

## Стратификация в моделях геодинамо среднего поля

М. Ю. Решетняк<sup>1, \*</sup><sup>1</sup>Институт физики Земли РАН  
Россия, 123995, Москва, Б. Грузинская, д. 10.

(Поступила в редакцию 17.02.2026; после доработки 04.03.2026; подписана в печать 24.03.2026)

Недавние геофизические и геохимические данные указывают на существование стратифицированного слоя в верхней части жидкого ядра Земли. В настоящей работе исследуется влияние стратифицированного слоя на динамику крупномасштабного магнитного поля в модели  $\alpha\omega$ -динамо среднего поля. Стратифицированный слой моделируется подавлением  $\alpha$ -эффекта и турбулентной магнитной диффузии в слое. Подавление  $\alpha$ -эффекта в стратифицированном слое приводит к смещению основной зоны генерации магнитного поля вглубь ядра, повышению степени дипольности. Одновременное подавление  $\alpha$ -эффекта и турбулентной диффузии приводит к возникновению второго максимума магнитной энергии по радиусу непосредственно в стратифицированном слое. Рассмотрен эффект «пробоев» — случайного проникновения конвективных плюмов через слой, приводящий к формированию локальных областей смешанной полярности вблизи границы ядро–мантия. Полученные результаты подтверждают, что учёт стратификации в моделях геодинамо существенно меняет представления о связи между процессами в ядре и магнитным полем, наблюдаемым на поверхности Земли.

PACS: 47.65.Md. УДК: 537.84.

Ключевые слова: геомагнетизм, динамо, экскурсы, инверсии.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.81.2620901

## ВВЕДЕНИЕ

Переход от эпизодических модельных расчётов геодинамо к систематическому исследованию поведения магнитного поля на геологических временных масштабах, учитывающему эволюцию и энергетический баланс Земли, привёл к пониманию того, что в верхней части жидкого ядра могут формироваться стратифицированные слои (СС). Такие слои могут иметь как термическую, так и химическую природу. Хотя прямых наблюдательных подтверждений их существования пока нет, имеется ряд косвенных свидетельств.

Так, при росте твёрдого внутреннего ядра выделяются лёгкие примеси (например, кислород, сера или кремний), которые всплывают к границе ядро–мантия и могут накапливаться вблизи неё, образуя так называемый слой F [1, 2]. Накопление легкой примеси способно вызывать устойчивую химическую стратификацию. С другой стороны, согласно моделям остывания ядра, возможно также существование термической стратификации [3, 4], при которой температурный градиент в верхней части ядра оказывается меньше адиабатического. Учёт такой стратификации позволяет увеличить оценку возраста твёрдого ядра и согласовать её с палеомагнитными данными, в которых не фиксируются резкие изменения геомагнитного поля, связанные с моментом появления твёрдого ядра [5].

Наличие СС вблизи границы ядро–мантия приводит к ослаблению конвекции в этой области. Влияние же СС на магнитное поле, проникающее на поверхность Земли, не столь очевидно. С одной стороны, удаление источника генерации от наблюдателя эффективно подавляет мелкомасштабные компоненты поля, делая его более дипольным [6]; степень дипольности в этом случае может служить количественной характеристикой эффекта стратификации [7]. Также не стоит забывать, что подавление конвекции в СС приводит не только к ослаблению источника генерации магнитного поля, но и к уменьшению турбулентной диффузии [8], и для конечного ответа требуется численное моделирование процессов динамо с учетом СС.

Разделение жидкого ядра на активную генерирующую область (в основном объеме жидкого ядра) и пассивный СС, через который магнитное поле в случае пробоя СС восходящими плюмами, приводит к ситуации, когда поверхностные проявления поля перестают напрямую отражать процессы, происходящие в глубине ядра. Подобный сценарий хорошо известен в солнечном динамо [9], в котором рассматриваются сценарии слабой корреляции солнечных пятен и динамики магнитного поля в конвективной зоне. Это указывает на необходимость разработки теории «выноса» поля к границе ядро–мантия — земного аналога фотосферы для Земли. Возможность реализации подобного механизма в земном ядре подтверждается наблюдаемой асимметрией во времени нарастания и спада дипольного момента [10, 11].

Полный учёт стратификации возможен лишь в рамках самосогласованных трёхмерных моделей

\* E-mail: m.reshetnyak@gmail.com

геодинамо (см. обзор в [12]). Однако качественное понимание ключевых эффектов может быть получено уже на основе более простых подходов, в частности моделей среднего поля [13]. В таких моделях источниками генерации крупномасштабного магнитного поля выступают предписанные  $\alpha$ - и  $\omega$ -эффекты, отвечающие за преобразование тороидального поля в полоидальное (за счёт спиральной турбулентности) и наоборот (за счёт дифференциального вращения). Моделируя ослабление этих эффектов в приграничной области, можно имитировать влияние стратифицированного слоя на границе ядро–мантия.

В настоящей работе на примере модели среднего поля, адаптированной для условий земного геодинамо [14], исследуется влияние СС на пространственную структуру и временную эволюцию магнитного поля.

## 1. УРАВНЕНИЯ ДИНАМО

Генерация осесимметричного магнитного поля в сферической системе координат  $(r, \theta, \varphi)$  описывается системой безразмерных уравнений  $\alpha\omega$ -динамо [14]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial t} &= \alpha B + \eta(r) \left( \nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A, \\ \frac{\partial B}{\partial t} &= \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r (V_\varphi B_r) + \frac{\partial}{\partial \theta} (V_\varphi B_\theta) \right) + \\ &\quad + \eta(r) \left( \nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) B + \frac{1}{r} \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial (rB)}{\partial r}, \\ B_r &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \sin \theta), \quad B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  —  $\varphi$ -компоненты векторного потенциала и магнитного поля соответственно ( $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ), а  $\alpha$ -эффект отвечает за генерацию полоидального магнитного поля за счёт турбулентности. Тороидальное поле генерируется благодаря дифференциальному вращению жидкого ядра.

Поле скорости предполагается чисто азимутальным,  $\mathbf{V} = (0, 0, V_\varphi)$ :

$$V_\varphi = s \Omega(r, \theta), \quad s = r \sin \theta,$$

где  $\Omega(r, \theta)$  — угловая скорость жидкости.

Задача замыкается псевдовакуумными граничными условиями на внутренней ( $r_i = 0.35$ ) и внешней ( $r_o = 1$ ) границах оболочки:

$$B = 0, \quad \frac{\partial}{\partial r} (rA) = 0 \quad \text{при } r = r_i, r_o$$

и условиями регулярности на оси вращения:

$$A = B = 0 \quad \text{при } \theta = 0, \pi.$$

В модель введена радиальная зависимость коэффициента турбулентной магнитной диффузии  $\eta(r)$  —

последний член в (1), содержащий производную  $\eta(r)$  по  $r$ .

Обратное влияние магнитного поля на конвекцию учитывается через нелинейную модификацию  $\alpha$ -эффекта:

$$\alpha = \frac{\alpha_0(r, \theta)}{1 + E_m(r, \theta)}, \quad (2)$$

где  $\alpha_0(r, \theta)$  — заданная функция, а  $E_m = B^2/2$  — плотность магнитной энергии. Для воспроизведения реалистичных инверсий геомагнитного поля в  $\alpha_0$  добавляется случайный шум с нормальным распределением. Конкретные выражения для  $\alpha_0$ ,  $\Omega(r, \theta)$  и параметров шума приведены в работе [14].

Интенсивность генерации магнитного поля контролируется величиной безразмерного динамического числа  $D$ , равного произведению безразмерных амплитуд  $\alpha$ - и  $\omega$ -эффектов:  $C_\alpha = \frac{\alpha L}{\eta}$  и  $C_\omega = \frac{\nabla \Omega L^2}{\eta}$ , где  $L$  — масштаб зоны генерации магнитного поля. Подобная оценка  $C_\alpha$  и  $C_\omega$  по порядку величины была весьма эффективна для простых моделей динамо. На практике, в силу неопределенности физических параметров зоны генерации, а также по мере увеличения размерности физического пространства в модели, оценок по порядку величины оказывается уже недостаточно и требуется дополнительная коррекция  $C_\alpha$  и  $C_\omega$ , исходя из поведения генерируемого магнитного поля.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

### 2.1. Без СС

Эволюция осесимметричного дипольного коэффициента Гаусса  $g_1^0$  на поверхности жидкого ядра, полученная в рамках модели (1–2) при  $C_\alpha = 500$  и  $C_\omega = 1000$ , представлена на рис. 1, *a*. На временном интервале  $t \in [0, 100]$  наблюдается семь инверсий геомагнитного поля и два экскурса (около  $t \approx 45$  и  $t \approx 95$ ). Если принять, что длительность инверсии порядка 5 единиц времени на рис. 1, *a*, а длительность инверсии по геомагнитным наблюдениям порядка 10 тыс. лет, то модельный ряд будет соответствовать порядка 200 тыс. лет.

Частота инверсий определяется двумя ключевыми параметрами: динамо-числом  $D$  и амплитудой случайного шума  $C_\delta$ . Увеличение обоих параметров приводит к переходу от стационарного дипольного режима к режиму с частыми инверсиями. Введение стохастического шума в  $\alpha$ -эффект, впервые предложенное в моделях среднего поля в [15], оказывается необходимым: при больших  $D$  и малом  $C_\delta$  система переходит в мультипольный режим [14], несовместимый с палеомагнитными данными, демонстрирующими устойчивую дипольную структуру геомагнитного поля между инверсиями.

Распределение магнитной энергии  $E_m = E_m^P + E_m^T$ , равной сумме полоидальной

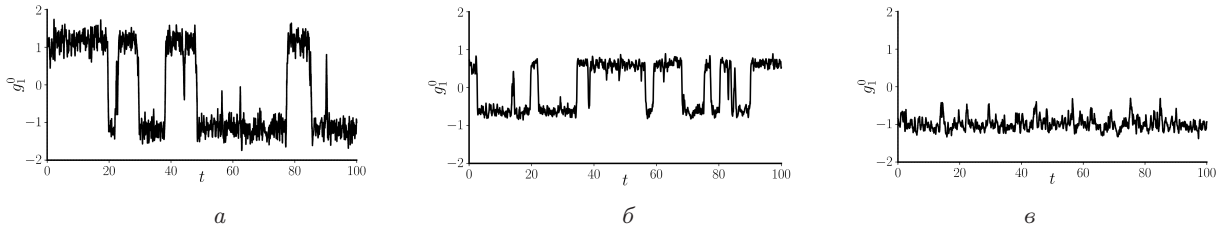


Рис. 1. Эволюция осесимметричного магнитного диполя  $g_1^0$  без СС (а), с подавленным  $\alpha$ -эффектом в СС,  $\delta_s = 0.2$  (б), с подавленными  $\alpha$ -эффектом и турбулентной диффузией в СС,  $\delta_s = 0.3$  (в)

и тороидальной компонент, в случае без СС имеет один максимум в основном объёме жидкого ядра, рис. 2,а. К внешней границе  $E_m$  монотонно убывает, что обусловлено исчезновением тороидальной компоненты  $E_m^T$  на границе ядро–мантия вследствие вакуумных граничных условий. По порядку величины  $E_m^T \sim 10 E_m^P$ , что типично для  $\alpha\omega$ -динамо.

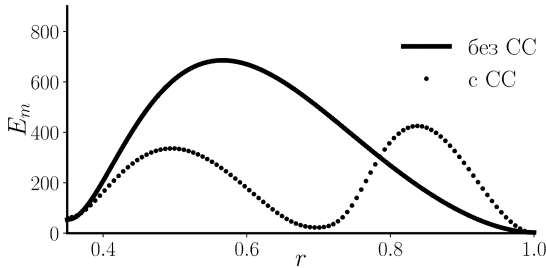


Рис. 2. Распределение по радиусу  $r$  магнитной энергии  $E_m$  без СС и с подавленными  $\alpha$ -эффектом и турбулентной диффузией в СС для  $\delta_s = 0.3$

## 2.2. Подавление $\alpha$ -эффекта

Для моделирования СС с верхней границей  $r_0$  и толщиной  $\delta_s$  введем подавление  $\alpha$ -эффекта в виде:

$$\hat{\alpha}_0 = f_\alpha \alpha_0, \quad f_\alpha = \frac{R_r + 1}{2} + \frac{R_r - 1}{2} \operatorname{erf}(R_a(r - R_p)), \quad (3)$$

где  $\operatorname{erf}$  — функция ошибок,  $R_p = 1 - \delta_s$  задаёт положение нижней границы СС,  $R_a = 30$  определяет резкость перехода, а  $R_r$  — степень подавления  $\alpha$ -эффекта в СС. Принимая  $R_r = 0.1$ , имеем вблизи внешней границы ядра ослабление  $\alpha$ -эффекта в десять раз.

Были рассмотрены три варианта:  $\delta_s = 0.1, 0.2, 0.3$ , что в жидком ядре радиуса 3480 км соответствует толщинам СС 348, 696 и 1044 км соответственно.

Подавление  $\alpha$ -эффекта в СС приводит к уменьшению амплитуды дипольного момента  $g_1^0$  в 2 раза при  $\delta_s = 0.3$ . С уменьшением  $\delta_s$  величина  $g_1^0$  увеличивается. Пример эволюции  $g_1^0$  для  $\delta_s = 0.2$  приве-

дён на рис. 1, б. Частота инверсий слабо зависит от  $\delta_s$  в рассмотренном диапазоне толщин СС.

Стратификация существенно повышает дипольность поля. Введём отношение  $N_i = g_i^0/g_1^0$  как меру дипольности. В отсутствие СС максимальное значение для  $i > 1$  соответствует  $i = 3$ :  $N_3 \approx 0.35$ . Для всех рассмотренных случаев с СС только  $N_3$  порядка 0.1, для остальных же  $i > 1$  величина  $N_i$  составляет несколько процентов. Это связано с эффективным удалением источника генерации от наблюдателя на поверхности Земли.

## 2.3. Подавление $\alpha$ -эффекта и турбулентной диффузии

Наряду с подавлением  $\alpha$  в слое, следует ожидать и подавление турбулентной магнитной диффузии. Коэффициент магнитной диффузии  $\eta$  включает вклад молекулярной компоненты  $\eta^M$  и турбулентной  $\eta^T$ :  $\eta = \eta^M + \eta^T$ . Предполагается, что в СС турбулентной компонентой можно пренебречь. Согласно оценкам [16], величины  $\eta^M$  и  $\eta^T$  в основном объёме ядра сравнимы по величине. Принимая  $\eta^M = \eta^T$ , получаем, что в СС полная магнитная диффузия  $\eta$  уменьшится в два раза. Этого можно добиться, введя квенчинг в виде:

$$\hat{\eta} = f_\eta \eta, \quad f_\eta = f_\alpha(5R_r). \quad (4)$$

При большой толщине СС ( $\delta_s = 0.3$ ) инверсии полностью отсутствуют рис. 1, в, по мере уменьшения толщины слоя количество инверсий увеличивается.

Наиболее примечательным эффектом является появление второго максимума в радиальном профиле магнитной энергии  $E_m(r)$ , рис. 2. Несмотря на устойчивую стратификацию, препятствующую радиальным движениям, азимутальные (тороидальные) течения сохраняются, что позволяет генерировать тороидальное магнитное поле непосредственно в СС за счёт  $\omega$ -эффекта.

Дополнительно присутствует эффект турбулентного диамагнетизма [17], при котором магнитное поле «выталкивается» в область пониженной турбулентной диффузии. Как следствие, в распределении тороидального поля  $B$  появляется дополнительная ячейка по радиусу (см. рис. 3, а, б), где

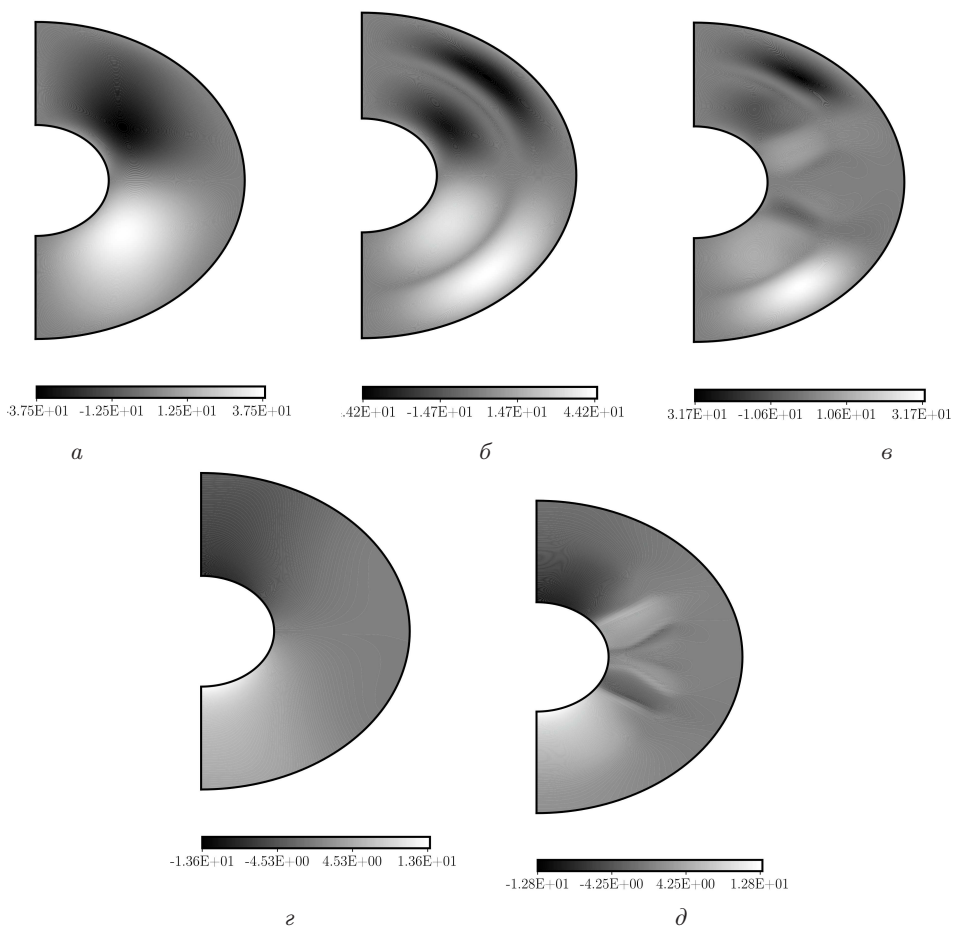


Рис. 3. Пространственное распределение тороидального магнитного поля  $B$  в жидком ядре без СС (а), с подавленными  $\alpha$ -эффектом и турбулентной диффузией в СС для  $\delta_s = 0.3$  (б),  $B$  для режима с плюмами для  $50000dt$  и  $\delta_s = 0.1$  (в),  $B_r$  без СС (г),  $B_r$  для режима с плюмами для  $50000dt$  и  $\delta_s = 0.1$  (д)

приведено сравнение случаев без СС и с СС. Распределение радиальной компоненты  $B_r$  (единственной доступной для наблюдения на поверхности Земли) практически не изменяется, тогда как в меньшей по амплитуде, чем две другие компоненты, компоненте  $B_\theta$  также наблюдаются две ячейки по  $r$ .

Как мы видим, рассмотренные выше модели СС приводят к существенным изменениям структуры магнитного поля в жидком ядре, но которые все ещё слабо регистрируются на поверхности Земли. Это существенно затрудняет подбор оптимальных моделей динамо, основываясь на геомагнитных наблюдениях.

#### 2.4. Плюмы в СС

Понятие СС основано на линейном анализе устойчивости жидкости. В общем случае, когда в основном объеме существует развитая конвекция, возможно проникновение плюмов в СС [7, 18].

Для исследования такого сценария рассмотрим запрет подавления  $\alpha$  в (3) в области Тейлоровского цилиндра (ТЦ) в СС ( $0.3 < s < 0.4$ ,  $r > r_o - \delta_s$ , где  $s = r \sin \theta$ ). В модели это соответствует проник-

новению плюма в этой области. В свою очередь, плюм усиливает генерацию полоидального магнитного поля согласно (1).

При  $\delta_s = 0.2, 0.3$  инверсии полностью отсутствуют, амплитуда  $g_1^0$  близка к значению без СС. Наличие СС, как и прежде, уменьшило значения  $N_i$  в несколько раз. Для случая  $\delta_s = 0.3$  максимум  $E_m$  находится в СС, соответствуя появлению дополнительной ячейки в этой области. При уменьшении  $\delta_s$  максимум  $E_m$  перемещается в основной объем. При  $\delta_s = 0.1$  картина близка к случаю без СС.

Поскольку плюмы являются проявлением развитой конвекции (турбулентности) в жидком ядре, для полноты картины добавим в рассмотрение временную зависимость. Пусть рассмотренный выше плюм появляется случайным образом во времени в рассмотренной выше области. Примем среднюю длительность жизни плюма в пять раз меньшей среднего интервала между их появлением  $\delta_t$ . Длительности интервалов подчиняются нормальному закону с единичной дисперсией.

В ходе вычислений было рассмотрено три временных варианта для  $\delta_t$ :  $5 \times 10^2 dt$ ,  $5 \times 10^3 dt$  и  $5 \times 10^4 dt$ , где  $dt = 10^{-5}$  — шаг по времени в численной модели (1–4), что по порядку величины соответствует 10,

100 и 1000 гг. между появлением плюмов. С учётом трёх толщин  $\delta_s$  число расчётов составило 9.

Во всех случаях стали появляться одна-две инверсии. Распределение  $E_m(r)$ , осредненное по времени, напоминает рассмотренные выше случаи и определяется толщиной  $\delta_s$ .

Принципиальным отличием стало появление нескольких ячеек по широте разной полярности в СС. На рис. 3, в видно, что в каждом полушарии возникают области обратной полярности как для тороидального, так и для радиального полей. Особенно важно, что даже при небольшой толщине СС ( $\delta_s = 0.1$ ) радиальная компонента  $B_r$ , которая в случае без СС имеет  $z$ -структуру, сосредоточенную вблизи тейлоровского цилиндра (рис. 3, з), начинает демонстрировать выбросы обратной полярности в средних широтах (рис. 3, д).

Поскольку при отсутствии временной зависимости в поведении плюмов инверсий не наблюдалось, а с ее появлением инверсии появились, можно заключить, что наблюдаемые на поверхности инверсии (хотя бы частично) определяются процессами в слое. К такому же выводу пришли и в работе [11] на основе трехмерных вычислений геодинамо.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного моделирования демонстрируют, что даже тонкий стратифицированный слой на верхней границе жидкого ядра может оказывать значительное влияние на режим геодинамо. Уменьшение активной зоны генерации поля вглубь ядра не только повышает дипольность наблюдаемого поля, но и при определённых условиях способствует изменению частоты инверсий.

Появление второго максимума магнитной энергии в самом СС указывает на возможность частичной генерации тороидального поля даже в условиях устойчивой стратификации. Поскольку механизм

генерации поля в слое уже отличается от механизма в основном объёме, СС может менять пространственно-временные характеристики магнитного поля.

Моделирование временных «пробоев» стратификации конвективными плюмами позволяет воспроизвести формирование локальных областей смешанной полярности вблизи границы ядро–мантия. Подобные структуры хорошо известны в геомагнетизме [19] и могут служить предвестниками инверсий, если их амплитуда достигает критического уровня. Этот сценарий согласуется с недавними работами, где показано, что поверхностная кинематика вблизи тейлоровского цилиндра играет ключевую роль в инициации инверсий [11].

Не исключена ситуация, когда настройка модели на соответствие палеомагнитным данным должна осуществляться не исходя из поведения магнитного поля в основном объёме ядра, а по поведению в слое, который может быть достаточно независимым от основного объёма. Косвенным указанием на такую возможность является тот факт, что параметры крупномасштабных моделей динамо в ходе эволюции могли существенно изменяться [20], в то время как само магнитное поле претерпевало незначительные изменения. Если же поведение магнитного поля на поверхности Земли определяется в большей степени процессами в СС, то такой трудности, возможно, можно избежать.

Как мы видим, введение стратифицированного слоя в модели геодинамо существенно усложняет анализ, но и открывает новые возможности для геодинамо. Полученные результаты подчёркивают необходимость учёта как термической, так и химической стратификации при построении реалистичных моделей эволюции геомагнитного поля на геологических временных масштабах.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИФЗ РАН.

- 
- [1] Брагинский С.И. // Доклады АН СССР. Геофизика. **149**. N 6. 1311 (1963).
- [2] Gubbins D., Masters G., Nimmo J. // *Geophys. J. Int.* **174**. 1007 (2013).
- [3] Gubbins D., Thomson C., Whaler K. // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* **68**. N 1. 241 (1982).
- [4] Schubert G., Turcotte D. L., Olson P. *Mantle convection in the Earth and planets*. Cambridge, 2001. 958 p.
- [5] Решетняк М.Ю. // Письма в *Астрономический журнал*. **47**. N 7. 525 (2021).
- [6] Stanley S. Mohammadi A., // *Phys. Earth Planet. Int.* **168**. 179 (2008).
- [7] Gastine T., Aubert J., Fournier A. // *Geophys. J. Int.* **222**. 1433 (2020).
- [8] Tobias S.M. // *Astr. J.* **467**. 870 (1996).
- [9] Charbonneau P. *Living Rev. Sol. Phys.* **17**. N 4. 1 (2020).
- [10] Avery M.S., Constable C.G., Johnson C.L. // *Earth Planet. Sci. Lett.* **467**. 79 (2017).
- [11] Aubert J., Maylis L., Alexandre F., Thomas G. // *Phys. Earth Planet. Int.* **364**. 107365 (2025).
- [12] Aubert J. // *Geophys. J. Int.* **235**. N 1. 468 (2023).
- [13] Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. *Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо*. М.: Наука. 1984. 320 с.
- [14] Решетняк М.Ю. // *Астрономический Вестник*. **53**. N 4. 265 (2019).
- [15] Hoynig P. // *Astron. Astrophys.* **272**. N 4. 321 (1993).
- [16] Braginsky S.I., Roberts P.-H. // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.* **79**. N 1–4. 1 (1995).
- [17] Вайнштейн С.И. *Магнитные поля в космосе*. М.: Наука. 1983. 240 с.
- [18] Rogers T.M., Glatzmaier G.A. // *Astrophys. J.* **620**. N 1. 432 (2005).
- [19] Olson P., Driscoll P., Amit H. // *Phys. Earth Planet. Int.* **173**. N 1–2. 121 (2009).
- [20] Driscoll P. // *Geophys. Res. Lett.* **43**. N 11. 5680

(2016).

## Stratification in the mean-field geodynamo models

**M. Yu. Reshetnyak**

*Institute of the Physics of the Earth RAS*

*Moscow 123995, Russia*

*E-mail: [m.reshetnyak@gmail.com](mailto:m.reshetnyak@gmail.com)*

Recent geophysical and geochemical data indicate the existence of a stably stratified layer in the upper part of the Earth's liquid core. In this paper, we investigate the influence of the stratified layer on the dynamics of the large-scale magnetic field in the  $\alpha\omega$ -dynamo model adapted to the conditions of the Earth's core. The stratified layer is modeled with suppression of the  $\alpha$ -effect and turbulent magnetic diffusion in the layer. Suppression of the  $\alpha$ -effect in the stratified layer leads to a shift of the mean magnetic field generation zone deeper into the core, an increase in the degree of dipolarity. The simultaneous suppression of the  $\alpha$ -effect and turbulent diffusion leads to the emergence of a second maximum of magnetic energy along the radius directly in the stratified layer. The effect of «breakdowns»—the random penetration of convective plumes through the layer, leading to the formation of local regions of mixed polarity near the core-mantle boundary—is also considered. The obtained results confirm that accounting for stratification in geodynamo models significantly changes our understanding of the relationship between internal processes in the core and the the magnetic field at the surface of the Earth.

PACS: 47.65.Md.

*Keywords:* geomagnetism, dynamo, excursions, reversals.

*Received 17 February 2026.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. 2. Pp. .

**Сведения об авторе** Решетняк Максим Юрьевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, гл. науч. сотрудник; e-mail: [m.reshetnyak@gmail.com](mailto:m.reshetnyak@gmail.com).