УДК 523/536

ТЕПЛОВЫЕ ВЗРЫВЫ В РАННЕЙ ЗЕМЛЕ

А. В. Витязев

Институт динамики геосфер РАН, 119334 Москва, avit@idg.chph.ras.ru

Рассмотрены экзотермические режимы в недрах ранней Земли. Найдены условия, при которых в достаточно протяженных и прогретых локальных областях возможно ускоренное развитие гравитационной дифференциации — отделения от силикатов более тяжелого вещества, образующего земное ядро.

Ключевые слова: ранняя Земля, энергобаланс Земли, гравитационная дифференциация.

ВВЕДЕНИЕ

Проблемы происхождения Земли и формирования ее оболочек являются фундаментальными для естественных наук. За прошедшие полстолетия в рамках ряда международных научных программ был разработан так называемый стандартный сценарий формирования планетной системы из допланетного газопылевого диска, окружавшего молодое Солнце [1]. Объединенными усилиями астрофизиков и космохимиков, планетологов и геофизиков были рассмотрены основные физико-химические процессы, разработаны компьютерные модели формирования планет из меньших тел астероидных размеров, получены оценки времен формирования планет, подкрепленные изотопными данными. В отличие от воззрений 1950–1970-х годов (первично холодная Земля, нагреваемая радиоактивными источниками в последующий миллиард лет) стало ясно, что нагреваемая ударами падавших тел планета испытывала глубокие физико-химические преобразования уже в ходе своего роста. Основные энергетические источники и процессы тепло- и массопереноса представлены в таблице [2]. Видно, что в ходе формирования основных структурных единиц Земли — ее ядра и мантии — происходило значительное выделение энергии гравитационной дифференциации (эквивалентный нагрев на 2 500 °C). В отличие от других механизмов ее темп мог значительно увеличиваться и, как будет показано ниже, при определенных условиях принимать характер теплового взрыва. Разумеется, планетарные масштабы и характерные геологические времена рассматриваемых тепловых процессов в недрах могут показаться отличающимися от соответствующих характеристик классического теплового взрыва, однако и по сути, и по форме они могут войти в ряд аналогов термически активируемых процессов, перечисленных, например, в [3].

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 25 «Проблемы зарождения биосферы Земли и ее эволюции», проект 1.2.8 «Процессы на завершающей стадии аккумуляции Земли».

ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ХОДЕ ГРАВИТАЦИОННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ

При гравитационной дифференциации (ГД) в больших объемах вещества в гравитационном поле Земли высвобождающаяся потенциальная энергия вследствие вязкой диссипации переходит в тепло. Обратимся к простейшим моделям дифференциации двухкомпонентной среды. Если вязкости обеих несмешиваемых компонентов малы и сравнимы по величине, то пригодна модель фильтрации одной жидкости через другую. В случае, когда один из компонентов — жидкость, для оценок можно использовать либо модель фильтрации через пористый скелет, либо модель опускания тяжелых (всплывания легких) включений в вязкой матрице.

Рассмотрим некий объем V матрицы вязкостью η, плотностью ρ_2, содержащей включения радиусом $a \ll V^{1/3}$ и плотностью $\rho_1 = \rho_2 + \Delta\rho$. Будем полагать, что объем достаточно мал ($V^{1/3} \ll R_\oplus$, где $R_\oplus$ — радиус растущей Земли) и пространственно-временны́е вариации гидростатического давления p и силы тяжести g пренебрежимо малы. Темп выделения энергии гравитационной дифференциации в стоксовом режиме опускания включений (число Рейнольдса $\mathrm{Re} \ll 1$) пропорционален потоку избыточной плотности:

$$\varepsilon_d \approx c(1-c)\Delta\rho g v_d,$$

Энергобаланс Земли в первые 500 млн лет

№ п/п	Источники	Энергия, эрг
1	Короткоживущие радиоактивные Al^{26}, Fe^{60}	10^{37}
2	Долгоживущие радиоактивные U, Th, K^{40}	$4 \cdot 10^{37}$
3	Энергия ударов падающих тел	$2 \cdot 10^{39}$
4	Энергия упругого сжатия	10^{37}
5	Энергия дифференциации	$1{,}5 \cdot 10^{38}$
6	Энергия приливной диссипации	10^{37}
7	Энтальпия падающих планетезималей	10^{37}
8	Энергия химических реакций* и фазовых переходов*	10^{37}
9	Солнечная энергия (ИК–УФ) + солнечный ветер	$2{,}5 \cdot 10^{38}$
№ п/п	**Процессы тепло- и массопереноса**	**Nu**
1	Ударное перемешивание	$10^2 \div 10^5$
2	Адвективные течения	$10^2 \div 10^5$
3	Конвективный теплоперенос	10
4	Кондуктивный теплоперенос, диффузионный массоперенос	1
5	Флюидный	?
6	Приливное пенеплирование	10
7	Ударный выброс на гелио- и геоцентрические орбиты	$(1 \div 10\ \%)M_\oplus$

Примечание. *В зависимости от эндо- или экзотермичности знак «−» или «+».

где c — доля объема, занимаемая включениями, v_d — их скорость,

$$v_d = (1 - 2{,}5c)2\Delta\rho g a^2/9\eta, \qquad (1)$$

η — коэффициент вязкости. Полагая $c = 0{,}17$, $\Delta\rho = 4{,}5$ г/см^3, $g = 10^3$ см/с^2 и $\varepsilon_r(t_0) = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/(см$^3 \cdot$ с) (мощность радиоактивных источников U, Th, K^{40} 4,5 млрд лет назад), получаем, что при $v_d \geqslant 2 \cdot 10^{-9}$ см/с теплогенерация при ГД превышает теплогенерацию радиоактивными источниками. Заметим, что на этой стадии роста Земли $dR_\oplus/dt \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см/с.

ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ ГРАВИТАЦИОННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ

При дифференциации в недрах планеты теплоперенос за счет конвективных движений может превышать кондуктивный теплоперенос. В модели опускающихся включений соответствующий коэффициент теплопроводности λ_d часто [4] представляют в виде $\lambda_d = \lambda \mathrm{Re}^{a_1}\mathrm{Pr}^{a_2}c^{a_3}$, где λ — коэффициент «обычной» теплопроводности, Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля, $0{,}2 \leqslant a_1, a_2, a_3 \leqslant 1$. Мы используем здесь простое выражение [5]

$$\lambda_d = \lambda \mathrm{Pe}^{1/n}, \quad \mathrm{Pe} = \mathrm{RePr}c = c v_d a/æ, \qquad (2)$$

где Pe — число Пекле, $2 \leqslant n \leqslant 4$, æ — коэффициент «обычной» температуропроводности. Обратно пропорциональная зависимость $\mathrm{Pe}(\eta)$ ведет к сильному росту λ_d при температурах T, близких к температуре плавления T_m. Полагая æ $= 10^{-2}$ см^2/с, имеем $\mathrm{Pe} \geqslant 1$ при $\eta < 10^4 a^3$. Итак, с учетом тепловыделения и теплопереноса при ГД имеем уравнение теплопроводности

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = (\lambda + \lambda_d)\Delta T + \varepsilon_r + \varepsilon_d. \qquad (3)$$

ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГД

В растущей Земле уже при достижении ею массы порядка 0,1 от современной (размеры

Марса) удары падающих тел приводят к существенному нагреву приповерхностных слоев ($T \approx T_m$). Отсылая за подробностями расчетов этих сложных процессов к [1], отметим лишь, что в течение ста миллионов последующих лет на глубине сотен километров под поверхностью растущей планеты формируется слой полурасплавов с локальными очагами более жидкой магмы. Размеры этих очагов порядка размеров падающих тел r (от километровых до многих сотен километров). Функция распределения очагов по размерам отслеживает спектр размеров падающих тел ($\propto r^{-4}$). Можно задаться вопросом: при каких условиях начавшаяся в некотором объеме гравитационная дифференциация перейдет в самоподдерживающийся или ускоренный режим развития?

В нашем случае нагрев дифференцирующегося вещества ведет к уменьшению вязкости и увеличению скорости опускания включений. Если значение ε_d мало ($\varepsilon_d < \varepsilon_r$ при $v < 2\cdot 10^{-9}$ см/с), нагрев материала поддерживается лишь ε_r. При достижении достаточно высокой температуры, скажем, T_d (T_d выбрана как температура, при которой $\varepsilon_d = \varepsilon_r$), коэффициент вязкости записывается в обычной для геофизики форме

$$\eta = \eta_0 \exp(E(p)/RT),$$

где E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, предэкспоненциальный множитель считается не зависящим от температуры и давления. Вводя безразмерную температуру $\theta = (T - T_d)E/RT_d^2$, используем представление Франк-Каменецкого

$$\exp\Big(-\frac{E}{RT}\Big) = \exp\Big(\frac{\theta}{1+\beta\theta} - \frac{1}{\beta}\Big),$$

где $\beta = RT_d/E$. Для матрицы магнезиальных силикатов $E(p_0)/R = 8\cdot 10^4$ K (см., например, [6]). Естественно считать, что $T_d \approx T_m \approx 2\,000 \div 3\,000$ K, тогда $\beta \leqslant 0{,}1$ и, следовательно,

$$\exp(-E/RT) \approx \exp\theta \exp(-1/\beta). \tag{4}$$

Обычно [5, 6] принимают $E/RT \propto T_m/T$ и $T_m \approx T_{m0}(1+\beta')$, где $\beta' = \nabla T_m h/T$. Для мантийных глубин $\nabla T_m \approx 1 \div 3$ К·км$^{-1}$, следовательно, $\beta' \leqslant 0{,}1$ для $h \leqslant 100$ км. Нет оснований считать ∇T_m и ∇T_d различными. Поэтому и для β'_d, вводимого аналогично, можно использовать те же оценки. Итак, β, β', β'_d — малые параметры, которые дальше не рассматриваются. Тогда $v_d = v_0 \exp\theta$. Следовательно, $\theta = 0$ при $T \approx T_d$ и, пренебрегая вариациями a и c, можно записать $\varepsilon_d = \varepsilon_r \exp\theta$.

Рассмотрим плоский слой толщиной h. Зависимостью T_m, T_d, a и c от глубины z и времени t будем пренебрегать. Используя безразмерные температуру θ и координату $\xi = 2z/h$ ($\xi = 0$ в середине слоя, $\xi = \pm 1$ на границах), перепишем (3):

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau} = \frac{\partial}{\partial\xi}(1 + \mathrm{Pe}_0\exp(\theta/n))\frac{\partial}{\partial\xi}\theta + \Gamma_d\exp\theta + \Gamma_r, \tag{5}$$

где

$$\tau = 4æ\frac{t}{h^2}, \quad \mathrm{Pe}_0 = \Big(\frac{v_0 ac}{æ}\Big)^{1/n},$$

$$\Gamma_d = \Delta\rho g c h^2\frac{v_0 E}{4\lambda R T_d^2},\ \Gamma_r = \frac{\dot\varepsilon_r h^2 E}{4\lambda R T_d^2}.$$

Одновременно рассмотрим аналогичное уравнение в форме Н. Н. Семенова:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\gamma_\alpha\theta + \gamma_d\exp\theta + \gamma_r \equiv \frac{4æ}{h^2}[-(1+\mathrm{Pe}^{1/n}) + {} + \Gamma_d\exp\theta + \Gamma_r], \tag{6}$$

где $\gamma_r = \Gamma_r 4æ/h^2$, $\gamma_d = \Gamma_d 4æ/h^2$, $\gamma_\alpha = \alpha/h\rho c_p$, $\alpha = \lambda(1+\mathrm{Pe}^{1/n})/h$. В данном случае $T = (RT_d^2/E)\theta + T_d$ — средняя температура слоя. Критические условия тепловой неустойчивости определяются, как обычно, касанием кривых теплоотвода и тепловыделения. При значении α, не зависящем от θ, критические условия находятся из выражения

$$\gamma_r + \gamma_d\exp\theta = \gamma_\alpha\theta, \quad \gamma_d\exp\theta = \gamma_\alpha. \tag{7}$$

Следовательно,

$$\theta_{cr} = (\gamma_r + \gamma_\alpha)/\gamma_\alpha = \ln(\gamma_\alpha/\gamma_d)_{cr}. \tag{7a}$$

В частности, если $\gamma_r \ll \gamma_\alpha$, то $\theta_{cr} = 1$ и $(\gamma_\alpha/\gamma_d)_{cr} = \exp$. Другими словами, если $\Delta\rho g c v_0 E h \exp > \alpha R T_d^2$, то правая часть (6) положительна и растет экспоненциально с θ. Рассмотрим далее случай сильной и монотонной зависимости $\alpha(\theta)$. Пренебрегая γ_r и полагая, что теплопотери $q^-(\theta) \propto \theta^n$, находим $\theta_{cr} = n$ и $(\gamma_d/\gamma_\alpha)_{cr} = n^n\exp(-n)$. Полагая $q^-(\theta) = \gamma\alpha'\exp(\theta/n)$ и $\gamma_r \ll \gamma_\alpha$, γ_d, находим

$\theta_{cr} = n/(n-1)$, $(\gamma_d/\gamma'_\alpha)_{cr} = n/\exp(n-1)$. Видно, что при $n \to \infty$ и $\gamma'_\alpha = \gamma_\alpha$ имеют место соотношения (7a). При $n \to 1$ формально получаем $\theta_{cr} \to \infty$, $(\gamma_d/\gamma'_\alpha)_{cr} \to \infty$ (анализ некорректен при $n \to 1/(1-\beta)$).

Если ГД сопровождается слабой рэлей-бенаровской конвекцией, то можно получить дальнейшее обобщение, рассматривая зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея Nu(Ra), в которой, в конечном счете, учитывается влияние вязкости [5].

Для анализа уравнения (5) ограничимся двумя случаями:

$$\lambda = \text{const}, \quad \text{Pe}_0 \exp(\theta/n) \gg 1,\ \varepsilon_r \neq 0, \quad (8a)$$

$$\lambda = \text{const},\ \text{Pe}_0 \exp(\theta/n) \ll 1,\ \varepsilon_r = 0. \quad (8b)$$

В первом случае теплоперенос при ГД или тепловой конвекции много больше кондуктивного. Во втором, наоборот, Pe < 1 и $\varepsilon_d \gg \varepsilon_r$. Два последних условия эквивалентны при $a^3 \cdot 10^4 < \eta < a^2 \cdot 10^{11}$ [П]. Как обычно, будем искать условия существования стационарного решения (5), удовлетворяющего граничным условиям $\theta = 0$ при $\xi = \pm 1$. Для первого случая при $n = 1$ имеем

$$\theta = \ln\Big(\frac{\Gamma_d + \Gamma_r}{\Gamma_d}\,\frac{\cos\Gamma_d^{1/2}\text{Pe}_0^{-1/2}\xi}{\cos\Gamma_d^{1/2}\text{Pe}_0^{-1/2}} - \frac{\Gamma_r}{\Gamma_d}\Big). \quad (9)$$

Если $\Gamma_d \text{Pe}_0^{-1} \to \pi^2/4$, то $\exp\theta \to \infty$.

Для случая (8b) имеем

$$\theta = \ln b(\cos h\sqrt{b\Gamma_d\xi/2})^{-2}, \quad (10)$$

где константа b определяется из граничных условий. Это классический случай, и, согласно Франк-Каменецкому, критические условия следующие:

$$\Gamma_{d,cr} = 0{,}88, \quad \theta_{cr} = 1{,}2 \quad \text{(плоский слой)};$$

$$\Gamma_{d,cr} = 3{,}22, \quad \theta_{cr} = 1{,}6 \quad \text{(сфера)}.$$

Используя значения $\Gamma_{d,cr}$ и полагая $\rho c_p = 10^8$ эрг·см$^{-3}$, $RT_d^2/E = 50$ K, $g = 10^3$ см/с^2, $\varepsilon_d = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг·см$^{-3}$·с$^{-1}$ и æ $= 10^{-2}$ см^2/с, находим, что $h_{cr} \approx 100$ км.

Всюду выше мы пренебрегали исчерпанием «реагента» на предвзрывном разогреве. Соответствующие поправки аналогичны известным в теории теплового взрыва [3, 4] и учитывают уменьшение c у верхней границы слоя с некоторым ростом у нижней границы [5].

СЛУЧАЙ ПОДВИЖНЫХ ГРАНИЦ

Ограничимся простейшей схемой и оценками. Пусть в слое толщиной h, бесконечном по осям x, y, происходит дифференциация и нижняя граница, у которой скапливается тяжелый компонент, фиксирована. Если бы все тепло из слоя расходовалось на подплавление верхней границы, согласно элементарному уравнению теплового баланса получили бы $hc\Delta\rho gv = L\rho(dh/dt)$, где L — удельная теплота плавления. В ходе ГД со скоростью $dh/dt = v$ исчерпания не происходит, отсюда следует необходимое условие устойчивого развития ГД: $h \geqslant L\rho/\Delta\rho gc$. Полагая $L = 100$ кал/г, $\rho = 5$ г/см^3, $c = 0{,}17$, $\Delta\rho = 4{,}5$ г/см^3, $g = 10^3$ см/с^2, находим $h_{cr} \approx 300$ км. Из уравнения баланса имеем также характерное время изменения мощности расплавленного слоя: $\approx 3 \cdot 10^8$ лет. Эта оценка игнорирует потери тепла на нагрев вышележащих слоев. Следовательно, при $h < h_{cr}$ ГД постепенно затухает.

ВЫВОДЫ

1. На основной стадии роста Земли, продолжавшейся около 100 млн лет, в магматических резервуарах с характерными размерами больше 100 км отделение железосодержащего (Fe–Ni–FeS+примеси) вещества могло самоускоряться.

2. Для больших (несколько сот километров) областей сферической оболочки выделение энергии дифференциации вело к подплавлению вмещающих горизонтов, способствуя переходу к глобальной дифференциации.

3. Самоускоряющееся развитие гравитационной дифференциации помогает понять недавно полученные изотопные свидетельства раннего (в первые 100 млн лет) образования земного ядра [7, 8].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Витязев А. В., Печерникова Г. В., Сафронов В. С.** Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция. М.: Наука, 1990.
2. **Витязев А. В., Печерникова Г. В.** Происхождение геосфер: новые результаты и остающиеся проблемы // Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках Земли. М.: ИДГ РАН, 2003. Т. 2. С. 13–35.
3. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.

4. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
5. **Vityazev A. V.** Heat generation and heat-mass transfer in the early evolution of the Earth // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1980. V. 22. P. 289–295.
6. **Магницкий В. А.** Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965.
7. **Lee D. C., Halliday A. N.** Hafnium-tungstem chronometry and the timing of terrestrial core formation // Nature. 1995. V. 378. P. 771–774.
8. **Kleine T., Menker C., Mezger K., Palme H.** Rapid accretion and early core formationon on asteroids and athe terrestrial planets from Hf-W chronometry // Nature. 2002. V. 418. P. 952–955.

Поступила в редакцию 5/VII 2004 г.