

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

Препринт № 8

Ю.А. Аверкин, А.Н. Черепанов,
В.Н. Шарапов

**ЭВОЛЮЦИЯ
ФЛЮИДНЫХ СИСТЕМ
ПРИ РЕТРОГРАДНОМ
КИПЕНИИ МАГМ**

НОВОСИБИРСК 1988

УДК 553.11

Аверкин Ю.А., Черепанов А.Н., Шарапов В.Н. Эволюция флюидных систем при ретроградном кипении магм. Новосибирск, 1988. 53 с. (Препр. /ИГиГ СО АН СССР; № 8).

Построена замкнутая Р-Т-Х-модель ортомагматической флюидной системы, возникающей при ретроградном кипении кристаллизующегося гранитоидного интрузива. Исследовано влияние неоднородной проницаемости вмещающих толщ, степени недосыщенности магмы летучими, глубины становления и мощности интрузива на эволюцию теплового поля.

На основе эмпирического материала теплофизики и методов теории подобия реализованы предельные типы граничных условий в областях разгрузки флюидных систем. Дана качественная интерпретация эмпирических данных о процессе экстракции рудных компонентов водно-хлоридными флюидами (к вопросу об источниках рудного вещества во флюидных системах).

Работа рассчитана на геохимиков и геологов-рудников.

ВВЕДЕНИЕ

В генетических построениях последнего времени большое внимание уделяется плутогенным рудным месторождениям, появление которых связано с охлаждением в земной коре интрузивных тел. В последующих разделах работы мы рассмотрим ортомагматическую модель флюидной системы (ОФС), место которой в классе плутогенных систем (ПФС) иллюстрируется рис. I.* /Henley, McNabb, 1978/. В генетических построениях разграничение моделей ПФС проходит по следующему главному признаку – признание или отрицание отделения "ювенильного" флюида от затвердевающего расплава (табл. I). Существующие геологические и геохимические данные /Генетические модели ..., 1983, т. I, 2; Основные параметры ..., 1979; Проблемы ..., 1963/ позволяют считать, что магматогенные системы в большинстве своем образуются или по схеме рис. I, а, или с некоторым участием метеорных вод (см. рис. I, б). Вполне обоснованы сомнения в реализации ситуации, показанной на рис. I, в как превалирующего механизма формирования магматогенных рудообразующих систем. Термальные системы, возникающие подобным образом проявляются в зонах наземного и субмаринного вулканизма островных дуг и спрединговых зон /Fyfe, 1979; Spooner, 1980/, и, вероятно, лишь случай проявления рудообразования на поверхности морского дна в участках активного спрединга ("курильщики") достаточно последовательно объясняется этой схемой /Rona, 1984/. Поэтому целесообразно развивать ортомагматическую концепцию (и ее модификаций, в которых учитывается смешение "ювенильного" флюида и метеорных вод) не только в модельных целях, но и непосредственно в рудной геологии при прогнозировании ортомагматических** рудных месторождений (ОРМ). Генетические схемы ОФС строятся на базе следующих фундаментальных наблюдений: 1. С определенными по составу и глубине формирования интрузивными массивами пространственно коррелируются определенные рудные месторождения. 2. Такие месторождения располагаются преимущественно в области внешнего ореола интрузивов, их корневые зоны заканчиваются во внутренней ореольной зоне, в "ядре" массивов оруденение не встречается.

*

Рисунки см. в Приложении II.

**

К ортомагматическим относят месторождения, которые располагаются внутри или в близких окрестностях плутонических тел изверженных пород; в последние два десятка лет в отечественной литературе их включают в более широкий класс "плутогенных" месторождений /Овчинников, 1968/.

Таблица I

Существующие толкования механизмов отделения и агрегатного состояния флюида в организматической концепции гензиса

[illegible]

Примечание. Данный краткий обзор не претендует на полноту или последовательность, поскольку это не является задачей нашей работы. Таблица лишь по-казывает, что за прошедшие 40 лет со времени возникновения альтернативных тракторов, несмотря на несомненный прогресс экспериментальных результатов, в проблеме описания физики отделения фидов от массы существенных сдвигов не произошло. Качественные толкования явлений пятисекундной давности оказались столь тубоными, что не могли существенной корректировки.

3. За исключением магнезиальных скарнов и сопутствующего им оруденения, рудообразующие процессы проявляются только после образования мощной корки изверженных пород в кровле плутонов. Нередко они предваряются внедрением новых фаз (порций магмы). Отмечается определенная симметрия проявления предрудных и сорудных процессов метасоматоза в ореольных зонах плутонов, когда имеется сопряжение явлений выщелачивания компонентов из изверженных пород в зоне внутреннего и замещения (отложения) в зоне внешнего ореола /Рундквист, 1983/. 4. Имеется закономерная смена во времени высокотемпературных минеральных ассоциаций низкотемпературными. 5. Обычным является наличие "внутриминерализационных" даек, которые по составу близки к изверженным породам в ядерной зоне плутонов. Иными словами, довольно часто небольшие инъекции расплава предшествуют рудоотложению, сопровождают его и появляются после формирования рудных тел. 6. Изучение состава газовой-жидкой фазы и температур их гомогенизации также выявляет определенную картину эволюции ОФС относительно указанных инъекций магмы.

Перечисленные наблюдения позволяют в целом реставрировать картину временных соотношений между процессами охлаждения предрудного плутона и развития ОФС в отношении задания начальных и граничных условий их тепловой эволюции. При этом наиболее важными для последующих интерпретаций результатов вычислений является следующее. Хотя процесс отделения летучих от магмы может начинаться в момент заполнения (образования) камеры, локализованные потоки флюидов проявляются после возникновения в кровле массива корки изверженных пород мощностью не менее 0,5 км, раскристаллизации различного рода выступов и апофиз. В зональных гранитоидных массивах процессам рудообразования предшествует формирование эндоконтактовой зоны относительно основных пород. В "многофазных" плутонах рудообразующие гидротермальные процессы проявляются, как правило, после внедрения II или III фазы, но до заключительной фазы внедрения аплитовидных или аляскитовых гранитов /Смирнов, 1969/. При развитии ОФС установлены две формы проявления отделения флюидов: площадная и локализованная вдоль проницаемых зон. При этом первая является более ранней по времени и обычно её продукты (минеральные ассоциации) более высокотемпературные, чем второй.

Ввиду краткости сообщения мы приведем лишь термодинамический анализ ОФС и осветим дальнейшее направление исследования и некоторые полученные в связи с данной проблематикой результаты.

Условные обозначения

T	температура	δ	коэффициент поверх -
S	площадь		ностного натяжения
P	давление	D	коэффициент диффузии
V	объем		а) универсальная га -
ρ	плотность	R	зовая постоянная
m	пористость		б) граница фазы
$K_p(x)$	проницаемость		а) фактор сжимаемости
C	концентрация	Σ	б) вертикальная ось
C_v, C_p	теплоемкость	$\vec{u}$	локальная скорость
λ	теплопроводность		фазы
τ, t	время	$\vec{w}_{\phi\lambda}$	скорость фильтрации
ν	коэффициент кинетичес -	$\vec{v}$	осредненная скорость
	кой вязкости		фазы
μ	коэффициент динамичес -	$\vec{j}, \vec{J}$	массовые потоки
	кой вязкости		K^{m-s} равновесный коэффи -
$\tilde{E}$	энергия активации		циент распределения
	а) толщина пограничного		между расплавом и
δ	слоя		твердой фазой
	б) "дельта" - функция	ε	а) коэффициент усадки
f_1	пористость кристалли -	$\bar{\varepsilon}$	б) числовой критерий
	зующейся интрузивной		итерационного про -
	породы		гресса
f_2	сечение расплавной	ε_1	величина $1 + \varepsilon = \varepsilon_1$
	фазы	x_0	удельная теплота
f_s	сечение твердой фазы		кристаллизации
f_g	сечение газовой фазы	f_{ρ}	сечение расплавной фа -
			зы в точке вскипания

I. Качественная модель ретроградного кипения при кристаллизации магм

Исходным генетическим пунктом эволюции ОФС является механизм отделения флюида от охлаждающейся магмы. В описании физики этого процесса в петрологии и теории эндогенного рудообразования пока нет ясности и последовательности / Whitney, 1975; Бернэм, 1982 /. Представления о возможных принципиальных механизмах отделения флюида от магмы формировались с конца прошлого века до середины тридцатых годов по мере накопления полевых и экспериментальных материалов. Геологи, изучавшие рудные месторождения, при толковании природы рудообразующего флюида основывались на результатах изучения активного вулканизма, и, главным образом, рудных жил, пегматитов и массивных залежей руд. Альтернативные трактовки природы рудообразующего флюида приведены в табл. I / Grout, 1926; Lindgren, 1919; Bowen, 1928; Ingerson, 1934; Fenner, 1931; Morey, 1924; Niggli, 1929; Neumann, 1948; Смирнов, 1947; Коржинский, 1972; Бернэм, 1982; Рябчиков, 1975 /.

Из цитируемых работ и табл. I явствует суть разногласий в понимании места и характера отделения флюида от магмы. Согласно точки зрения одних авторов, газы, отделяющиеся в разные моменты времени охлаждения магмы существенной роли в рудообразовании не играют. Главное заключается в накоплении остаточным ("пегматитовым") раствором рассеянных компонентов и летучих, которые могут быть в состоянии надкритического флюида. Последний, охлаждаясь и эволюционируя в процессе кристаллизации, дает гидротермальный рудоносный раствор. При этом такой процесс протекает как в лобной 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 далее – в гидротермальный раствор, количественные соотношения и т.п. в процессе дифференциации интрузивных тел (главным образом гранитоидов и гранитов) остались нерасшифрованными до сих пор. Поэтому сохранились неясность, неопределенность и дискуссионность модели.

По другой концепции, ситуация в отделении флюидов существенно сложнее. В каждом участке интрузивного тела происходит от-

деление "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 построения в теории магматогенного рудообразования основывались на анализе диаграмм состояния силикатных систем и предположении, что кристаллизация магмы проходит равновесно, а скорость охлаждения не влияет на вид разделения компонентов и механизмы отделения флюида. Вводилось 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.

Представления о механизме отделения флюида от магмы полезно сопоставить с изложением современного состояния динамики разделения компонентов при кристаллизации магм /Шарапов, Черепанов, 1986/. Ввиду краткости изложения мы не имеем возможности прореферировать содержащиеся в них принципиальные результаты. Мы будем использовать их при моделировании объемной (котектические магмы) кристаллизации, поскольку этот класс процессов распространен, по-видимому, гораздо шире, нежели кристаллизация эвтектоидных магм.

На рис.2 схематично показан процесс ретроградного кипения при кристаллизации котектического расплава (см. условные обозначения). При движении фронта солидуса в глубь камеры, прогрессивной объемной кристаллизации и уменьшении доли расплавной фазы f_1 в гетерофазной зоне $z_e - z_f$ растворенные в магме летучие и примесные компоненты оттесняются в расплавленную фазу ввиду того, что для большинства из них коэффициенты распределения между твердой и жидкой фазами $k^{S-m} < 1$, и часто $k^{S-m} \ll 1$. При достижении определенной концентрации летучих в расплаве, когда их суммарное парциальное давление станет больше литостатического, начнется образование пузырей (газовых "пор" в жидкости). Пузырьки флюида могут захватываться кристаллами при "набегании" фронта кристаллизации, а также образовывать газоусадочные поры вдоль границ кристаллов, по которым флюид будет фильтроваться по порам изверженных пород. Гидродинамика расплавной фазы в ге-

терофазной зоне кристаллизации $T - T_L$ (или $z_c - z_f$) описывается термоконвекционными токами в связи с усадочными явлениями (переход алюмосиликатного вещества из расплавной в твердую фазу сопровождается уменьшением объема /Черепанов, 1983/). В области, не охваченной кристаллизацией $T > T_L$ (или $z > z_f$), движение расплава будет объясняться главным образом наличием естественной конвекции и нисходящим потоком кумулуса. Из-за отсутствия эмпирических данных наличия известных трудностей в физическом описании и формализации этих процессов, будем считать, что в области между ликвидусными фронтами кровли и подошвы интрузивной камеры преобладают кондуктивные потоки тепла и концентрации растворенных компонентов, близкие к начальным.

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. Далее, 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.

После полного затвердевания интрузива мы считаем, что 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. Ряд других обстоятельств, учтенных или неучтенных в нашей постановке задачи динамики ретроградного кипения, будут обсуждены при анализе результатов в последующих разделах.

2. Количественная физическая модель ретроградного кипения

При анализе одномерной кристаллизации силикатного расплава в интервале температур $T_L - T_S$ необходимо учитывать фазовую неоднородность структуры гетерогенной зоны. Учет изменения структурных параметров среды в координатах $x - t$, закономерности развития физико-химических неоднородностей при кристаллизации осуществляются 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 и 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,а,б, физическая модель кристаллизации магмы с учетом возникновения газовой фазы - на рис. 2.

Законы сохранения энергии, вещества (неразрывности по компонентам), импульса и плотности среды для некоторого элементарного объема Ω 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 не сжимаемой вязкой среды в виде (далее следуем выводу модели в работе А.Н.Черепанова /1984/:

$$C_{Vi} \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}_i T_i) \right) = \text{div}(\lambda_i \nabla T_i), \quad i=1,2, \quad (1)$$

$$\rho_i \left(\frac{\partial C_i}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}_i C_i^k) \right) = \text{div}(D_i^{kj} \rho_i \nabla C_i^j), \quad (2)$$

$$\rho_1 \left[\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}_1 \vec{v}_1) \right] = \text{div} T - \rho_1 \nabla \varphi, \quad (3)$$

$$\text{div} \vec{v}_i = 0; \quad k, j = 1, 2 \dots, N, \quad (4)$$

где $i = 1, 2$ - величины, относящиеся к жидкой и твердой фазам соответственно; $\vec{v}_1$ - вектор скорости течения расплава ($\vec{v}_2 = 0$):

T – тензор напряжений, φ – скалярный потенциал внешних сил. На фазовых границах R_2 выполняются условия сохранения баланса тепла, количества растворенного компонента и массы.

$$-\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{R_2+0} + \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{R_2-0} = (\varepsilon C_{v1} T_R + p_2 \alpha_0) v_n = \Delta H v_n, \quad (5)$$

$$-D_1^{kj} \frac{\partial C_1^j}{\partial n} \Big|_{R_2+0} + \varepsilon_1 D_2^{kj} \frac{\partial C_2^j}{\partial n} \Big|_{R_2-0} = \varepsilon_1 (C_1^k - C_2^k) v_n, \quad (6)$$

$$(\vec{v} \cdot \vec{n}) \Big|_{R_2+0} = -\varepsilon v_n, \quad \varepsilon_1 = 1 + \varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{p_2 - p_1}{p_1}, \quad (7)$$

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 (I) – (4) по объему осреднения Ω (по жидкой и твердой его частям), учет известных теорем осреднения /Слеттери, 1978; Нигматуллин, 1978/, выражений (5) – (7), непрерывности температуры на фазовых границах, а также сравнительных количественных оценок членов (I) – (4) позволяют получить следующую систему уравнений /Шарапов, Черепанов, 1986; Черепанов, 1984/:

$$\vec{C}_V \frac{\partial T}{\partial t} + C_{v1} \operatorname{div} (f_1 \vec{v} T) = \operatorname{div} (\lambda \nabla T) + \Delta H \frac{\partial f_2}{\partial t} \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (f_1 C_1^k) + \operatorname{div} (f_1 \vec{v} C_1^k) = \operatorname{div} (D_1^{kj} f_1 \nabla C_1^j) - \varepsilon_1 K^k C_1^k \frac{\partial f_2}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\nabla p = \frac{\mu \vec{v} f_1}{K_p(f_1)}, \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } \varepsilon \frac{\partial f_1}{\partial t} &= \operatorname{div} (f_1 \vec{v}) \\ \text{б) } \frac{\partial}{\partial t} (p_2 f_2 + p f_1) + \operatorname{div} (p f_2 \vec{v}) &= 0 \\ \text{в) } p f_1 &= p_3 f_3 + p_1 (f_1 - f_3) \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

где $\vec{C}_V = \sum_1^2 f_i C_{vi}$, $\bar{\lambda} = \sum_1^2 f_i \lambda_i$,

при этом пренебрегаем диффузией в твердой фазе и химическим взаимодействием растворенных компонентов (физический смысл отдельных параметров см. приложение). Уравнение (IIa) справедливо при отсутствии в расплаве газовой фазы. Наличие 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

$$P_g = \bar{p}_g Z_p - \Delta P_M + 2 \sigma / r_p, \quad (I2)$$

где ΔP_M - потери давления на вязкое течение в гетерогенной зоне, σ - поверхностное натяжение расплава, r_p - начальный радиус пузырька флюида.

В работе [Шарапов, Черепанов, 1986/ оценены члены уравнения (I2) и показано, что двумя последними слагаемыми справа можно пренебречь. Таким образом, когда парциальное локальное давление флюида станет литостатическим образуется 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 в терминах описания газожидкостной расплавной фазы приобретает вид (IIб) - (IIв). Концентрация растворенного в расплаве газа (летучего) удовлетворяет закону Генри

$$C_g = K_{e1} P_g \quad (I3)$$

либо закону Сиверца

$$C_g = K_{e2} \sqrt{P_g}, \quad (I4)$$

где константы равновесия K_{e1}, K_{e2} 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 его охлаждения. Теория возникновения газоусадочной пористости изложена впервые А.Н.Черепановым [1983/, мы будем использовать ее основные результаты при

численном моделировании в том виде, в котором записаны выражения для m (пористость на границе солидуса), r_p (радиуса пузырька на фронте ретроградного кипения расплава), K_i (проницаемость интрузивной породы на границе солидуса) в монографии В.Н.Шарапова, А.Н.Черепанова /1986/.

В приложении количественная модель ретроградного кипения обсуждается с точки зрения построения численного алгоритма задачи.

Реальная динамика трехфазной области кипения $z_c - z_p$ "кристаллы + расплав + флюид" требует повторения всей процедуры осреднения системы уравнений переноса в фазах с добавлением таковых для флюидной фазы, т.е. необходимо описывать автономную конвекцию отделяющихся газов по связным газоусадочным порам со скоростью W , отличной от "усадочной" термоконвекционной v_i (газожидкостный двухфазный расплав с уравнением (IIa,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 следует все граничные условия для решения задачи о рудоносном флюиде. 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). Этому вопросу мы уделяем в наших исследованиях особое внимание. Процесс экстракции рудных компонентов водно-хлоридными флюидами при ретроградном кипении, коэффициенты распределения металлов между флюидной и расплавной фазами в динамической трактовке существенно отличаются от интерпретации, следующей непосредственно из равновесных экспериментальных данных /Рябкин, 1975; Бернэм, 1982 и др./ В рамках данной работы мы обсудим лишь термодинамические аспекты проблемы.

3. Граничные условия процессов тепло- массообмена в зонах разгрузки гидротермальных систем

Классификация гидротермальных систем в связи с их "открытостью" или "закрытостью" /Смирнов, 1969/ нуждается в ясном освещении.

шении 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 смещении 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.

К сожалению, в геологической литературе отсутствует последовательное углубленное обсуждение физики тепло- и массообменных процессов с точки зрения конкретизации граничных условий. В данном сообщении предпринята попытка оценить коэффициенты теплообмена для предельных моделей в зонах разгрузки, показать правомерность задания граничных условий I, II, и III родов (в терминах теории теплопереноса). На основе теории ретроградного кипения при кристаллизации магм /Шарапов, Черепанов, 1986/ удаётся исследовать динамику всей флюидной системы как функции магматического источника энергии и вещества. Поэтому качественно новому уровню в анализе "источника" должна соответствовать ясная физика и в описании процессов разгрузки.

Нами выделены четыре модели граничного тепло- и массообмена (рис. 4). Каждая из них представляет собой отдельную проблему экспериментальных работ в физике, и теоретически они не реализованы (за исключением самых простых ситуаций). Это объясняется тем, что в условиях геологических границ разгрузки гидротермальных систем - дневная поверхность, придонные условия водоемов, обводненные разуплотненные толщи пород выше базиса дренирования грунтовых вод, области смещения магматогенного и метеорного потоков - действуют несколько конкурирующих механизмов тепло- массообмена (вынужденная и естественная конвекция, конвективные и кондуктивные потоки в приближении пограничного слоя и др.). Столь сложная картина не сводится к упрощенным моделям "эффективного" массо- и теплообмена основного флюидного потока с боковыми породами и потоками циркулирующих метеорных вод /Пилюн, Пэк, 1976/ и может быть проанализирована корректно только в предельных (достаточно универсальных) ситуациях (табл.2).

Для чисто поверхностных моделей разгрузки I-3 определяю -

Таблица 2

Термодинамические условия разгрузки термальных систем

Модель	Геологические условия в зоне разгрузки	Граничное условие	Коэффициент теплообмена $\alpha \frac{dT}{dz}$ м ² :с:град	Физическая модель	Литературный источник
I	Система активного водосбора – сточные озера, ручьи, реки. Активно обтекаемый термальные площадки водный (атмосферный) поток	$T_{\text{фл}} \approx T_c$ I рода	$\alpha \sim 10^3 - 10^4$	Турбулентный пограничный слой со вдувом разной интенсивности. "Пленочная" теория	Муталиев /1968/; Кутателадзе и др./1968/; Крестьянинова /1968/ и др.
2	Отсутствие активного обтекания. Относительно "неподвижные" и стратифицированные водоемы со слабыми стоками, грифоны, кратерные озера, пробуживающие источники	$T_{\text{фл}} \approx T_c$ I рода	$\alpha \sim 5 \cdot 10^2 - 2,5 \cdot 10^3$	Естественная конвекция в сплошной среде с турбулентным теплообменом в отсутствии интенсивной вынужденной конвекции	Pera, Gebhart, /1973/; Джалурия /1983/; Гершуни, Луковичий /1972/ и др.
3	Разгрузка мощных газовых фумарол и паровых струй в атмосферу. Скорость потока флюида $W_{\text{фл}}$ сравнима с таковой внешней среды. Класс самых высокотемпературных термоявлений	$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right _{z=0} \rightarrow 0$ II рода	при $W_{\text{фл}} \rightarrow 10^{-2} \frac{m}{c}$ $\alpha \rightarrow 0$	Турбулентный пограничный слой с очень интенсивным вдувом (предельная ситуация модели I)	Муталиев/1968/ и др.
4а	Зоны смещения глубинного потока флюида с водоносным горизонтом с большими мощностью и расходом; структуры типа газового плюмажа с фазовыми переходами по его контуру. Область максимальных градиентов всех термодинамических и физико-химических параметров	$T_{\text{фл}} \sim T_c$ I рода	$\alpha \sim 10^2 - 5$	Естественная конвекция в насыщенных пористых средах различной геометрии с нижней нагревающей поверхностью и наличием через нее фильтрации высокотемпературного флюида	Gary et al. /1982/; McKibbin, O'Sullivan /1981/; Endrajaah, Balachandra Rao /1982/; Schubert, Strauss /1982/; Somerton /1983/
4б	То же самое при мощном тепло-массопотоке, когда возможно "пробивание" фазовой границы всей мощности водоносного горизонта	III и II рода $-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha (T - T_c)$ и $\frac{\partial T}{\partial z} \rightarrow 0$	$\alpha < 10^{-3}$ и $\alpha \rightarrow 0$	То же самое, когда тепловой поток вдуваемого флюида достаточно велик	То же

шими параметрами интенсивности тепло- и массообмена являются вязкость, плотность, коэффициент диффузии и температуропроводности флюида и разгружающей субстанции, их агрегатные состояния. Однако самым важным оказывается соотношение флюидного и внешнего потоков. Так, если $(\rho w)_{\text{фл}} \ll (\rho u)_{\infty}$, то реализуется граничное условие I рода

$$T_{\text{фл}} \approx T_c,$$

если $(\rho w)_{\text{фл}} \lesssim (\rho u)_{\infty}$, то имеет место граничное условие III рода $-\lambda \partial T / \partial n = \alpha (T - T_c)$, если $(\rho w)_{\text{фл}} \gtrsim (\rho u)_{\infty}$, то II ро-

да $\partial T / \partial n \rightarrow 0$. Граничное условие $T_{\text{фл}} = T_c$ является наиболее универсальным в самом широком интервале скоростей фильтрации. Если имеется интенсивный расход флюида и $w_{\text{фл}} \gtrsim 10^{-3} \text{ м/с}$, что наблюдается в газовых и паровых фумаролах, "черных курильщиках" (скорости $\gtrsim 1 \text{ м/с}$ на морских глубинах более 2000 метров!), то реализуется $\partial T / \partial n \rightarrow 0$, и модель 3 в этом смысле - предельно "горячая", в нее могут эволюционировать модели I и 2 на прогрессивной стадии флюидогенерации.

Для модели 4 проницаемость в зоне смешения глубинного флюида и метеорных вод является главным фактом тепло- и массообмена, помимо упомянутого уже важного параметра расхода $(\rho w)_{\text{фл}}$. Чем выше проницаемость, тем интенсивнее теплообмен и мощнее входящий смешанный поток. Пространственная область смешения представляет собой структуру плюмажа, его контуры характеризуются максимальными градиентами P-T-X-параметров, развитием всех типов геохимических барьеров, фиксацией рудных компонентов /Смирнов, 1969; Геохимия ... 1982; Henley, McNabb, 1978/.

4. Динамические режимы кристаллизации и сопровождающего его ретроградного кипения гранитоидных магм

Довольно продолжительное время рудоотложение в контактовых зонах интрузивных массивов геологи-рудники связывали с тепловой динамикой охлаждения этих тел /Lovering, 1936; Schnei-

derhön, 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 было выполнено расчетов динамики теплообмена в системе "интрузив-вмещающие породы", где учитывалась бы динамика ретроградного кипения и влияние на эволюцию температурного поля системы петрофизических свойств вмещающих и интрузивных пород и выявлена 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/, равно 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 (1-2, см. приложение) 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" заполняющих 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). Проницаемость изверженных пород определялась согласно теории, развитой в работах /Черепанов, 1983; Шарапов, Черепанов, 1986/, а вмещающих пород по данным /Пэк, 1968; Добрынин, 1970; Brace et al., 1968; Freeze, Cherry, 1979; Smith, Chapman, 1983).

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.

Проведенные расчеты выявили весьма специфическую динамику кристаллизации интрузивных тел в зависимости от петрофизических свойств пород. Динамика температурного поля над интрузивными массивами при развитии в них ретроградного кипения отличается от случая охлаждения массивов, когда в них нет пузырения расплава в процессе его кристаллизации.

На рис. 5-7 показаны температурные профили в ОФС как функции начального содержания воды в магме, при этом во всех случаях проницаемость вмещающих пород $k_p \sim 10^{-16} \text{ м}^2$. Каждая из отмеченных на рисунках цифрами 1, 2, 3 областей изменения температуры характеризует квазистационарный этап ретроградного кипения, и отвечает соответственно сильно недосыщенным (C_{20} 1 вес.%), недосыщенным ($C_{20} \sim 1,5-2,5$ вес.%) водой гранитоидным магмам, а также магмам слабо недосыщенным ($C_{20} \sim 3,5-4$ вес.%), при этом степень недосыщенности является относительным параметром в зависимости от глубины становления интрузива. Очевидно, что чем выше начальное содержание воды в магме, тем ближе к квазиadiaбатическому профиль температур в надинтрузивной зоне.

Отметим, что качественно вид профилей температур мало зависит от глубины кристаллизации интрузивов. Основным фактором, определяющим динамику теплообмена является проницаемость вмещающих и интрузивных пород. При этом их структурные особенности существенно влияют не только на характер прогрева вмещающих пород, но и могут коренным образом изменить динамику затвердевания интрузивных тел. С этой точки зрения устанавливается три типа затвердевания (рис. 8, 9): а) квазисимметричное нарастание коры от подошвы и кровли массива к его центру, б) асимметрично 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 от подошвы массива к его кровле (этот процесс подробнее обсуждается ниже). При низкой проницаемости изверженных по-

род (порядка 10^{-17} - 10^{-18} м²) и однородной, но достаточно низкой проницаемости разреза земной коры (порядка 10^{-18} м²) 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 лишь на 10-20 % выше, чем в случае кондуктивного прогрева вмещающих пород. При проницаемости изверженных пород порядка 10^{-17} - 10^{-16} м² прогрев их существенно выше, а в случае $K_p \sim 10^{-16}$ происходит весьма существенное изменение профиля температур - в различных точках разреза вмещающих толщ над интрузивом температура увеличивается на 300-700°С.

Времена кристаллизации интрузивных тел существенно различаются в зависимости от петрофизических характеристик изверженных и вмещающих толщ. При относительно повышенной проницаемости пород времена кристаллизации интрузивов, по-видимому, в полтора - два раза выше, чем в случае слабо проницаемой корки изверженных и контактовых пород в кровле массивов. Очевидно, что абиссальные интрузивы охлаждаются гораздо медленнее мезоабиссальных - примерно вдвое при прочих равных условиях. Если сравнивать время охлаждения интрузивов одинаковых размеров при отсутствии ретроградного кипения и при интенсивном отделении летучих (воды) с формированием ОФС, то оно не менее, чем в два с половиной раза больше времени охлаждения массивов, сопровождающегося возникновением ОФС. Согласно полученным оценкам, общее время существования ОФС в гипабиссальной фации порядка 10^3 + 10^4 лет. При охлаждении крупных мезоабиссальных массивов это время увеличивается до 10^5 - $5 \cdot 10^5$ лет. Абиссальные гранитоидные массивы могут сопровождаться ОФС, существующими $\sim 5 \cdot 10^5$ + 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 контакта массивов. При допустимых k_p /Freeze, Cherry, 1979/ максимальные скорости фильтрации могут быть порядка 10^{-8} – 10^{-9} м/с (без учета дренирования трещинными зонами). По мере кристаллизации они снижаются на 1–2 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 вытекает ряд фундаментальных характеристик эволюции ОФС и динамики рудоотложения на различных геохимических барьерах (ГВ). Как было показано ранее /Голубев, Шарипов, 1974; Аверкин, Шарипов, 1986, 1987а, 1987б/, динамика температур полностью определяется в проницаемой зоне расходом флюида в "источнике". Динамика рудоотложения на ГВ термодинамического типа зависит от ряда параметров, но наиболее существенно от величины ∇T и скорости потока.

Обратим внимание на ряд важных обстоятельств эволюции ОФС в отношении режимов кристаллизации и ретроградного кипения развития "пульсационного" отделения летучих и характера развития температур в фиксированных сечениях над интрузивными зонами. Определяющими режим кристаллизации параметрами являются начальная концентрация летучих в магме C_{20} и проницаемость вмещающих, интрузивных пород, а также "проницаемой" гетерофазной зоны $T_s - T_{ns}$, внутри которой вскипевший флюид фильтруется по связным порам и удаляется всплывающими пузырьками (а также захватывается во включения). Первый из них (C_{20}) в значительной степени определяет формирование проницаемости интрузивных пород. Если рассмотреть кристаллизацию мощного абиссального гранитоидного плутона (глубина кровли 10 км, мощность 5 км), то существует "пороговое" значение $C_{20} \sim 1,7$ вес.%, ниже которого не имеется ретроградного кипения в эвтектической области, темп кристаллизации кровли достаточен для того, чтобы не достигалось насыщение.

В более популярной форме трактовка результатов реализации физической модели кристаллизации без ретроградного кипения может быть следующей.

Квазиэвтектоидные магмы характеризуются минимальными лик -

видусными температурами и, следовательно, наименьшими скоростями кристаллизации /Шарапов, Черепанов, 1986/. В таких условиях скорость фазовой границы кристаллизации может быть меньше некоторого порогового значения $\partial f_{\epsilon}/\partial t < \dot{\epsilon}$ (критерий Чалмерса)/Флемингс, 1977/, при котором фронт кристаллизации может считаться плоским. Летучие и микрокомпоненты с коэффициентами распределения между твердой и расплавной фазами $k^{s-m} < 1$ накапливаются в расплаве по механизму "диффузионного вытеснения". Если C_{20} мало, то: а) не происходит заметного уменьшения T_L из-за присутствия летучих по сравнению с сухой бинарной системой; б) темп кристаллизации перекрывает скорость диффузионного потока; в) эффективный коэффициент распределения таких компонентов возрастает, происходит их захват растущей твердой фазой и вскипания не наступает. Вторая возможность - начальная концентрация воды C_{20} достаточна для начала вскипания, начиная с некоторого момента, при этом успевает затвердеть прикровельная часть камеры, ее мощность может достичь, по-видимому, первых сотен метров.

Наиболее распространенные котектические магмы имеют более высокий темп кристаллизации за счет повышенных T_L . Механизм диффузионного вытеснения "работает" здесь в гетерофазной зоне объемной кристаллизации с $T_3 \leq T \leq T_L$ и $f_{1\epsilon} \leq f_{1\epsilon} \leq 1$. Потенциальное насыщение летучими магмы наступает именно за счет объемного оттеснения летучих растущими кристаллами, в первом приближении по закону Шейля /Черепанов, 1984/.

$$C_{2i} = \frac{C_{20}}{f_{0i} \epsilon_1 (1 - k^{s-m})}$$

Если в "эвтектическом" механизме ретроградного кипения диффузия контролировала процесс, то теперь его можно пренебречь /Шарапов, Черепанов, 1986/. Сечение жидкой фазы в субсолидусной области $f_{0\epsilon}$ строго больше нуля. Реально при достижении эвтектоидного минимума $f_{0\epsilon}$ и $C_{j\epsilon}$ (эвтектоидный состав расплава) начинается микромасштабный процесс собственно эвтектической кристаллизации, и f_0 здесь уже, строго говоря, уменьшается монотонно до еще меньших значений. Однако эту пространственную область можно описывать предыдущей моделью кристаллизации эвтектических магм, и аппроксимировать плоским фронтом. Тогда, если C_{20} меньше порогового и в "эвтектике" $C_{2\epsilon} < C_2^{\text{HAC}}$, то ретроградное кипение не начнет-

ся, растворенные летучие будут захватываться кристаллизирующейся интрузивной породой.

Итак, кристаллизация содержащих изначально летучие магм, будет идентична таковой сухих магм, если C_{20} меньше некоторых "пороговых" значений в зависимости от состава магм и магматической фации глубинности становления интрузии. При прочих равных условиях C_{20} следующим образом регулирует режимы ретроградного кипения. Если C_{20} достигает "порогового" значения, например, 1,7 вес.%

для абиссальных гранитоидных интрузий, то может реализоваться "пульсационный" тип кипения со сложной картиной кристаллизации прикровельных зон. Целесообразно рассмотреть два предельных численных примера кристаллизации абиссального плутона (10 км – глубина кровли, мощность 5 км, $C_{20} \sim 1,7$ вес.%). В интервале порядка $5 \cdot 10^3$ лет за счет высокого темпа кондуктивного остывания, преобладающего над слабовыраженным ($\omega \sim 6 \cdot 10^{-10}$ м/с) конвективным теплопоток образует кровельная "корка" интрузивных пород мощностью в первые десятки метров. Затем ситуация меняется на противоположную, происходит вторичное расплавление образовавшейся коры, и граница солидуса вновь возвращается на уровень контакта с вмещающими породами. Происходит разогрев прикровельной гетерогенной области – это существенный момент в протекании процессов такого типа. Разогрев обеспечивается тем, что локальные градиенты температур на более глубоких уровнях магматической камеры $Z > Z_p$ и $Z > Z_f$ (Z_f соответствует T_L) все еще очень высоки $\sim 200^\circ\text{C}/\text{км}$ и более, градиенты выше уровня вскипания Z_p в области конвективного разогрева вмещающих пород, напротив, малы и более того – локально для $Z < Z_p$ имеется практически адиабатический профиль температур $T_s < T \leq T_p \equiv T_{Ns}$; поэтому, пространственная гетерофазная зона вблизи уровня вскипания Z_p разогревается "в одностороннем порядке" кондуктивным потоком, направленным из недр магматической камеры, и при подплавлении f_l начинает увеличиваться. Фронт вскипания вскоре поднимается вверх на уровень контакта со вмещающими толщами Z_c , и вскипание прекращается. Далее происходит кондуктивное остывание плутона, нивелируются $\text{grad } T$ в прикровельной области и вновь f_p уменьшается до состояния, когда возможно повторное вскипание. Таким образом, процесс вскипания принимает пульсационный характер. В обсуждаемом примере период

пульсаций в начальный этап равен $\sim 5 \cdot 10^3$ лет. Примерно через $2,5 \cdot 10^5$ лет "импульс" кипения $\sim 10^4$ лет, "импульс" отсутствия кипения $\sim 5 \cdot 10^3$ лет. Через $3,5 \cdot 10^5$ лет импульсы кипения учащаются настолько, что реализуется монотонное кипение. Прикровельная зона находится в этот момент в очень стабильном состоянии $T \approx T_s + 40^\circ\text{C}$, $f_r \sim 0,215$; вверх по разрезу вмещающих пород распространяется конвективная "волна" высоких температур. Подшва кристаллизуется непрерывно и к моменту монотонного кипения мощность коры достигает 1050 м. Этап монотонного кипения стал возможен именно вследствие значительного уменьшения кондуктивного потока тепла из недр магматической камеры. Гомогенный расплав исчезает уже через 4–5 тыс. лет (при отсутствии значительных перегревов исходной магмы), а к моменту времени $3 \cdot 10^5$ лет $f_{0\text{max}} \sim 0,22$ и адиабатический профиль температур протягивается через всю среднюю и верхнюю части камеры. После времени $4 \cdot 10^5$ лет прогрессивно падают расходы флюида и температура кипения кровельной зоны. Через 10^6 лет наступает раскристаллизация всей камеры с резко асимметричным ростом подошвенной коры.

Второй предельный случай пульсационного кипения отличается от первого — $C_{20} \sim 3$ вес.%, при прочих равных условиях. В общих чертах начало процесса аналогичное первому случаю. Интервалы отсутствия кипения 40 тыс. лет, кипения ~ 5 тыс. лет. Начиная с времени 10^5 до $3 \cdot 10^5$ лет, эти интервалы сближались монотонно до состояния одинаковых "импульсов" $\sim 5 \cdot 10^3$ лет. Расходы в данном примере в 2–4 раза выше, температура кровли $T_s + 70^\circ\text{C}$, гораздо значительнее прогрев весь разрез вмещающих пород. Со времени $4,2 \cdot 10^5$ лет реализуется монотонное кипение, заключительная стадия аналогична первому случаю. Время раскристаллизации порядка $1,4 \cdot 10^6$ лет. Полное исчезновение термоаномалии $\sim 3 \cdot 10^6$ лет (T не выше 10°C начального геотермического профиля).

При меньшей проницаемости вмещающих толщ $K_p \leq 10^{-19} \text{ м}^2$ вероятнее ожидать следующий тип кристаллизации — асимметричный рост кровельной и подошвенной коры с большей мощностью последней. Если $K_p < 10^{-20} + n \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ (плотные рогастики), то реализуется квазисимметричный тип кристаллизации, при этом мощность кровельной коры порядка и более подошвенной.

Проанализированные случаи характеризуют средние соотношения структурных и физико-химических параметров и соответствуют

поэтому горизонтальным проекциям интрузивных камер вне развития явно выраженных зон трещиноватости, дренирующих структур.

Апикальные части магматических камер, являясь ослабленными зонами, потенциально являются более "горячими", сосредотачивают большую часть удельного конвективного флюидопотока. Многократное подплавление, импульсный характер вскипания, тектоническое трещинообразование в процессе становления интрузии могут объяснить один из вероятных механизмов внедрения даек /Бернэм, 1982/. Осознавая всю сложность и неопределенность динамики кристаллизации в меняющейся структурной обстановке укажем, что анализ типов кристаллизации и ретроградного кипения автономных плутонов даже в предельно простых ситуациях очень сложен. Из теоретической модели получен, на наш взгляд, ряд принципиально новых выводов, поскольку на таком уровне физика процессов не была исследована; это лишний раз подчеркивает насущную необходимость углубления и разработки модели.

Прежде чем перейти к обсуждению более частных моментов зафиксировав главные, обладающие элементами новизны:

1. Тепловая эволюция гранитоидных интрузивов, при кристаллизации которых имеет место ретроградное кипение в первую очередь зависит от проницаемой структуры вмещающих толщ, ее динамики во время всего процесса кристаллизации, а также от начального состава и термодинамических характеристик расплава.

2. Выявлены дополнительно два типа кристаллизации: асимметричный и пульсационный (динамика последнего проявляется при рассмотрении объемной доли твердой фазы в гетерофазной зоне).

3. Выявлен, наряду с "обычным" монотонным типом отделения летучих (при монотонном охлаждении) пульсационный тип с относительно коротким вначале импульсами вскипания, учащающимися к концу кристаллизации вплоть до монотонного кипения.

4. Проницаемость интрузивных пород, как и вмещающих, оказывает решающее влияние на динамику кристаллизации.

Описание физики образования трещиноватых проницаемых структур в апикальных частях магматических камер по известным причинам невозможно в рамках цельной модели. Если считать, что упругие напряжения реализуются дискретно во времени и пространстве, выражаются в виде стрессов, и проницаемость как функция глубины может меняться на порядки, то на некоторых характерных

примерах можно понять и получить количественные оценки эволюции возникающих дренирующих систем.

Нами рассмотрен ряд ситуаций, когда при определенной мощности интрузивной коры кровли её изотропность нарушается трещинообразованием. Если трещиноватость проявляется локально (например, в коре мощностью 500 или 700 м она охватывает лишь прикровельный участок мощностью 300–500 м), расходы возрастают в несколько раз, и система из условно холодной (сектор I) переходит в горячую (сектор 3) (см. рис. 5–7). Если же происходит "вскрытие" всей мощности интрузивной коры до границы солидуса и проницаемость увеличивается на 1–3 порядка, происходит очень мощный разогрев дренирующей системы. За короткое время (десяtkи, единицы лет) возможно расплавление интрузивной коры вплоть до контакта со вмещающими породами. Благоприятные гидродинамические и структурные условия могут провоцировать внедрение даек и экструзий.

Проанализировано влияние величины коэффициента распределения летучих между твердой и расплавной фазами k^{s-m} на процесс диффузионного оттеснения их от поверхностей кристаллизации внутрь расплава. Оказывается, что увеличение k^{s-m} с 10^{-3} до 10^{-1} приводит к уменьшению содержания летучих в расплаве при прочих равных условиях всего на 1–1,5 %, т.е. практически не сказывается на интенсивности ретроградного кипения.

Выясняется, что сколь угодно плотные породы-роговики, другие контактово-измененные породы с такими низкими проницаемостями, как $10^{-20} + 10^{-22} \text{ м}^2$, не являются флюидоупорами. Давление во флюиде в любой точке ОФС не может стать выше $P_{\text{зр}}^I \approx P_{\text{литост}}^I$. Оно может как бы "перенестись" (с гидростатической поправкой) к контакту с низкопроницаемой толщей. Даже в случае развитой гетерофазной кристаллизирующейся зоны при реальных мощностях интрузивных камер чаще всего $\Delta P < 200\text{--}300 \text{ бар}$.

Всякое моделирование закрытых систем упирается неизбежно в оценки ΔP гидроразрыва кровли, максимальные величины которого $\sim 400 \text{ атм}$ /Бернэм, 1982/, в условиях же термального контакта с расплавом ΔP еще меньше.

Исходя из принятой модельной системы расплава, мы не учитываем "сток" воды и других летучих при образовании водосодержащих породообразующих минералов. Оценки таких стоков корректно

проведены И.Д.Рябчиковым /1975/, более подробно У.К.Бернэмом /1982/, аналогичным образом "стоки" могут быть учтены в физико-химической модели гетерофазной зоны.

Рассматривая энергетический аспект процесса кристаллизации плутона, следует исследовать в полном объеме влияние стоков и источников тепла во всей системе. Химическая эволюция отделившегося от магмы флюида во вмещающих 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 /Чекалук, 1965; Беликов, 1986/. Если сравнить также теплообмен с трещино-пористым скелетом пород и конвективную составляющую флюидопотока, 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 надвматричной толще, и в частности, в прогрессивный этап контактового метаморфизма увеличение температуры, когда происходит "осушение" вмещающих пород. Прогрессивный метаморфизм характеризуется протеканием реакций дегидратации, присутствие воды оказывает сильное каталитическое воздействие с вероятным понижением энергии активации /Файф и др., 1981/, скорости реакции увеличиваются 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 ($\sim 700^\circ\text{C}$).

эпидот-амфиболитовой ($\sim 600^{\circ}\text{C}$), зеленосланцевой ($\sim 300^{\circ}\text{C}$) /Фации ..., 1970; Шарапов, Меламед, 1977/. Интервал изменения скрытых Q для этих трех фаций можно оценить как $3-9 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$ (для оценок энергий активации) /Тайф и др., 1981/; конкретные значения для расчетов выбираем близкими принятым В.Г.Меламедом /1980/.

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 $5 \cdot 10^3 \text{ м}$) при наличии метаморфических стоков был несколько выше (полная раскристаллизация его началась через 470 тыс. лет, на 60 тыс. лет раньше, чем в случае без учета метаморфизма). Глубины фаций совпадают, а температуры во вмещающих толщах отличаются не более чем на 10°C . Таким образом в целом на тепловую эволюцию плутона 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.

5. К проблеме источника рудных компонентов в ОФС (экстракция водно-хлоридными флюидами на магматической стадии)

С начала пятидесятих годов устойчивая тенденция усложнения ортодоксальной ортомагматической модели рудоотложения вплоть до замены ее моделью рециклинга /Германов, 1955; White, 1957, 1971; Fyfe, 1979; Spooner, 1980; Hutchinson, 1983 и др./ шла не за счет углубления физического описания переноса тепла и массы в ПФС, а за счет механического комбинирования большого ряда сопутствующих эффектов. Разработка и углубление модели ОФС при наличии "эшелона" магматических тел, в котором зона рудоотложения в контакте малоглубинного интрузива и источник магматического флюида разделены в пространстве и времени, по-видимому,

будут идти в направлении, заложенном в работах /Поспелов, 1959, 1960, 1961; Henley, McNabb, 1978; Мазуров, 1985; Сотников, 1983 и др./. Модель ОФС может быть предложена сейчас лишь в качестве "нулевого приближения" как предельно грубая рабочая схема, требующая обсуждения и корректировки по мере накопления количественных данных об эволюции ОФС, имеющая естественным недостатком все более слабое освещение глубоких зон ОФС из-за отсутствия информации о них. В данный момент реализуется лишь первый шаг — анализ ОФС при кристаллизации автономного гранитоидного интрузива. Этот модельный "первокирпичик" помимо термодинамического анализа /Аверкин, Шарاپов, 1987 а/ необходимо исследовать, в первую очередь, как рудообразующую систему. В этом направлении нами предпринят анализ ГБ термодинамического типа /Аверкин, Шарاپов 1986, 1987б/. Связь рудоотложения на ГБ с ретроградным кипением магматического источника флюидов в рамках единой ОФС является существенным качественным шагом вперед и не имеет аналогов в мировой литературе. Однако помимо собственно динамики процесса рудолокализации в рамках единой ОФС, по-видимому, более важной является проблема источника рудного вещества. Первым естественным шагом в данном направлении является динамический анализ процесса экстракции рудных компонентов флюидами на стадии их отделения в пределах гетерофазной зоны кипящего расплава. Формирование рудоносного флюида, отделяющегося от расплава при ретроградном кипении существенным образом связано с поведением хлора /Бернэм, 1982; Рябчиков, 1975; Holland, 1972 и др./. Укажем ключевые работы, на которых мы основывались при анализе: а) агрегатного состояния и состава флюидов при ретроградном кипении гранитоидных магм /Косухин и др., 1984; Основные параметры ..., 1979; Ермаков, Долгов, 1979; Рейф, 1985; Henley, McNabb, 1978; Sourirajan, Kennedy, 1962; Геохимия ..., 1982; Рябчиков, 1975/; б) динамики перераспределения хлора между флюидной и расплавной фазами /Kilinc, Burnham, 1972; Дельбов и др., 1986; Holland, 1972; Эпельбаум, Салова, 1985/; в) модели состава водно-хлоридного флюида с точки зрения используемых экспериментальных методик /Чевычелов, Эпельбаум, 1985; Бернэм, 1983/; г) коэффициентов распределения рудных компонентов в процессе экстракции /Геохимия..., 1982; Roedder, 1967; Малинин, Хитаров, 1984; Рябчиков и др., 1974, 1981; Рябчиков, 1975, 1980; Candela, Holland, 1984 и др./.

Основные выводы таковы : I. При вероятных начальных концентрациях Cl в "ординарных" гранитоидных магмах ($\Sigma \text{Cl} \sim 0,055$ вес %; 0,8–1,5 моль/кг) не приходится ожидать высоких концентраций NaCl , имея ввиду реакцию HCl с расплавом, как и расслоения флюида. Возможность явного проявления кинетического фактора, регулирующего содержание NaCl (и других солей) во флюиде при катионном обмене с расплавом после формирования газового пузырька смещает концентрации солей только в область меньших, нежели равновесные, значений. Явление расслаивания во флюиде может проявиться при определенных Р-Т-Х соотношениях по его потоку выше границы солидуса в пределах интрузивных либо вмещающих пород, что легко предвидеть для реальных скоростей фильтрации.

2. Недостаточно корректным является определение И.Д. Рябиновым /1975/ критического давления $P_{\text{крит}}$, выше которого происходит отделение только гомогенного флюида; точка пересечения критической кривой бинарной системы $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$ (кстати, С.Сурирая - ном и Дж.Кеннеди /Sourirajan, Kennedy, 1962/ критическое давление для неё не определено, что было связано со спецификой используемой аппаратуры) с линией солидуса гранитной магмы не является указателем $P_{\text{крит}}$. В глубине гетерофазной зоны расплава вероятно расслоение и при $P > P_{\text{крит}}$, если реализуется декомпрессия и имеются повышенные концентрации NaCl ; по-видимому, основным репером будет являться в субсолидусной области $P_{\text{крит}}$ бинарной системы $\text{NaCl} + \text{H}_2\text{O}$.

3. Для интерпретации динамики перераспределения хлора между расплавной (m) и флюидной (v) фазами на качественном уровне целесообразно использовать следующий коэффициент распределения

$$* K_{\text{Cl}}^{v-m} = \frac{\bar{C}_{\text{Cl}}^v}{\bar{C}_{\text{Cl}}^m}, \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{где } \bar{C}_{\text{Cl}}^v &= \frac{C_{\text{Cl}}^v}{C^v} \left[\frac{\text{моль Cl}}{\text{кг флюида}} \right] \\ \bar{C}_{\text{Cl}}^m &= \frac{C_{\text{Cl}}^m}{C^m} \left[\frac{\text{моль Cl}}{\text{кг расплава}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

вместо традиционного его представления в виде

$$K_{Cl}^{v-m} = \frac{\left[\frac{\text{моль } Cl}{\text{кг флюида}} \right]}{\left[\frac{\text{моль } Cl}{\text{кг расплава}} \right]} \quad (I7)$$

Перераспределение Cl в широком интервале варьирования начальных концентраций характеризуется неидеальностью и $*K_{Cl}^{v-m}$ варьирует от значений, меньших единицы до 4 (при этом для воды приближенно соблюдается $*K_{H_2O}^{v-m} \approx 1$). Такие пропорции $*K_{Cl}^{v-m}$ и $*K_{H_2O}^{v-m}$ 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 $K_{Cl}^{v-m} \sim 30 \div 100$, "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 $K_{Cl}^{v-m} / K_{H_2O}^{v-m}$.

4. Коэффициенты распределения хлора, некоторых рудных и петрогенных компонентов существенно зависят от формы введения хлора в систему – кислотная HCl либо солевая ($NaCl, KCl \dots$).

5. Высокие значения

$$K_{Me_i}^{v-m} = \frac{C_{Me_i}^v}{C_{Me_i}^m} \frac{\left[\frac{\text{моль } Me_i}{\text{кг флюида}} \right]}{\left[\frac{\text{моль } Me_i}{\text{кг. расплава}} \right]}, \quad (I8)$$

где $K_{Me_i}^{v-m}$ – традиционно используемый коэффициент распределения определенного рудного компонента Me_i ; а также предлагаемого нами

$$*K_{Me_i}^{v-m} = \frac{\bar{C}_{Me_i}^v}{\bar{C}_{Me_i}^m} \quad (I9)$$

$$\bar{C}_{Me_i}^v = \frac{C_{Me_i}^v \left[\frac{\text{моль } Me_i}{\text{кг флюида}} \right]}{\sum_i C_{Me_i}^v \left[\frac{\text{Σ моль экстрагируемых металлов}}{\text{кг флюида}} \right]} \quad (20)$$

$$\bar{C}_{Me_i}^m = \frac{C_{Me_i}^m \left[\frac{\text{моль } Me_i}{\text{кг расплава}} \right]}{\sum_i C_{Me_i}^m \left[\frac{\text{Σ моль } Me}{\text{кг расплава}} \right]}, \quad (21)$$

который адекватно отражает баланс масс при качественном анализе процесса экстракции, для ряда рудных компонентов свидетельствует об их интенсивном переходе во флюид. Часто в генетическом аспекте необходимо знать степень относительного обогащения флюидов тем или иным компонентом. Такую информацию можно получить лишь при максимально подробном изучении составов фаз-продуктов /Holland, 1972; Чевычелов, Эпельбаум, 1985/.

6. Петрогенные компоненты – в особенности Na, K, Ca, Mg, Fe – "связывают" в процессе экстракции большую часть хлора, и пропорции их солей очень стабильны в широком интервале C_{Cl}^v и слабо зависят от формы введения Cl в систему.

7. Анализ Х.Д.Холланда /Holland, 1972/ перераспределения хлора и прочих компонентов в случае декомпрессии и ретроградно – го кипения, формальная часть которого лежит в основе всех последующих заключений, следует признать неверным, поскольку содержит очевидные ошибки при записи дифференциалов баланса масс. Тем самым формально основные выводы – а) всякий раз в декомпрессионном процессе кипения первая порция флюида наиболее обогащена хлором, б) если начальная концентрация воды в расплаве $C_{H_2O}^m \leq 1 \text{ моль/кг}$ реализуется прогрессивное обогащение хлором остаточного расплава, в) если $C_{H_2O}^m > 2 \text{ моль/кг}$ реализуется прогрессивное его объединение, – следует также признать неверным, хотя некоторые тенденции они отражают правильно в качестве лишь экспериментальных результатов.

Единственный путь количественной оценки процесса перераспределения хлора, воды, петрогенных, рудных компонентов – в реализации замкнутой нелинейной системы уравнений тепло- и массопереноса во всей замкнутой системе "интрузив – область фильтрации – зона разгрузки". Эта принципиальная проблема, эквивалент-

ная в "нулевом" приближении вопросу источника рудного вещества в ОФС, является, на наш взгляд, главной и определяет наши дальнейшие усилия. Качественный анализ, как выясняется, требует пересмотра выводимых формальных параметров и методик большинства проводимых экспериментальных работ.

Заключение

Со времени появления первых качественных и полуколичественных моделей ретроградного кипения /Morey, 1924; Niggli, 1929; Neumann, 1948/ до самого последнего времени всем им без исключения присущи следующие недостатки (можно добавить также ряд работ А.С.Калинина /1975; 1980/): -

1. В них не учитывается в явном виде 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. Попытка решить эти принципиальные проблемы предпринята нами в данной работе. Главный результат, как нам кажется, заключается в том, что удалось построить замкнутую Р-Т-Х модель ортомагматической флюидной системы. В ранних публикациях /Аверкин, Шарапов, 1986, 1987а,б/ нами исследована динамика рудоотложения на ГБ термодинамического типа. Углубленное исследование экстракционных свойств сложных по составу флюидов (необходимо наряду с равновесными "кинетические" эксперименты), и ГБ литологического типа в известной структурной позиции позволит применять развиваемую модель ОФС в конкретной геологической ситуации.

Литература

Аверкин Ю.А., Шарапов В.Н. Динамика массообмена в гидротермальных системах на температурном геохимическом барьере. - Новосибирск, 1986. - 43 с. (Препр. Ин-т геологии и геофизики СО АН СССР; № 7).

Аверкин Ю.А., Шарапов В.Н. Динамика тепло- и массообмена в плутоногенных гидротермальных системах. - Новосибирск, 1987а. - 48 с. (Препр. Ин-т геологии и геофизики СО АН СССР; №3).

Аверкин Ю.А., Шарапов В.Н. Динамика тепло- и массообмена в пародоммирующих гидротермальных системах //Геол. и геофиз. - 1987б. - №4. - С. 3-14.

Беликов В.Т. Некоторые вопросы флюидного тепло-массопереноса в земной коре. - Новосибирск, 1986. - Деп. в ВИНТИ 04.04.86, №2426-В86.

Бернэм К.У. Магма и гидротермальные флюиды //Геохимия гидротермальных рудных месторождений. - М., 1982. - С. 71-119.

Бернэм К.У. Значение летучих компонентов //Эволюция изверженных пород. - М., 1983. - С.425-467.

Будак Б.М., Соловьева Е.Н., Успенский А.Б. Разностный метод со сглаживанием коэффициента для решения задач Стефана //Журн. вычисл. математики и мат.физики. - 1965. - №5 - С.828-840.

Генетические модели эндогенных рудных формаций. - Новосибирск: Наука, 1983.-Т.1 - 184 с.; т.2. - 169 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.

Голубев В.С., Шарапов В.Н. Динамика эндогенного рудообразования. - М.:Недра, 1974. - 274 с.

Дельбов Ф., Лебедев Е.Б., Малинин С.Д. Поведение хлора и катионный обмен в системе магматический расплав - флюид //Геохимия. - 1986. - №11. - С.1550-1558.

Джалурия И. Естественная конвекция. - М.:Мир, 1983. - 396 с.

Добрынин В.М. Деформация и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. - М.:Недра, 1970. - 230 с.

Ермаков Н.П., Долгов Ю.А. Термобарогеохимия. - М.:Недра, 1979. - 271 с.

Калинин А.С. Гипабиссальные граниты и магматогенные гидротермальные системы: Автореф. дис. д-ра геол.-мин. наук. - Иркутск, 1975. - 69 с.

Калинин А.С., Шарапов В.Н., Васильева Э.Н. Динамика плавления пород коры в зонах глубинных разломов //Геол. и геофиз. - 1976. - №2. - С.54-59.

Калинин А.С., Сотников В.И., А.П.Берзина. Гидродинамическая и температурная модель гидротермальной системы молибденовых месторождений (моделирование с помощью ЭВМ) //Докл. АН СССР. - 1980. - Т.252, № 5. - С.123-134.

Коржинский Д.С. Потоки трансмагматических растворов и процессы гранитизации // Магматизм и формирования кристаллических пород и глубины Земли. - М.,1972. - С. 144-152.

Косухин О.Н., Бакуменко И.Т., Чушин В.П. Магматический этап формирования гранитных пегматитов. - Новосибирск : Наука, 1984.- 115 с.

Крестьянинова Н.С. Турбулентный пограничный слой со вдувом на пластине в сжимаемой жидкости //Тепло-массоперенос. - М., 1968. - С.49-57.

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 //Там же. - С.24-31.

Мазуров М.П. Генетические модели скарновых железорудных формаций. - Новосибирск: Наука, 1985. - 184 с.

Малинин С.Д., Хитаров Н.И. Рудные и петрогенные элементы в системе магматический расплав-флюид //Геохимия. - 1984. - №2. - С. 183-196.

Меламед В.Г. Тепло- и массообмен в горных породах при фазовых переходах. - М.:Наука, 1980. - 227 с.

Мугалиев В.П. Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности //Тепло- и массоперенос. - М., 1968. - Т.1. - С.32-38.

Нигматуллин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. - М.:

Наука, 1978. - 336 с.

Овчинников Л.Н. Плутоногенные гидротермальные месторождения // Генезис эндогенных рудных месторождений. - М., 1968. - С. 443-485.

Основные параметры природных процессов эндогенного рудообразования. - Новосибирск: Наука, 1979. - Т. I. - 267 с.

Пилюян Г.О., Пэк А.А. Оценка глубины источника гидротермальных растворов по тепловому балансу гидротермального потока // Источники рудного вещества эндогенных месторождений. - М., 1976. - С. 206-226.

Полякова В.И. Численное исследование влияния внешнего теплообмена на скорость кристаллизации непрерывного слитка // Тепло-массообмен при кристаллизации и конденсации металлов. - Новосибирск, 1981. - С. 62-69.

Поспелов Г.Л. Исторический очерк // Железорудные месторождения Алтае-Саянской горной области. Т. I, кн. I. - М., 1959. - 382 с.

Поспелов Г.Л. О морфогенетической зональности интрузивов // Магматизм и связь с ним полезных ископаемых. - М., 1960. - С. 706-709.

Поспелов Г.Л., Лапин С.С. О геологических методах поисков железных руд, скрытых на глубине // Ученые Сибири - Кузбассу. - Кемерово, 1961. - С. 35-52.

Проблемы постмагматического рудообразования. Т. I - Прага, 1963. - 582 с.

Пэк А.А. О динамике ювенильных растворов. - М.: Наука, 1968. - 137 с.

Рейф Ф.Г. Роль гранитов в рудообразовании и прогнозировании на термобарогеохимической основе: Автореф. дис... д-ра геол.-мин. наук. - М.: ГЕОХИ, 1985. - 59 с.

Рундквист Д.В. Общие принципы построения геолого-генетических моделей рудных формаций // Генетические модели эндогенных рудных формаций. - Новосибирск, 1983. - Т. I. - С. 14-25.

Рябчиков И.Д., Уолл В.Дж., Бернзм К.У. Равновесия рудоносных флюидов с кислыми изверженными породами // Геология руд. месторождений. - 1974. - Т. XVI, № 3. - С. 15-26.

Рябчиков И.Д. Термодинамика флюидной фазы гранитоидных магм. - М.: Наука, 1975. - 215 с.

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.

Самарский А.А. Теория разностных схем. - М.:Наука, 1983. - 614 с.

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.

Смирнов С.С. О современном состоянии теории образования магматогенных рудных месторождений // Зап.Всерос. мин. о-ва. Сер.2. - 1947. - Т.76, вып. I. - С. 23-36.

Сотников В.И., Калинин А.С., Берзина А.П. Генетическая модель медно-порфировой формации // Генетические модели эндогенных рудных формаций. - Новосибирск, 1983. Т.1. - С.112-127.

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.:Изд-во иностр. лит-ры, 1962. - 414 с.

Фации метаморфизма. - М.:Недра, 1970. - 432 с.

Флемингс М. Процессы затвердевания. - М.:Мир, 1977. - 423 с.

Чевычелов В.Ю., Эпельбаум М.Б. Распределение петрогенных компонентов в системе расплав-флюид // Очерки физико-химической петрологии. Вып. XIII. - М., 1985. - С.120-136.

Чекалюк Э.Б. Термодинамика нефтяного пласта. - М.:Недра, 1965. - 227 с.

Черепанов А.Н. К теории возникновения газовых включений (пор) в минералах изверженных пород // Динамические и физико-химические модели магматогенных процессов. - Новосибирск, 1983. - С. 20-24.

Черепанов А.Н. Макроскопическое описание явления переноса в гетерогенной зоне многокомпонентных сплавов // Термодинамические процессы при кристаллизации и затвердевании. - Новосибирск, 1984. - С.22-36.

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 // Геол.и геофиз., 1978. - № 9. - С. 54-58.

Шарапов В.Н., Черепанов А.Н. Динамика дифференциации магм. - Новосибирск: Наука, 1986. - 200 с.

Шахов Ф.Н. Геология жильных месторождений. - М.:Недра, 1965. - 212 с.

Эпельбаум М.Б., Салова Т.П. Распределение Cu и Mo между гранитным расплавом и флюидом // Очерки физико-химической петрологии. Вып. XIII. - М., 1985. - С. 137-152.

Bowen N.L. The evolution igneous rocks.-Prinston, 1928.334p.

Brace W.F., Walsh I.B., Frangos W.T. Permeability of granite under high pressure // J.Geophys.Res., 1968.-Vol.73.-P.2225-2236.

Candela P.A., Holland H.D. The partitioning of copper and molybdenum between silicate melts and aqueous fluids // Geochim. et Cosmochim. Acta.-1984.-Vol.48.-P.373-380.

Fenner C.N. The residual liquids of crystallization magmas// Miner.Mag., 1931.-Vol.XVII.-P.539-560.

Freeze R.A., Cherry J.A. Groundwater.-N.Y.:Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1979.-250 p.

Fyfe W.S. Conditions for deep penetration and metal extraction in the crust // Methods Geochim. Prospect. Int. Symp., Ostrava.-Prague.-1979.-P.26-28.

Gary Y., Kassoy D.R., Tadyeran H., Zebib A. The effects of significant viscosity variation on convective heat transfer in water-saturated porous media // J.Fluid Mech., 1982.-Vol.117.-P.233-249.

Grout F.F. The use of calculation in petrology // J.Geol.-1926.-Vol.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.

Holland H.D. Granites, solutions and base metal deposits // Econ.Geol. 1972.-Vol.67.-P.281-301.

- Hutchinson R.W. Hydrothermal concepts: old and new //Econ. Geol. 1983.-Vol.78.-P.1734-1741.
- Ingerson E. Relation of critical and supercritical phenomena of solutions to geological process //Econ.Geol. -1934.-N 29.-P.454-470.
- 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.-Vol.67.-P.231-235.
- Lindgren W. Mineral deposits.-N.Y.: McGraw Hill Book, 1919.-425 p.
- Lovering T.S. Heat conduction in dissimilar rocks use of thermal model //Bull.Geol.Soc.Amer.-1936.-Vol.97,N 31.-P.510-515.
- McKibbin R.M., O'Sullivan M.J. Heat transfer in a layered porous media heated from below //J.Fluid Mech. 1981.-Vol.111.-P.141-173.
- Morey G.W. Relation of crystallization to the water content in a cooling magma //J.Geol.-1924.-Vol.32.-P.291-295.
- Niggli P. Ore deposits of magmatic origin.-L.-N.Y., 1929.-83 p.
- Neumann H. Hydrothermal differentiation //Econ.Geol.-1948.-Vol.2.- P.77-84.
- Pera L., Gebhart B. Natural convection boundary layer flow over horizontal mass and slightly inclined surface //Int.J.Heat Transfer, 1973.-Vol.16.-P.1131-1146.
- Roedder E. Fluid inclusions as samples of fluids //Geoch.of hydrothermal ore-deposits.-N.Y.: Hilt, Rinchert, Winston Inc., 1967 -P.517-574.
- Rona P. Hydrothermal mineralization at seafloor spreading centers //Earth Sci.Rev.-1984,-Vol.20,N 1.-P.1-104.
- Rudrajah N., Balachandra Rao S. Nonlinear cellular convection and heat transport in a porous media // Appl.Sci.Res.-1982.-Vol.39.-P.21-43.
- Schubert G., Strauss J.M. Transition in time-dependent thermal convection in fluid-saturated porous media //J.Fluid Mech.-1982.-Vol.121.-P.301-313.
- Schneiderhön H. Time-temperature curves in relation to mineral association cooling intrusions //Econ.Geol.-1934.-Vol.29, N 5.-P.471-480.

Smith L., Chapman D.S. On thermal effects of groundwater flow (regional) scale system //J.Geophys.Res.-1983.-Vol.88.-P. 593-608.

Somerton C.W. The Prandtl number effect in a porous layer //Appl.Sci.Res.-1983.-Vol.40,N 4.-P.334-344.

Sourirajan S., Kennedy G. The system H_2O -NaCl at elevated temperature and pressure //Amer.J.Sci.-1962.-Vol.260.-P.115-141.

Spooner E.T. Cu-pyrite mineralization and sea deposits, convection in oceanic crust //Geol.As.Soc.Can., Spec.Paper-1980.-N20 -P.685-704.

White D.E. Thermal water of volcanic origin //Bull.Geol.Soc. Amer.-1957.-Vol.68.-P.1637-1658.

White D.E., Muffler L.J., Truesdell A.H. Vapor-dominated hydrothermal system compared with hot-water system //Econ.Geol.-1971.-Vol.60.-P.75-97.

Whitney J.A. Vapor generation in a quartz monzonite magma // Econ.Geol.-1975.-Vol.70.-P.346-358.

Численная реализация количественной модели ретроградного кипения

По-видимому, на сегодняшний день самой адекватной моделью процесса растворения воды в магмах является предложенная У.К. Бернэмом / 1982, 1983 /, которая связана с эквимольным растворением ее в альбитовой молекуле в расплавах различного состава. В этом смысле наипростейшая модель $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8 + \text{H}_2\text{O}$ является нулевым приближением процесса растворения воды в природных магмах (от кислых до основных). Несмотря на показанную У.К. Бернэмом универсальность этой модели, ей присущи некоторые недостатки. Не учтены: наличие "стоков" воды в водосодержащие породообразующие минералы; наличие других летучих, когда роль воды может заметно подавляться, таких как CO_2 , хлориды, серосодержащие летучие и др. Тем не менее, в литературе нет примеров количественной реализации физико-химической модели кристаллизации при родных 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.

Система уравнений (8) - (IIa) справедлива при отсутствии в расплаве самостоятельной газовой фазы. В трехфазной зоне "расплав + кристаллы + флюид" мы будем использовать квазиравновесную модель массообмена /Шарапов, Черепанов, 1986 /, при этом $T = T_1(C_i, P)$.

I. Из анализа равновесных P-T-X - диаграммы выбранной системы получаем, что T_0 температуры перегибов на аппроксимирующей ликвидусную поверхность многограннике, а также T_{N5} являются функциями начального состава расплава $\sum C_i$.

$$T = T_p(P) - \beta_1(P) \cdot C_1 - \beta_2(P) C_2. \quad (22)$$

Правило неравновесного рычага Шейля /Флемингс, 1977/

$$C_i = \frac{C_{i_0}}{f_2^{(1-k_i^{s-m})} \epsilon_1} \quad (23)$$

в совокупности с (22) позволяет получить f_2 последовательно для всего хода кристаллизации

$$f_e \approx \frac{\sum_{i=1}^2 \beta_i(P) \cdot C_{i_0}}{T_0(P) - T} \quad (24)$$

Тогда для (8) с учетом (24) получаем ($\varepsilon \ll 1$)

$$\left(1 + \frac{\varepsilon_1 \alpha_0}{C_p^*} \cdot \frac{\sum_{i=1}^2 \beta_i(P) \cdot C_{i_0}}{(T_0(P) - T)^2}\right) \frac{\partial T}{\partial t} \approx \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (25)$$

Оценки членов (8) позволяют пренебречь конвективным подтоком расплава $f_2 v \frac{\partial T}{\partial z}$, обусловленного усадкой, по сравнению с процессом теплопроводности. Тогда очевидно отпадает необходимость в общем итерационном процессе для системы уравнений (8) - (II): в пределах " $\bar{\varepsilon}$ " - точности итерационного процесса для T используем соотношение (25). В центральной части расплава, где еще не началась объемная кристаллизация $[z_f, z'_f]$, где штрихованными обозначаются координаты подошвы интрузивной камеры (см. также рис. 2), $f_e \equiv 1$ и (8) становится обычным уравнением теплопроводности. В области ретроградного кипения $[z_\epsilon, z_p]$, где $C_2 = C_2^{\text{насыщ}}$ получаем

$$\left(1 + \frac{\varepsilon_1 \alpha_0}{C_p^*} \cdot \frac{\beta_1(P) \cdot C_{1_0}}{(T_0(P) - T - \beta_2(P) C_{H_2O}^{\text{sat}})^2}\right) \frac{\partial T}{\partial t} \approx \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (26)$$

В субсолидусной области $[z_\epsilon^-, z_\epsilon^+]$ (см. рис. 2) мы применяем разностный метод со сглаживанием коэффициентов для решения задачи Стефана / Будак и др., 1965 /, тогда (26) имеет вид

$$\left[(\overline{C_p P}) + f_s \cdot \alpha_0 \cdot \beta_1(P) C_{1_0} / (T_0(P) - T - \beta_2(P) C_{H_2O}^{\text{sat}})^2 + f_{e\epsilon} \cdot \alpha_0 \cdot \rho^s \times \right. \\ \left. \times \delta(T - T_s) \right] \frac{\partial T}{\partial t} = \bar{\lambda} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (27)$$

где в качестве δ - функции мы выбираем аппроксимирующую функцию на отрезке $[T_s - \Delta, T_s + \Delta]$ в пространстве $[z_\epsilon^-, z_\epsilon^+]$ /Полякова, 1981/

$$\delta(T - T_s) = \frac{1}{2\Delta} \left[\cos\left(\frac{\pi}{\Delta}(T - T_s)\right) + 1 \right] \quad (28)$$

Из верхней оценки $f_g \approx \varepsilon f_{ep}$ следует $f_g \ll f_{ep}$ /Шарапов, Черепанов, 1986/, и в первом приближении можно пренебречь флюидным теплотокотом в зоне $[z_\varepsilon, z_p]$. В области $[z_c, z_\varepsilon]$ и $[0 \leq z \leq z_\varepsilon]$ флюидная составляющая теплотокота при $w > 10^{-9}$ м/с преобладает над кондуктивной, поэтому хотя ее зарождение связано с z_p , мы строим сглаживающий "источник" флюида в зоне $[z_\varepsilon^-, z_\varepsilon^+]$:

а) в зоне $[z_\varepsilon^-, z_\varepsilon^+]$

$$\left[(\overline{C_p \rho}) + \rho_s \cdot \alpha_{e_0} \frac{\beta_1(p) \cdot C_{10}}{(T_0(p) - T - \beta_2(p) \cdot C_{H_2O}^{sat})^2} + f_{e_\varepsilon} \cdot \alpha_{e_0} \rho^s \cdot \delta(T - T_s) \right] \frac{\partial T}{\partial t} + (C_p \rho)^y w \cdot \chi(T - T_s) \nabla T = \bar{\lambda} \Delta T; \quad (29)$$

z_ε

б) в зоне $[z_\varepsilon^-, z_\varepsilon]$

$$\left[(\overline{C_p \rho}) + \rho^s f_{e_\varepsilon} \alpha_{e_0} \cdot \delta(T - T_s) \right] \frac{\partial T}{\partial t} + (C_p \rho)^y w \cdot \chi(T - T_s) \nabla T = \bar{\lambda} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (30)$$

где $\chi(T - T_s)$ - сглаживающая функция конвективного флюидопотока:
 $\chi(-\Delta) = 1, \quad \chi(+\Delta) = 0.$

В области $0 \leq z \leq z_\varepsilon^-$,

$$(\overline{C_p \rho}) \frac{\partial T}{\partial t} + (C_p \rho)^y w \frac{\partial T}{\partial z} = \bar{\lambda} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (31)$$

где $(\overline{C_p \rho}) = (1-m)(C_p \rho)^s + m(C_p \rho)^y$, $\bar{\lambda} = (1-m)\lambda^s + m\lambda^y$, в гетерофазной области расплава вместо m имеется f_e и учитывается расплавная фаза; (31) реализуется схемой сквозного счета /Самарский, 1983/ для структурно-неоднородных вмещающих толщ.

II. Нами используются неявные разностные схемы из соображения их устойчивости. Нелинейные параболические 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 (S-итерации)

$$\begin{array}{ccccccc} (S)_{f_i}^{n+1} & \longrightarrow & (S)_{f_{e_i}}^{n+1} & \longrightarrow & (S)_{u_i}^{n+1} & \longrightarrow & (S)_{c_i}^{n+1} \\ \text{нентов)} & & \xrightarrow{(S)_{z_p}^{n+1}} & & \text{(координата вскипания)} & & \xrightarrow{(S)_{w_{\text{фл}}}^{n+1}} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{(для всех компо-} \\ \text{нентов)} \end{array}$$

(расход флюида), $(S)_{f_{gi}}^{n+1}$, f_1 (пористость интрузивной породы за фронтом эвтектической кристаллизации) и $(S)_{p_i}^{n+1}$ (давление во

флюиде) $\xrightarrow{(S+1) T_i^{n+1}} \dots$ (повторение всей последовательности на новой итерации), и так далее до момента соблюдения условия типа

$$\left| \frac{(S+1) T_i^{n+1} - (S) T_i^{n+1}}{(S) T_i^{n+1}} \right| < \bar{\varepsilon} \quad (32)$$

для некоторой характерной точки гетерофазной области кристаллизации. В области кипения $[z_e, z_p]$ скорость течения расплава $\bar{U} \equiv 0$ и считается, что газовые поры занимают весь " ε - объем" усадки $f_g \approx \varepsilon f_{ep}$. В Приложении мы указали лишь частные моменты численной реализации, поскольку она достаточно громоздка. Программа реализована на языке Фортран -IV, включает в себя 850 операторов, время счета задачи пульсационного кипения (см.рис.9 и § 4) на машине EC-1055 около 10 минут.

Примечание. Верхними символами "___", " V ", " S ", " Sat ", " ж " в приложении обозначены соответственно осредненные величины, флюидная и твердая фазы, насыщенное состояние; эффективные величины.

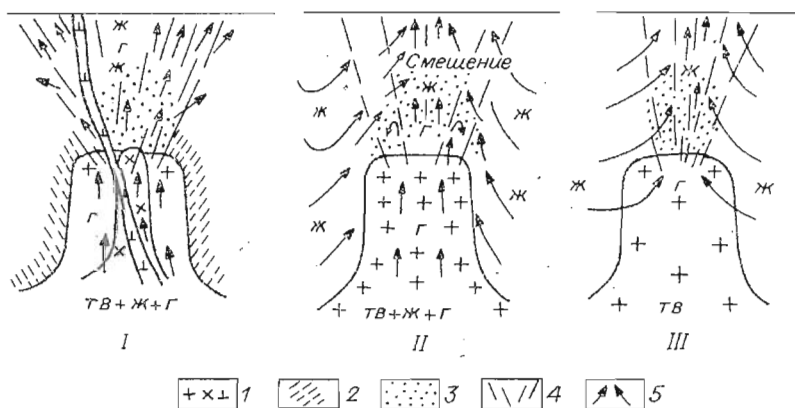


Рис. I. Структурно-генетические типы ПФС (по Хенли и Мак-Наббу /1978/ с дополнениями): I – ОФС, II – смешанно-флюидная магматогенная система, III – вторично-флюидная. I – изверженные породы различных фаз внедрения (ТВ), 2 – роговики, 3 – область газового состояния флюида (Г), 4 – трещины, 5 – направления течения газового и жидкого (Ж) флюида.

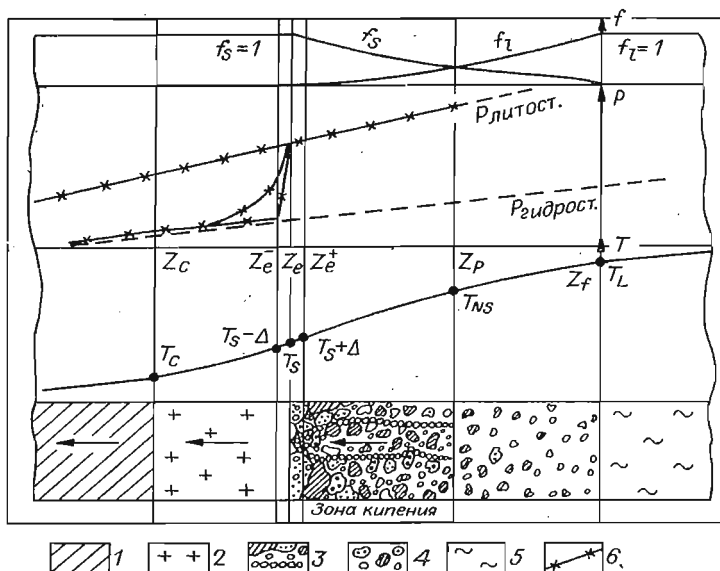


Рис.2.Схематическое разбиение пространственной области кристаллизации, сопровождающейся ретроградным кипением: 1 – вмещающие породы; 2 – интрузивные породы; 3 – трехфазная зона "кристаллы+расплав+флюид", стрелкой отмечено наличие конвективного флюида – дотока от уровня вскипания; 4 – двухфазная зона "кристаллы + расплав" в отсутствии насыщения магмы летучими; 5 – зона конвектирующего расплава; 6 – вероятное поле давлений во флюиде. Верхний график отражает динамику f_e и f_s ($f_e > 0$ в эвтектической области).

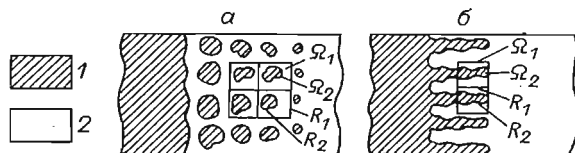


Рис.3.Схемы формирования структуры гетерогенной зоны и возможные способы осреднения (см. пояснения в тексте): 1 – кристаллическая фаза; 2 – расплав.

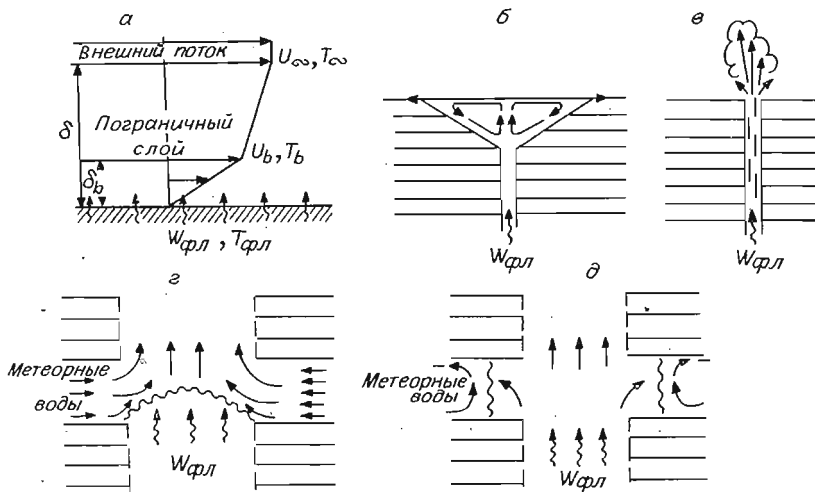


Рис.4. Граничные условия процессов тепло-массообмена в зонах разгрузки ПФС. Рисунки а, б, в, г, д соответствуют моделям 1, 2, 3, 4а, 4б из табл.3.

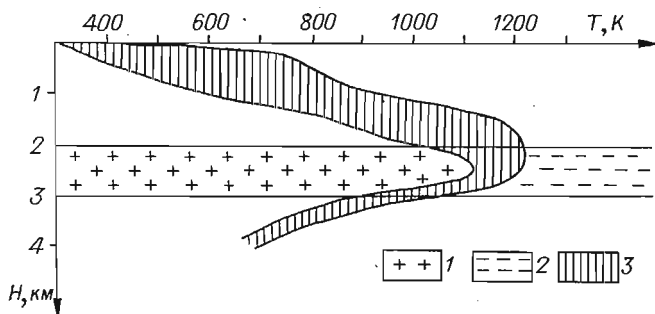


Рис.5. Область изменения температур при кристаллизации гипабиссального гранитоидного интрузива. Здесь и далее: 1 – изверженная порода, 2 – расплав, 3 – поле температур.

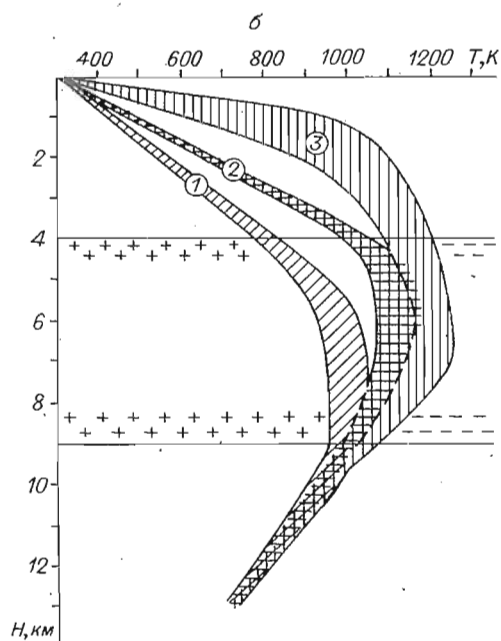
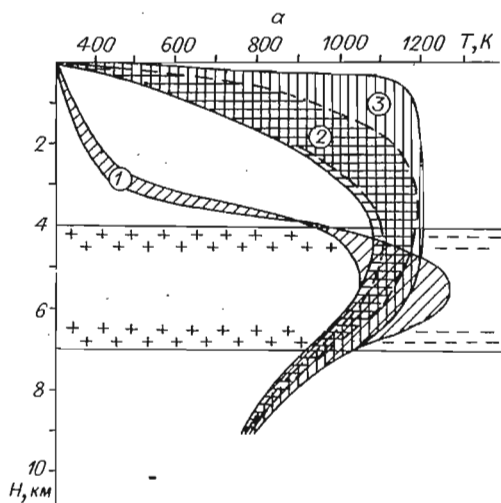


Рис.6.Динамика температур при кристаллизации мезоабиссального гранитоидного интрузива: мощностью 3 км (а), 5 км (б). Цифры в кружках соответствуют I) C_{20} = вес.%, 2) C_{20} = 2,5 вес.%, 3) C_{20} = 3,5 вес.%. (C_2 - концентрация H_2O в расплаве).

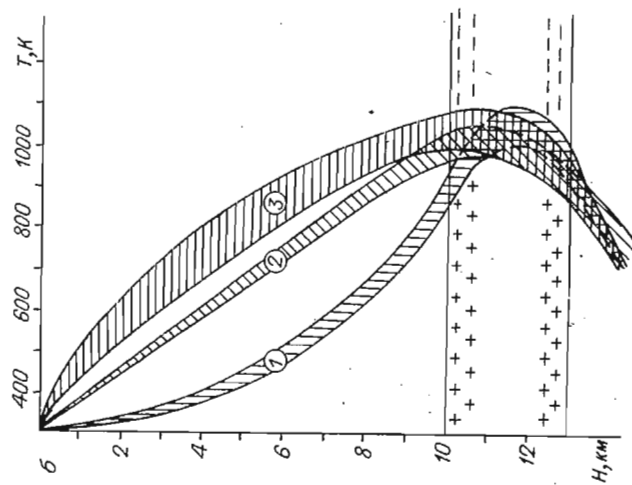
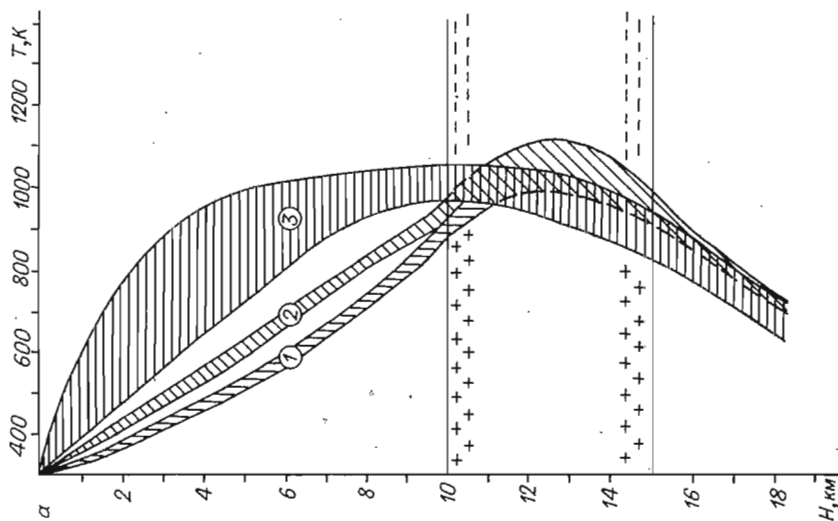


Рис. 7. Динамика температур при кристаллизации абиссального гранитоидного интрузива мощностью 3 км (а), 5 км (б). Цифры в кружках соответствуют $1) C_{20} = 0,5-1$ вес.%, $2) C_{20} = 2$ вес.%, $3) C_{20} = 4$ вес.%, C_{20} — вес. %.

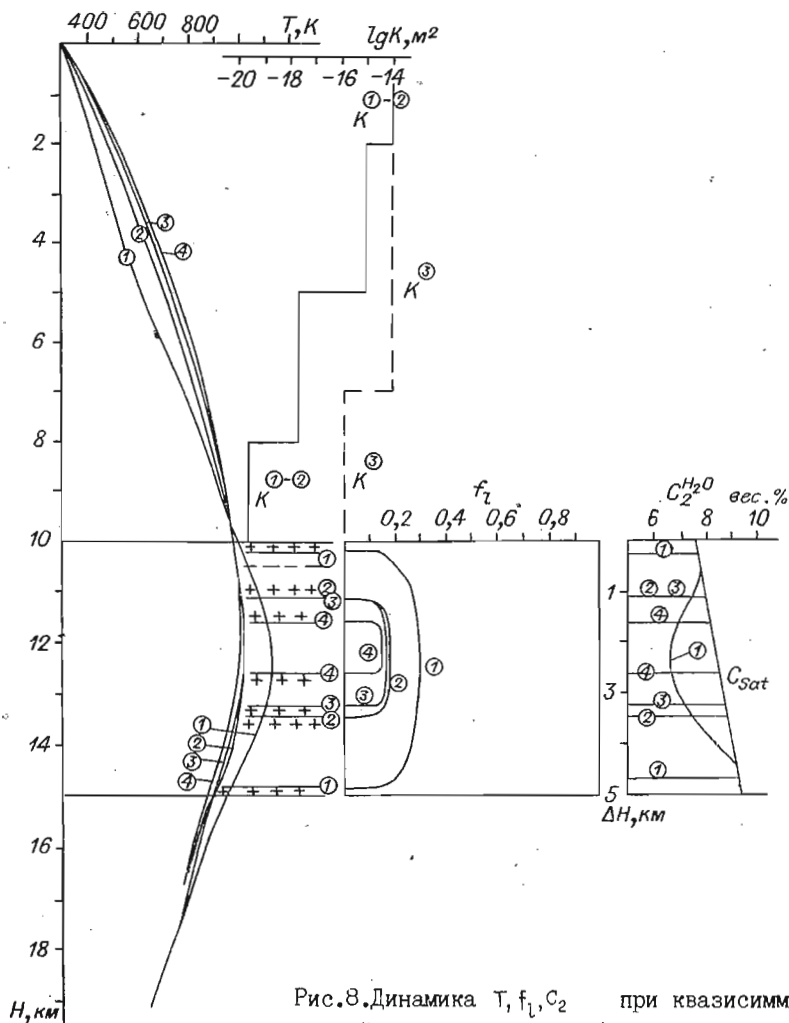
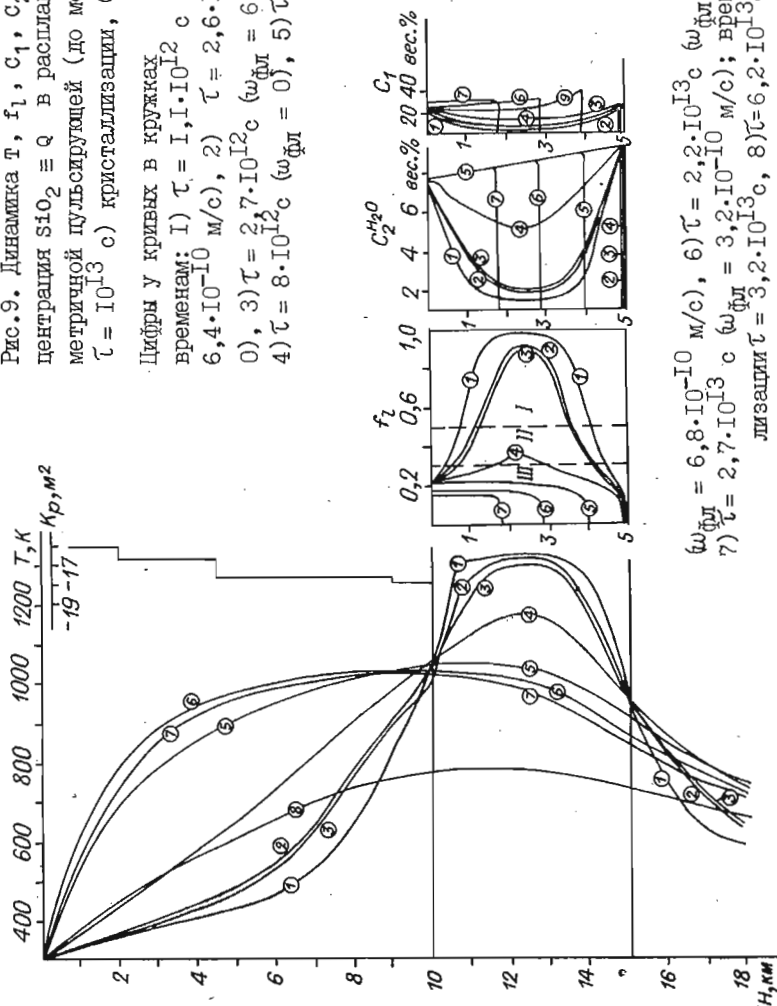


Рис.8. Динамика T, f_l, C_2 при квазисимметричной кристаллизации абиссального интрузива в неоднородно проницаемых вмещающих толщах ($K^{(1-2)}$ в интервале времени $\tau \leq 1,8 \cdot 10^{13}$ с, затем $K^{(3)}$ после образования над-интрузивной зоны обрушения), $C_{20} = 3,5$ вес.%. Цифры у кривых в кружках соответствуют временам: 1) $\tau = 10^{13}$ с, 2) $\tau = 1,8 \cdot 10^{13}$ с, 3) $\tau = 1,9 \cdot 10^{13}$ с, 4) $\tau = 2,1 \cdot 10^{13}$ с.

Рис. 9. Динамика T , f_1 , C_1 , C_2 (C_1 — концентрация $\text{SiO}_2 \equiv Q$ в расплаве) при асимметричной пульсирующей (до момента времени $\tau = 10^{13}$ с) кристаллизации, $C_{20} = 1,7 \text{ вес.}\%$. Цифры у кривых в кружках соответствуют временам: 1) $\tau = 1,1 \cdot 10^{12}$ с ($\omega_{\text{пл}} = 6,4 \cdot 10^{-10}$ м/с), 2) $\tau = 2,6 \cdot 10^{12}$ с ($\omega_{\text{пл}} = 0$), 3) $\tau = 2,7 \cdot 10^{12}$ с ($\omega_{\text{пл}} = 6,6 \cdot 10^{-10}$ м/с), 4) $\tau = 8 \cdot 10^{12}$ с ($\omega_{\text{пл}} = 0$), 5) $\tau = 1,6 \cdot 10^{13}$ с



$\omega_{\text{пл}} = 6,8 \cdot 10^{-10}$ м/с), 6) $\tau = 2,2 \cdot 10^{13}$ с ($\omega_{\text{пл}} = 5 \cdot 10^{-10}$ с),
7) $\tau = 2,7 \cdot 10^{13}$ с ($\omega_{\text{пл}} = 3,2 \cdot 10^{-10}$ м/с); время раскристал-
лизации $\tau = 3,2 \cdot 10^{13}$ с, 8) $\tau = 6,2 \cdot 10^{13}$ с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	I
1. Качественная модель ретроградного кипения при кристаллизации магм	5
2. Количественная физическая модель ретроградного кипения	8
3. Граничные условия процессов тепло-массообмена в зонах разгрузки гидротермальных систем	II
4. Динамические режимы кристаллизации и сопровождающего его ретроградного кипения гранитоидных магм	14
5. К проблеме источника рудных компонентов в ОФС (экстракция водно-хлоридными флюидами на магматической стадии)	25
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	30
ЛИТЕРАТУРА	31
ПРИЛОЖЕНИЕ I	39
ПРИЛОЖЕНИЕ II	43

Утверждено к печати
Институтом геологии и геофизики СО АН СССР

Технический редактор Н.Н.Александрова

Подписано к печати 19.04.88. МН 09277.
Бумага 60x84/16. Печ.л. 3,25. Уч.-изд.л. 2,80.
Тираж 200. Заказ 196. Бесплатно.

Институт геологии и геофизики СО АН СССР
Новосибирск, 90. Ротапринт.

