

УДК 551.242.51:734.3[470]; 550.838

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОКОНВЕКТИВНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМНОГО ЯДРА

© 2025 г. Академик РАН Л. Я. Аранович<sup>1,\*</sup>, В. Д. Котелкин<sup>2,\*\*</sup>

Поступило 26.09.2024 г.

После доработки 27.09.2024 г.

Принято к публикации 30.09.2024 г.

Проведено 2D-моделирование чисто термической конвекции в жидким ядре Земли, происходящей на фоне остывания планеты. Модель включает систему уравнений термической конвекции в приближении Буссинеска с учётом силы Кориолиса, обусловленной вращением Земли. В качестве вещества ядра принято металлическое железо с добавкой 0.9 масс. % Н. Результаты расчётов показали, что в жидким внешнем ядре ещё до начала кристаллизации внутреннего ядра формируются крупные вихри, являющиеся двумерными аналогами вихревых столбов Тейлора, с образованием которых связывается генерация магнитного поля. Начальные стадии кристаллизации характеризуются быстрым хаотичным ростом и бесформенной конфигурацией твёрдого ядра. По мере роста твёрдого ядра начинается перестройка структуры конвекции, её средняя скорость уменьшается. Но тепловой поток из ядра в мантию при этом увеличивается из-за выделения тепла кристаллизации. Внутреннее ядро достигает современного размера за 0.5 млрд лет. Усреднённый профиль температуры в современном жидким ядре отличается от адиабатического.

**Ключевые слова:** термическая конвекция, жидкое ядро, 2D-моделирование, кристаллизация твёрдого ядра

DOI: 10.31857/S2686739725010197 EDN: GVBVVA

### ВВЕДЕНИЕ

Начало кристаллизации и рост твёрдого ядра – одно из важнейших событий эндогенной геологической истории нашей планеты. Оно определило смену интенсивности магнитного поля Земли [1, 2], величину теплового потока на границе жидкого ядра и мантии (СМВ) [6], а также, вследствие фракционирования лёгких элементов между твёрдым и жидким ядром на их границе (ICB) [5], характер взаимодействия жидкого ядра с веществом мантии [4, 6].

Современные оценки возраста (и, соответственно, скорости роста) твёрдого ядра

сильно разнятся от  $>2.5$  млрд лет [2, 11] до 0.5 млрд лет [3], в зависимости от метода оценки (палеомагнитные данные об интенсивности магнитного поля Земли или термодинамические расчёты), от граничных условий (адиабатическая  $T$ , постоянный тепловой поток на СМВ) и значений физических параметров (в первую очередь, теплопроводности ядра), используемых в расчётах моделях.

Большая часть работ, посвящённых процессам в ядре, связана с моделированием генерации магнитного поля [1]. Для этого используется система уравнений термической конвекции в приближении Буссинеска с учётом силы Кориолиса, обусловленной вращением Земли, и магнитной индукции (например, [14] и ссылки там), взаимодействующих через силу Лоренца. Современные модели в полную систему уравнений включают дополнительно химическую составляющую конвекции, обусловленную фракционированием элементов на границах СМВ и ICB [6]. Очевидно, что происходящие в ядре и на его границах процессы взаимосвязаны и взаимодействуют

<sup>1</sup> Институт геологии рудных месторождений, петрографии, минералогии и геохимии Российской Академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

\* E-mail: lyaranov@igem.ru

\*\* E-mail: vyacheslav.kotelkin@math.msu.ru

сложным нелинейным образом. При этом гидродинамика играет в них главную роль. Поэтому для адекватного понимания сути различных процессов целесообразно в первом приближении исследовать конвекцию в “чистом виде”, ограничившись только главными факторами, существенно влияющим на течение, а именно – термической конвекцией и вращением (т.е. без магнитного поля и химической конвекции). Решению этой задачи посвящена предлагаемая работа.

### МОДЕЛЬ ТЕРМИЧЕСКОЙ КОНВЕКЦИИ С КРИСТАЛЛИЗАЦИЕЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ БУССИНЕСКА

Выберем характерные масштабы:  $L$ ,  $v_0$ ,  $T_0$ ,  $\rho_0$ ,  $p_0$ ,  $g_0$ ,  $\nu$ ,  $\kappa$ ,  $\alpha$ ,  $\Omega^E$ ,  $C_V$ ,  $H$  (таблица).

Запишем модель термической конвекции в безразмерном виде, используя принятые в гидродинамике критерии подобия. В приближении Буссинеска [20] модель термической конвекции включает:

**Таблица.** Физические величины, использованные в модельных расчётах

Наименование величины	Обозначение	Значение
Длина – радиус ядра Земли	$L$	$3.5 \cdot 10^6$ м
Ускорение свободного падения	$g_0$	$10$ м/с <sup>2</sup>
Плотность	$\rho_0$	$12.5 \cdot 10^3$ кг/м <sup>3</sup>
Скачок плотности	$\delta\rho$	$0.5 \cdot 10^3$ кг/м <sup>3</sup>
Давление	$p_0$	360 Гпа
Температура Возмущения температуры	$T_0$ $\delta T$	5000 °К 1000 °К
Угловая скорость вращения Земли	$\Omega^E$	$0.73 \cdot 10^{-5}$ рад/с
Коэффиц. теплового расширения	$\alpha$	$10^{-5}$ 1/К
Теплота фазового перехода	$H$	$3 \cdot 10^5$ Дж/кг
Теплоёмкость при пост. объёме	$C_V$	700 Дж/ (кг·К)

уравнения Навье–Стокса

$$d\mathbf{V} / dt = -eFr^{-1}T - Eu\nabla p / r_0 + \\ + Re^{-1}D\mathbf{V} + \mathbf{Ro}^{-1}[\mathbf{e}_z \times \mathbf{V}] + Cfr \quad (1)$$

уравнение теплопроводности

$$dT / dt = Pe^{-1}\Delta T - P_0 \operatorname{div} \mathbf{V} + Cr dQcr / dt \quad (2)$$

и уравнение неразрывности

$$V_r dr_0 / dr + r_0 \operatorname{div} \mathbf{V} = 0. \quad (3)$$

В этих уравнениях  $\rho_0(r)$  и  $P_0(r)$  – известные распределения плотности и давления, модель PREM [8],  $V_r$  – радиальная компонента скорости. Учтено также, что в приближении Буссинеска малые возмущения плотности ( $\varepsilon \ll 1$ ) линейно выражаются через температуру

$$\rho \approx \rho_0(r)(1 - \varepsilon T). \quad (4)$$

Полное давление  $P = P_0 + p$ , где  $P_0 \gg p$ , состоит из гидростатической  $P_0$  и динамической  $p$ , частей. Уравнения движения (1) записаны во вращающейся системе координат ( $\mathbf{e}_z$  – единичный вектор оси  $z$ , направленной по оси вращения Земли), они учитывают силу тяжести, характеризуемую числом Фруда  $Fr = v_0^2 / g_0 L$ ,  $\varepsilon = \alpha \delta T$ ; силы давления, характеризуемые числом Эйлера  $Eu = p_0 / \rho_0 v_0^2$ ; вязкие силы, характеризуемые числом Рейнольдса  $Re = v_0 L / \nu$ ; силы Кориолиса, характеризуемые числом Робби  $Ro = v_0 / 2 \Omega^E L$ , и центробежные силы, характеризуемые коэффициентом  $Cf = [\Omega^E]^2 L^2 / v_0^2$ .

В уравнение теплопроводности входит число Пекле  $Pe = v_0 L / \nu$  и коэффициент, характеризующий тепло фазового перехода  $Cr = H / (C_V T_0)$ . Полагая  $\rho_0 = \rho_0 g_0 L$ , получим  $Fr \cdot Eu = 1$  и исключим число Эйлера. Заметим, что у нас  $\rho_0$ ,  $g_0$ ,  $L$  такие, что  $\rho_0 \approx p_{max} = 360$  Гпа равняется давлению в центре Земли. Число Рэлея выражается через используемые критерии подобия  $Ra = \varepsilon Fr^{-1} Re Pe$ .

Отметим, что при большом линейном размножении задачи, несмотря на неопределенность коэффициентов вязкости и теплопроводности, числа Рейнольдса  $Re$  и Пекле  $Pe$  очень велики, больше  $10^{10}$ , так что в жидкой части ядра происходит интенсивная турбулентная конвекция фактически невязкой и нетеплопроводной жидкости. Вязкость и теплопроводность играют роль только в тонких пограничных слоях около твёрдых поверхностей. Заметим, что при

численном моделировании появляется схемная диффузия, зависящая от шага сетки, поэтому мы будем вынуждены ограничиться числами Рейнольдса и Пекле  $Re = Pe = 10^6$ . Остальные коэффициенты, входящие в наши уравнения, равны:  $Eu = Fr^{-1} = g_0 L / v_0^2 = 1.4 \cdot 10^6$ ,  $\varepsilon = 0.01$ ,  $Ro^{-1} = 2\Omega^E L / v_0 = 102$ .

## НАЧАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для завершения постановки задачи надо задать начальные значения, граничные условия и условие фазового перехода. Внешний радиус ядра и скорость вращения Земли будем считать неизменным, т.е. используем упрощённые модельные условия.

Условия на границе с мантией — это условие прилипания для вектора скорости и условие для температуры. Будем считать температуру одинаковой во всех точках внешней границы и медленно убывающей по экспоненциальному закону со временем:

$$T_{\text{CMB}}(t) = T_{\text{CMB}}(0) \cdot \exp(-\lambda_M t). \quad (10)$$

Тогда темп охлаждения будет регулироваться показателем  $\lambda_M$ . Ясно, что мантия, оправдывая своё название, экранирует выход тепла из ядра и замедляет остывание планеты, поэтому показатель  $\lambda_M$  должен быть малой величиной.

Чтобы обойти проблему начальных условий, сначала проведём вспомогательный расчёт. Зададим начальное состояние покоя с малыми случайными возмущениями температуры, тогда в силу неустойчивости такого состояния в системе возникает движение, которое начнет раскручиваться по законам термической конвекции. Проведём расчёт до стабилизации среднестатистического течения, т.е. до того состояния, когда начальные условия забудутся. Полученные таким образом распределения скоростей  $V(r, 0)$  и температуры  $T(r, 0)$  примем за начальное состояние для нашего моделирования.

Для моделирования кристаллизации ядра требуется задать зависимость температуры плавления вещества ядра от гидростатического давления. Дефицит плотности и скорости продольных волн ядра, установленный сейсмологией [8] указывает на присутствие в его составе лёгких элементов. Одним из наиболее часто предлагаемых лёгких элементов в ядре Земли является водород [10, 12, 19]. Температура плавления водородсодержащего железа сильно

зависит от состава  $\text{FeH}_x$ , где  $x$  — количество атомов Н в формульной единице ( $0 < x < 1.2$ ). При  $x = 1$  (состав  $\text{FeH}$ ) кривая плавления ( $T$  — температура К,  $P$  — давление, Гпа) описывается уравнением [10]:

$$T_{\text{melt}} = T_0((P - P_0) / a + 1) / c, \quad (11)$$

где  $a = 24.6$ ,  $c = 3.8$ ,  $T_0 = 1473\text{K}$  и  $P_0 = 9.5\text{ Гпа}$ .

Уравнение кривых плавления при переменном содержании Н получено нами путём интерполяции между кривой при  $x = 1$  (уравнение 11) и кривой плавления чистого Fe по [13]:

$$T_{\text{melt}} = T_{\text{melt}} + (d + e \cdot P) \cdot (1 - E), \quad (12)$$

где  $d = 521.7391$ ,  $e = 4.7826$ .

Согласно оценке [7], температура на современной границе СМВ с вероятностью 95% лежит в диапазоне  $3470\text{--}3880\text{ }^{\circ}\text{K}$ . Поэтому для моделирования процесса кристаллизации взята кривая плавления с содержанием водорода  $x = 0.5$  (0.9 мас. % Н), попадающая в указанный диапазон  $T_{\text{CMB}}$ , а также хорошо согласующаяся с оценкой плотности и скорости продольных волн в ядре [12]. Отметим, что на этом этапе моделирования мы не рассматривали фракционирование лёгкого элемента между твёрдым и жидким ядром.

## О ЧИСЛЕННОМ МЕТОДЕ И 2D-МОДЕЛИ

В качестве инструмента нашего исследования используем 2D-вариант нашей модели термической конвекции в “плоском ядре”, плоскость которого ортогональна оси вращения Земли. Конечно, для реального моделирования, в частности генерации магнитного поля, необходимы полномасштабные 3D-расчёты. Но в данной работе для установления основных свойств термической конвекции используется более простая и понятная, благодаря полной визуализации, 2D-модель, к тому же более быстрая и точная в вычислительном отношении.

Численное моделирование осуществлялось конечно-разностным методом с помощью аппроксимации второго порядка точности уравнений в частных производных на равномерных декартовых сетках. Расчёты выполнены на сетках размером  $512 \times 512$  и  $1024 \times 1024$  узлов, что достаточно для прямого численного моделирования турбулентных режимов и учета больших чисел Рейнольдса и Пекле.

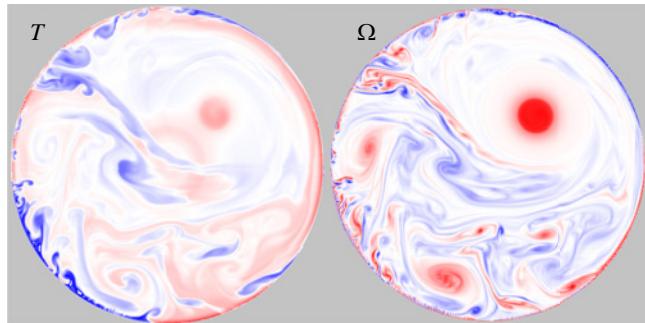


Рис. 1. Температура ( $T$ ) и завихренность ( $\Omega$ ) в ядре до начала кристаллизации

**Конвекция в полностью жидком ядре.** В геофизической литературе принято исследовать и определять радиальные распределения параметров в Земле в её современном состоянии, соответствующем модели PREM. Для температуры ядра вычисляется и приводится её адиабатическое (или изоэнтропийное) распределение. Например, в классической монографии В.Н. Жаркова [9] используется соотношение  $T_{ad} = {}^{\circ}\gamma$  с параметром Грюнайзена  $\gamma \approx 1.45$ . Так как при таком вычислении температуры конвекция в ядре не учитывается, то остаётся вопрос о её реальном распределении. Получаемая в нашей конвективной 2D-модели температура ядра зависит от времени и координат; в полярных координатах это функция  $T(t, r, \phi)$ . Для получения распределения температуры в принятом радиальном виде достаточно осреднить её по угловой координате:  $T_{cp}(t, r) = \langle T(t, r, \phi) \rangle$ .

На рис. 1 в естественной цветовой шкале слева показаны отклонения температуры от её среднего распределения, а справа  $Z$ -компоненты завихренности. Оттенки красного цвета здесь и далее представляют положительные значения отклонения, синего цвета — отрицательные, белый цвет соответствует около нулевым значениям (при превышении максимальных значений цвета зацикливаются).

Видно, что на границе с мантией образуются тонкие пограничные слои — холодный тепловой и вязкий гидродинамический. Тяжёлый холодный слой часто отрывается и начинает тонуть в виде множества мелких струй. Тонкие струйки сливаются и укрупняются, и это повторяется каскадно, в итоге остаётся небольшое число быстро погружающихся струй, которые по инерции проскаивают область невесомости в центре и снова движутся к мантии, при этом максимальные скорости достигаются в центральной части (видео 1 в приложении);

дополнительные материалы размещены в электронном виде по DOI статьи и на сайте редакции). На обеих панелях видна характерная особенность конвекции в полностью жидком ядре: вещество не скапливается в центральной части, а по инерции проходит её и снова выходит в периферийную область.

Мелкие вихри, сливаясь, укрупняются до размера, сопоставимого с радиусом ядра. В связи с этим следует отметить существующие в литературе расхождения: некоторые исследователи (например, [4]) отмечают преимущественно крупномасштабный организованный ламинарный характер конвекции, а другие [6, 15] — мелкомасштабный турбулентный. Результаты нашего моделирования показывают, что оба режима реализуются одновременно. Формирующиеся при этом крупные округлые вихри являются аналогами вихревых столбов Тейлора, с образованием которых связывается генерация дипольного магнитного поля [15].

**Моделирование кристаллизации.** Моделирование процесса кристаллизации на мелких сетках проводилось следующим образом. Для каждого узла известна температура плавления, зависящая через гидростатическое давление от радиуса. Узлы сетки разделялись на “жидкие” и “твёрдые” и для описания их текущего состояния вводилась булевская функция. В начале моделирования все узлы — “жидкие”. Затем в каждый момент времени в каждом узле осуществляется проверка и, если в жидком узле температура опустилась ниже температуры плавления (с небольшим переохлаждением), то этот узел переходит в категорию твёрдых узлов. Аналогично, если в твёрдом узле температура повышается выше температуры плавления (с небольшим перегревом), то этот узел возвращается в категорию жидких узлов. Каждый переход сопровождается выделением или поглощением энергии фазового перехода и скачком плотности. Увеличение плотности твёрдой фазы способствует её перемещению и сосредоточению в центральной части ядра. Кроме того, движение твёрдой фазы должно быть вращательно-поступательным и связанным с течением жидкой фазы условиями прилипания.

На рис. 2 зёлёным цветом последовательно показаны стадии кристаллизации ядра. Видно, что кристаллизация начинается в центральной области с появления отдельных центров кристаллизации, вокруг которых растут кристаллизующие участки, затем сливающиеся друг с другом, образуя сплошную затвердевшую область.

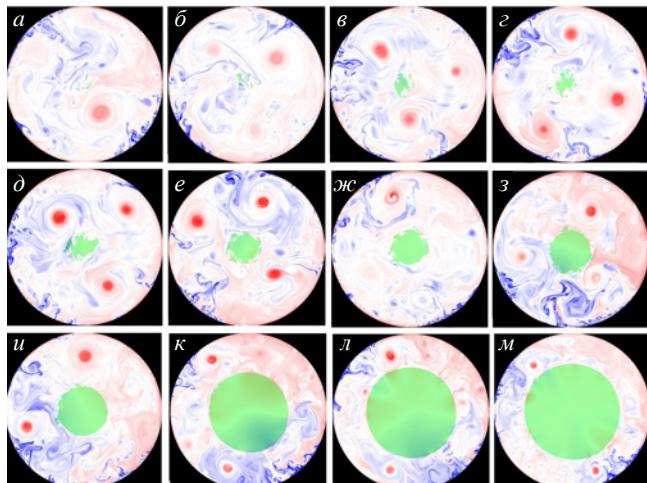


Рис. 2. Последовательные стадии кристаллизации ядра от ранних (панель *а*) к поздним (панель *м*). Современному размеру твёрдого ядра соответствует панель *и*

Более детально процесс кристаллизации, соответствующий нашей численной модели, показан в видео 2 Приложения. Кристаллизующееся вещество становится не абсолютно твёрдым, а только очень вязким. Его плотность, а вместе с ней сила тяжести, также немного увеличиваются. Поскольку в центральной области имеет место невесомость, кристаллизующееся вещество по инерции может пересечь область кристаллизации, выйти из неё в область низкого давления и снова расплываться. Однако по мере дальнейшего остывания ядра радиус зоны кристаллизации увеличивается, и затвердевающие фрагменты начинают быстро накапливаться в центральной области. При этом между ними остаются жидкие прослойки, так что на этом начальном этапе кристаллизации в центральной области наблюдается рыхлая пористая структура [21]. Позже жидкие прослойки также кристаллизуются, но происходит это в условиях “невесомости”. По мере роста твёрдого ядра происходит перестройка структуры конвекции, большие струи не могут проходить через центр, они разворачиваются, в том числе и из-за тепла, выделяющегося при кристаллизации и увеличивающего силу плавучести. Вихревые структуры, закручиваемые струями, уменьшаются в размерах, вследствие чего число струй и вихревых структур постоянно возрастает. Дальнейший рост внутреннего ядра происходит неравномерно в тех местах, где подходят холодные струи. Так как конвекция хаотичная, то струи подходят в разных местах,

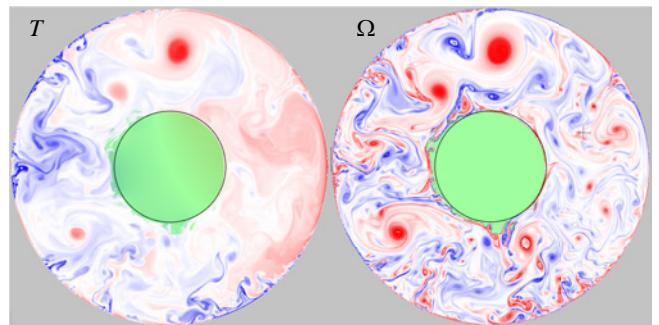


Рис. 3. Температура (*T*) и завихренность ( $\Omega$ ) в жидком ядре современной конфигурации

и форма кристаллической части ядра становится всё более круглой. Ко времени, когда внутреннее ядро достигает современного размера  $R = 0.35$  (панель *и* на рис. 2), его форма становится почти круглой (панели *к*, *л*, *м* на рис. 2; видео 2 приложения).

*Конвекция в ядре современной конфигурации.* Конвекция в ядре современной конфигурации (современный радиус твёрдого ядра 1221.5 км составляет 0.35 от радиуса всего ядра) исследуется наиболее часто. В частности, имеются аналогичные исследования в чисто термической постановке, без учёта магнитного поля [17]. Результаты моделирования термической конвекции в современном ядре показаны на рис. 3; видео 2 приложения. В отличие от полностью жидкого ядра (см. рис. 1), к холодным нисходящим потокам добавляются горячие восходящие потоки. Видно, что максимальный размер вихрей уменьшается.

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

2D-моделирование термической эволюции ядра, с условием экспоненциально убывающей температуры на границе ядро/мантия, позволяет находить полные распределения температуры, скоростей и конфигураций фаз во все моменты времени. Видеозаписи численных экспериментов даны в приложении (см. электронное приложение). Для анализа результатов, получаемых в каждый момент времени, дополнительно вычислялись осреднённая по пространству скорость конвекции  $V_{av}$ , осреднённое вдоль СМВ число Нуссельта  $Nu$ , представляющее безразмерный тепловой поток, и приведённая к радиусу круга  $R_{ic}$  площадь твёрдой фазы (рис. 4 а). Распределения приведены в относительных переменных, реперной точкой является современное состояние  $t = 0$ ,  $R_{ic} = 0.35$ .

В наших расчётах принято, что температура СМВ экспоненциально убывает со временем (чёрная кривая на рис. 4 слева). Выход тепла из ядра, то есть времена его остывания и кристаллизации, контролирует мантию. Для того чтобы перевести результаты в размерное время, нужна дополнительная, не связанная с ядром, информация о теплоизолирующем влиянии мантии. Например, в работе [18] утверждается, что постепенное охлаждение Земли составляет около 100 °C за миллиард лет. В работе по моделированию мантийной конвекции [16], где первые 0.5 млрд лет отводятся на кристаллизацию самой мантии, показано, что за последующие 4 млрд лет геологической эволюции температура ядра уменьшилась на 12.5%, чтоозвучно оценке [18]. Значит 4 млрд лет тому назад она равнялась 4434 °K. Исходя из такого темпа остывания  $T_{CMB}$ , согласно рис. 4 получаем, что для достижения современного радиуса твёрдого ядра его кристаллизация должна была начаться примерно 0.5 млрд лет тому назад.

Представленные на левом рис. 4 результаты численного эксперимента показывают, что с момента появления твёрдого ядра тепловой поток из ядра в мантию увеличивается вследствие выделения тепла кристаллизации, а скорость конвекции начинает убывать, но происходит это постепенно по мере роста твёрдого ядра, служащего препятствием для конвекции. Также виден хаотически осциллирующий характер процессов тепломассопереноса.

Из моделирования термической конвекции в жидким ядре следует, что развитая турбулентная конвекция происходит с очень высокими скоростями, ориентировочно  $v_0 \sim 5-7$  м/с

и сопровождается коротковолновыми осцилляциями как момента инерции ядра, так и его вращательного момента. Эти осцилляции должны выливаться в компенсирующие осцилляции угловой скорости вращения мантии, которые регистрируются на поверхности планеты [22].

Распределение осреднённой по угловой координате температуры в современном жидким ядре показано на рис. 4 справа. Видно, что в результате интенсивной конвекции распределение температуры более пологое по сравнению с адиабатическим, которое чаще всего используется в литературе [9]! И эта температура убывает со временем.

## ВЫВОДЫ

Проведённое моделирование чисто термической конвекции позволило выявить некоторые важные особенности эволюции процессов, происходивших в ядре Земли на фоне остывания планеты.

1. В жидким внешнем ядре ещё до начала кристаллизации внутреннего ядра формируются крупные вихри, являющиеся двумерными аналогами вихревых столбов Тейлора, с образованием которых связывается генерация дипольного магнитного поля. Т.е., возникновение магнитного поля Земли, возможно, не связано напрямую с образованием твёрдого ядра. Этот результат может снять противоречия между оценками возникновения магнитного поля Земли.

2. Быстрый хаотичный рост твёрдого ядра в начальной стадии кристаллизации.

3. Бесформенная конфигурация ядра на начальной стадии кристаллизации и его рыхлость

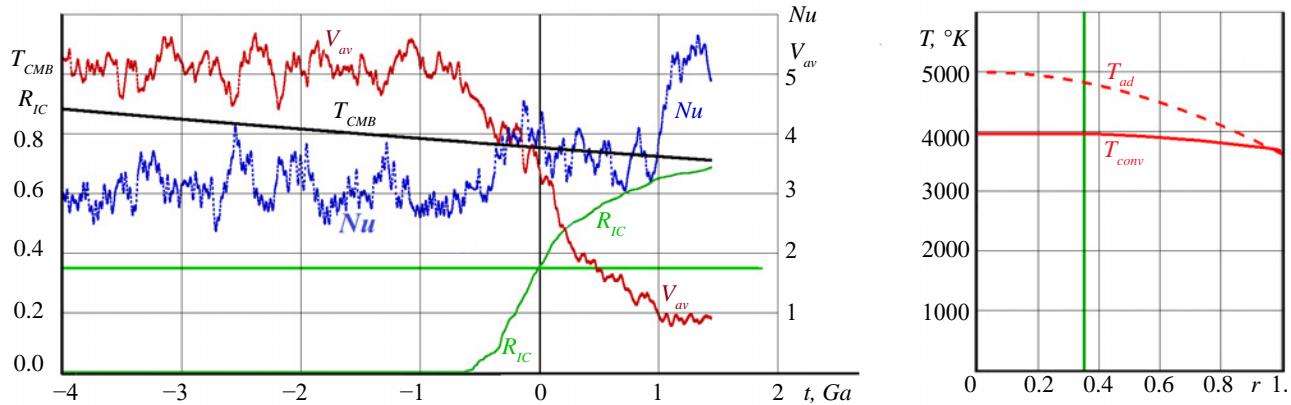


Рис. 4. (слева) – рост внутреннего ядра ( $R_{ic}$ , зелёный цвет), тепловой поток из ядра в мантию ( $Nu$ , синий) и средняя скорость конвекции ( $V_{av}$ , коричневый); (справа) – усреднённый профиль температуры в ядре ( $T_{conv}$ , сплошная красная кривая) в сравнении с адиабатическим по [9] ( $T_{ad}$ , пунктир)

естественным образом объясняются отсутствием в центре силы тяжести.

4. При появлении твёрдого ядра, перекрывающего конвективные потоки через центр, начинается перестройка структуры конвекции, средняя скорость конвекции уменьшается. Но тепловой поток из ядра в мантию при этом увеличивается из-за выделения тепла кристаллизации.

5. Усреднённый профиль температуры в жидком ядре отличается от адиабатического.

Предложенная в нашей работе модель не включает ряд важных процессов, которые могут существенно влиять на тепломассоперенос и, соответственно, характер конвекции в ядре. Это, в первую очередь, фракционирование лёгкого элемента (водорода) между твёрдым и жидким ядром, которое порождает важную химическую составляющую конвективных потоков. Во-вторых, наше моделирование не учитывает электромагнитные силы Лоренца. Кроме того, оно, как и все предыдущие известные нам работы, проведено в предположении, что полный размер ядра соответствует современному, т.е. не менялся во времени, т.е. не учитывает возможность химического обмена металлом и лёгким элементом на границе внешнее ядро-мантия. Решение этих проблем – задача будущих исследований.

## ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследования выполнены в рамках гос. задания ИГЕМ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aubert J.* State and evolution of the geodynamo from numerical models reaching the physical conditions of Earth's core // *Geophysical Journal International*. 2023. V. 235. P. 468–487.  
<https://doi.org/10.1093/gji/ggad229>
2. *Biggin A., Piispa E., Pesonen L. et al.* Palaeomagnetic field intensity variations suggest Mesoproterozoic inner-core nucleation // *Nature*. 2015. V. 526. P. 245–248.  
<https://doi.org/10.1038/nature15523>
3. *Bono R. K., Tarduno J. A., Nimmo F., Cottrell R. D.* Young inner core inferred from Ediacaran ultra-low geomagnetic field intensity // *Nature Geoscience*. 2019. V. 12. P. 143–147.  
<https://doi.org/10.1038/s41561-018-0288-0>
4. *Bouffard M., Choblet G., Labrosse S., Wicht J.* Chemical Convection and Stratification in the Earth's Outer Core // *Frontiers in Earth Science*. 2019. V. 7: 99. <https://doi.org/10.3389/feart.2019.00099>
5. *Braginsky S.* Structure of the F layer and reasons for convection in the Earth's core // *Soviet Physics Doklady*. 1963. V. 149. P. 8–10.
6. *Davies C. J., Greenwood S.* Dynamics in Earth's Core Arising from Thermo-Chemical Interactions with the Mantle. In: *Core-Mantle Co-Evolution: An Interdisciplinary Approach*. T. Nakagawa, T. Tsuchiya, M. Satish-Kumar, G. Helffrich (Eds.). 2023.  
<https://doi.org/10.1002/9781119526919.ch12>
7. *Deschamps F., Cobden L.* Estimating core-mantle boundary temperature from seismic shear velocity and attenuation // *Frontiers in Earth Science*. 2022. V. 10: 1031507.  
<https://doi.org/10.3389/feart.2022.1031507>
8. *Dziewonski A. M., Anderson D. L.* Preliminary reference Earth model // *Physics of the Earth and Planetary Interior*. 1981. V. 25. P. 297–356.  
<https://doi.org/10.17611/DP/9991844>
9. *Жарков В. Н.* Физика земных недр. М.: Наука и образование, 2012. 383 с.
10. *Hirose K., Tagawa S., Kuwayama Y. et al.* Hydrogen limits carbon in liquid iron // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. P. 5190–5197.  
<https://doi.org/10.1029/2019GL082591>
11. *Konôpková Z., McWilliams R. S., Gómez-Pérez N., Goncharov A. F.* Direct measurement of thermal conductivity in solid iron at planetary core conditions // *Nature*. 2016. V. 534. P. 99–101.  
<https://doi.org/10.1038/nature18009>
12. *Sakamaki K., Takahashi E., Nakajima Y. et al.* Melting phase relation of FeHx up to 20 GPa: Implication for the temperature of the Earth's core // *Physics of the Earth and Planetary Interior*. 2009. V. 174. P. 192–201.  
<https://doi.org/10.1016/j.pepi.2008.05.017>
13. *Zhang D., Jackson J. M., Zhao J. et al.* Temperature of Earth's core constrained from melting of Fe and  $Fe_{0.9}Ni_{0.1}$  at high pressures // *Earth and Planetary Science Letters*. 2016. V. 447. P. 72–83.  
<https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.04.026>
14. *Решетняк М. Ю.* Параметрическая тепловая модель эволюции Земли // *Письма в астрономический журнал*. 2021. Т. 47. С. 525–534.  
<https://doi.org/10.31857/S032001082107007X>
15. *Кирдяшкин А. Г., Добрецов Н. Л., Кирдяшкин А. А.* Тurbulent convection and magnetic field of the Earth's core // *Геология и геофизика*. 2000. Т. 41. С. 601–612.
16. *Котелкин В. Д., Лобковский Л. И.* Общая теория Мясищкова эволюции планет и современная термохимическая модель эволюции Земли // *Физика Земли*. 2007. С. 26–44.
17. *Гореликов А. В., Ряховский А. В., Фокин А. С.* Численное исследование некоторых нестационарных

- режимов естественной конвекции во вращающемся сферическом слое // Вычислительная механика сплошных сред. 2012. Т. 5. С. 184–192. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2012.5.2.22>
18. Jacobs J. A. The Earth's inner core // Nature. 1953. V. 172. P. 297–298. <https://doi.org/10.1038/172297a0>
19. Aranovich L. Y., Persikov E. S., Bukhtiyarov P. G., Bondarenko G. S. Interaction of  $Fe_3C$  with Hydrogen: On the Compatibility of Carbon with Hydrogen in Metallic Iron // Petrology. 2021. V. 29. P. 695–701. <https://doi.org/10.1134/S0869591121060072>
20. Гершун Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Hayka, 1972. 392 с.
21. Pang G., Koper K. D., Wu S.-M. et al. Enhanced inner core fine-scale heterogeneity towards Earth's centre // Nature. 2023. V. 620. P. 570–575. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-06213-2>
22. Zotov L., Bizouard Ch., Sidorenkov N. et al. Multidecadal and 6-year variations of LOD // Journal of Physics: Conference Series (JPCS). 2020. 1705. 012002. IOP Proceedings of FAPM 2019 conference.

## THERMAL CONVECTION MODELING OF THE EVOLUTION OF THE EARTH CORE

© 2025 Academician of the RAS L. Ya. Aranovich<sup>a, #</sup>, V. D. Kotelkin<sup>b, ##</sup>

<sup>a</sup>*Institute of Geology of ore deposits, petrography, mineralogy and geochemistry Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>b</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>#</sup>*E-mail: lyaranov@igem.ru*

<sup>##</sup>*E-mail: vyacheslav.kotelkin@math.msu.ru*

We present a purely thermal convection 2D model of the Earth's liquid core, occurring on the background of the secular cooling of the planet. The model includes equations of thermal convection in the Boussinesq approximation and the Coriolis force. Metallic iron with 0.9 wt. % H is chosen for the core composition. The results of modeling show that large vortexes, the 2-D analogues of Taylor columns, are formed in the liquid core prior to crystallization, which might be responsible for the early Earth magnetic field. The early stages of the solid core crystallization are characterized by a chaotic and shapeless growth. Continuing growth of the solid core results in rearrangement of the convection structure decreasing its average velocity but increasing heat flow at the core–mantle boundary due to increased amount of heat of crystallization. The solid core reaches its present size in 0.5 Gy. Averaged temperature profile of the modern liquid core differs significantly from the adiabatic.

*Keywords:* thermal convection, liquid core, 2D modeling, solid core crystallization