

УДК 537.84

МОДЕЛИ ГЕОДИНАМО

М. Ю. Решетняк^{1,2*}

¹ Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта РАН;

² Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова, г. Москва, Россия

Рассмотрены типичные подходы к моделированию процессов геодинамо в жидком ядре Земли. Приведены некоторые свойства магнитогидродинамической турбулентности в условиях быстрого вращения. Для некоторых значений средней спиральности показано, как быстрое вращение способствует генерации крупномасштабного магнитного поля и как осуществляется обратное воздействие магнитного поля на течение в условиях геострофичности. Приведены аргументы, основанные на свойствах симметрии, в пользу наличия связи быстрого вращения и частоты инверсий, а также ряда других крупномасштабных характеристик системы динамо.

ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитное поле является уникальным источником информации о процессах на глубине нескольких тысяч километров от поверхности планеты. Согласно современным представлениям, наблюдаемое на поверхности Земли поле генерируется в её жидком проводящем ядре [1] посредством механизма динамо. Суть этого механизма состоит в трансформации энергии тепловой и композиционной конвекции, связанной с ростом твёрдого ядра, в энергию магнитного поля. Поскольку на временах больше 10 лет проводимостью мантии Земли (слоя, отделяющего наблюдателя на поверхности Земли от поверхности жидкого ядра) можно пренебречь, магнитное поле беспрепятственно проникает на земную поверхность, предоставляя нам информацию о процессах на поверхности ядра. Для исследования процессов в глубине ядра методы экстраполяции магнитного поля, используемые в магниторазведке, непригодны и требуется решать более сложную задачу динамо, т. е. систему уравнений конвекции и генерации магнитного поля.

Существующие модели динамо различаются как уровнем точности, так и заложенными в них подходами. Одним из наиболее популярных направлений в 1960–1980-е годы была теория динамо средних полей [2]. Как следует из названия, её идея состояла в усреднении уравнения эволюции магнитного поля [3], а в некоторых случаях — и уравнения движения [4]. Полученные уравнения обладают сравнительной простотой, а по степени точности вполне соответствуют имеющимся палеомагнитным и археомагнитным наблюдениям. Модели среднего поля используются для воспроизведения длинновременных реализаций магнитных полей, например для изучения солнечного цикла или поведения геомагнитной полярности. Их популярность связана ещё и с тем, что используемые упрощения позволяют снизить размерность физического пространства, в частности свести трёхмерную задачу динамо к осесимметричной двумерной или даже одномерной по широте. В этом случае появляется возможность исследовать проблему асимптотическими методами. В частности, в галактическом [5] и солнечном динамо [6], где применимо приближение тонкого конвективного слоя, асимптотические методы оказались весьма эффективными. Для геодинамо, где генерация магнитного поля происходит во всей сфере, эти методы уже не работают и приходится обращаться к численному моделированию.

* m.reshetnyak@gmail.com

Если поведение магнитного поля в моделях среднего поля исследовалось достаточно детально, то конвективные параметры, такие как гидродинамическая спиральность и дифференциальное вращение, брались, как правило, заданными из общих соображений, без учёта специфики земного ядра. Характерной чертой планетарного динамо является доминирование сил Кориолиса, приводящих к появлению анизотропной циклонической турбулентности, которая, в свою очередь, требует специальной параметризации при усреднении.

Важным этапом в теории геодинамо стало появление трёхмерных моделей. Интересно, что они основаны на моделях солнечного динамо [7], однако первые работы по моделям геодинамо более значимы, чем по моделям солнечного динамо [8]. В первых моделях солнечного динамо удавалось получить динамо-волну, распространяющуюся от экватора к полюсам (что противоречит наблюдениям¹), в то время как в пионерских работах по геодинамо на основе тепловой конвекции удалось воспроизвести самопроизвольное обращение магнитного поля (инверсию магнитного поля). Последнее привело к активному использованию трёхмерного моделирования в задачах геодинамо.

Однако через некоторое время стало ясно, что многие параметры, используемые в трёхмерных численных моделях, отличаются на порядки, баланс сил весьма далёк от предполагаемого баланса сил в ядре, а современных компьютерных возможностей едва ли хватает на расчёт генерации магнитного поля на коротких (по геологическим масштабам) временах. Поскольку наблюдениям доступна только часть магнитного поля, проникающего с поверхности жидкого ядра, задача геодинамо является некорректной: решение на поверхности может быть малочувствительно к вариациям параметров и механизмов модели. Последнее привело к созданию целого семейства моделей, которые воспроизводили конфигурации магнитного поля, не противоречащие наблюдениям. В исследованиях геодинамо стали учитывать целый комплекс параметров и свойств решения [9], анализировать фазовое пространство [10]. Важным этапом в этом направлении стало изучение законов подобия [11]. Помимо использования безразмерной формы уравнений, этот подход позволил найти связь между различными безразмерными параметрами, что позволило точнее анализировать модельные решения и экстраполировать их на условия в ядре Земли.

Ниже мы обсудим как ряд свойств магнитогидродинамической турбулентности, полученных в трёхмерных моделях, так и поведение магнитного диполя на геологических временах и постараемся продемонстрировать их взаимосвязь.

1. ТРЁХМЕРНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМО

Система уравнений динамо включает уравнение индукции для магнитного поля и уравнения конвекции. Форма этих уравнений может меняться в зависимости от используемых физических гипотез. Вид уравнения для индукции во всех моделях практически одинаковый. Обычно считается, что коэффициент магнитной вязкости не зависит от пространственной координаты. Ниже мы приведём математическую формулировку этого уравнения.

Форма уравнений конвекции гораздо сильнее зависит от выбора модели динамо. Это объясняется тем, что существует несколько физических механизмов, связанных с конвекцией и позволяющих генерировать такое магнитное поле в жидком ядре, что на поверхности Земли оно сопоставимо с наблюдаемым. К таким механизмам относятся тепловая и композиционная конвекции и прецессионный механизм. В подавляющем большинстве случаев в моделях рассматривается только один из механизмов, а параметры модели подбираются таким образом, чтобы обеспечить согласие с наблюдениями на поверхности Земли. Очевидно, что при такой постановке задачи

¹ Характерной чертой солнечного динамо является динамо-волна, распространяющаяся от средних широт до экватора.

сопоставление этих механизмов между собой практически невозможно. Это является одной из важных причин большого числа физических моделей геодинамо.

Другой важной причиной вариаций формы уравнений конвекции является отказ от моделей Буссинеска [8] в пользу более сложных термодинамических моделей. Последние позволяют правильно описать энергетический баланс ядра [12]. В то же время термодинамические модели сложнее в использовании. Поэтому часто применяются специальные подходы для модификации уравнений Буссинеска, чтобы они отражали основные термодинамические эффекты.

Наконец, отмеченное разнообразие моделей связано с тем, что даже в самых простых из них некоторые параметры отличаются на несколько порядков от реальных геофизических. Это связано с тем, что конвекция в жидком ядре турбулентна и требуется разрешение пространственно-временных масштабов в широком диапазоне. Ситуация осложняется тем, что возникающая турбулентность имеет высокую степень анизотропии, связанную с быстрым вращением. В этих условиях использование традиционных полуэмпирических моделей турбулентности невозможно. Параметры в трёхмерных моделях динамо выбираются так, чтобы в получаемых решениях инерционный интервал спектра был полностью разрешён. В то же время имеющиеся палеомагнитные наблюдения дают информацию только о поведении в лучшем случае магнитного диполя, а иногда только полярности магнитного поля на геологических временах. Другими словами, с одной стороны, задача недоопределена, а с другой — для сопоставления с весьма грубыми наблюдениями требуется разрешение малых масштабов, что существенно замедляет счёт. В этой связи использование более сложных термодинамических моделей оказывается не всегда оправданным и модели Буссинеска, будучи более простыми и наглядными, продолжают активно применяться. Далее, мы также ограничимся моделью геодинамо на их основе.

В зависимости от целей исследования рассматривают два вида геометрии. Для описания поведения магнитного диполя и изучения влияния твёрдого ядра, конечно, удобна сферическая геометрия [13]. Однако в силу сгущения сеточных точек вблизи полюсов эта геометрия осложняет анализ полей на малых масштабах: повышаются требования к длине временного шага (правило Куранта). Поэтому для моделирования магнито-гидродинамической турбулентности используется плоская геометрия [14], см. также обзор [15]. Это позволяет исследовать каскадные процессы: структуру триад и обмен энергии между гармониками. Ниже мы рассмотрим примеры расчётов для обеих геометрий.

Введём следующие единицы измерения для скорости \mathbf{V} , времени t , давления P и индукции магнитного поля \mathbf{B} : κ/L , L^2/κ , $\rho\kappa^2/L^2$ и $\sqrt{2\Omega\rho\kappa\mu}$ соответственно, где L — единица длины, κ — коэффициент молекулярной теплопроводности, ρ — плотность вещества, μ — магнитная проницаемость. Запишем систему уравнений динамо для несжимаемой жидкости ($\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$) во вращающейся с угловой скоростью Ω относительно вертикальной оси z области в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + q^{-1} \Delta \mathbf{B}, \\ \text{E Pr}^{-1} \left[\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} - \mathbf{V}(\nabla \times \mathbf{V}) \right] &= \text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B} - \nabla P - \mathbf{e}_z \times \mathbf{V} + \text{Ra} T \mathbf{e}_g + \text{E} \Delta \mathbf{V}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)(T + T_0) &= \Delta T. \end{aligned} \quad (1)$$

В зависимости от геометрии область представляет собой либо сферу, внутренняя часть которой (твёрдое ядро) не участвует в конвекции, но может вращаться вокруг оси z декартовых координат (x, y, z) , либо куб. Безразмерные числа Прандтля, Экмана, Рэлея и Робертса заданы

соответственно формулами

$$\text{Pr} = \nu/\kappa, \quad \text{E} = \nu/(2\Omega L^2), \quad \text{Ra} = \frac{\tilde{\alpha} g_0 L \delta T}{2\Omega \kappa}, \quad q = \frac{\kappa}{\eta},$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости, $\tilde{\alpha}$ — коэффициент объёмного расширения, g_0 — ускорение свободного падения, δT — единица возмущения температуры T относительно «диффузионного» (не конвективного) распределения температуры T_0 , η — коэффициент магнитной диффузии, Δ — оператор Лапласа. В сферической геометрии направление силы тяжести, задаваемое единичным вектором \mathbf{e}_g , совпадает с радиальным направлением. Для плоской геометрии в большинстве работ принимается, что $\mathbf{e}_g \equiv \mathbf{e}_z$, где \mathbf{e}_z — орт оси z ; случай ненулевого угла между \mathbf{e}_g и \mathbf{e}_z рассмотрен в работе [16].

Система (1) замыкается следующими граничными условиями. Для магнитного поля используются вакуумные граничные условия. Для поля скорости применяют два вида условий: условие непроникновения и равенство нулю тангенциальной скорости или вязких напряжений. Для температуры задаётся комбинация фиксированных значений температуры и теплового потока.

Техническая реализация этих условий зависит от используемых численных методов. Остановимся на выборе последних подробнее. До появления многопроцессорных компьютеров наиболее распространёнными были псевдоспектральные методы, в которых операции дифференцирования и интегрирования проводились в волновом пространстве, а алгебраические операции над полями — в физическом (детали численной реализации приведены в работах [17, 18]). Эти методы, имеющие высокую степень точности, обладают ещё одним ценным качеством — возможностью одновременного анализа физических полей как в физическом, так и в волновом пространстве.

Поскольку переход от представления полей в физическом пространстве к волновому и обратно с вычислительной точки зрения является весьма дорогостоящей и плохо поддающейся параллелизации операцией, то с появлением многопроцессорной техники получили распространение конечно-разностные методы. Существующие сложности, связанные со сгущением сетки вблизи полюсов и постановкой граничных условий в этой области, привели к разработке новых подходов, в частности одновременному использованию двух смещённых сферических систем координат [19] и модификации метода контрольного объёма [20]. Они позволяют получать решения уравнений динамо (1) при достаточно больших шагах по времени.

2. ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ЖИДКОМ ЯДРЕ И СРЕДНИЕ ПОЛЯ

Как уже отмечалось выше, характерной особенностью конвекции в ядрах планет, в том числе и Земли, является доминирование силы Кориолиса. В нулевом приближении имеет место так называемый геострофический баланс сил, когда потенциальная компонента силы Кориолиса уравновешивается градиентом давления. Согласно теореме Праудмана силовые линии поля скорости оказываются вытянутыми вдоль оси вращения; см. рис. 1, где представлены результаты расчётов решения системы уравнений (1) без магнитного поля. Аналогичная картина наблюдается и в расчётах для сферической геометрии (см. обзор [13]). Отношение поперечного масштаба конвективных структур, представляющих собой циклонические/антициклонические вихри (в зависимости от направления вертикальной скорости), к продольному контролируется числом Экмана. Как следует из линейного анализа, на пороге возникновения конвекции это отношение составляет величину порядка $\text{E}^{-1/3}$. Для Земли $\text{E} \sim 10^{-15}$, т. е. отношение масштабов (показатель анизотропии) достигает 5 порядков. Конечно, современные численные модели не в силах разрешить такой диапазон масштабов, и обычно в расчётах принимается, что $\text{E} > 10^{-6}$. Этот момент крайне важен: в отличие от конвекции Колмогорова, где на пороге возбуждения конвекции первыми по-

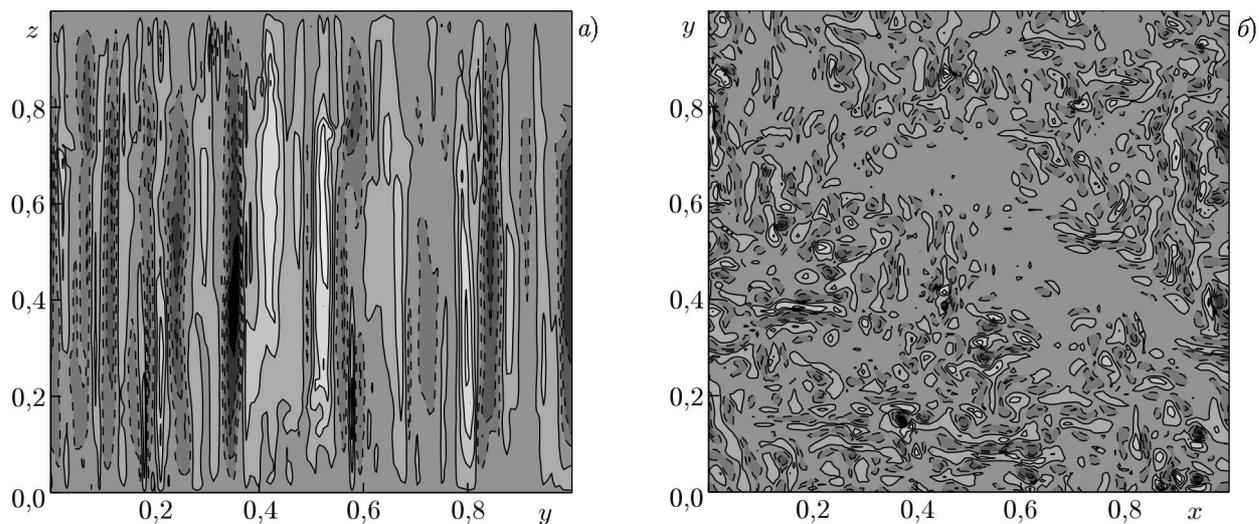


Рис. 1. Сечения распределения вертикальной компоненты поля скорости V_z плоскостями (y, z) (а) и (x, y) (б). Значения V_z лежат в диапазонах $(-238, 203)$ (а) и $(-501, 489)$ (б)

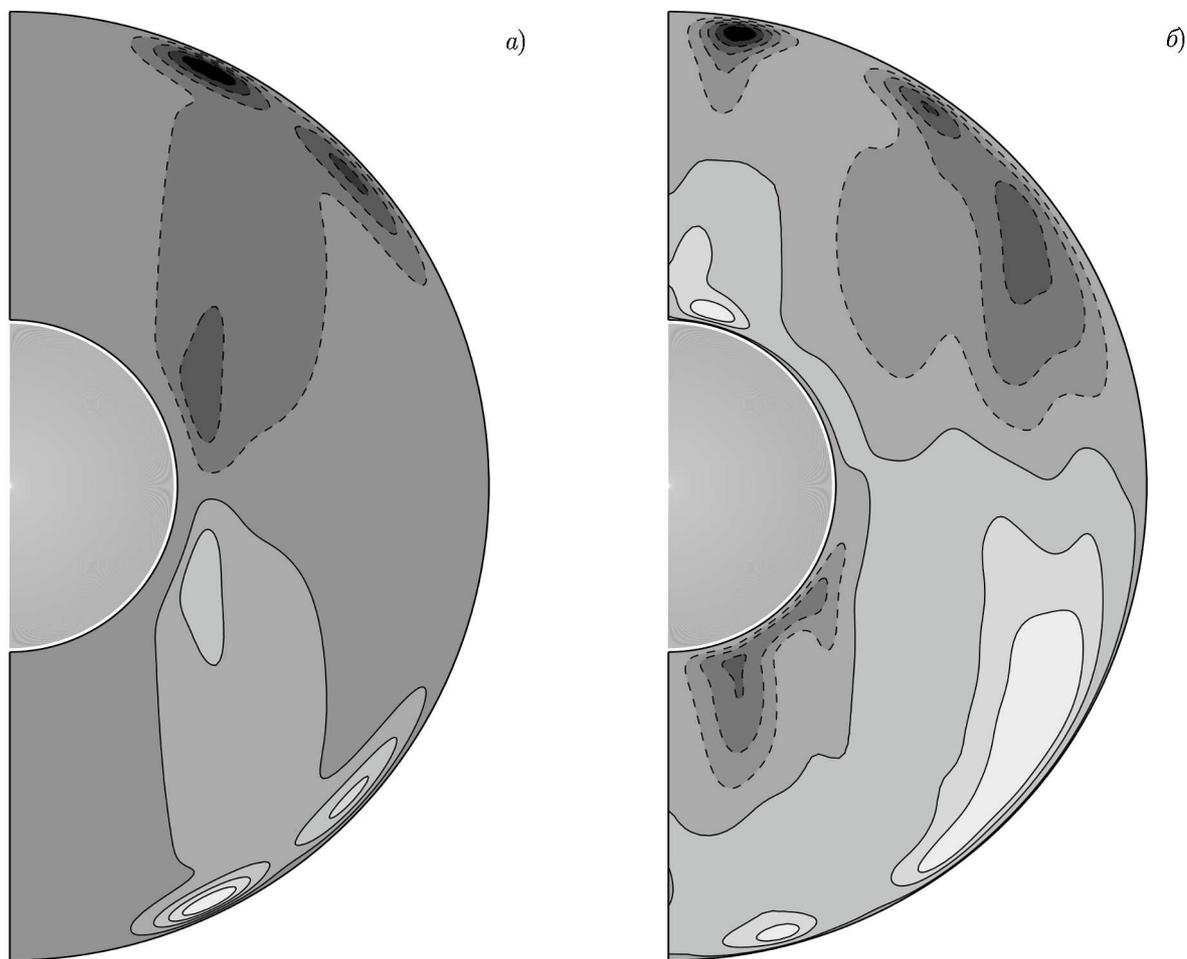


Рис. 2. Меридиональное сечение средней гидродинамической спиральности $\bar{\chi}$ для $E = 2 \cdot 10^{-4}$, $Pr = 1$: а — $Ra = 40$, б — $Ra = 4 \cdot 10^2$. Значения $\bar{\chi}$ лежат в диапазонах $(-1,2 \cdot 10^3; 1,2 \cdot 10^3)$ (а) и $(-3 \cdot 10^5; 3 \cdot 10^5)$ (б). Штриховые линии соответствуют отрицательным значениям

являются крупномасштабные структуры, в геострофической конвекции (при малых E) первыми возникают циклоны с высоким показателем анизотропии.

При увеличении числа Рэлея, характеризующего интенсивность источников тепловой конвекции, наблюдается уширение спектра кинетической энергии и, как следствие, в нём появляются масштабы, в горизонтальном направлении большие, чем на пороге генерации. При этом форма спектра меняется от колоколообразной (на пороге конвекции) к монотонно убывающей с наклоном $-5/3$ [21, 22]. Казалось бы, система переходит в режим, предсказываемый теорией Колмогорова для трёхмерной модели. Однако, как известно [23, 24], такой же наклон спектра наблюдается и при двумерной конвекции, которая отличается от трёхмерной наличием разных интегралов движения, что приводит и к различным механизмам взаимодействия конвективных вихрей между собой. Если в трёхмерной модели энергия передаётся от больших масштабов к меньшим (прямой каскад энергии) и во взаимодействии участвуют вихри близкого масштаба (локальный перенос энергии), то в двумерной модели наблюдается нелокальный обратный каскад энергии (от малых масштабов к большому) [21, 22]. Это означает, что при создании полуэмпирических моделей турбулентности необходимо описание не только эффективной диссипации кинетической энергии на подсеточных масштабах, но и передачи энергии от малых масштабов к большому, т. е. требуется введение членов-источников. В настоящее время эта задача ещё не решена.

Как уже упоминалось ранее, конвективные ячейки представляют собой циклоны и антициклоны. Для них характерна корреляция скорости и угловой скорости вращения, что означает наличие ненулевой гидродинамической спиральности $\chi = \mathbf{V} \cdot \text{rot} \mathbf{V}$. Усреднение величины χ по некоторому промежуточному масштабу, большему характерного масштаба турбулентности и меньшему масштабу ядра, даёт среднюю спиральность $\bar{\chi}$, которая имеет крупномасштабную компоненту (см. рис. 2). Величина $\bar{\chi}$ имеет важное значение в теории динамо. Во-первых, в трёхмерной модели эта величина при отсутствии сил вязкости и других сил сохраняется, т. е. является интегралом уравнения Навье—Стокса. Во-вторых, если $\bar{\chi} = 0$, то генерируемые магнитные поля напоминают жгуты (динамо Казанцева) [25] и не имеют ничего общего с крупномасштабными магнитными полями планет [26]. Согласно теории динамо средних полей [3], величина $\bar{\chi}$ связана с α -эффектом, который отвечает за генерацию среднего магнитного поля мелкомасштабной турбулентностью. Интересно, что наличие данной связи строго доказано лишь в приближении однородной и изотропной турбулентности, которое для конвекции в жидком ядре несправедливо. Существует развитие этой теории на случай тензорных форм α -эффекта [27]. Однако прямое сопоставление результатов трёхмерного моделирования и предсказаний динамо средних полей [3] говорит о том, что использование даже простой зависимости $\alpha \propto -\bar{\chi}$ вполне достаточно для правильной оценки направления распространения динамо-волны, полученной после усреднения результатов вычислений в трёхмерных моделях [28].

Остановимся подробнее на механизме образования гидродинамической спиральности. Для несжимаемой жидкости формирование циклонов происходит вблизи твёрдой поверхности, где сечение циклона уменьшается по мере отдаления от границы. В силу закона сохранения момента импульса появляется ненулевая спиральность. Спиральность отрицательна в Северном полушарии и положительна в Южном. Для плоской задачи, см. рис. 2, смена знака происходит на половине толщины слоя по вертикали.

Поскольку в ядре Земли наблюдается перепад плотности по радиусу в 20 %, то одновременно существует и ещё один механизм генерации средней спиральности $\bar{\chi}$, характерный для звёзд и галактик [29]. Для этого случая принципиально существование градиента плотности и вращения: поднимающийся вращающийся вихрь расширяется и приобретает дополнительную отрицательную закрутку. Для опускающегося вихря закрутка положительна. Корреляция закрутки и скорости поднятия/опускания вихря даёт $\chi \neq 0$.

В ядре Земли реализуется суперпозиция этих двух механизмов. В разных областях жидкого ядра они могут как усиливать, так и ослаблять друг друга. Жидкое ядро можно условно разбить на две части: внутри тейлоровского цилиндра² и вне его. Вне этого цилиндра оба механизма генерации спиральности дают один знак величины $\bar{\chi}$, усиливая друг друга. Внутри этого цилиндра на нижней границе знаки величины $\bar{\chi}$ разные, а на верхней — одинаковые [30].

Изучение спиральностей, характеризующих с топологической точки зрения степень зацеплённости силовых линий векторных полей, не ограничивается только анализом параметра χ . Большой интерес представляют оценки магнитной ($\chi^M = \mathbf{A} \cdot \mathbf{V}$, где \mathbf{A} — векторный потенциал) и токовой ($\chi^J = \mathbf{J} \cdot \mathbf{V}$, где $\mathbf{J} = \text{rot } \mathbf{V}$) спиральностей. Поскольку магнитная спиральность сохраняется в пределе малой диссипации, в численных экспериментах хорошо наблюдается так называемый эффект разделения по масштабам [31–33], когда на разных масштабах величины χ^M и χ^J имеют разные знаки. Это свойство может использоваться для предсказания свойств полей в невидимых (как правило, мелкомасштабных) в силу специфики наблюдений частях спектров.

Интерес к магнитной спиральности вызван ещё и тем, что обратное воздействие магнитного поля на турбулентность можно связать с динамическими моделями подавления α -эффекта. Согласно этим моделям [34], полный α -эффект определяется суммой гидродинамической части, пропорциональной $-\chi$, и магнитной части, пропорциональной χ^M и параметризующей силу Лоренца. Магнитное поле приводит к уменьшению суммарного значения α и, как следствие, распределяется согласно квазистационарному решению [32]. Без такой обратной связи магнитное поле может только экспоненциально расти или затухать.

Наличие гидродинамической спиральности означает существование корреляции между компонентами скорости на разных масштабах. Примем за меру корреляции величину $\zeta = \bar{\chi}/\bar{V}^2$, которая имеет максимальное значение на пороге генерации конвекции, уменьшаясь с ростом числа Рэлея при постоянной угловой скорости вращения планеты Ω . Мы вправе ожидать, что значение ζ может быть связано и с поведением магнитного поля [35]. Эта зависимость известна в виде влияния величины числа Россби на частоту инверсий. Число Россби равно отношению конвективной скорости V к скорости вращения ΩL . По мере возрастания числа E наблюдается переход от цилиндрически симметричного течения, связанного со существованием геострофического состояния, к сферически-симметричному течению, в котором нет выделенного направления и нет генерации крупномасштабного магнитного поля. Авторам работы [11] удалось проследить переход от режима без инверсий (быстрое вращение) к режиму с частыми инверсиями (медленное вращение). Предполагается, что режим конвекции в земном ядре как раз соответствует этой границе. Интересно, что это явление уже наблюдалось в несколько иной форме ранее. Эксперименты с вариациями теплового потока на границе ядро—мантия действительно подтверждают приведённые выше качественные рассуждения о симметрии: увеличение теплового потока вблизи полюсов, эквивалентное росту угловой скорости Ω , приводит к усилению геострофии и запыранию магнитного диполя внутри тейлоровского цилиндра, т. е. прекращению инверсий. И наоборот, усиление теплового потока вблизи экватора вызывает эффективное ослабление роли вращения. В этом случае выделенное направление, связанное с осью вращения, уже не столь значимо и частота инверсий увеличивается [36]. Данные идеи послужили основой создания более простых моделей геодинамо [37].

² Тейлоровский цилиндр — это воображаемый цилиндр, описывающий твёрдое ядро и вытянутый вдоль оси вращения планеты.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние десятилетия в теории динамо стала заметна резкая специализация. Если ранее ещё можно было как-то использовать одни и те же уравнения для описания процессов в звёздах и планетах, то к настоящему времени выработались некоторые стандарты, определяющие минимальные требования к моделям, в том числе и геодинамо. К таковым относятся требования как к реализации тех или иных физических условий (баланс сил, структура течений, формы спектров), так и к численным кодам и проведению соответствующих тестовых расчётов. Наметились связь исследований чисто прикладных задач, например по воспроизведению имеющихся палеомагнитных наблюдений, с задачами описания турбулентности, каскадными процессами в нелинейных задачах. Степень анизотропии турбулентности в жидких ядрах планет не имеет аналогов и может служить для проверки новых теорий.

Следует ожидать, что одним из новых перспективных направлений в исследованиях геодинамо будет учёт опыта моделирования магнитных полей других планет. Как для понимания эволюции Солнца источником информации является диаграмма Герцшпрунга—Рассела (главная последовательность), так и для Земли рассмотрение различных сценариев эволюции магнитного поля на примере других планет будет крайне полезным. В этой связи следует отметить наметившееся направление исследований, охватывающее описание эволюции жидкого ядра с момента аккреции [38]. В этих работах затрагиваются вопросы остывания ядра, кристаллизации твёрдого ядра, появления областей субадиабатического градиента и связь этих процессов с генерацией магнитного поля. Эти модели ещё далеки от согласия с палеомагнитными наблюдениями, что не делает их менее интересными.

Часть работы, связанная с анализом свойств турбулентности в жидком ядре, выполнена при поддержке госбюджетной темы ИФЗ РАН, а анализ свойств крупномасштабных магнитных полей — при поддержке РНФ (проект 16–17–10097).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roberts P. H., King E. M. // *Rep. Progr. Phys.* 2013. V. 76, No. 9. Art. no. 096801.
2. Соколов Д. Д., Степанов Р. А., Фрик П. Г. // *Успехи физ. наук.* 2014. Т. 184, № 3. С. 313.
3. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. *Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо.* М.: Мир, 1984. 320 с.
4. Брагинский С. И. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1978. Т. 18, № 2. С. 340.
5. Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М. *Магнитные поля галактик.* М.: Наука, 1988. 279 с.
6. Попова Е. П. // *Успехи физ. наук.* 2016. Т. 186, № 6. С. 577.
7. Glatzmaier G. A. // *J. Comp. Phys.* 1984. V. 55, No. 3. P. 461.
8. Glatzmaier G. A., Roberts P. H. // *Phys. Earth Planet. Int.* 1995. V. 91, No. 1–3. P. 63.
9. Christensen U. R., Aubert J., Hulot G. // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2010. V. 296, No. 3–4. P. 487.
10. Christensen U., Olson P., Glatzmaier G. A. // *Geophys. J. Int.* 1999. V. 138, No. 2. P. 393.
11. Christensen U. R., Aubert J. // *Geophys. Int.* 2006. V. 166, No. 1. P. 97.
12. Braginsky S. I., Roberts P. H. // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.* 1995. V. 79, No. 1–4. P. 1.
13. Jones C. A. // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 2000. V. 358, No. 1768. P. 873.
14. Cattaneo F., Emonet T., Weiss N. // *Astroph. J.* 2003. V. 588. P. 1183.
15. Решетняк М. Ю. // *Физика Земли.* 2007. № 8. С. 24.
16. Reshetnyak M. Y. // *Rus. J. Earth Sci.* 2018. V. 18. Art. no. ES1002.

17. Simitev R. PhD Thesis: Convection and magnetic field generation in rotating spherical fluid shells. Bayreuth: Univ. Bayreuth, 2004. 193 p.
18. Решетняк М. Ю. // Выч. методы и программ. Новые выч. техн. 2011. Т. 12. С. 77.
19. Yoshida M., Kageyama A. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. Art. no. L12609.
20. Hejda P., Reshetnyak M. // Stud. Geophys. Geod. 2003. V. 47, No. 1. P. 147.
21. Hejda P., Reshetnyak M. // Nonlin. Proc. Geophys. 2008. V. 15. P. 873.
22. Hejda P., Reshetnyak M. // Phys. Earth Planet. Int. 2009. V. 177, No. 3–4. P. 152.
23. Rose H. A., Sulem P. I. // J. Physique. 1978. V. 39. P. 441.
24. Kraichnan R. H., Montgomery D. // Rep. Prog. Phys. 1980. V. 43. P. 547.
25. Казанцев А. П. // Журн. exper. теор. физ. 1968. Т. 53. С. 1806.
26. Meneguzzi M., Pouquet A. // J. Fluid Mech. 1989. V. 205. P. 297.
27. Rüdiger G., Hollerbach R. The magnetic universe: geophysical and astrophysical dynamo theory. Hoboken: John Wiley and Sons, 2006. 252 p.
28. Sheyko A., Finlay C. C., Jackson A. // Nature. 2016. V. 539, No. 7630. P. 551.
29. Parker E. N. // Astrophys. J. 1955. V. 122. P. 293.
30. Решетняк М. Ю. // Геомагн. аэроном. 2012. Т. 52, № 3. С. 421.
31. Brandenburg A., Subramanian K. // Phys. Rep. 2005. V. 417. P. 1.
32. Hejda P., Reshetnyak M. // Geophys. Astrophys. Fluid Dynam. 2010. V. 104, No. 5–6. P. 491.
33. Решетняк М. Ю. // Физика Земли. 2014. № 4. С. 8.
34. Pouquet A., Frisch U., Leorat J. // J. Fluid Mech. 1976. V. 77. P. 321.
35. Reshetnyak M. Yu. // Rus. J. Earth Sci. 2013. No. 3. Art. no. ES1001.
36. Olson P. L., Coe R. S., Driscoll P. E., et al. // Phys. Earth Planet. Int. 2010. V. 180, No. 1–2. P. 66.
37. Reshetnyak M. Yu., Hejda P. // Open J. Geol. 2013. V. 2B, No. 3. P. 55.
38. Решетняк М. Ю., Павлов В. Э. // Геомагн. аэроном. 2016. Т. 56, № 1. С. 117.

Поступила в редакцию 31 мая 2018 г.; принята в печать 28 сентября 2018 г.

GEODYNAMO MODELS

M. Yu. Reshetnyak

We consider typical approaches to modeling of geodynamo processes in the liquid core of the Earth. Some features of magnetohydrodynamic turbulence under rapid rotation conditions are presented. On the example of net helicities, it is shown how rapid rotation facilitates the generation of a large-scale magnetic field and how the mechanism of the back effect of the magnetic field on the flow under geostrophy conditions is implemented. The arguments, based on the symmetry properties, in favor of the existence of a connection between the rapid rotation and the inversion frequency, as well as a number of other large-scale characteristics of the dynamo system, are given.