

Н. Н. ВЕРИГИН, В. С. ГОЛУБЕВ, В. Н. ШАРАПОВ

ДИНАМИКА ПРОЦЕССА МАГМАТИЧЕСКОГО ЗАМЕЩЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ В МАГМЕ ФАЗЫ ЛЕТУЧИХ

(Представлено академиком Ю. А. Кузнецовым 19 IV 1972)

Петрологи полагают (^{3, 4}), что при формировании очагов магм или взаимодействии магмы и вмещающих пород после интрузии из очага широко распространены явления магматического замещения, которые сводятся к предварительной метасоматической переработке пород растворами, поступающими из магмы, а затем и к ее расплавлению. При этом считается, что эти «сквозьмагматические», или «магмообразующие», процессы являются «фильтрующимися».

Перечисленными свойствами, как показано в (^{1, 7, 10}), обладают магмы, содержащие фазу летучих в форме пузырьков, поднимающихся к контактам плутона. Процесс пузырения вероятен лишь при некотором перегреве расплава (⁷).

В таком случае задача динамики магматического замещения сводится к модифицированной задаче Стефана (²). При этом в уравнении теплопроводности следует дополнительно учесть теплоперенос за счет потока, а также использовать специфическое условие баланса тепла на подвижной фазовой границе.

Аналитическую модель теплообмена в данном процессе для одномерного случая можно сформулировать следующим образом.

Пусть в начальный момент времени $t=0$ область $x>0$ является твердым однородным пористым телом с температурой $\theta=\theta_0=\text{const}$, а в области $x<0$ находится магма при температуре $T_1=T_0=\text{const}$. Пусть начиная с этого момента в пористое пространство пород $x>0$ из полупространства $x<0$ с постоянной скоростью u начинает поступать флюид с исходной температурой, которая выше температуры плавления пород $T_{пл}$. При определенном соотношении температуры флюида, температуры плавления, теплоты плавления (L), теплоемкостей породы (c_n) и флюида (c_ϕ) будет происходить плавление пород, захватывающее область $0<x<l(t)$, где $l(t)$ — координата подвижной границы между магмой и породой, перемещающаяся со временем в сторону положительных значений x . Процесс теплопереноса в магме и породе характеризуется уравнениями теплопроводности для фазы летучих, магмы и породы, которые можно записать в виде (^{2, 9}):

$$a \partial T_2 / \partial t = -au \partial T_2 / \partial x + \kappa \lambda_\phi \partial^2 T_2 / \partial x^2 - \nu S_\nu (T_2 - \theta), \quad l \leq x \leq \infty, \quad (1)$$

$$b \partial \theta / \partial t = (1 - \kappa) \lambda_n \partial^2 \theta / \partial x^2 + \gamma S_\nu (T_2 - \theta), \quad l \leq x \leq \infty, \quad (2)$$

$$\partial T_1 / \partial t = -v \partial T_1 / \partial x + \alpha_1 \partial^2 T_1 / \partial x^2, \quad -\infty \leq x \leq l. \quad (3)$$

Здесь T_1 и T_2 — температура флюида в магме и породе, θ — температура породы, λ_n и λ_ϕ — коэффициенты теплопроводности породы и флюида, κ_n — пористость породы, S_ν — ее удельная поверхность, γ — коэффициент теплопередачи, $a = \kappa_\phi c_\phi$, $b = (1 - \kappa) \rho_n c_n$, ρ_n и ρ_ϕ — их плотность. Уравнение (3) конвективной теплопроводности в магме записано в предположении теплового равновесия между флюидной фазой и расплавом, при этом ν — скорость конвективного теплопереноса, α_1 — коэффициент температуропроводности в области $x < l(t)$.

Поскольку теплопроводность пород мала, то принимая $\lambda_{\pi} = 0$, вместо (2) можно записать

$$b \partial \theta / \partial t = \nu S_v (T_2 - \theta). \quad (4)$$

Коэффициент теплопередачи γ велик ⁽⁹⁾, поэтому, полагая, что в (4) производная $\partial \theta / \partial t$ конечна, $\gamma \rightarrow \infty$ и $T_2 = \theta$, вместо (1), (4) будем иметь

$$\partial T_2 / \partial t + v \partial T_2 / \partial x - \alpha_2 \partial^2 T_2 / \partial x^2 = 0, \quad (5)$$

где $\alpha_2 = \kappa \lambda_{\phi} / (a + b)$ — коэффициент температуропроводности в области $x > l(t)$, $v = au / (a + b)$ — скорость конвективного теплопереноса, которую для областей $x < l(t)$ и $x > l(t)$ считаем одинаковой, так как стоков или источников флюидной фазы в системе не предполагается.

Решение задачи будем искать при следующих начальных и граничных условиях.

Начальные условия и условия на $x = \pm \infty$:

$$T_1(x, 0) = T_1(-\infty, t) = T_0, \quad (6)$$

$$T_2(x, 0) = T_2(\infty, t) = \theta_0. \quad (7)$$

Условия на подвижной границе фазового перехода:

$$T_1(l, t) = T^* = \text{const}, \quad T_2(l, t) = T_{\text{пл}}. \quad (8)$$

Условие баланса тепла на границе фазового перехода:

$$(1 - \kappa_m) \rho_{\pi} L \frac{dl}{dt} = \rho_{\phi} c_{\phi} v_0 (T^* - T_{\text{пл}}) - (1 - \kappa_m) \rho_{\pi} c_{\pi} (T^* - T_{\text{пл}}) \frac{dl}{dt}, \quad (9)$$

где T^* — температура флюида, приносимого на границу фазового перехода $x = l(t)$ потоком; L — теплота плавления породы; v_0 — скорость фильтрации; κ_m — отношение объема флюидной фазы в магме к объему магмы.

Условие (9) предполагает, что подвод и отвод тепла теплопроводностью при $x = l(t)$ равны и что имеется скачок температуры $\Delta T = T^* - T_{\text{пл}}$ на границе фазового перехода. Конечный перегрев расплава ΔT необходим для того, чтобы имело место плавление пород в области $x > l(t)$ за счет конвективного подвода тепла (см. ниже).

Решение задачи будем искать в виде:

$$T_1 = A_1 \operatorname{erfc}((x - vt) / 2\sqrt{\alpha_1 t}) + B_1, \quad (10)$$

$$T_2 = A_2 \operatorname{erfc}((x - vt) / 2\sqrt{\alpha_2 t}) + B_2, \quad (11)$$

где

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

Удовлетворяя (10) и (11) условиям (6) и (7) соответственно, для постоянных интегрирования B_1 и B_2 получим

$$2A_1 + B_1 = T_0, \quad B_2 = \theta_0.$$

Учитывая условие (8), имеем

$$T_{\text{пл}} = A_2 \operatorname{erfc}((l - vt) / 2\sqrt{\alpha_2 t}) + \theta_0. \quad (12)$$

Чтобы равенство (12) выполнялось при любом t , необходимо

$$(l - vt) / 2\sqrt{\alpha_2 t} = \beta = \text{const}, \quad (13)$$

откуда следует значение постоянной интегрирования A_2 :

$$A_2 = (T_{\text{пл}} - \theta_0) / \operatorname{erfc} \beta, \quad (14)$$

а также уравнение движения границы фазового перехода

$$l = vt + 2\beta\sqrt{\alpha_2 t}. \quad (15)$$

Постоянная β находится из условия (9) при подстановке туда найденного значения для $l(t)$:

$$[(1 - \kappa_{\text{п}})\rho_{\text{п}}L + (1 - \kappa_{\text{м}})\rho_{\text{м}}c_{\text{м}}(T^* - T_{\text{пл}})](v + \beta\sqrt{\alpha_2/t}) = \rho_{\text{ф}}c_{\text{ф}}v(T^* - T_{\text{пл}}). \quad (16)$$

Чтобы равенство (16) выполнялось при любом t , необходимо

$$\beta = 0. \quad (17)$$

Тогда из (16) следует выражение для скачка температуры на границе фазового перехода:

$$\Delta T = T^* - T_{\text{пл}} = \frac{\rho_{\text{п}}L}{\rho_{\text{ф}}c_{\text{ф}}} \cdot \frac{1 - \kappa_{\text{п}}}{\kappa_{\text{м}}} \approx \frac{\rho_{\text{п}}L}{\kappa_{\text{м}}\rho_{\text{ф}}c_{\text{ф}}}. \quad (18)$$

Окончательно распределение температуры породы и флюида в области $x > l(t)$ имеет вид:

$$T_2 = \theta = \theta_0 + (T_{\text{пл}} - \theta_0) \operatorname{erfc}((x - vt) / 2\sqrt{\alpha_2 t}), \quad x > vt. \quad (19)$$

Аналогичным образом находится решение для $T_1(x, t)$:

$$T_1 = T_0 - (T_0 - T^*)[1 + \operatorname{erf}((x - vt) / 2\sqrt{\alpha_1 t})], \quad x < vt. \quad (20)$$

Формулы (19), (20) дают искомое аналитическое решение задачи динамики магматического замещения для случая, когда граница расплавления движется со скоростью конвективного теплопереноса. Их анализ совместно с условием (18) позволяет указать ряд существенных для понимания данного процесса следствий.

1. Чтобы процесс магматического замещения протекал с максимальной скоростью, равной скорости конвективного теплопереноса, необходим определенный перегрев расплава над $T_{\text{пл}}$ пород, а также содержание флюидов в расплаве. Можно дать приближенную оценку величины перегрева $\Delta T = T^* - T_{\text{пл}}$, учитывая, что большинство силикатных пород, которые подвергаются магматическому замещению, имеют $L = 70-100$ кал/г⁽⁵⁾. Если флюид водный, то для него, согласно⁽⁶⁾, $c_{\text{ф}} = 0,75$ кал/г·град. Плотности пород и флюида примем равными 2,5 и 1 г/см³. Известно, что в пузыристых породах отношение объема пузырей к объему силикатной части системы составляет от $\approx 0,01$ до 0,9. Если принять эти величины за пределы варьирования $\kappa_{\text{м}}$, то можно, согласно (18), получить оценки разности температур между T^* флюида и $T_{\text{пл}}$ пород. Тогда можно сказать, что процесс «магматического замещения» вероятен при $\kappa_{\text{м}} > 0,5$, так как в противном случае ΔT будет выше 700°. При $\kappa_{\text{м}} = 0,9$ получаем $\Delta T = 260-370^\circ$.

Следовательно, если процесс магматического замещения протекал в широких масштабах, то в предположении наиболее реально допустимых $\Delta T = T^* - T_{\text{пл}} = 200-400^\circ$ теплоемкость и плотность флюида должны быть довольно высоки (порядка 1-1,5 кал/г·град и 1 г/см³). При меньших значениях теплоемкости и плотности флюида для течения процесса магматического замещения со скоростью конвективного теплопереноса необходимы более значительные величины ΔT , которые сомнительны в условиях земной коры.

Например, для условий субэффузивной или верхов гипабиссальной фаций глубинности параметры водного флюида могут быть приняты для $T > 700^\circ$, согласно⁽⁶⁾, следующими: $\kappa_{\text{м}} \approx 0,5-0,8$, $\rho_{\text{ф}} = 0,35$ г/см³, $c_{\text{ф}} = 0,75$ кал/г·град. В соответствии с (18) для этих глубин $\Delta T = 600-900^\circ$. Полученная величина ΔT для относительно малых глубин сомнительна. Поэтому можно полагать, что на малых глубинах процесс магматического замещения ограничен и протекает с меньшими скоростями.

2. Максимально возможная скорость перемещения фронта плавления равна скорости v конвективного теплопереноса и определяется, таким образом, скоростью фильтрации и теплофизическими свойствами системы флюид — порода. Проведем оценку величины v . Положим

$$\rho_{\pi} = 2,5 \text{ г/см}^3, \quad c_{\pi} = 0,2 \text{ кал/г} \cdot \text{град}, \quad c_{\phi} = 0,75 \text{ кал/г} \cdot \text{град},$$

$$\rho_{\phi} = 0,94 \text{ г/см}^3, \quad u = 10^{-5} \text{ см/сек}, \quad \kappa = 0,01. \quad \text{Тогда}$$

$$v = u \left/ \left(1 + \frac{1-\kappa}{\kappa} \frac{\rho_{\pi} c_{\pi}}{\rho_{\phi} c_{\phi}} \right) \right. \approx 10^{-7} \text{ см/сек}. \quad (21)$$

3. Если в условии (9) учесть подвод и отвод тепла относительно границы фазового перехода за счет теплопроводности, то можно показать, что при этом в ряде случаев $\beta < 0$. Это означает, что граница фазового перехода первоначально перемещается в сторону расплава, т. е. происходит затвердевание магмы. Следовательно, при малых временах процесса отвод тепла теплопроводностью от границы расплавления к породам происходит более эффективно, чем его подвод. При этом процесс магматического замещения (в области $x > 0$) начнет протекать лишь при временах $t > t_0 = 4\beta^2\alpha_2/v^2$, поскольку при $t < t_0$ идет «вторичное» плавление возникших интрузивных пород. Отсюда следует, что процесс магматического замещения весьма жестко связан как с проницаемостью пород, так и энthalпией флюида. Подобный эффект был отмечен ранее ⁽⁸⁾ в теории диффузии и массообмена.

Можно предполагать, что в разрезе земной коры существует оптимальный интервал глубин, где процессы магматического замещения развиваются в максимальных масштабах. Он определяется проницаемостью вмещающих магму пород, теплофизическими свойствами системы флюид — порода и необходимой величиной перегрева расплава. Если учитывать их известные сейчас значения в земной коре, то данный интервал, скорее всего, отвечает глубине 8–25 км от поверхности земли.

Поступило
9 II 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. А. Кадик, Н. И. Хитаров, Геохимия, № 6 (1968). ² Г. Карслоу, Д. Егер, Теплопроводность твердых тел, ИЛ, 1964. ³ Д. С. Коржинский, Изв. АН СССР, сер. геол., № 2 (1952). ⁴ Ю. А. Кузнецов, Главные типы магматических формаций, М., 1964. ⁵ Справочник констант горных пород и минералов, М., 1969. ⁶ Д. Л. Тимрот, В кн. Пар высоких давлений в энергетике, М.—Л., 1950. ⁷ В. Н. Шарапов и др., В кн. Физико-химическая динамика процессов магматизма и рудообразования, Новосибирск, 1971. ⁸ Н. Н. Веригин, Б. С. Шержуков, В кн. Развитие исследований по теории фильтрации в СССР, «Наука», 1969. ⁹ Э. Б. Чекалюк, Термодинамика нефтяного пласта, М., 1965. ¹⁰ S. Matshuo, J. Earth Sci., Nagoya Univ., № 8 (1960).