

1

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

Препринт № 3

Ю.А. Аверкин, В.Н. Шарапов

**ДИНАМИКА
ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА
В ПЛУТОНОГЕННЫХ
ГИДРОТЕРМАЛЬНЫХ
СИСТЕМАХ**

НОВОСИБИРСК 1987

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

Исследована термодинамическая эволюция плутоногенной гидротермальной системы, связанной с кристаллизующимся плутоноисточником вещества и энергии. При этом приняты во внимание зависимость физико-химических параметров флюидов от P-T-условий, неоднородность толщ вмещающих пород.

Представлены результаты теоретического изучения концентрирования компонентов на геохимических барьерах, связанных с фазовыми переходами испарения, конденсации, вскипания CO_2 .

Работа рассчитана на геохимиков и геологов-рудников.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время при генетическом анализе рудных месторождений обобщенным фактическим данным о структуре месторождений, составе руд и околорудных пород, физико-химическим условиям их образования, возможному составу рудообразующего флюида соответствуют главным образом качественные концептуальные представления, в которых трудно обосновать и соотнести значимость отдельных факторов состояния рудообразующих флюидных систем. Альтернативы генетических схем эндогенного рудообразования могут быть разрешены построением на основе качественных представлений количественных динамических моделей, в которых необходимо строго показать изменение факторов состояния в пространстве и времени, исследовать возможные виды функций распределения рудных компонентов в твердой и жидкой фазе. Их сравнение с реальными кривыми распределения в рудных телах позволит выбрать наиболее правдоподобную модель рудообразования. В этом направлении уже сделаны интересные и небезуспешные усилия /Голубев, 1981; Калинин и др., 1980; Norton, Knight, 1977; Lichtner, 1985; Henley, McNabb, 1978/.

Данная работа, являясь развитием ряда наших предыдущих построений динамических моделей магматического рудообразования /Голубев, Шаратов, 1974; Милова, 1979; Аверкин, Шаратов, 1968/, базируется на анализе динамики дифференциации магм в интрузивной камере /Шаратов, Черепанов, 1986/. Проблема задания граничных условий при отделении летучих от магмы была решена А.Н.Черепановым, которому мы глубоко признательны за критику и конструктивные предложения.

§ I. Термодинамическая эволюция гидротермальной системы (качественная физическая модель)

I. Основные результаты теории динамики дифференциации магм /Шарапов, Черепанов, 1986/. В первом приближении можно указать два основных типа рядов магматических формаций – гранитоидные и базит–гипербазитовые. По современным представлениям, большинство гранитоидных расплавов субвулканической и гипабиссальной магматических фаций глубинности /Кадик и др., 1971/ при интрузивировании недосыщены водой. В процессе кристаллизации перераспределение компонентов между фазами приводит к накоплению в расплаве летучих и примесных компонентов с коэффициентами распределения, меньшими единицы. Различаются два типа кристаллизации. Квазиэвтектические магмы характеризуются наличием плоского фронта кристаллизации (стефановского типа). Механизм оттеснения (накопления) летучих в расплаве – диффузия в глубь массива от фронта кристаллизации. Котектические магмы кристаллизуются в интервале температур ликвидус–солидус и характеризуются наличием гетерофазной зоны, различными скоростями перемещения фронтов ликвидус–солидус. В гетерофазной зоне кристаллизации выделяются две зоны: состава жидкость+газ+твердые фазы и жидкость+твердые фазы. Насыщение расплава летучими зависит от начальной их концентрации, темпа охлаждения, т.е. от доли твердой фазы в гетерозоне, скоростей температурных фронтов солидуса, ликвидуса и насыщения. Расплав как однородная жидкость исчезает достаточно быстро (0,1–0,3 времени кристаллизации в зависимости от мощности интрузива и условий охлаждения). Появление пор и включений в изверженных породах связано с кристаллизацией газосодержащих магм в интервале температур. Размер пор (включений) тем меньше, чем больше давление в системе и выше скорость кристаллизации, и находится в прямой зависимости от коэффициента усадки вещества /Черепанов, 1983/. В данной работе построена теория этого процесса, позволяющая количественно описать ретроградное кипение магм. При становлении интрузивов в условиях различных магматических фаций глубинности 1) качественные температурные профили сходны при вариации начальной концентрации летучих, 2) выявлен главный фактор тепловой эволюции всей системы – функция проницаемости интрузивных и вмещающих

пород, 3) существует некоторая критическая начальная концентрация летучих, ниже которой не происходит ретроградного кипения. После начала процесса кипения отделение флюида протекает монотонно с уменьшением расхода во времени, так что возможно выделение квазистационарной стадии флюидогенерации.

Количественный анализ упоминаемых явлений крайне сложен. В вычисления вовлекается большое число параметров, так что даже запись конечных результирующих соотношений потребовала бы массу пояснений. Поэтому качественно обсудим полезные нам результаты, указанной теории /Черепанов, 1983; Шарпов, Черепанов, 1986/:

а. Давление в пузыре флюида на фронте кристаллизации при его возникновении очень близко к литостатическому, и можно считать, что оно остается таковым вплоть до контакта со вмещающими породами.

б. Скорость фильтрации имеет максимум во времени; так за $k \cdot 10^4 - 10^5$ лет кристаллизации мезоабиссальных гранитоидных интрузивов (примерно равно всему этапу флюидофильтрации) скорость может упасть на порядок. Абсолютные значения скорости фильтрации лежат в интервале $10^{-8} - 10^{-11}$ м/с.

в. Если сопоставить соотношения времен, полученные в расчетах для фиксированного размера пластиновидного интрузива ($2R = 3000$ м), то очаг андезитовой магмы на глубинах в нескольких километрах от поверхности Земли во всем возможном диапазоне условий охлаждения магмы может иметь трехфазную зону в "ядре" массива 25-35 тыс.лет. В недрах земной коры на глубинах порядка 10 км время существования такой зоны существенно больше - $n \cdot 10^5$ тыс.лет.

г. Температура на контакте с вмещающими породами есть функция процесса кристаллизации. Если не происходит отделения флюида, правомерно переносить основные результаты монографии /Меламед, 1980/ в качестве краевых условий на наши задачи (квазивтектики) и считать $T_K = \text{const}$. Учет конвективного теплопотока при ретроградном кипении приводит к увеличению T_K в прогрессивную стадию и уменьшению T_K в заключительный этап при раскристаллизации большей части интрузии. В этом случае при реализации предельных условий - большие либо малые начальные концентрации летучих и расходы, правомерно выделение квазистационарных стадий в общей тепловой эволюции системы. При необходимости реше-

ния задач для всего времени кипения разумно описание процесса дискретно по времени с известными переменными краевыми условиями. Добавим к сказанному, что нами в целом решена задача тепло- и массопереноса в системе кристаллизующийся плутон - вмещающие породы и исследован широкий класс геолого-структурных и физико-химических условий процесса становления гранитоидных интрузий. Из этих решений следует правомерность выбора используемых далее краевых условий и выделение квазистационарных стадий процесса.

2. Применение теории подобия к описанию динамики тепло- и массообмена в гидротермальных системах подробно рассмотрено нами ранее /Аверкин, Шарпов, 1986/, в первой из рассматриваемых задач данной работы мы будем применять те же критерии и числа подобия для обобщенного описания целых классов объектов. При реализации более конкретных задач с использованием уравнений состояния, линий двухфазного равновесия, экспериментальных кривых растворимости и рН как функций $P - T$ -условий (см. § 3) целесообразно отказаться от описания в терминах теории подобия, поскольку размерное описание в этом случае много проще и каждый параметр имеет не только ясный физический смысл, но для геолога-рудника можно четко показать механизм проявления рассматриваемого фактора рудоотложения.

3. Охлаждение интрузивов в реальных условиях различных магматических фаций глубинности протекает при достаточно сложном начальном поле температур, которое в надинтрузивной толще близко к геотермальному, имеет сложный вид ниже подошвы плутона, поскольку необходимо учитывать еще остывание глубинного материнского очага.

Для практических расчетов из всего многообразия интрузивных тел можно выбрать три основных типа /Шарпов, Черепанов, 1986/: уплощенные горизонтально залегающие тела различной мощности (от сотен метров до километров), вертикально расположенные пластинообразные тела и цилиндры, изометричные плутоны.

Процесс внедрения плутонов, последующая их кристаллизация сопровождаются созданием в ореольной и надинтрузивной области зоны повышенной проницаемости /Калинин, Васильева, 1973/. При этом для процесса фильтрации отделяющихся от плутона флюидов первостепенную важность имеет распределение в пространстве

функции проницаемости (здесь мы не будем останавливаться на существующей реально в той или иной степени анизотропии тензора K_{ij} подразумевается эффективная проницаемость вдоль линии тока). Рассмотрим два варианта соотношения проницаемости (см. рис. 1, 1 – интрузивное тело, 2 – зона повышенной проницаемости): а) предельный случай $K_{эф}^1 \gg K_{эф}^0$. Сформирована узкая проницаемая зона, имеющая ширину порядка поперечника плутона (от сотен метров до 10 км). Условная граница G является непроницаемой, б) $K_{эф}^1 > K_{эф}^0$ (или $K_{эф}^1 \approx K_{эф}^0$), граница G является проницаемой для флюидопотока. При этом, строго говоря, требуется существенно двумерное описание процессов. Поскольку до кровли плутона толща вмещающих пород должна быть насыщена метеорными водами, которые могли находиться в процессе свободного конвектирования в геотермальном поле /Золотарев, 1965/, давление в гидравлически связанной насыщенной жидкости массива вмещающих пород было близко к гидростатическому. Показано, что область земной коры мощностью до первых километров должна быть охвачена циркулирующими ячейками метеорных вод /Баренблатт и др., 1972; Геохимия..., 1970/; считаем, что их линейный размер много больше поперечника плутона. Учитывая известные аналитические результаты теории фильтрации /Баренблатт и др., 1972; Щелкачев, Лапук, 1948/, получаем, что стационарная стадия двумерной фильтрации характеризуется малым латеральным градиентом давления $\frac{\partial P}{\partial y} \cdot \vec{e}_y$ практически отсутствием U_y , вертикальным направлением линий тока параллельно $\frac{\partial P}{\partial z} \cdot \vec{e}_z$. Существенно двумерные типы интрузивных тел с точки зрения процесса фильтрации в проницаемой надинтрузивной толще в первом приближении эквивалентны первому типу горизонтально уплощенных плутонов.

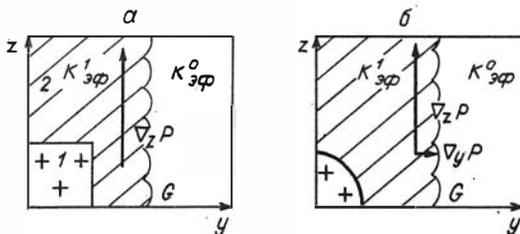


Рис. 1.

Сделаем два замечания. 1. Динамика охлаждения плутонов сложной формы лишь в начальные моменты отличается от тел простой формы. Как следует из расчетов /Калинин, Васильева, 1973/, форма фронта кристаллизации через несколько тысяч лет становится уже очень простой. 2. Динамика кристаллизации магмы в интрузивной камере будет сильно зависеть от краевых условий в корневых частях, т.е. от общего магматического режима в первую очередь.

4. 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) /Шарапов, Черепанов, 1986/. Аппроксимация реальных пористых сред целым классом "структурных" моделей (теоретические оценки функции проницаемости) получила обоснованную критику в работе /Шейдеггер, 1960/. Более адекватным представляются "статистические" модели /Бэр и др., 1971/. Пористые среды, образованные горными породами земной коры в области фильтрации (по генетическому признаку; претерпевших разного рода тектонические нарушения) можно разделить на следующие группы /Развитие..., 1969/: 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 не на много порядков, то в пределах мы имеем случаи 1-3, если на много порядков - необходимо решать задачу о фильтрации в системе направленных трещин. К последнему, в предельном случае, 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, 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 тре-

щин, важно поэтому движение в целом, а не в каждой отдельной трещине.

Для трещиновато-пористых сред справедливо соотношение $K_T \gg K_G$, $X_T \ll X_G$. В основе описания процесса лежит тот факт, что в нестационарную стадию существуют местные градиенты давлений и перетоки флюида между блоками и трещинами.

По-видимому, следует сослаться на работы /Баренблатт, Желтов, 1960; Баренблатт и др., 1960/, где детально исследован обсуждаемый процесс и остановиться на главных выводах. При существенно различных граничных условиях давления в трещинах и блоках на входе области фильтрации существует характерное время среды $\tau = \frac{m}{a}$ (где a - коэффициент пьезопроводности среды, m - связывает отношение проницаемостей K_T, K_G с геометрическими характеристиками пористой среды), начиная с которого давление в блоках и трещинах меняется аналогично изотропно-пористой среде. Если $t \ll \tau$, то давление в блоках не меняется вовсе; если $t \leq \tau$, то имеется характерное "запаздывание" (нестационарный период) трещиновато-пористой среды. Авторы /Развитие ..., 1969/ приводят в качестве обычных значения $10^{-1} - 10^5$ с, однако, вариации параметров (особенно проницаемости) в наших задачах дают $\tau_{\max} \sim 10^8$ с. При обычных временах генерации флюидов (время существования системы) /Шарапов, Черепанов, 1986/ 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 τ позволяет принципиально обобщать получаемые результаты на очень широкий класс реальных пористых сред.

Что касается фильтрации в чисто трещиноватых средах, то она качественно аналогична таковой в изотропно-пористых средах, количественные отличия объясняются трактовкой и величиной проницаемости /Баренблатт и др., 1972/.

5. Мы будем рассматривать лишь однофазные флюиды при наличии в них растворенных газов, рудных, инертных и прочих компонентов, не влияющих на их физические свойства. Концентрации со-

левых компонентов будут варьироваться от очень малых (слабосоле-
ный флюид) до значительных, при этом меняются физические свойства
флюидов - вязкость, плотность, видоизменяются P - T-условия
линий двухфазного равновесия, положение критической точки и
т.д.

В расчетах мы пренебрегаем тепловыми эффектами экзо- и эн-
дотермических гетерогенных реакций при взаимодействии фильтрую-
щихся флюидов с вмещающей средой, поэтому термодинамическая эво-
люция флюидов не зависит от их химической модели, а полностью
определяется P - T-граничными условиями в источнике. Нестацио-
нарная неизотермическая фильтрация описывается следующей систе-
мой уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{P}{\rho(T,P)} = z(T,P) \frac{RT}{M} \quad (1) \\ v = - \frac{k(z)}{\mu(T,P)} (\nabla P + \rho(T,P) \cdot g) \quad (2) \end{array} \right.$$

$$z(z) \frac{\partial \rho(T,P)}{\partial t} = - \operatorname{div} [\rho(T,P) \cdot v] \quad (3)$$

$$[\rho(T,P) \cdot c_p(T,P)] \frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \rho(T,P) \cdot c_p(T,P) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_{эф}(T,P) \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

Применение многоконстантных уравнений состояния /Варгафтик, 1963;
Вукалович, Новиков, 1948; Гиршфельдер и др., 1961; Мельник,
1978/ при расширении интервала P - T-условий неудовлетворительно,
кроме того, физический смысл этих постоянных не всегда ясен. Ви-
риальное уравнение состояния, хотя и имеет строгую теоретическую
основу, основывается на эмпирических данных. Поэтому применяют
уравнение (1) с известной из экспериментов зависимостью Z (T, P).
На рис. 2 приведена зависимость фактора сжимаемости Z (T, P),
взятая из работы /Рид, Шервуд, 1971/, составленная на основе
принципа соответственных состояний /Гоникберг, 1969/.

Реализация задачи в области II связана с заменой (1) на

$$\rho(T, P) = \rho_0 (1 + \beta (P - P_0) - \alpha (T - T_0)), \quad (5)$$

получаемое из общих соображений дифференцированием и имеющее
в качестве параметров эмпирически определяемые коэффициенты сжи-
маемости

$$\beta(T, P) = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \quad (6)$$

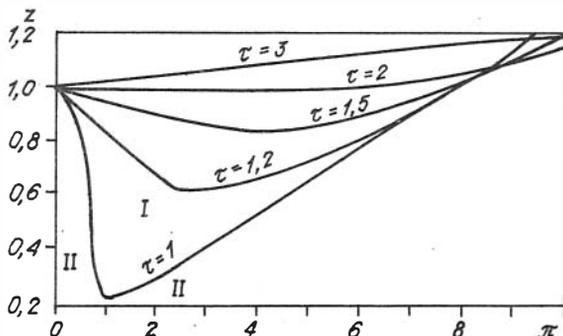


Рис. 2. Обобщающая диаграмма фактора сжимаемости $Z(\pi, \tau)$, $\pi = \frac{P}{P_{кр}}$, $\tau = \frac{T}{T_{кр}}$

/Рид, Шервуд, 1971/

и теплового объемного расширения

$$\alpha(T, P) = - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P. \quad (7)$$

В геологических задачах ограничиваются рассмотрением лишь первых двух слагаемых уравнения (5), однако, реальное уменьшение плотности при повышении T и P можно объяснить лишь третьим слагаемым в (5). На рис. 5 приведена зависимость α от $P - T$ -условий из работы /Эккерт, Дрейк, 1961/.

6. На рисунках 3-8 приведены зависимости термодинамических функций от $P - T$ -условий с особенностями в критической точке водного флюида /Эккерт, Дрейк, 1961/, дополненные нами на весь известный диапазон температур и давлений /Букалович, Новиков, 1948; Варгафтик, 1963/. Анализ приведенных графиков с точки зрения пространственно-временной эволюции флюидной системы (интервал давлений до 1 кбар, температур до 800°C) дает следующие общие результаты: 1) имеет место тенденция к более сглаженным, монотонным функциям $Z, \alpha, \beta, \rho, \mu, c, \lambda$ с глубиной; 2) в области, близкой к критической точке, все функции сохраняют гладкость, однако, являются явно немонотонными, подчеркивая а) "затухание" аномалии критической точки; б) рассмотрение поэтому

единой закритической субстанции с гладкими характеристиками -
 закритические газ и жидкость; 3) в критической точке свойства
 флюида аномальны.

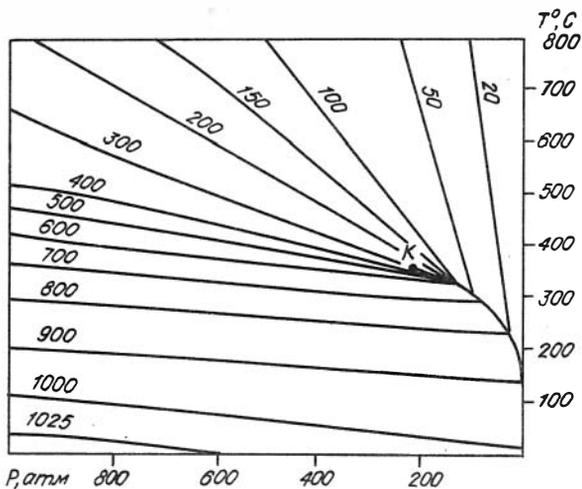


Рис. 3. Зависимость плотности водного флюида от P - T-условий (в кг/м^3 , обозначена цифрами у изолиний)

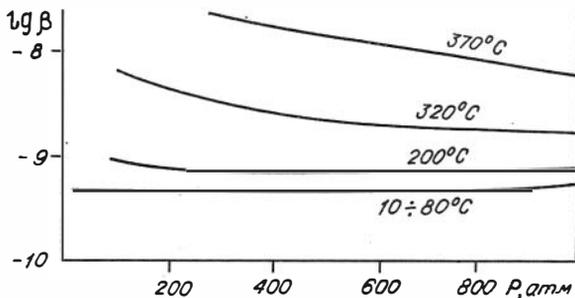


Рис. 4. Зависимость коэффициента сжимаемости для $T < T_{кр}$ во всем интервале давлений I - I000 атм

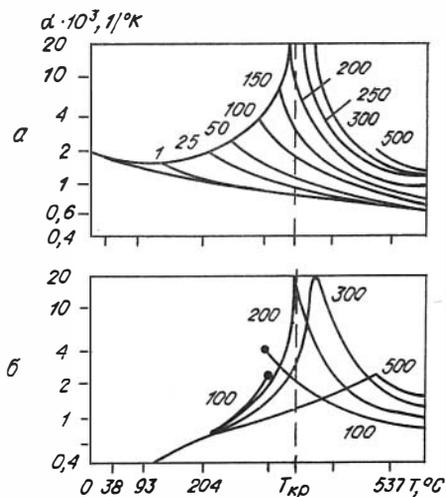


Рис. 5. Зависимость коэффициента теплового расширения от P - T-условий (водный флюид): а) для идеального газа, б) для жидкости, отмечена также область закритического флюида. Цифры у изолиний - давление (атм)

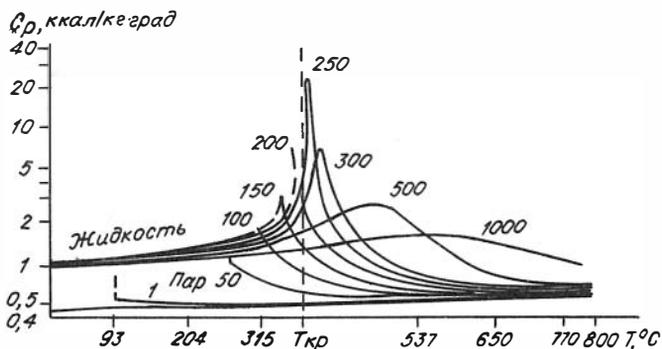


Рис. 6. Зависимость теплоемкости водного флюида от P - T-условий. Цифры у изолиний - давление (атм.)

7. Будем искать решение в области $T > T_{кр}$ (закритический газ) с системой уравнений (I) - (4). Опираясь на опыт численного решения нелинейных задач математической физики /Самарский, Попов, 1980/ можно предложить итерационные схемы, являющиеся крайне громоздкими, однако в принципе решающие нелинейную за-

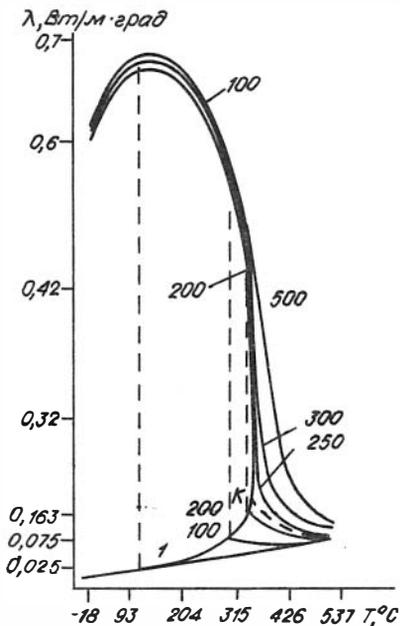


Рис. 7. Теплопроводность водного флюида как функция $P - T$ -условий. Цифры у изолиний — давление (атм.)

личны. При решении нелинейных систем, например, газодинамики методом Зейделя критерий устойчивости выписать просто (особенно при постоянных коэффициентах) — с точностью до константы он совпадает с условием Куранта. В нашей же численной процедуре со

дачу. Такого типа схемы обладают главным 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 выбираются неявные схемы, качественно возникновение ограничения временного шага — даже более 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, Попов, 1980/. Естественно, что условия сходимости для разных итерационных процессов раз-

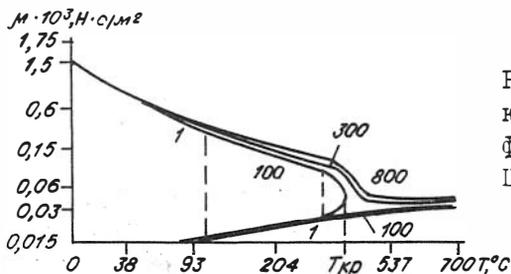


Рис. 8. Динамическая вязкость водного флюида как функция $P - T$ -условий. Цифры у изолиний — давление (атм.)

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 эксперименте получить τ_{\max} , при котором сеточное решение сходится. Нами для существенно более простой нелинейной системы уравнений получена оценка $\tau_{\max} \sim 10^4$ с. Можно гарантировать, что для системы (1) - (4) верхний предел шага по времени будет гораздо меньше. При интересующих нас временах процесса $10^{10} - 10^{13}$ с, требуется последовательное решение десятков миллионов вариантов (!). 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 постановки задачи в разумных пределах, без потери 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, 1983; Самарский, Попов, 1980/.

Поскольку область вблизи $(T_{кр}, P_{кр})$ соответствует аномальным значениям почти всех рассматриваемых параметров, следует, видимо, но пути упрощения задачи рассмотреть области с относительно маломеняющимися функциями $P - T$ -условий (верным это будет для "живущих" непродолжительное время систем). Из диаграмм $C_p(T, P)$, $\mu(T, P)$ можно выделить области $P \geq 5$ где в "нулевом" приближении принять $C_p(T, P) \approx 0,7$ ккал/кг. град, $\mu(T, P) \approx 4 \cdot 10^{-5}$ А

поддается разумному осреднению, но важным является не этот факт, а то, что нелинейность системы принципиально сохраняется, поскольку мы продолжаем рассматривать плотность как функцию $P - T$ -условий.

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

Получим в итоге нелинейную систему уравнений, численно реализуемую итерационными методами /Самарский, Попов, 1980/.

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div}(\rho v) = 0 \quad (8) \\ v = - \frac{k(z)}{\mu} (\nabla P + \rho g) \quad (9) \\ \rho = \rho_1 (0 \leq x \leq \xi); \rho = \rho_2 (\xi < x \leq L) \quad (10) \\ (\rho c_p) \frac{\partial T}{\partial t} + (v \rho c_p)_{\text{фл.}} \cdot v \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_{\text{эф}} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (11) \end{array} \right.$$

§ 2. Динамика теплообмена в плутоногенных гидротермальных системах

Динамика температурного воздействия интрузивных тел на вмещающие породы определяет важнейшие черты генезиса плутоногенных гидротермальных месторождений /Овчинников, 1968; Смирнов, 1969/. Динамика теплообмена в контактовых щихся интрузивов при отсутствии массообмена магм с вмещающими породами за последние три десятилетия промоделирована математически с большой плотностью /Шарапов, Черепанов, 1986; White, 1971/. Однако мало что удалось пока выявить об особенностях динамики температур над интрузивными телами при наличии в них процессов ретроградного кипения или отделения летучих при полном затвердевании магм с формированием флюидных систем. В этом плане следует отметить работы А.С.Калинина и др. /Калинин и др., 1975, 1980/. Замкнутая же постановка такой модели стала возможной только после выявления термодинамики ретроградного кипения магм /Шарапов, Черепанов, 1986/ и формирования "естественной" усадочной пористости в изверженной породе. Поэтому эта проблема остается актуальной для теории эндогенного рудообразования.

Как показывают материалы изучения геологии плутоногенных рудных месторождений /Голубев, Шарапов, 1974; Смирнов, 1969/, наиболее существенную роль в характере развития магматогенных гидротермальных систем играет структура толщи вмещающих пород. Указанная особенность эволюции магматогенных флюидных систем должна учитываться в решении задачи динамики тепло- и массопереноса.

Вторая важная сторона проблемы математического моделирования конвективного теплообмена в плутоногенных гидротермаль-

ных системах, которую необходимо учитывать при численных расчетах, это возможность широкой вариации свойств флюида как в его "источнике", так и в проницаемой надинтрузивной зоне при изменении температуры, наличие в нем фазовых переходов, повышения солености /Антипин, Важенец, 1964; Гирифельдер и др., 1961/. При этом по фильтрующейся колонне неизбежно реализуется зональность агрегатного состояния флюида в эволюционирующем P - T-поле, которому соответствуют определенные значения функций теплоемкости, плотности, сжимаемости флюида. Данные наиболее важные аспекты были учтены ниже при формулировке модели и численных расчетах.

I. Постановка задачи. Установлено /Овчинников, 1968; Смирнов, 1969; Фролов, 1978/, что плутоногенные рудные месторождения образовались в эндо- и экзоконтактных зонах гранитоидных плутонов преимущественно мезоабиссальной магматической фации глубинности. При этом большая часть таких месторождений формировалась в диапазоне глубин 0,5-6 км от поверхности Земли. На больших глубинах также выявлены трещинные зоны с гидротермальной минерализацией /Кольская сверхглубокая, 1984/. Поэтому в нашей модели предполагалось, что кровля рудоносного плутона располагается на глубине 4-10 км от поверхности Земли.

Как следует из термодинамики ретроградного кипения магм и динамики отделения летучих при кристаллизации магмы в интрузивных камерах /Шарапов, Черепанов, 1986/, давление на фронте отделения флюида в первом приближении может быть положено равным литостатическому. Фильтрация флюида вверх при перемещении границы солидуса в недра массива обеспечивает в области кровли интрузива примерно ту же температуру, что и температура флюида на границе затвердевания магмы. Это обстоятельство упрощает задание граничных условий эволюции системы за пределами интрузива.

Поэтому в решении задачи мы полагаем, что положение границы "источника" флюида неизменно, так же, как давление и температура в нем. Последнее приемлемо, так как выполненные расчеты показали, что давление во флюиде становится квазистационарным на всей протяженности гидротермальной системы через несколько десятков лет после ее зарождения, тогда как температурная волна перемещается со скоростями много порядков меньшими. Следовательно, принятое допущение практически не повлия-

ет на определение локальных скоростей фильтрации флюида и перемещения температурной волны в экзоконтакте плутона. Динамика нестационарного теплообмена для принятой модели гидротермальной системы описывается системой уравнений (I) - (4).

Согласно имеющимся данным изучения температур гомогенизации расплавленных включений /Косухин и др., 1984/, температура флюида, отделяющегося при кристаллизации гранитоидных пород, варьирует в некотором интервале 670–800°C. Для удобства задания параметров в безразмерной форме нами принята начальная температура флюида, равная удвоенной критической температуре чистой воды.

Заметим, что проблема одновременного существования высоко- и низкосоленого флюида, выделяющегося на фронте солидуса или при ретроградном кипении магмы /Жариков и др., 1982; Henley, McNabb, 1978/ на различных глубинах, по нашему мнению, остается открытой. Для количественного описания (если такое явление действительно существует) динамики такой процесс представляет существенные трудности. Нами этот вариант не рассматривался не только потому, что пока нет соответствующих диаграмм состояния для задания граничных условий. Если бы мы и располагали такими экспериментальными данными, преодолеть формальные трудности в численных решениях было бы крайне трудно. Поэтому в расчетах нами проанализирована динамика теплообмена для флюида, соленость которого в "источнике" может быть от нескольких весовых процентов (по эквиваленту NaCl до 30–40 вес. %). Соответственно и его вязкость, как можно заключить из /Антипин, Важенин, 1964/, должна меняться на 1 или 2 порядка.

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 /Желтов, 1975; Пэк, 1968; Ромм, 1966; Lichtner, 1985; Norton, Knight, 1977/. Общей особенностью разреза пород коры, при прочих равных условиях, является уменьшение с глубиной их эффективной пористости до некоторых почти постоянных значений с определенных глубин. 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, 3) наличие слоистой эффузивно-осадочной толщи на кристаллическом фундаменте, в которой внедрился интрузив, 4) существование флюидопоров в хорошо проницаемой толще пород. Конкретные значения и распределения пористости и проницаемости изверженных, метаморфических и других пород показаны на соответствующих рисунках (см. ниже).

В реальных флюидных системах трещиноватость и пористость в локальных участках весьма неоднородна. Поэтому в случае описания локального тепло- и массообмена приходится вводить представление о бипористых или более сложных блоковых структурах среды (см. § I). Для рассматриваемых нами времен эволюции флюидных систем, независимо от принимаемой модели пористой среды, геометрические характеристики области фильтрации k , x являются функциями вертикальной координаты и постоянны по латерали. Условные обозначения и величины других параметров, использованных в решении, приведены в табл. I. На рис. 9 показана схема рассмотренной системы, где отражены начальные и граничные условия ее тепловой эволюции.

Как следует из нее, нами не учтены начальные моменты прогрева вмещающих пород интрузивом после заполнения камеры магмой, а полагается, что развитие потока магматогенного флюида начинается сразу после этого момента. Выполненные расчеты показывают, что такое допущение можно принимать в том случае, если рассматриваются времена спустя несколько сот лет после начала кристаллизации интрузива. Это условие соблюдено в наших вычислениях.

2. Обсуждение результатов. Результаты расчетов согласно схеме рис. 9 и данных таблицы I, в соответствии с перечисленными выше допущениями для одномерного случая приведены на рис. 10-13. Как следует из результатов решения задачи динамики фильтрации флюида из магматического "источника", не имеется смешения магматогенных и грунтовых вод во всем диапазоне глубин до вероятной области развития испарения и конденсации водного флюида. В магматогенном флюиде давление выше, чем в грун-

Физические параметры, принятые в расчетах

Система единиц СИ	Физический параметр
$\alpha = 0,01 - 0,3$	Пористость эффективная
$C_T = 600 - 1000 \text{ Дж/кг}\cdot\text{град}$	
$C_{ж} = 4160 - 9000 \text{ Дж/кг}\cdot\text{град}$	Теплоемкость
$C_{п} = 1100 - 8000 \text{ Дж/кг}\cdot\text{град}$	
$\rho_T = 2400 - 2700 \text{ кг/м}^3$	
$\rho_{ж} = 350 - 1000 \text{ кг/м}^3$	Плотность
$\rho_{п} = 0,48 - 280 \text{ кг/м}^3$	
$\lambda_T = 2,2 - 2,4 \text{ Дж/с}\cdot\text{м}\cdot\text{град}$	
$\lambda_{ж} = 0,56 - 0,7 \text{ Дж/с}\cdot\text{м}\cdot\text{град}$	Теплопроводность
$\lambda_{п} = 0,029 - 0,23 \text{ Дж/с}\cdot\text{м}\cdot\text{град}$	
$w = 10^{-6} - 10^{-10} \text{ м/с}$	Скорость фильтрации
$Q = 10^3 - 2,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$	Теплота фазового перехода
$D = 10^{-6} - 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$	Коэффициент диффузии
$L = 1000 - 4000 \text{ м}$	Протяженность области фильтрации
$K_p = 1 - 10^{-5}$	Коэффициент распределения компонента между паровой и жидкой фазами
$K_{I,2} = 10^{-8} - 10^{-6} \text{ 1/с}$	Константа скорости реакции

товых водах при практически квазистационарном распределении давления в гидротермальной системе до конца существования "источника".

Поскольку нами здесь не решалась задача динамика кристаллизации интрузивов, то кривые температур на рис. 10-13 могут рассматриваться в приложении к анализу генезиса плутогенных рудных месторождений только с учетом оценок возможного времени существования магматогенного "источника" флюидов: 1) ретроградного кипения, 2) кристаллизации магмы без пузырения, 3) отделения флюида от закристаллизовавшегося интрузива до температур 500-600°C или существования его как тепловой аномалии, где температуры выше регионального "фона" на 100-150°C. Такого рода

Рис. 9. Схематический разрез плутогенной гидротермальной системы:

1 - кристаллизующийся плутон (источник флюидов), 2 - область фильтрации повышенной проницаемости, 3 - граница разгрузки гидротерм (дневная поверхность), 4 - менее или непроницаемые вмещающие толщи. Стрелками показано направление фильтрации флюидов

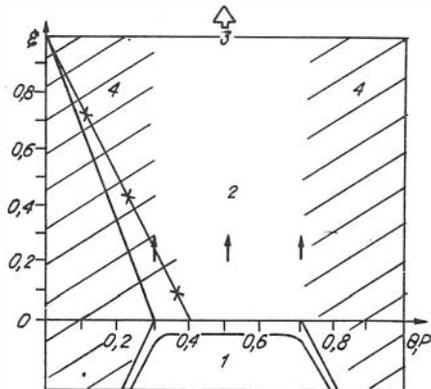
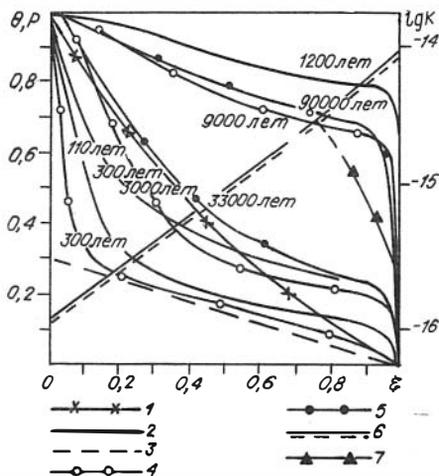


Рис. 10. Динамика P - T-условий во флюиде с различной вязкостью при фильтрации в толщах пород с "обычной" для гидротермальных систем проницаемостью.

1 - давление флюида. Безразмерное поле температур: 2 - при вязкости флюида μ , 3 - начальное, 4 - при вязкости флюида 10μ , 5 - 100μ ; 6 - проницаемость; 7 - линия двухфазного равновесия пар - жидкость (μ - вязкость чистой воды)



расчеты проведены нами ранее /Шарапов, Голубев, 1976/ из них следует, что 1) времена существования коровых очагов магм на глубинах 10-25 км от поверхности земли от миллиона до нескольких миллионов лет (когда возможно "подпитывание" интрузивной камеры новыми порциями магмы - фазы интрузий), 2) полное время охлаждения батолитоподобного гранитоидного интрузива на принятой

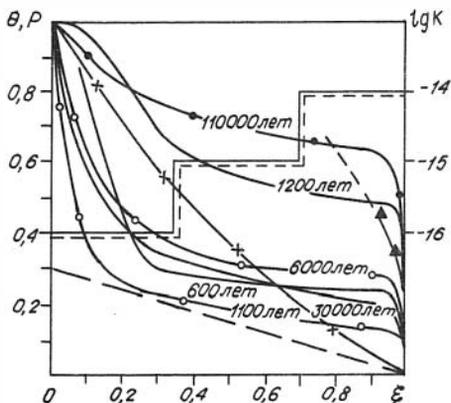


Рис. 11. Динамика P - T-условий во флюиде при фильтрации в слоистой толще эффузивно-осадочных пород. Усл. обозн. см. рис. 10

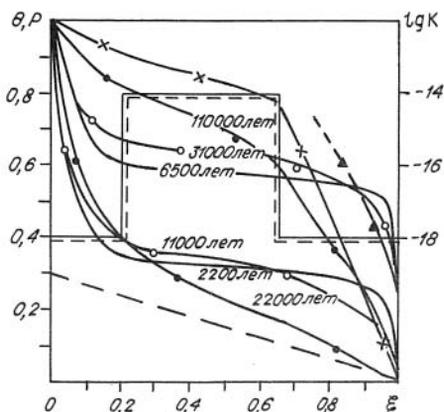


Рис. 12. Динамика P - T-условий во флюиде при наличии в области фильтрации зоны повышенной трещиноватости. Усл. обозн. см. рис. 10

в расчетах глубине порядка 10^5 - 10^6 тыс.лет, 3) сомнительно, чтобы времена ретроградного кипения неэвтектических магм были больше 400-500 тыс.лет.

Учитывая изложенное, можно следующим образом проинтерпретировать данные рис. 10-13. Области рудоотложения в ореольных зонах интрузивов /Поспелов, 1960/ в зависимости от структуры проницаемых зон и солености флюидов могут существенно отличаться по размерам. Резко различаются они и по распределению температур в различные моменты тепловой эволюции. При этом развитие магматогенных гидротермальных систем, охватывающих практически весь

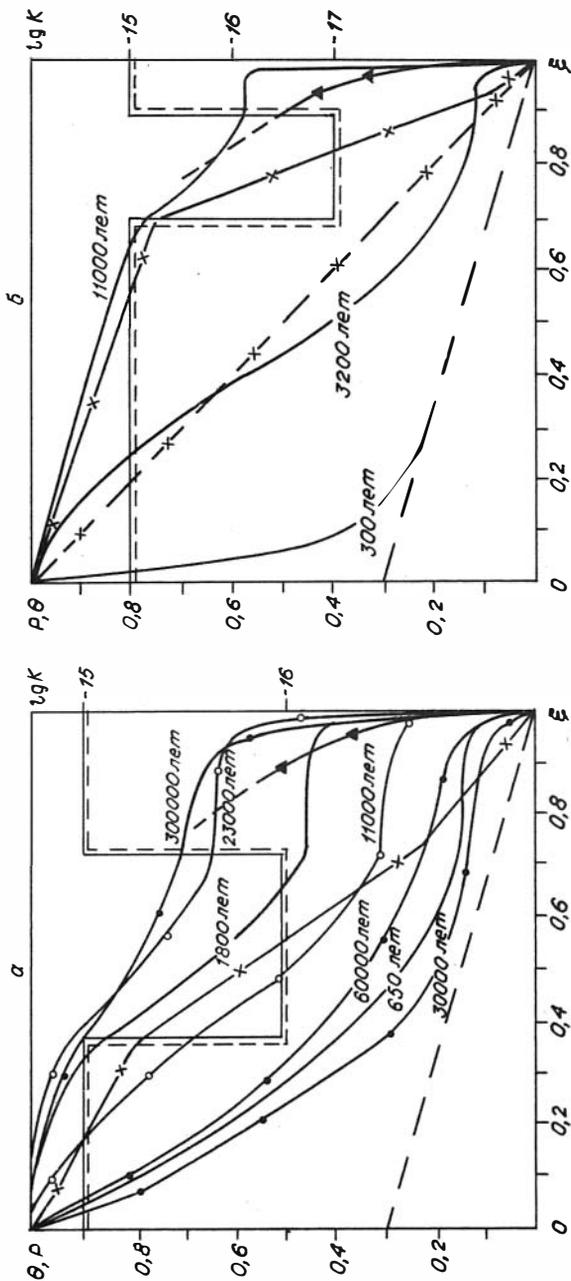


Рис. 13. Динамика P – T-условий во флімді при наявності "флімдоупора" а) в середній часті області фільтрації, б) в приповерхостній області (давление во флімді більше чем в два раза превышает литостатическое на контакте с "флімдоупором")

разрез пород от экзоконтакта интрузива до поверхности земли, за относительно короткие времена возможны, по-видимому, в двух случаях: 1) при отсутствии флюидоупоров, 2) невысокой солености флюида на фронте отделения от магмы. Флюидоупорами, как следует из расчетов, могут быть породы с пористостью ниже 0,01-0,005 и проницаемостью порядка 10^{-16} - 10^{-17} м².

Высокосоленые магматические флюиды при "нормальных" пористостях кристаллизующихся интрузивных пород и давлениях на фронте кристаллизации, близких к литостатическим, скорее всего должны формировать рудные объекты или во внутреннем ореоле интрузивов в полостях отслаивания (обрушения), или в трещинах термальной контракции вблизи кровли интрузива с профилями температур в системе, аналогичным рис. 10-13. Низковязкие малосоленые магматогенные флюиды в проницаемых толщах могут образовать за весьма короткие отрезки времени мощные высокотемпературные системы с почти однородным распределением температур по их разрезу с размахом таких зон в несколько километров. Вероятно, с таковыми связано формирование крупнейших метасоматических магнетитовых месторождений с протяженными зонами замещения /Овчинников, 1968; Смирнов, 1969/. Очевидно, что наличие флюидоупоров в любом участке разреза земной коры над зоной относительно повышенной проницаемости будет способствовать проявлению в них "застойных" режимов фильтрации и развитию свободного конвектирования в трещинных полостях "закрытых" гидротермальных систем под "непроницаемыми" экранами. При существующих давлениях в магматической камере реальные кристаллические горные породы не являются экранами для флюидов. При этом также весьма проблематичными представляются предположения о возможности реализации в таких системах давлений, которые в 2-3 раза выше литостатических из-за проявления "автоклавного эффекта". Данное обстоятельство весьма существенно, поскольку нередко аномально высокие оценки давления в рудообразующих флюидах относят на счет "непроницаемых" экранов и данного эффекта.

Возрастание давления в системе связано не с ростом температуры флюида под "экраном", а с соотношением проницаемости и ряда других параметров. Здесь имеется "перенос давления" источника в гидродинамически связанной системе. При этом, чем ближе к дневной поверхности флюидоупор, тем больше превышение давления

во флюиде над литостатическим. Однако оно не может быть выше давления флюида в источнике (магме).

Проведенные расчеты позволяют уточнить и возможную область проявления испарения и вторичной конденсации в водных флюидах. Эти процессы в плутоногенных флюидных системах должны прекращаться на глубинах 2-3 км от поверхности Земли. Можно ожидать, что наиболее вероятная область широкого проявления таких фазовых переходов 1-1,5 км от поверхности Земли. Однако эти явления нельзя путать с кипением флюида (отделение газов), а также конденсацией закритического флюида в жидкость (что нередко можно видеть в работах по изучению газово-жидких включений в околорудных породах, когда не различается характер "гетерогенизации" флюида). Отметим, что выделение зоны перехода закритического флюида в гидротермальный раствор, учет адиабатического или изоэнтальпического "расширения" магматического газа и ряда других эффектов, которые имеются в виду в современных генетических построениях о природе магматогенных рудных месторождениях, желательны в решении задач динамики конвективного теплопереноса. В общей записи уравнений переноса энергии и импульса эти эффекты нами учитывались. Но численные оценки их значимости показали, что расширением флюида в гидравлически связанных системах (а именно такими являются рассматриваемые нами) можно пренебречь, так как этот эффект имеет второй или третий порядок малости в сравнении с локальным изменением температуры флюида из-за кондукции или конвекции.

Далее, фактически не удастся установить в отношении энергетических эффектов и зону "гетерогенизации" закритического флюида при его переходе в жидкость. Здесь затруднительно локализовать зону одновременного наличия и газа, и жидкости, которые имеются в области перехода подобно тому, как это удается определить для изоэнтальпийного двухфазного купола водного пара разной влажности и таким образом, определить количество капель жидкости или газовых пузырьков, а тем более их размеры.

Однако наличие "размытого" фазового перехода закритического флюида в жидкий (паровый) в полученном решении фиксируется полем скорости фильтрации с максимальным градиентом вблизи критической температуры флюида.

При фильтрации фронт магматического флюида вытесняет насы-

щавшие породу грунтовые воды, находящиеся под гидростатическим (или близком к нему – при циркуляции) давлением. Вообще наличие флюидопроводящих пустот в недрах земной коры маловероятно, как и заполнение их магматическим флюидом с последующим его расширением. Расширение "ювенильного" флюида возможно скорее всего по двум причинам: а) локальное "внезапное" трещиннообразование при релаксации термических напряжений или иных по механизму разрушения пород и определенное увеличение эффективной пористости. Но время релаксации поля давления в этих случаях мало, так как при этом происходит практически "мгновенное" восстановление квазистационарного режима фильтрации; б) при наличии областей состояния закритический газ – пар, когда в термодинамических условиях глубин до 4–10 км от поверхности Земли флюид приобретает свойства реального газа с уравнением состояния

$$\frac{P}{P} = Z \frac{RT}{M}$$

/Варгафтик, 1972/. Однако проведенные расчеты показывают, что отсутствие жидкой фазы флюида возможно при очень длительной эволюции всей системы, часто превышающей время отделения летучих от интрузивного тела. А если по потоку флюида имеют место области с фазовыми переходами типа жидкость – пар, то они существуют относительно короткое время, что не вносит существенных поправок в полученные выше распределения температур в системе. Поэтому на температурных кривых мы не обозначили специально ни зону конденсации закритического флюида в жидкий раствор, ни испарения. Весьма важной стороной динамики теплообмена в магматогенных гидротермальных системах является формирование зон повышения солёности флюида перед паровой зоной при развитии испарения водного раствора. Но эта ситуация отличается от эволюции двухфазных магматогенных "плюмажей" /Henley, McNabb, 1978/.

Очевидно, что газовые "плюмажи" должны характеризоваться существенно меньшими давлениями во флюиде, чем учтенные нами, как и динамикой температур. Иными словами мы обсуждали некоторый предельный случай эволюции упругонапорных плутоногенных гидротермальных систем, которые формируются в "магматический этап", т.е. когда отделяющийся однородный флюид имеет практически то же давление, что и расплав на границе солидуса.

Но, по-видимому, плутоногенные термальные системы могут иметь широко меняющийся спектр давлений во флюиде в его "источнике" в зависимости от начального состава расплава, термодинамических условий охлаждения интрузива и структурных условий его залегания, а также механизма и времени отделения флюидов относительно тепловой эволюции магматического тела. Рассмотренная нами ортомагматическая модель характеризуется давлениями, близкими к литостатическому на фронте отделения магматического флюида, следовательно, и описанная выше динамика температур в системе относится только к такому типу эволюции плутоногенных флюидных систем на этапе "активной жизни" магматического тела.

§ 3 Динамика тепло- и массообмена в пародоминирующих гидротермальных системах

Идея Д.Уайта / White, 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 /Китай, 1979; Нортон, Кэтлс, 1982/, вероятно, потому, что изучение современных термальных систем показало обычность парообразования в недрах горячевидных 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 /Naumon, 1983; Thompson et al., 1985/. 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 /Веригин, Голубев, 1975; Голубев, и др., 1978/ выявили как ограниченность отмеченной схемы, так и установили наличие существенных трудностей количественного описания динамики тепло- и массообмена в гидротермальных системах при наличии в них границ конденсации и испарения. В нашей работе развиты полученные ранее результаты /Голубев и др., 1978/ в описании динамики тепло- и массообмена на паровом геохимическом барьере.

I. Постановка задачи. Пусть в недрах земной коры имеется "источник" малоconцентрированного (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. I4, а принятые в расчетах физические характеристики приведены в таблице I. При этом в области фильтрации протяженностью L на 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 (см. рис. I4). 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 горячими породами, может быть представлена в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial t} + v_{ж} \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_{ж} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \end{array} \right. \quad (I2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T(0,t) = T_0; T(L_1,t) = T_{L_1}; T(x,0) = \varphi_1(x), 0 \leq x \leq L_1 \end{array} \right. \quad (I3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta}{\partial t} + v_{п} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \alpha_{п} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \end{array} \right. \quad (I4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta(L_1,t) = T_{L_1}; \theta(L,t) = T_C; \theta(x,0) = \varphi_2(x), L_1 \leq x \leq L \end{array} \right. \quad (I5)$$

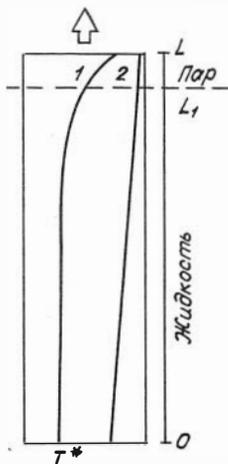


Рис. I4. Модель гидротермальной системы, включающая "источник" энергии (T^*) и вещества, область фильтрации при наличии фазовой границы жидкость - пар (L_1), зону разгрузки на дневной поверхности (L).

I - кривая двухфазного равновесия жидкость - пар для воды, 2 - начальное распределение температуры в области развития фильтрации

Условие Стефана на границе пар - жидкость L_1 :

$$\begin{aligned} \alpha u_n \rho_n c_n T \Big|_{x=L_1} - \lambda_n^* \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=L_1} - \alpha u_* \rho_* c_* T \Big|_{x=L_1} + \\ + \lambda_*^* \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=L_1} = -\alpha \rho_* \frac{dL_1}{dt} \cdot Q \end{aligned} \quad (16)$$

в сопряжении с условием сохранения на ней импульса /Слеттери, 1978/

$$\left(-u_* - \frac{dL_1}{dt}\right) \rho_* = \left(-u_n - \frac{dL_1}{dt}\right) \rho_n \quad (17)$$

позволяет найти выражение для определения движения фазовой границы:

$$\frac{dL_1}{dt} = \frac{\alpha u_* \rho_* T_1 (c_* - c_n) - \lambda_*^* \frac{\partial T}{\partial x} + \lambda_n^* \frac{\partial \theta}{\partial x}}{\alpha \rho_n (Q + c_n T_1 (\rho_* / \rho_n - 1))}. \quad (18)$$

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

$$\alpha u_* \rho_* T_1 (c_* - c_n) - \lambda_*^* \frac{\partial T}{\partial x} > -\lambda_n^* \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad (19)$$

то имеется испарение жидкости и перемещение фазовой границы в недра гидротермальной системы навстречу потоку флижида из "источника". При

$$\alpha u_* \rho_* T_1 (c_* - c_n) - \lambda_*^* \frac{\partial T}{\partial x} < -\lambda_n^* \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (20)$$

проявляется конденсация пара и перемещение фазовой границы к поверхности Земли. Соответственно, фазовая граница не перемещается, если выполняется равенство:

$$\alpha u_* \rho_* T_1 (c_* - c_n) - \lambda_*^* \frac{\partial T}{\partial x} = -\lambda_n^* \frac{\partial \theta}{\partial x}. \quad (21)$$

Массообмен в пародоминирующей системе описывается системой уравнений вида:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w_* \frac{\partial C}{\partial x} = D_* \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - k_1 (C - C_n) \quad (22)$$

$$C(0, t) = C_0; C(x, 0) = \psi_1(x); 0 \leq x \leq L_1 \quad (23)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + w_n \frac{\partial \delta}{\partial x} = D_n \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - k_2 (\delta - \delta_n) \quad (24)$$

$$\delta(x,0) = \psi_2(x), \delta(L,t) = 0, L_1 \leq x \leq L \quad (25)$$

$$\delta|_{x=L_1} = k_p \cdot C|_{x=L_1} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} w_* \rho_* C_{L_1} - \rho_* D_* \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=L_1} + \rho_* C_{L_1} \frac{dL_1}{dt} = \\ = w_n \rho_n \delta_{L_1} - \rho_n D_n \left. \frac{\partial \delta}{\partial x} \right|_{x=L_1} + \rho_n \delta_{L_1} \frac{dL_1}{dt} \end{aligned} \quad (27)$$

Учитывая, что $K_1 dt \ll 1$, $K_2 dt \ll 1$ запишем условие для случая испарения на фазовой границе L_1

$$C_{L_1} = \frac{-\frac{\rho_n}{\rho_*} D_n \frac{\partial \delta}{\partial x} + D_* \frac{\partial C}{\partial x}}{(1-k_p)(w_* + dL_1/dt)} \quad (28)$$

Для случая конденсации получим это условие в виде:

$$C_{L_1} = \frac{-D_* \frac{\partial C}{\partial x} + \frac{\rho_n}{\rho_*} D_n \frac{\partial \delta}{\partial x}}{(1-k_p)(dL_1/dt - w_*)} \quad (29)$$

На верхней границе системы (дневная поверхность, дно океана и т.п.) наиболее общим условием тепло- и массообмена является взаимодействие по закону Ньютона (граничное условие III рода). В зависимости от конкретных условий, - наличие или отсутствие зоны выхода пара, или - вторичного водного конденсата эти условия различаются весьма существенно. Описание динамики теплообмена в таком случае должно заключаться в реализации того или иного вида условия (19) - (21). Осуществить такое замыкание системы затруднительно - из-за указанной выше неопределенности описания.

Поэтому мы были вынуждены учесть известную для зон активно-го вулканизма ситуацию - наличие "прыгающих" источников с постоянной температурой в зоне кипения - конденсация и полагать $T|_{x=L_1} = \text{const}$. Заметим, что при достаточно интенсивном кондуктивном отводе тепла паром от границы конденсации возможна ситуация $w_* < \frac{dL_1}{dt}$, тогда вектор \vec{w}_n направлен в сторону движущегося фронта конденсации. Краевая задача (22) - (29) реализуется итерационными методами с использованием неявных разностных схем /Самарский, 1983; Роуч, 1981/.

С известным функцией $c(x, t)$ решаем уравнения химической кинетики

$$\begin{cases} \frac{\partial q}{\partial t} = k_1(C - C_H), 0 \leq x \leq L_1 \\ \frac{\partial q}{\partial t} = k_2(\delta - \delta_H), L_1 \leq x \leq L \end{cases} \quad (30)$$

и определяем концентрацию компонента в твердой фазе. 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_H /Kennedy, 1944/, k_p /Старикович, Хайбуллин, 1957/ в зависимости от P - T-условий в области фильтрации.

Если принять физические параметры флюида постоянными в задаче с фронтом конденсации, то удастся описать ее в обобщенной форме.

2. Обсуждение результатов. Ранее было показано /Голубев и др., 1978/, что определенная скорость фильтрации гидротермального раствора является основным фактором существования устойчивой зоны пара в пародоминирующей системе, а не ее изолированность от поровых вод и поверхности Земли. 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 "курильчики" в зонах спрединга).

Это очевидно из анализа условий (19) - (21). Однако геохимические следствия реализации той или иной ситуации теплообмена в области фазовой границы различаются весьма существенно. Обратимся к обсуждению результатов расчетов, которые приведены на рис. 15-18.

Ясно, что идея Д.Уайта / white, 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. Причем это условие, как показывает расчет, может осуществиться за весьма короткий отрезок времени - месяцы или годы существования раздела жидкость - пар. Однако основное

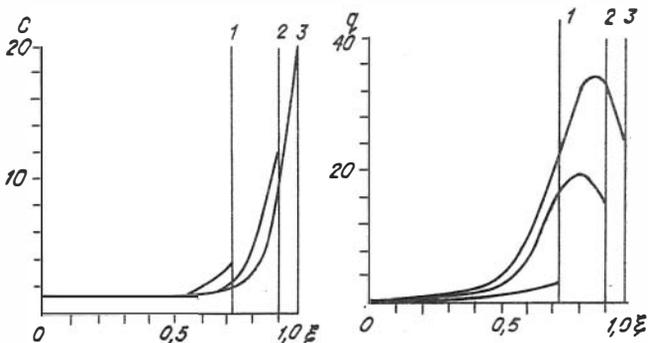


Рис. 15. Динамика концентрирования SiO_2 на фазовой границе конденсаций; концентрация в растворе - в безразмерных границах ($c = 1$ соответствует начальной концентрации C_0), в твердой фазе - q ; скорость фильтрации ($Pe_{*}^{\downarrow} = 8$) больше скорости движения фазовой границы для моментов времени $Fo=0,068(1)$, $Fo=0,179(2)$, $Fo=0,23(3)$

геохимическое следствие реализации смещения или 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 трещины 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 (20) - (29) 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, 1971/. Самая сложная ситуация может реализоваться при развитии испарения, т.е. смещения фазовой границы навстречу по-

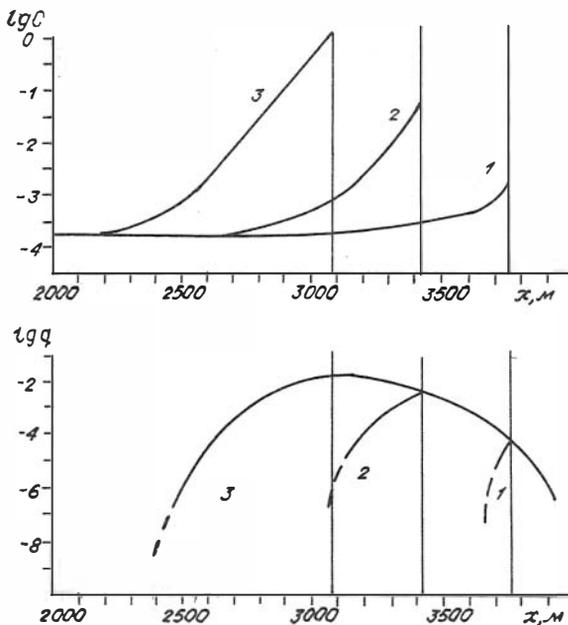


Рис.16. Динамика концентрирования SiO_2 на погружающейся в глубь системы фазовой границы испарения воды с учетом зависимости K_p от $P - T$ -условий флюида /Стырикович, Хайбуллин, 1957/

Для моментов времени:

$$t = 2,9 \cdot 10^7 \text{ с, } K_p = 0,009 \text{ (1); } t = 9,1 \cdot 10^7 \text{ с, } K_p = 0,014 \text{ (2);}$$

$t = 1,6 \cdot 10^8 \text{ с, } K_p = 0,021 \text{ (3); } C$ - весовая доля SiO_2 в растворе, q - содержание отложенного SiO_2 в твердой фазе (весовая доля).

току гидротермального раствора. В таком случае схема развития рудного процесса окажется обратной рассмотренной И.Н.Китаем /1979/, а в пределе в плутоногенных гидротермальных системах можно предвидеть вообще исчезновение зоны жидкого флюида и прекращение процесса рудоотложения, связанного с рассматриваемым геохимическим барьером. При этом, в случае конденсации рудоотложение будет развиваться снизу вверх с постепенным снижением температуры и прекратится при "схлapyвании" зоны пара вблизи поверхности Земли.

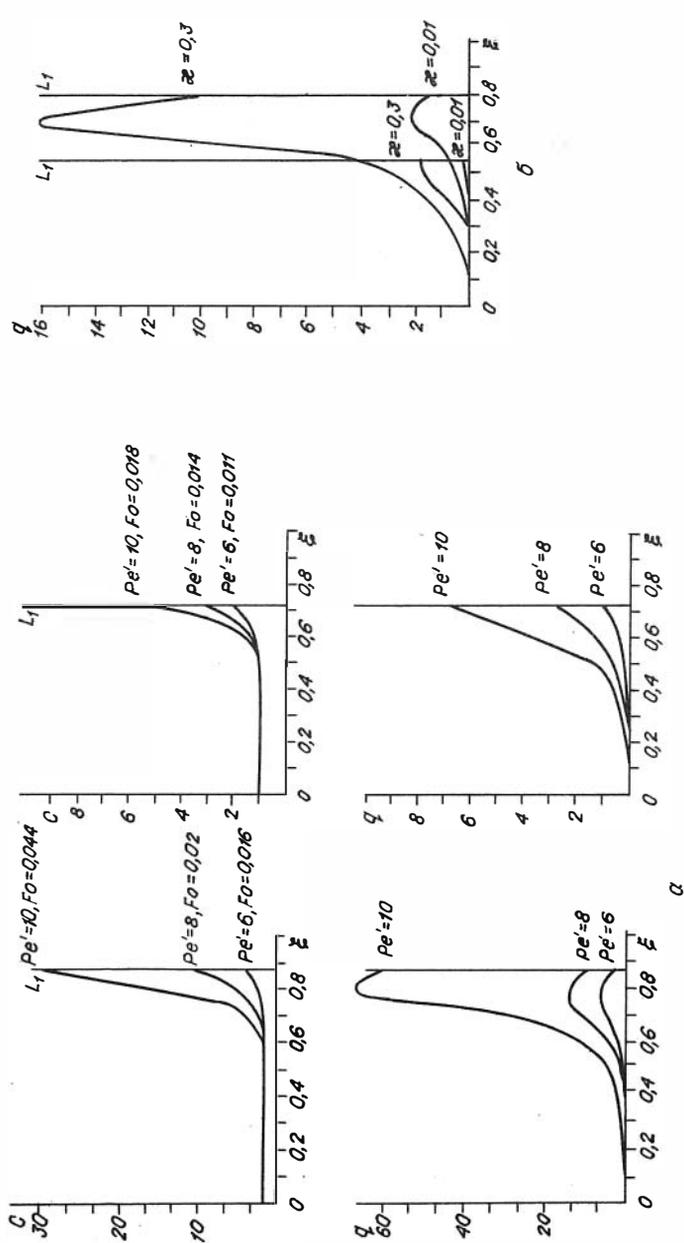


Рис. 17. Зависимость эффективности геохимического барьера в случае движения границы конденсации от скорости фильтрации (а) и пористости в области фильтрации (б) ($Pe' = 8$)

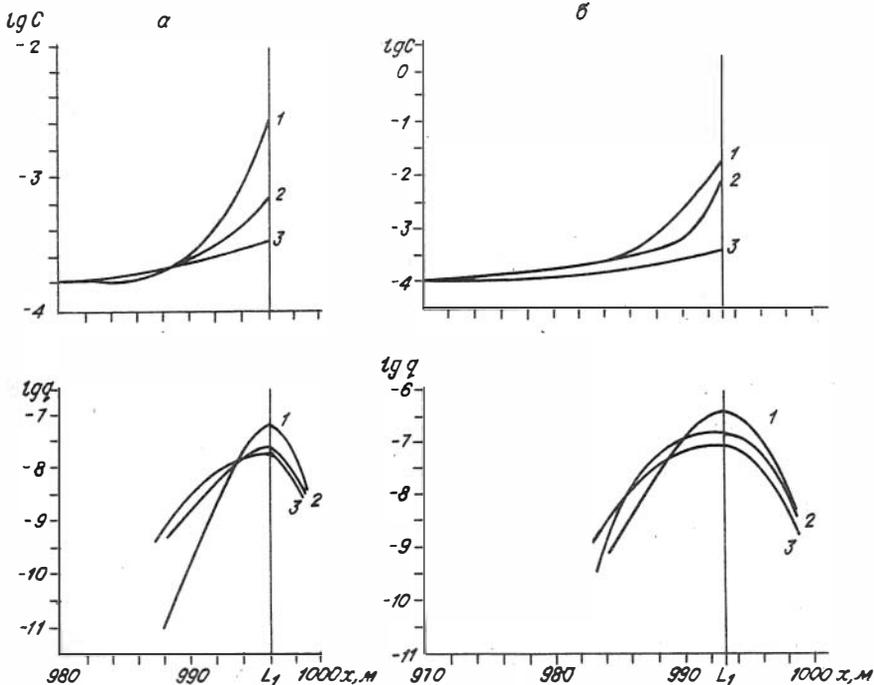


Рис. 18. Зависимость эффективности геохимического барьера с границей испарения от скорости фильтрации: 1 - $w_{\text{ж}} = 2 \cdot 10^{-7}$ м/с, 2 - $w_{\text{ж}} = 10^{-7}$ м/с, 3 - $w_{\text{ж}} = 5 \cdot 10^{-8}$ м/с соответственно временам процесса: а) $t_1 = 8,1 \cdot 10^4$ с, $t_2 = 1,8 \cdot 10^5$ 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 случае стационарной границы и, главным образом, при развитии испарения гидротермального раствора зона рудоотложения будет развиваться 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. 15-18).

Для большого числа веществ, обнаруженных в гидротермальных растворах /Голева, 1977/ Кр как следует из экспериментальных данных /Стрыкович, Хайбуллин, 1957/, имеют примерно одни по-

рядки (10^{-3} – 10^{-5} в интервале давлений $1:100$ бар). Поэтому показанные на рис. 15–18 концентрационные кривые качественно характеризуют изменение в растворе под барьером концентрации солей (NaCl , KCl , CaCl_2 и др.). Но в отношении характера отложения жильного выполнения они должны рассматриваться лишь как "нулевое" приближение. В расчетах нами учтены величины $K_{1,2}$ соответствующие скоростям кристаллизации при гидротермальном синтезе оптических кварцев /Remstidt, Barnes, 1980/. Но очевидно, что скорости кристаллизации гелей (во что превращается гидротермальный раствор под барьером) существенно иные. Нами решалась задача движения фазовой границы в стефановском приближении, но в капиллярно-пористых средах выписанные условия (19) – (21) могут характеризовать лишь относительно крупные каналы. В системе обязательно должна быть зона влажного пара, возможен капельный перенос в области испарения или конденсации ($K_p = \delta / c$). Далее, строго говоря, следует учитывать изменение плотности раствора и изменение пористости согласно следующим выражениям /Развитие..., 1969/.

$$\begin{cases} \rho = C + (1 - \frac{C}{\rho_T}) \rho_0 \\ x = x_0 - q / \rho_T \end{cases} \quad (31)$$

В пределе имеют место две возможности самозакупоривания системы, по этой причине: а) $C = \rho_T$, б) $q = \rho_T \cdot x_0$. Учет (31) в постановке задачи влечет за собой необходимость расширения краевой задачи формулой Козени (для проницаемости), уравнением фильтрации и эмпирическим законом Дарси, и далее при повышении вязкости раствора – уравнением Навье–Стокса. Однако анализ численных результатов во всем интервале изменения параметров системы показывает, что условие $C = \rho_T$ реализует много быстрее (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 (закупор-

ка 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 будет проходить процесс массообмена, связанные с конденсацией кислого пара, и нижний, где проявятся процессы свободного конвектирования и повышение давления под "жильной пробкой" в концентрированном щелочном растворе. В такой этап эволюции на нижнем уровне вероятны процессы переноса, рассмотренные Ганевым /Ганев, 1975/. Разрушение "пробки" тектоническими процессами, или вследствие гидроразрыва 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 т.п. является обязательным при проявлении парового барьера, 2) для жильных минералов должны быть свойственны главным образом включения, гомогенизирующиеся в жидкость, формирование гетерогенных включений – скорее исключение из правила, 3) "геохимическая продуктивность" барьера определяется направлением движения границы – в случае развития испарения скорость накопления нелетучих компонентов в растворе примерно на два порядка выше, чем при конденсации.

Развитый подход позволяет при учете вида трещинных каналов и уточнения механизмов отложения получить замкнутое количественное описание динамики рудообразования в трещинах (жилах).

§ 4. Динамика отложения компонентов из гидротермального раствора при выкипании CO_2

Развитие околорудных изменений или отложение руд из фильтрующего гидротермального раствора связано с рядом факторов, среди которых важная роль отводится изменению его pH при выкипании CO_2 /Drummond, Ohmoto, 1985; Смит, 1968/. Можно предвидеть два предельных случая развития этого процесса: 1) вскипание гидротермального раствора в окрестностях образовавшихся трещин и образование в пористом пространстве пород депрессионной воронки при дренировании флюида в трещины, 2) снижение интенсивных параметров состо-

яния 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. Обсудим динамику изменения pH в водном растворе для второго из отмеченных выше предельных случаев – развития кипения CO_2 в фильтрующемся гидротермальном флюиде, которое можно ожидать при эволюции вулканогенных гидротермальных систем.

I. Постановка задачи. Рассмотрим фильтрацию из "источника" слабоконцентрированного водного раствора с солевой концентрацией не более 2 г/л, содержащего растворенные летучие CO_2 , H_2S , HCl и другие; при этом потенциалобразующим компонентом по pH является CO_2 , преобладающий в растворе среди летучих с содержанием порядка 10 вес. %, $\Sigma z \sim 0,03$ вес. %. Таким образом, по содержанию летучих выбранный раствор является достаточно распространенным /Смит, 1968; Геохимия..., 1970; Голева, 1977; Памчура, 1985; Набоко, 1980/. Исходный раствор недосыщен по компонентам железа при P – T-условиях "источника".

Из известных решений задач теории фильтрации /Развитие..., 1969; Голубев, Шарпов, 1974; Аверкин, Шарпов, 1986; Шарпов, Черепанов, 1986; Баренблатт и др., 1972/ нестационарное тепловое поле развивается в условиях устойчивого гидродинамического режима (характерное время выхода на стационарный режим поля давлений для слабосжимаемого флюида мало), при этом давление во флюиде близко к литостатическому. Согласно эмпирическим данным исследования термодинамических свойств водных флюидов /Burnham et al., 1969 / их плотность можно считать постоянной при докритических температурах (для воды), давлениях до нескольких кбар.

Согласно диаграмме состояния CO_2 /Краткая... энциклопедия., 1967, Мельник, 1978/ в термодинамических условиях области фильтрации данное соединение присутствует в газообразном состоянии (либо растворенный газ, либо пузырьки газовой фазы). Растворимость газа CO_2 в условиях глубин 0–2000 метров является известной эмпирической функцией /Смит, 1968; Калинин, 1959;

сложным образом зависящей от $P - T$ -условий (особенно при температурах ниже $100-150^{\circ}\text{C}$ и давлениях до $0,5$ кбар), поддающейся аналитическому выражению при известной эволюции теплового поля (его мы будем использовать в процессе счета). Физические параметры флюида и пород приведены в табл. 2.

Таблица 2

P	- давление, $1-400$ бар
σ	- поверхностное натяжение, $\text{Дж}/\text{м}^2$
R	- радиус пузырька, м
ρ	- плотность, $940-1000$ $\text{кг}/\text{м}^3$
w	- скорость фильтрации раствора, $10^{-6}-10^{-10}$ м/с
T	- температура, $25-250^{\circ}\text{C}$
$\lambda_{\text{эф}}$	- эффективная теплопроводность, $2,2-2,4$ $\text{Дж}/\text{с}\cdot\text{м}\cdot\text{град}$
α	- коэффициент температуропроводности, 10^{-6} $\text{м}^2/\text{с}$
v	- "тепловая" скорость, $10^{-8}-10^{-12}$ м/с
a	- коэффициент теплообмена с окружающей средой, $4,2\cdot 10^{-2}$ $\text{Дж}/\text{м}^2\cdot\text{с}\cdot\text{град}$
X	- координата дневной поверхности, 2000 м
C	- концентрация растворенного газа, CO_2 , $5-10$ вес. %
D	- коэффициент диффузии, $10^{-7}-10^{-8}$ $\text{м}^2/\text{с}$
r	- скорость реакции
δ	- концентрация компонентов железа в растворе, $3\cdot 10^{-6}$ моль/л
β	- коэффициент массообмена с окружающей средой, $10^{-5}-10^{-7}$ м/с
k	- константа скорости реакции, 10^{-5} $1/\text{с}$
g	- растворенный газ CO_2
q	- концентрация сульфидов железа в породе, $\text{г}/\text{см}^3$

Принимаем в качестве начальных $P - T$ -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) $P - T$ -условия таковы, что функция растворимости CO_2 имеет положительный наклон к оси глубины. Вблизи дневной поверхности $P - T$ -условия не слишком сильно отличаются от геотермобарических (учитываем вычисленные растворимости CO_2 вдоль геотермобарн). Строго говоря

превышение температуры выше геотермобарических на малых глубинах всего на несколько десятков градусов приводит к тому, что функция растворимости CO_2 становится "отрицательной", однако подобные частности никоим образом не влияют по своей физико-химической сути на область собственно кипения вблизи "источника", будем лишь иметь в виду, что часть пузырьков вскипевшего газа CO_2 с большей вероятностью могут растворяться вблизи дневной поверхности.

При фильтрации гидротермального раствора в нестационарном тепловом поле существует подвижная или стационарная граница вскипания растворенного CO_2 с условием для образования пузырька

$$P_{\text{фа}} = P + \frac{2\sigma}{R}. \quad (32)$$

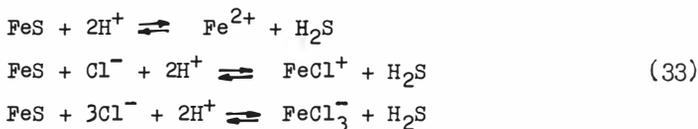
Рассмотрим физико-химические аспекты данного явления. Тепловым эффектом химических реакций в слабokonцентрированном растворе, вскипания растворенного газа CO_2 пренебрегаем (в рассматриваемые промежутки времени вскипает лишь несколько весовых процентов газа). Принимая, что образование пузырьков - мгновенный 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, Филишов, 1968/. Для определения характера течения двухфазной смеси воспользуемся эмпирическими данными для получения соотношения истинных скоростей газовой и жидкой фаз. Для вертикального двухфазного течения /Marchetturre, Høglund, 1962 / предложена аналитическая зависимость отношения скоростей течения фаз от геометрии пространства, расходного весового газосодержания и массовой скорости G кг/м²·ч, соответствующей средней скорости G/ρ 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/ρ это отношение резко возрастает. Таким образом, при реальных скоростях фильтрации растворов /Развитие..., 1969/ скорость всплывания газовых пузырьков при вскипании CO_2 много выше скорости фильтрации раствора w . На дневной поверхности (зона разгрузки) происходит либо "расхлопывание" всплывающих пузырьков, либо они растворяются при определенных $P - T$ -условиях на некоторой глубине - во вся-

ком случае, создание однородной газовой пробки в проницаемой зоне маловероятно.

Эволюция теплового и концентрационного полей в рассматриваемой задаче описывается системой уравнений, аналогичной (I)-(4) (ввиду краткости сообщения опускаем подробную запись системы). Из положения о мгновенном образовании пузырька следует, что $C_{CO_2} = C_{HCO_2}(T)$ везде в зоне вскипания. Для численных расчетов используем известные эмпирические данные для открытых систем со вскипавшим 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} - 10^{-6} при P - T-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 а) первая константа диссоциации H_2CO_3 уменьшается очень незначительно, б) на участках "положительной" (от температуры) растворимости газа CO_2 кислотность гидротермального раствора падает, в) на участках "отрицательной" растворимости кислотность может возрастать.

Согласно результату изучения областей современного вулканизма /Голева, 1977; Пампура, 1985; Набоко, 1980/, гидротермальные растворы содержат некоторое количество ионов Cl^- , железо может транспортироваться ионами Fe^{2+} , $FeCl^+$, $FeCl_2$ либо $FeCl_3^-$ (при повышенном содержании в растворе, например, хлористого натрия). Возможны и другие формы переноса, железа, однако, нас будет интересовать величина $\sum Fe$. В присутствии растворенного во флюиде сероводорода /Drummond, Ohmoto, 1985/ реакции осаждения - растворения железа из него можно представить в виде



и так далее: аналогичные реакции можно выписать с пиритом, маг-

нетитом при определенных условиях /Геохимия ..., 1970/. 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

$$\frac{\partial (m_{\Sigma Fe})}{\partial t} + \text{div}[m_{\Sigma Fe} \vec{w} - D \cdot \nabla m_{\Sigma Fe}] = r \quad (34)$$

с краевыми условиями

$$\begin{aligned} m_{\Sigma Fe}(x, 0) &= 0 \\ m_{\Sigma Fe}(0, t) &= m_0 \end{aligned}$$

$$-D \frac{\partial m_{\Sigma Fe}}{\partial x} \Big|_{x=X} = \beta m_{\Sigma Fe} \Big|_{x=X} \quad (35)$$

где r - скорость осаждения железа путем химического взаимодействия за барьером вскипания в зоне увеличения pH. 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.

2. Обсуждение результатов. Как следует из анализа численных результатов, имеет место наличие двух эволюционных этапов: 1) начальный или нестационарный, 2) стационарный. Соответственно, рассматриваемый геохимический барьер имеет две стадии существования: а) подвижную и б) стационарную. В первую стадию в гидротермальной системе за границей кипения формируется зона отложения тех минералов, по компонентам которых раствор оказывается пересыщенным при изменении его pH. В рассматриваемом случае это сульфид железа согласно реакции (33). На рис. 19, 20 отражены полученные соотношения концентраций при этом значении константы скорости реакции порядка 10^{-5} л/с /Дельмон, 1972; Овчинников, Масалович, 1981/. При растворении отложенных на барьере минералов в порциях раствора, где нет кипения, предполагалось, что $k_1 \approx k_2$ (скорость отложения близка к скорости растворения). Поэтому на подвижном барьере в задаче была получена симметричная кривая q , если

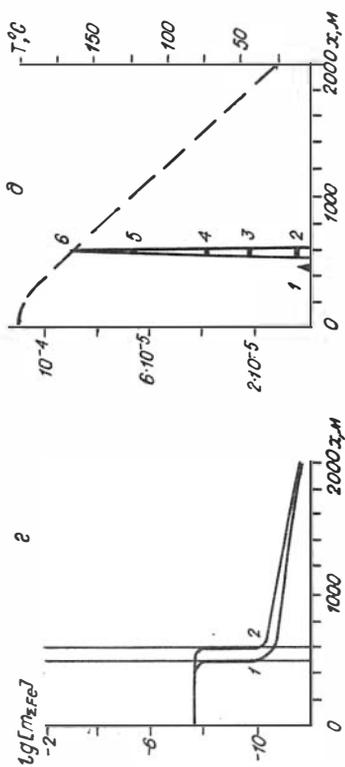
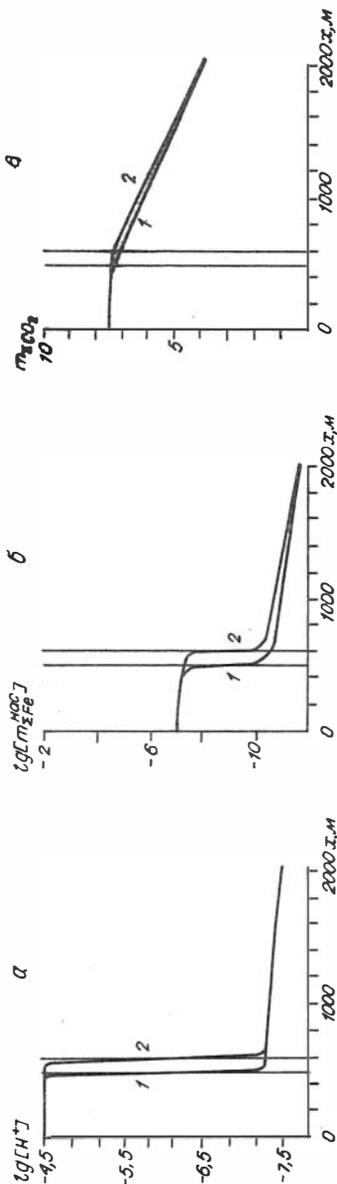


Рис. 19. Динамика рН догло-
жения на геохимическом
 барьере вскипания раство-
 ренного CO_2 при переходе от
 нестационарной стадии ($t_1 =$
 $1,5 \cdot 10^{10}$ с) к стационарной
 ($t_2 = 4,5 \cdot 10^{10}$ с).

Эволюция: а) рН раствора,
 б) растворимости компонен-
 тов железа, в) растворимос-
 ти газа CO_2 , г) концентрации компонентов железа в растворе, д) концентрации сульфидов
 железа на барьере в твердой фазе ($t_3 = 1,5 \cdot 10^{11}$ с, $t_4 = 2,4 \cdot 10^{11}$ с, $t_5 = 4 \cdot 10^{11}$ с,
 $t_6 = 5 \cdot 10^{11}$ с); пунктирная кривая - стационарное распределение температур

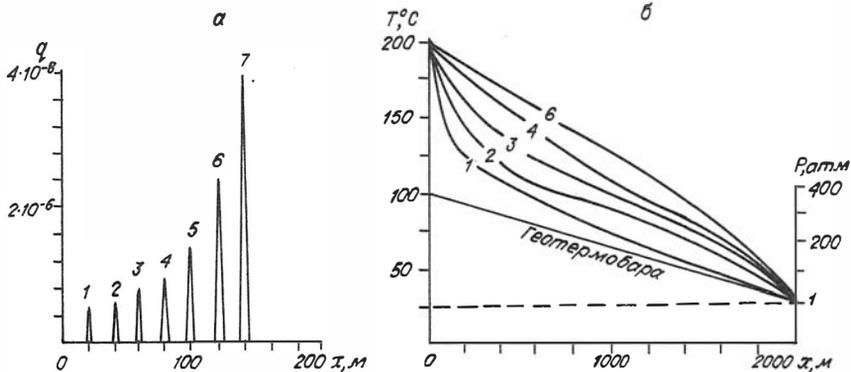


Рис. 20. Динамика концентрирования сульфидов железа на подвижном геохимическом барьере вскипания CO_2 (а) в нестационарную стадию: $t_1 = 8 \cdot 10^7 \text{ с}$, $t_2 = 3 \cdot 10^8 \text{ с}$, $t_3 = 6 \cdot 10^8 \text{ с}$, $t_4 = 1,3 \cdot 10^9 \text{ с}$, $t_5 = 2,5 \cdot 10^9 \text{ с}$, $t_6 = 3,3 \cdot 10^9 \text{ с}$, $t_7 = 4,5 \cdot 10^9 \text{ с}$; б) динамика теплового поля (цифры на кривых соответствуют временам рис. 20 а), значения поля давлений – вдоль геотермобары, задающей начальные условия теплового поля

$k_1 \neq k_2$ концентрационный профиль окажется асимметричным. Однако, судя по данным изучения реальных термальных систем /Набоко, 1980; Geothermics, 1970 /, нижняя граница выклинки "зоны ошелачивания" или пиритизации пород достаточно резкая.

Из проведенных расчетов вытекает важное геохимическое следствие. Даже в случае высоких скоростей реакции формирования сульфидов за барьером в нестационарную стадию масштабы рудоотложения несущественны. Этот результат можно получить по любому минералу, если известны начальные концентрации компонентов в растворе, скорость перемещения барьера и возможные скорости гетерогенных химических реакций. Очевидно, что лишь при стационарном положении границы кипения возможно в заметных, в смысле минералогического выражения в породе, масштабах образование "зон ошелачивания", сульфидных залежей и т.п.

Рассмотренная нами модель при наличии соответствующих экспериментальных данных позволяет описывать динамику рудообразования в вулканогенных гидротермальных системах, в которых проявля-

ются температурный /Голубев, Шаратов, 1974/ и щелочной геохимические барьеры. По-видимому, именно их сочетание позволяет охарактеризовать известные проявления зональности в ряде формационных типов колчеданных и колчеданно-полиметаллических месторождений. Очевидно, что выявленные зависимости остаются в силе и для более высоких температур, т.е. при повышенной растворимости CO_2 , солёности раствора, а также при "хлоридном" механизме переноса в растворе /Рафальский, 1985/. В этом случае (содержание железа в растворе может возрастать до 10^{-4} моль/кг H_2O) масштабы отложения на барьере в те же отрезки времени эволюции гидротермальной системы возрастает на порядки.

Литература

АВЕРКИН Ю.А., ШАРАПОВ В.Н. Динамика массообмена в гидротермальных системах на температурном геохимическом барьере.-Новосибирск, 1986.-46 с. (Препринт ИГиГ СО АН СССР; № 7).

АНТИПИН Л.Н., ВАЖЕНИН С.Ф. Электрохимия расплавленных солей. - М.: Металлургиздат. 1964. - 355 с.

БАРЕНЬЛАТТ Г.И., ЖЕЛТОВ Ю.П., КОЧИНА И.Н. Об основных представлениях теории фильтрации однородных жидкостей в трещиноватых породах //ИММ. -1960.-Т. 24, вып. 5. - С. 852-864.

БАРЕНЬЛАТТ Г.И., ЖЕЛТОВ Ю.П. Об основных уравнениях фильтрации однородных жидкостей в трещиноватых породах //ДАН СССР. - 1960.-Т. 132, № 3. -С. 545-548.

БАРЕНЬЛАТТ Г.И., ЕНТОВ В.Н., РЫЖИК В.М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. -М.: Недра, 1972. -287 с.

БЭР Я., ЗАСЛАВСКИ Д., ИРМЕЙ С. Физико-математические основы фильтрации воды. -М.: Мир, 1971. -445 с.

ВАРГАФТИК Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. - М.: Физматгиз, 1963. -709 с.

ВАРГАФТИК Н.Б. Справочник по физическим свойствам газов и жидкостей. -М.: Наука, 1972. -720 с.

ВЕРИГИН Н.М., ГОЛУБЕВ В.С. О генерации пара в подземных пластах-коллекторах //Докл. АН СССР.-1975.-Т. 233, №6.-С. 1355-1358.

ВИДОР Н.В., КАЗЬМИН Л.А., ЛАШКЕВИЧ В.В., МИНЦИС А.Ш. Флюидные постмагматические системы. -Новосибирск: Наука, 1983. -207 с.

ВУКАЛОВИЧ М.П., НОВИКОВ П.Н. Уравнения состояния реальных газов. -М.: Госэнергоиздат, 1948. -340 с.

ГАНЕЕВ И.Г. Растворимость и кристаллизация кремнезема в хлоридных растворах //Докл. АН СССР.-1975.-Т.221, №6.-С.1427-1429.

ГАРРЕЛС Р.М., КРАЙСТ Ч.Л. Растворы, минералы, равновесия. - М.: Мир, 1968. -367 с.

ГЕОХИМИЯ гидротермальных рудных месторождений. -М.: Мир, 1970. -542 с.

ГИРШФЕЛЬДЕР Дж., КЕРТИСС Ч., БЕРД Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. -М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. -929 с.

ГОЛЕВА Г.А. Гидрогеохимия рудных элементов. -М.: Недра, 1977. - 202 с.

ГОЛУБЕВ В.С. Динамика геохимических процессов. -М.: Недра, 1981. -206 с.

ГОЛУБЕВ В.С., МИЛОВА Л.В., ШАРАПОВ В.Н. Динамика перемещения геохимического барьера в гидротермальной системе, связанного с границей "пар-жидкость" //Геол. и геофиз.-1978.-№5. -С. 41-50.

ГОЛУБЕВ В.С., ШАРАПОВ В.Е. Динамика эндогенного рудообразования. -М.: Недра, 1974. -270 с.

ГОНИКБЕРГ М.Г. Химическое равновесие и скорость реакций при высоких давлениях. -М.: Химия, 1969. -427 с.

ДЕЙЧ М.Е., ФИЛИПОВ Г.А. Газодинамика двухфазных сред. -М.: Энергия, 1968. -422 с.

ДЕЛЬМОН Б. Кинетика гетерогенных реакций. -М.: Мир, 1972. -554 с.

ЖАРИКОВ В.А., АЛЕХИН Ю.В., ШМУЛОВИЧ К.И. Свойства и эволюция высокотемпературных флюидных систем //VI Симпоз. Международ. асоц. по генезису руд месторождений МАГРМ. -Тбилиси, 1982. -С.279-280.

ЖЕЛТОВ Ю.П. Механика нефтегазоносного пласта. -М.: Недра, 1975. -207 с.

ЗОЛОТАРЕВ П.П. Условия возникновения тепловой конвекции в пористом пласте //Инж. журнал.-1965.-№2.-С.236-238.

КАДИК А.А., ЛЕБЕДЕВ Е.Б., ХИТАРОВ Н.Н. Вода в магматических расплавах. -М.: Наука, 1971. -226 с.

КАЛИНИН А.С., ВАСИЛЬЕВА Э.Н. Конвекция расплавов в вертикальных магматических камерах //Докл. АН СССР.-1973.-№6.-Сер.210.-С. 1435-1438.

КАЛИНИН А.С., КРАСИНЕЦ С.С., ВАСИЛЬЕВА Э.Н. Генерация магмы, батолитообразования и некоторые вопросы рудогенеза Уддинского 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.

КИГАЙ И.Н. Модель многостадийного минералообразования, согласующаяся с вариациями основных параметров гидротермального процесса. //Основные параметры природных процессов эндогенного рудообразования. -Новосибирск: Наука, 1979.-Т.2.-С.7-34.

КОЛЬСКАЯ сверхглубокая. -М.: Недра, 1984. -490 с.

КОСУХИН О.Н., БАКУМЕНКО И.Т., ЧУПИН В.П. Магматический этап

формирования гранитных пегматитов. -Новосибирск: Наука, 1984. -115 с.

КРАТКАЯ химическая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедии, 1967. Т.5. -1184 с.

ЛЕПЕРТ Л., ПИТРС К. Кипение //Проблемы теплообмена. -М.: Атомиздат, 1967. -С. 142-198.

ЛЫКОВ Л.В., МИХАИЛОВ С.А. Теория тепло- и массопереноса. -М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. -534 с.

МАЛИНИН С.Д. Система $H_2O - CO_2$ при высоких температурах и давлениях// Геохимия.-1959.-133.-С. 235-245.

МЕЛАМЕД В.Г. Тепло- и массообмен в горных породах при фазовых переходах. -М.: Наука, 1980. -228 с.

МЫЛЬНИК Ю.П. Термодинамические свойства газов в условиях глубинного петрогенезиса. -Киев: Наук. думка, 1978. -150 с.

НАБОКО С.И. Металлоносность современных гидротерм в областях тектоно-магматической активности. - М.: Наука, 1980. -196 с.

НОРТОН Д., КЭТЛС Л. Термальные аспекты рудоотложения //Геохимия гидротермальных рудных месторождений. -М.: Мир, 1982. - С. 481-495.

ОВЧИННИКОВ Л.Н. Плутоногенные гидротермальные месторождения //Генезис эндогенных рудных месторождений. -М.: Недра,1968. -С. 448-485.

ОВЧИННИКОВ Л.Н., МАСАЛОВИЧ А.М. Экспериментальное исследование гидротермального рудообразования. -М.: Наука, 1981. -210 с.

ПАМПУРА В.Д. Геохимия гидротермальных систем областей современного вулканизма. - Новосибирск: Наука, 1985. -150 с.

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

ПЭК А.Н. О динамике хленильных растворов. -М.: Наука,1968. - 136 с.

РАЗВИТИЕ исследований по теории фильтрации в СССР. - М.: Наука, 1969. - 545 с.

РАФАЛЬСКИЙ Р.П. Растворимость сульфидов тяжелых металлов и их осаднение из гидротермальных растворов// Геохимия. - 1985. -127. - С. 988-1002.

РИД Р., ШЕРВУД Т. Свойства газов и жидкостей. - Л.: Умия, 1971. - 702 с.

- РОММ Б.С. Фильтрационные свойства трещиноватых горных пород. - М.: Недра, 1966. - 271 с.
- РОУЧ Д. Вычислительная гидродинамика. - М.: Мир, 1981. - 429 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.
- СЛЕТТЕРИ Д. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах. - М.: Энергия, 1978. - 447 с.
- СМИРНОВ В.И. Геология полезных ископаемых. - М.: Наука, 1969. - 614 с.
- СМИТ Ф.Г. Физическая геохимия. - М.: Недра, 1968. - 473 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.
- ТОНГ Л. Теплопередача при кипении и двухфазное течение. - М.: Мир, 1969. - 342 с.
- ФРОЛОВ А.А. Штокверковые рудные месторождения. - М.: Недра, 1978. - 252 с.
- 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, 1983. - С. 20-24.
- ШАРАПОВ В.Н., ГОЛУБЕВ В.С. Динамика взаимодействия магмы с породами. - Новосибирск: Наука, 1976. - 276 с.
- ШАРАПОВ В.Н., МИЛОВА Л.В. Третий симпозиум по кинетике и динамике геохимических процессов // Геол. и геофиз. - 1979. - №7. - С. 149-150.
- ШАРАПОВ В.Н., ЧЕРЕПАНОВ А.Н. Динамика дифференциации магм. - Новосибирск: Наука, 1986. - 200 с.
- ШВЕЙДТЕР А.Э. Физика течения жидкостей через пористые среды. - М.: Гостоптехиздат, 1960. - 249 с.
- ШЕЛКАЧЕВ В.И., ЛАПУК Б.Б. Подземная гидравлика. - М.: Гостоптехиздат, 1948. - 308 с.

ЭККЕРТ Э., ДРЕЙК Р.М. Теория тепло- и массообмена. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. - 680 с.

BURNHAM C.W., HOLLOWAY J.R., DAVIS N.R. Thermodynamic properties of water to 1000°C and bars //Geol. Soc. Amer. Spec.Pap., 132, 1969. - P. 440-478.

DRUMMOND S.E., OHMOTO H. Chemical evolution and mineral deposition in boiling hydrothermal system //Econ.Geol.-1985.-V.80, N1.-P.126-148.

GEOCHEMICS SPECIAL ISSUE, V.2, part.2.-Pisa, 1970. - 975 p.

HAYMON R.M. Growth history of hydrothermal black smoker chimneys // Nature.-1983.-V.301.-P.695-698.

HENLEY R.W., McNabb A. Magmatic vapor plumes and ground-water interaction in porphyry copper emplacement //Econ.Geol. -1978. -V.73, N1.- P.1-21.

KENNEDY G.C. The hydrothermal solubility of silica //Econ. Geol.-1944.-V. 39, N1.-P.25-36.

LICHTNER P.C. Continuum model for simultaneous chemical reactions and mass transport in hydrothermal systems //Geochim. et Cosmochim. Acta.-1985.-V.49, N3.- P. 779-800.

MARCHATTERRE J.F., HOGLUND B.M. Correlation of two-phase flow. //Nucleonics.-1962.-V.20, N8.-P. 142-148.

NORTON D., KNIGHT J. Transport phenomena in hydrothermal systems: cooling plutons //Amer.Jour.Sci.-1977.-V. 277.-P. 937-982.

REMSTIDT J.D., BARNES H.L., The kinetics of silica-water reactions //Geochim. et Cosmochim.Acta.-1980.-V.44.-P.1683-1699.

THOMPSON G., MOTTL M.J., RONA P.A. Morphology, mineralogy and chemistry of hydrothermal deposits from the TAG area, 26° N Mid-Atlantic ridge //Chem.Geol.-1985.-V.49, N1-3.-P.243-257.

WHITE W.S. A paleohydrological model for mineralization of the White Pine copper deposits, Northern Michigan //Econ.Geol. -1971.- V.66, N1.-P.1-13.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	I
§ 1. Термодинамическая эволюция гидротермальной системы (качественная физическая модель)	2
§ 2. Динамика теплообмена в плутоногенных гидротермальных системах	I4
§ 3. Динамика тепло- и массообмена в пародоминирующих гидротермальных системах	25
§ 4. Динамика отложения компонентов из гидротермального раствора при выкипании CO_2	35

Утверждено к печати
Институтом геологии и геофизики СО АН СССР

Технический редактор Н.Н. Александрова

Подписано к печати 27. 02. 87. МН 09572.
Бумага 60x84/16. Печ. л. 3,0. Уч.-изд. л. 2,8.
Тираж 200. Заказ 158. Бесплатно.

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