01

Характерное время миграции трансмагматических флюидов

© В.К. Балханов

Отдел физических проблем Бурятского научного центра СО РАН,
670047 Улан-Удэ, Россия
e-mail: ballar@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 7 августа 2007 г.)

Рассмотрен процесс миграции флюидов в магматическом расплаве. Моделирование процесса основывается на следующих положениях: в зоне расплава минерализованная вода образует флюиды в виде микроскопических пузырей; флюиды всплывают, захватывая друг друга. Установлено характерное время t_0 миграции флюидов — если миграция происходит в гранитном расплаве, то $t_0 \sim 1.3$ года.

PACS: 47.90.+

Введение

Теоретическое описание литосферных глубин, состоящих из трещин — внутренних разломов земной коры, магмы и флюидов, содержащихся как в магме, так и в твердом скелете, — представляет сложнейшую задачу. Флюиды являются неотъемлемой частью литосферы, поэтому могут и должны служить индикатором состояния магматических расплавов в недрах замли. В результате тектонических процессов в земной среде всегда присутствует разветвленная сеть трещиноватых даек. Спустя некоторое время такая сеть заполняется магмой. Трещиноватые дайки начинают служить каналом доставки расплава к поверхности земли, где магма изливается в виде вулканических и трещинных извержений. Для решения вопросов и задач необходим комплексный междисциплинарный подход. Из большого круга проблем рассмотрим миграцию флюидов в магматическом расплаве из недр земли к поверхности.

Объемная плотность флюидов

На глубине в зоне расплава земной коры выделяются водяные пары и концентрируются в виде микроскопических пузырей. Процесс происходит при высоких температурах в несколько тысяч градусов и давлении порядка тысяча атмосфер ($\sim 10^8$ Pa). Водяной пар при таких термодинамических условиях находится в состоянии флюида [1–4]. Говоря по-другому, при внедрении гранитного расплава в вышележащие горизонты в результате декомпресии происходит его насыщение и пересыщение минерализованной водой, которая отделяется от расплава в виде мельчайших пузырей — флюидов. После своего образования флюиды начинают подниматься в расплаве, захватывая другие. При этом происходит рост размера пузырей и, вследствие этого увеличивается скорость их всплытия. Мы установим далее, что, имея на глубине 10 km размер в несколько микрон, флюид поднимется на поверхность земли за время $\sim 10-100$ лет и будет иметь в конце всплытия размер $\sim 1-10$ cm. При рассматриваемых условиях расплав находится в заликвидной области (т.е. является жидкостью) и характризуется вязкостью $\eta \sim 10^4\,\mathrm{Pa\cdot s}$ [5].

В физическом приборе — автоклаве — можно создавать высокие давления и температуры, имитируя условия, происходящие в гранитном расплаве на глубине в земной каре. В автоклаве были приготовлены два тонких среза гранитных пластинок. При наблюдении их под микроскопом хорошо видны пузырьки флюидов. Приготовление таких пластинок соответствует декомпрессии при 825°C с 2350 до 1800 atm, т.е. изготовление пластин соответствует подъему магмы с глубины 10 до 8 km. После численной обработки наблюдаемых под микроскопом приготовленных пластинок было получено следующее: радиус пузырьков $r_0 = 3.7 \cdot 10^{-6}$ m, их поверхностная плотность — $\sigma_0 = 1.06 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{m}^{-2}$. По этим данным необходимо определить объемную плотность числа флюидов. Для решения этой задачи рассмотрим шар радиусом R, содержащим достаточно большое число флюидов. Возьмем произвольное сечение радиусом r, находящееся на расстоянии h от центра шара, и сместим его к центру на высоту Δh. Число пузырей в сечении увеличится на величину $\Delta N = 2\pi\sigma_0 r\Delta r$, поскольку $r\Delta r = h\Delta h$, то $\Delta N = 2\pi\sigma_0 h\Delta h$ и после интегрирования $N(h) = \pi\sigma_0 h^2$. Здесь удобно вместо h ввести большое число $m = n/2r_0$, тогда $N(h) = 4\pi\sigma_0 r^2 m^2$. Теперь можно найти полное число пузырей в шаре

$$N_0 = 2\sum_{m=0}^{R/2r_0} N(m).$$

Суммирование заменим интегрированием по dm, это возможно, поскольку в силу $m \gg 1$ будет $m-(m-1) \ll m$. Таким образом,

$$N_0 = 2\sum_{m=0}^{R/2r_0} N(m) \approx 2\sum_{0}^{R/2r_0} N(m)dm = 2\pi\sigma_0 R^3/3r_0,$$

откуда объемная плотность флюидов

$$n_0 = \frac{N_0}{4\pi R^3/3} = \frac{\sigma_0}{2r_0}. \qquad (1)$$

Миграции флюидов

Флюиды в рассматриваемых условиях обладают плотностью $\rho_F \sim 170\,\mathrm{kg/m^3}$ [6], плотность магматического расплава $\rho_R = 2000\,\mathrm{kg/m^3}$. В силу закона Архимеда пузырьки поднимаются в расплаве. При своем всплытии они захватывавают другие флюиды, так что поднявшиеся на высоту h пузырьки увеличатся в размере. Рассмотрим тонкий слой сечением S, содержащий N пузырей. Если приподнять его на высоту Δh, то в сечении потеряется ΔN флюидов. Говоря по-другому, при своем подъеме N флюидов захватят ΔN пузырей, причем $\Delta N = n_0/N\pi r_0^2\Delta h$. Поскольку $N = \sigma_0 S$ и $N = \sigma_0/2r_0$ (формула (1)), то $\Delta N = \frac{\pi}{2}\sigma_0^2 S r_0 \Delta h$. В верхней точке поверхностная плотность флюидов будет σ. Из баланса числа флюидов имеем $N - \Delta N = \sigma S$, или

$$\sigma(h + \Delta h) = \sigma(h)\left[1 - \frac{\pi}{2}\sigma(h)\, r(h)\, \Delta h\right].$$

Перепишем равенство в виде дифференциального уравнения

$$\frac{d\sigma}{dh} = -\frac{\pi}{2} r\sigma^2. \tag{2}$$

Кроме баланса числа флюидов должен выполняться и баланс массы, который в виде дифференциального уравнения имеет следующий вид:

$$r\frac{d\sigma}{dh} + 3\sigma\frac{dr}{dh} = 0. \tag{3}$$

Уравнения (2) и (3) представляют собой замкнутую систему уравнений для динамики всплытия флюидов. Они допускают дальнейшее обобщение, когда можно учесть прирост флюидов в каждом высотном слое или учесть уравнение состояния пара. Это обобщение здесь опускаем. Начальными условиями к системе уравнений (2) и (3) являются следующие очевидные соотношения:

$$r(h=0) = r_0, \quad \sigma(h=0) = \sigma_0. \tag{4}$$

Решив уравнения (2) и (3) при начальных условиях (4), находим

$$r(h) = r_0\sqrt{1 + \frac{\pi}{3}\sigma_0 r_0 h}; \quad \sigma(h) = \sigma_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^3. \tag{5}$$

Видно, что конечный размер флюидов много больше их начального, поэтому полученные решения можно представить в следующем виде:

$$r(h) = r_0\left(\frac{\pi}{3}\sigma_0 r_0 h\right)^{1/2}; \quad \sigma(h) = \sigma_0\left(\frac{\pi}{3}\sigma_0 r_0 h\right)^{-2/3}. \tag{6}$$

Приняв известные начальные значения r_0 и σ_0, для высоты подъема $h = 10\,\mathrm{km}$ получим конечные значения размера флюида и их поверхностную плотность:

$$r = 2.4\,\mathrm{cm}; \qquad \sigma = 4\cdot 10^{-3}\,\mathrm{m^{-2}}.$$

Видно, что действительно $r \gg r_0$.

Примем, что всплытие флюидов происходит достаточно медленно. Тогда скорость V всплытия флюидов можно будет вычислить, приравняв сопротивление Стокса $6\pi\eta r V$ силе Архимеда $4\pi\rho_R g r^3/3$, где g — ускорение свободного падения. Здесь пренебрегли плотностью пара, так что ρ_R — плотность расплава. Пренебрегая также зависимостью ускорения g от глубины, находим

$$V = \frac{2}{9}\frac{\rho_R g}{\eta} r^2. \tag{7}$$

Подставив известные величины, получим $V \approx 0.01\,\mathrm{cm/s}$.

Поскольку $V = \frac{dh}{dt}$, где t — время, и используя точный результат (5), после элементарного интегрирования получим

$$t = t_0 \ln\left(\frac{\pi}{3}\sigma_0 r_0 h\right), \tag{8}$$

здесь

$$t_0 = 27\eta/2\pi\rho_R g\sigma_0 r_0^3. \tag{9}$$

Для принятых в настоящей работе значений находим $t_0 = 1.3$ года — характерное время геологических процессов с участием флюидов. Из решения (8) следует, что с глубины 10 km флюиды всплывут за 23 года. Заметим, что характерное время (9) вряд ли возможно получить из одних размерных соображений.

При достижении критического размера флюид может разрушиться, этот размер можно оценить следующим образом. Пусть m — масса, V — скорость и α — поверхностное натяжение флюида (для гранитного расплава $\alpha = 0.22\,\mathrm{N/m}$). При достижении критического размера кинетическая энергия $mV^2 \sim \rho_F\rho_R^2 g r^7/\eta^2$ сравняется с поверхностной энергией $\sim \alpha r^2$, откуда критический размер $r_c \sim (\alpha\eta^2/\rho_F\rho_R g^2)^{1/5} \sim 20\,\mathrm{cm}$. Таким образом, при подъеме флюид не достигает своего критического размера.

Заключение

Описание процессов, происходящих на литосферных глубинах, представляет собой сложнейшую междисциплинарную задачу. Необходимо учитывать наличие микроскопических поровых каналов в твердом скелете, образование макроскопических трещин и каверн, внедрение в них трансмагматических флюидов и расплавов магмы.

В статье рассмотрена миграция флюидов, допускающая определенную идеализацию с достаточно полным описанием. При наличии магмы и ее подъема к поверхности земли в результате декомпрессии в расплаве выделяются микроскопические пузырьки флюидов. В силу своей легкости они поднимаются в расплаве к поверхности земли и вырастают, за счет захвата других флюидов, до сантиметровых размеров. Флюиды можно наблюдать, и поэтому они могут служить индикатором состояния литосферных глубин. В ходе рассмотрения данного вопроса было получено выражение (9) для характерного времени геологических процессов с участием флюидов.

Список литературы

[1] *Дроздин В.А.* Физическая модель вулканического процесса. М.: Наука, 1980. 92 с.
[2] *Лебедев Е.Б., Хитаров Н.Н.* Физические свойства магматических расплавов. М.: Наука, 1979. 199 с.
[3] *Лялько В.И.* Методы расчета тепло- и массопереноса в земной коре. Киев: Наук. думка, 1974. 100 с.
[4] *Мироненко В.А.* Динамика подземных вод. М.: Недра, 1983. 356 с.
[5] *Персиков Э.С.* Вязкость магматических расплавов. М.: Наука, 1984. 160 с.
[6] *Burnham C., Holloway J., Davis N.* // A.J. Sci. Schairer. 1969. Vol. 267-A. P. 70–95.