* — 1941. — V. 29. — P. 475—481.
- White D. E.** Thermal waters of volcanic origin // *Bull. Geol. Soc. Amer.* — 1957. — V. 68. — P. 1637—1658.
- White D.E., Muffler L. J., Truesdell A. H.** Vapour-dominated hydrothermal system compared with hot-water system // *Econ. Geol.* — 1971. — V. 60. — P. 75—97.
- Whitney J. A.** Vapour generation in a quartz monzonite magma // *Econ. Geol.* — 1975. — V. 70. — P. 346—358.
- Wyllie P. J., Tuttle O. F.** Experimental investigation of silicate system containing two volatile components: Part 11. The effect of  $NH_3$  and  $HF$ , in addition to  $H_2O$  on the melting temperatures of albite and granite // *Amer. J. Sci.* — 1961. — V. 259. — P. 128—143.
- Yoshida M., Takahashi K., Yonehara N. et al.** The fluorine, chlorine, bromine and iodine content in volcanic rocks in Japan // *Bull. Chem. Soc. Japan.* — 1971. — V. 44, N 7. — P. 28—35.
- Zoback M. D., Byerlee J. B.** The effect of dilatancy on the permeability of Waterly granite // *J. Geophys. Res.* — 1975. — V. 80, N 5. — P. 752—755.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
<b>Глава I. Структурные и временные соотношения между интрузивными массивами и магматогенными месторождениями</b>	<b>8</b>
1.1. Геолого-структурные предпосылки выделения ортомагматических флюидных рудообразующих систем	—
1.2. Морфогенетические зоны интрузивов и положение в них магматогенных рудных месторождений	11
1.3. Существующие представления о типах магматогенных рудообразующих систем	12
1.4. Пористость и проницаемость изверженных метаморфических пород и эффузивно-осадочных толщ, вмещающих плутогенные рудные месторождения	15
1.5. Размеры и морфология проницаемых зон, вмещающих магматогенные месторождения	17
<b>Глава II. Агрегатное состояние, <math>T</math>, <math>P</math> и состав флюидов ОФС</b>	<b>19</b>
2.1. Об агрегатном состоянии рудообразующих флюидов	—
2.2. Временная и латеральная эволюция температур во флюиде после отделения от магмы	20
2.3. О солевой «нагрузке» магматогенного флюида	23
2.4. О солевых концентрациях магматогенных флюидов в зонах их взаимодействия с породами или минералоотложениями в трещинах	25
<b>Глава III. Механизм отделения флюида от магмы при ее охлаждении в интрузивной камере</b>	<b>27</b>
3.1. Существующие представления об особенностях механизма разделения компонентов в расплаве при охлаждении магмы в камере и современное состояние вопроса описания динамики ее дифференциации в интрузивной камере	—
3.2. Качественное описание механизмов отделения флюида от магмы	33
3.3. Термодинамика ретроградного кипения магмы в интрузивной камере	36
3.4. Динамика отделения флюида от магмы при ретроградном кипении магм	40
<b>Глава IV. Динамика теплообмена в ортомагматических флюидных системах</b>	<b>45</b>
4.1. Качественная модель эволюции ортомагматических флюидных систем	—
4.2. Начальные условия температурной эволюции ортомагматических флюидных систем	47
4.3. Количественная модель эволюции ортомагматических флюидных систем	49
4.4. Динамика теплообмена в ортомагматических флюидных системах	66
4.5. О применении теории подобия к описанию динамики тепло- и массообмена в гидротермальных системах	74
4.6. Фазовые переходы и динамика перемещения фазовых границ в магматогенных флюидах при фильтрации от источника к поверхности земли	76
4.7. Граничные условия процессов теплообмена в зонах разгрузки гидротермальных систем	79
<b>Глава V. Динамика отложения на геохимических барьерах, связанных с изменением температуры и давления во флюиде</b>	<b>92</b>
5.1. Типы геохимических барьеров в ОФС	93
5.2. Динамика отложения минералов из флюида при снижении его температуры	94
5.3. Динамика отложения на паровом ГБ	—
5.4. Динамика отложения на кислотно-щелочном ГБ	95



<b>Глава VI. Описание генезиса магматогенных рудных месторождений с учетом динамики тепло- и массообмена в магматических флюидных системах . . . . .</b>	<b>98</b>
6.1. О возможности формирования ОФС в условиях разных магматических фаций глубинности . . . . .	—
6.2. О толковании природы «остаточных» флюидоносных магм . . . . .	100
6.3. Тепловая динамика охлаждения интрузивов в зависимости от начального содержания в магме летучих, петрофизических свойств вмещающих и образующихся изверженных пород . . . . .	105
6.4. Структурные условия локализации рудообразующих ОФС в морфогенетических зонах интрузивов . . . . .	114
6.5. О качественной модели ОФС . . . . .	116
6.6. Концентрационные кривые растворенных во флюиде компонентов на ГБ разного типа . . . . .	120
6.7. Изменение давления по потоку флюида и его аномальных величин в различных зонах ОФС . . . . .	137
6.8. Стадийность рудообразующих процессов . . . . .	141
6.9. О локальном прогнозе скрытого оруденения на основе изучения эволюции ОФС . . . . .	145
<b>Глава VII. О некоторых дискуссионных вопросах генезиса ПРМ . . . . .</b>	<b>151</b>
7.1. К трактовке общих вопросов формирования ОФС в связи с плутонами, охлаждающимися в условиях разных магматических фаций глубинности . . . . .	—
7.2. Об агрегатном состоянии и составе флюида при ретроградном кипении и полном затвердевании магм . . . . .	153
7.3. Динамическая интерпретация экспериментальных данных о распределении хлора между флюидной фазой и расплавом при его ретроградном кипении . . . . .	157
7.4. Модель состава водно-хлоридного флюида с точки зрения используемых экспериментальных методик . . . . .	159
7.5. Анализ коэффициентов распределения рудных компонентов в процессе экстракции водно-хлоридным флюидом . . . . .	161
Заключение . . . . .	169
Приложения . . . . .	171
Список литературы . . . . .	189

Научное издание

**Шарапов Виктор Николаевич**  
**Аверкин Юрий Анатольевич**

**ДИНАМИКА**  
**ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА**  
**В ОРТОМАГМАТИЧЕСКИХ**  
**ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМАХ**

Редактор издательства *А. М. Самсоненко*  
Художественный редактор *М. Ф. Глазырина*  
Художник *И. Б. Елистратов*  
Технический редактор *Н. М. Остроумова*  
Корректоры *Л. Л. Михайлова, Т. Ф. Погиблова*

ИБ № 34515

Сдано в набор 11.01.89. Подписано к печати 11.12.89. МН-01700.

Формат 70X100<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага типографская № 2.

Офсетная печать. Усл. печ. л. 16,3. Усл. кр.-отт. 16,6.

Уч.-изд. л. 17,2. Тираж 650 экз. Заказ № 528.

Цена 3 р. 40 к.

Ордена Трудового Красного Знамени  
издательство «Наука». Сибирское отделение.  
630099 Новосибирск, ул. Советская, 18.

Отпечатано с диапозитивов, изготовленных в Ордена Трудового Красного Знамени

Первой типографии изд-ва «Наука».  
199034 Ленинград, В-34, 9-я линия, 12.

4-я типография издательства «Наука».  
630077 Новосибирск, ул. Станиславского, 25.

**ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ**

Страница	Строка	Следует читать
117	Подпись к рис. 6.14, 1 снизу	Эволюции ОФС.
180	Формула (5.5)	Строки поменять местами.

**Шарапов В. Н., Аверкин Ю. А. Динамика тепло- и массообмена в ортомагматических флюидных системах.**