

УДК 550.383

РАЗРУШЕНИЕ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЯ ИНВЕРСИЙ

© 2019 г. М. Ю. Решетняк^{a, b, *}

^aИнститут физики Земли РАН, Москва, Россия

^bИнститут земного магнетизма и распространения радиоволн РАН, Москва, Россия

*e-mail: m.reshetnyak@gmail.com

Поступила в редакцию 18.07.2017 г.

После доработки 29.10.2018 г.

Принята к публикации 22.01.2019 г.

На примере двумерной модели среднего поля со случайным α -эффектом рассмотрен процесс смены полярности магнитного диполя. Исследована корреляция последовательности флуктуаций α и эволюции магнитного диполя. Показано, что во время флуктуаций, приводящих в последствии к инверсиям магнитного поля, система динамо может переходить как в режим частых смен полярности диполя с пониженным магнитным полем, так и в режим временного затухания. Поскольку характерное время затухания и генерации отличается, то возникает временная асимметрия магнитного поля во время инверсии: время уменьшения магнитного диполя в несколько раз больше времени его роста. Асимметрия для геомагнитного поля по последним пяти инверсиям составляет 4 : 1, что близко к результатам моделирования.

Ключевые слова: динамо средних полей, флуктуации альфа-эффекта

DOI: 10.1134/S0320930X1904008X

ВВЕДЕНИЕ

Инверсии магнитного поля, т.е. смены полярности магнитного диполя, являются интересным физическим явлением, и их детальная морфология только начинает описываться моделями геодинамо. Существуют различные точки зрения на их происхождение. Первоначально считалось, что инверсии вызваны внешними факторами (по отношению к жидкому ядру, где происходит генерация магнитного поля), например, процессами в мантии (Jacobs, 1994). Далее эта точка зрения трансформировалась в более мягкое требование, что внешние процессы могут лишь модулировать частоту инверсий магнитного поля, сами же инверсии в моделях динамо возможны без каких-либо внешних флуктуаций (Glatzmaier и др., 1999). Поскольку сила Лоренца квадратична по магнитному полю, то состояния с прямой и обратной полярностями равновероятны. Отклонение от этого, обычно, связывают с недостатком числа инверсий, составляющее несколько сотен за историю Земли, а длительность интервалов между инверсиями варьируется от сотен тысяч лет до десятков миллионов лет.

Существуют разные виды моделей динамо, отличающиеся как набором уравнений, так и размерностью физического пространства. Чем сложнее используется модель, тем меньший интервал

времени удастся с ее помощью рассчитать. Более того, в силу недостатка информации о ряде параметров, например, деталях теплового режима в жидком ядре, трехмерные модели динамо с учетом сжимаемости, до сих пор не более популярны, чем модели в приближении Буссинеска. Трудности, связанные с переходом к более сложным моделям, обусловлены также еще и тем, что наблюдения древнего геомагнитного поля, хотя и покрывают период, сравнимый по длительности с возрастом Земли, но имеют крайне грубое пространственное разрешение (см. обзор Решетняк, Павлов, 2016).

Если в трехмерных моделях динамо незнание ряда параметров компенсируется более-менее ясной математической формулировкой и самосогласованным расчетом конвекции и магнитного поля, то при описании процессов динамо в более простых моделях, которые позволяют получить длинные ряды, необходимо отдельно задавать некоторые физические поля. В частности, в моделях среднего поля, адаптированных для жидкого ядра (Решетняк, 2017а), можно ограничиться уравнением для магнитного поля, считая гидродинамику заданной, и простой формой нелинейности, описывающей обратное воздействие магнитного поля на течение. Задавшись течениями, полученными из трехмерных моделей тепловой

конвекции, удается воспроизвести реалистичные пространственные конфигурации магнитного поля, добиться того, чтобы магнитные полюса длительное время находились вблизи географических полюсов и могли сравнительно быстро переходить от одного географического полюса к другому. Такое поведение поля удается получить введением флуктуаций в гидродинамические параметры, в частности, в α -эффект, тесно связанный с гидродинамической спиральностью. Ключевым моментом является условие дипольности магнитного поля между инверсиями, что накладывает дополнительные ограничения на величины источников энергии и свойства случайного шума (Reshetnyak, 2016a).

В работе рассмотрено, какие флуктуации α -эффекта в двумерной модели среднего поля Паркера приводят к инверсиям магнитного поля, и как свойства шума влияют на частоту инверсий и временную асимметрию напряженности магнитного диполя во время переполюсовки магнитного поля. Результаты могут быть интересны для специалистов по моделированию планетарного и солнечного динамо.

УРАВНЕНИЯ ДИНАМО

Описание инверсий магнитного поля возможно в рамках различных моделей (Roberts, King, 2013). Наиболее детальную картину дает решение трехмерных уравнений динамо. Однако для дальнейшего анализа полученных результатов требуется использование осредненных характеристик динамо-системы. В этой связи, использование моделей динамо среднего поля, оперирующих, как следует из названия, изначально со средними характеристиками и позволяющих в силу своей простоты получить более длинные модельные ряды, оказывается оправданным. В таких моделях, как правило, проводится осреднение по азимутальной координате. Это связано с тем, что для многих тел неосесимметричная компонента поля много меньше осесимметричной. Для Земли во времена между инверсиями это отношение на поверхности планеты составляет порядка 0.1. Во время инверсии величина диполя убывает приблизительно в 5 раз. Имеющиеся палеомагнитные наблюдения (Jacobs, 1994) не позволяют определенно утверждать, происходит ли во время инверсии одновременное уменьшение напряженности магнитного поля и поворот магнитного диполя на 180° , или магнитный диполь меняет свой знак без поворота, т.е. оставаясь полностью осесимметричным. Есть как минимум две причины, по которым наблюдения не позволяют разделить эти два сценария. Во-первых, в силу технических возможностей палеомагнитного метода шаг по времени при отборе образцов оказывается недостаточно малым по сравнению с продолжи-

тельностью инверсии. Во-вторых, сам метод для реконструкции магнитного поля в прошлом использует предположение о дипольности поля, которое во время инверсии нарушается. Далее мы будем считать, что с учетом имеющейся точности наблюдений осесимметричное приближение оказывается достаточным. Вообще говоря, в моделях среднего поля иногда используют осреднение и по второй координате. Так, осреднив уравнения динамо по радиусу, можно получить решение, зависящее только от одной координаты – широты. Такой подход оказывается весьма полезным для аналитических исследований и используется в солнечном и галактическом динамо. В планетарном же динамо существенным оказывается учет сил вращения, которые приводят к сильной анизотропии течений: малым градиентам вдоль оси вращения, и большим – в перпендикулярных направлениях. Поэтому в планетарном динамо использование двумерных моделей особенно необходимо для моделирования анизотропии.

Генерация среднего осесимметричного магнитного поля в сферической оболочке ($r_i \leq r \leq r_0$) описывается системой безразмерных уравнений $\alpha\omega$ -динамо (см. подробнее и ссылки в Reshetnyak, 2016b):

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial t} &= \alpha B + \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A, \\ \frac{\partial B}{\partial t} &= \text{rot}_\varphi (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) B, \end{aligned} \quad (1)$$

где (r, θ, φ) – сферическая система координат, A и B – φ -компоненты вектора потенциала магнитного поля и самого магнитного поля $\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$, α -эффект ответственен за генерацию полоидального магнитного поля турбулентностью. Генерация тороидального магнитного поля осуществляется дифференциальным вращением. Далее мы будем полагать, что среднее поле скорости включает лишь азимутальную компоненту $\mathbf{V} = (0, 0, V_\varphi)$, связанную с угловой скоростью жидкости Ω : $V_\varphi = s \Omega(r, \theta)$, где $s = r \sin \theta$. Задача (1) замыкается псевдо-вакуумными граничными условиями на границах оболочки: $r_i = 0.35$, $r_0 = 1$: $B = \frac{\partial}{\partial r}(rA) = 0$ и $A = B = 0$ на оси вращения $\theta = 0, \pi$.

Обратное влияние магнитного поля вводится нелинейностью:

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

где α_0 задано, $E_m = \mathbf{B}^2/2$ – магнитная энергия.

Формы α - и ω -эффектов, полученные в трехмерных моделях конвекции, могут быть аппроксимированы выражениями (Reshetnyak, 2016b):

$$\alpha_0 = C_\alpha \hat{C}_\alpha (1 - \operatorname{erf}(1.25|z|)) e^{-S_c(s-1.1r_c)^2} s \cos(\theta),$$

$$\Omega = -C_\Omega \hat{C}_\Omega (1 + \operatorname{erf}(8(s - r_c))) \cos\left(\frac{\pi(s - r_c)}{1 - r_c}\right), \quad (3)$$

где $S_c = 67$, $z = r \cos(\theta)$, C_α, C_Ω – амплитуды эффектов. Положительные нормировочные константы $\hat{C}_\alpha, \hat{C}_\Omega$ выбраны из условия, что максимальные значения $|\alpha_0|, |\Omega|$ при $C_\alpha = 1, C_\Omega = 1$ равны единице. Характерной особенностью распределений (3) является их геострофичность, проявляющаяся в вытянутости линий поля вдоль оси вращения. Применимость вакуумных граничных условий на внутренней границе жидкого ядра r_c , как и детали вычислений, выполненных на кластере МСЦ РАН, можно найти в работе (Reshetnyak, 2016b).

ФЛУКТУАЦИИ АЛЬФА-ЭФФЕКТА

Возможность флуктуаций α -эффекта была впервые рассмотрена в работе (Hoang, 1993) для объяснения сбоев солнечных циклов. В классической теории средних полей (Krause, Rädler, 1980) имеют дело с осредненными гидродинамическими параметрами, такими как гидродинамическая и магнитная спиральности, коэффициентами диффузии. Фактически, в работе (Hoang, 1993) было предложено учесть еще и дисперсию осредненных параметров. Далее эти идеи были применены и для геодинamo, см. подробнее обзор последних работ и адаптацию моделей для условий жидкого ядра в (Решетняк, 2017а). Ниже мы изучим какие именно флуктуации α приводят к смене полярности, и как детально происходит инверсия магнитного поля.

Рассмотрим режим генерации магнитного поля, найденный в работе (Reshetnyak, 2016b), дающий Z-конфигурацию полоидального магнитного поля. Данный термин, введенный в работе (Брагинский, 1978), соответствует магнитному полю, силовые линии которого вытянуты вдоль оси вращения, а само поле сконцентрировано вблизи оси. При стационарном α в (3) решение дипольно и также стационарно. Численные эксперименты показали (Решетняк, 2017а), что увеличение C_α, C_Ω приводит к смене стационарного решения на осциллирующее с нулевым средним. Поведение магнитного диполя описывается несколькими Фурье-гармониками. Это сильно отличается от наблюдений, согласно которым магнитный диполь длительное время находится вблизи полюсов и лишь изредка меняет полярность. Более того, переход в осциллирующий режим сопровождается потерей дипольности магнитного поля. Хотя мы и не можем утверждать,

что геомагнитное поле в древности всегда было дипольным между инверсиями, но все-таки следует отдавать себе отчет, что лишь гипотеза о дипольности во многих случаях позволяет реконструировать магнитное поле в прошлом, и отказ от этой гипотезы существенно ограничит какое-либо сопоставление с наблюдениями в прошлом.

Поскольку осциллирующее решение на наш взгляд неприемлемо, рассмотрим стационарное решение, добавив случайные флуктуации в α . Это также приводит к появлению инверсий магнитного поля, но уже в общем случае не регулярных во времени. Форма пространственного спектра магнитной энергии зависит от способа введения флуктуаций. Если флуктуации мелкомасштабны, например, в каждой точке сетки по (r, θ) случайный шум не зависит от шума в соседней точке сетки, то при величинах шума, требуемых для появления инверсий, на масштабах сетки появляется максимум в спектре магнитной энергии. Как следствие – магнитное поле перестает быть дипольным. Это связано с тем, что в системе (1) нет обратного каскада магнитной энергии от малых масштабов к большим, и флуктуации накачивают энергию на масштабе сетки.

Другой вариант – это учесть флуктуации в (2) в виде множителя $\hat{\alpha}_0 = 1 + \varepsilon$, где ε – случайная величина, распределенная по нормальному закону с нулевым средним и среднеквадратичным отклонением σ . Именно этот вариант и используется далее. Применительно к данной численной модели, флуктуации вводятся через промежуток времени τ_f . Между флуктуациями α зависит только от E_m . В этом случае величина флуктуации не зависит от координат, α остается антисимметричным относительно экватора, а магнитное поле – дипольным между инверсиями. Для того, чтобы оценить влияние флуктуаций α -эффекта на поведение системы, в работе была изучена зависимость решения от величины C_α при постоянном C_Ω . Численный эксперимент показал, что при уменьшении C_α от 500 до интервала затухания $C_\alpha \in (-21, 10)$ напряженность магнитного диполя уменьшается, конфигурация же магнитного поля остается приблизительно той же. Режим для положительного C_α представлен на рис. 1а. Хотя в осесимметричной модели нельзя проследить отклонение магнитного диполя от географической оси, эволюция g_1^0 вблизи $C_\alpha = 500, C_\Omega = 1000$ характеризуется резкими сменами полярности. Это в точности то, что наблюдается в палеомагнитных записях. Обратим внимание, что высокие значения C_α ставят под вопрос возможность применимости приближения $\alpha\omega$ -динамо. Проведенный анализ указывает, что энергия тороидального магнитного поля на несколько порядков больше

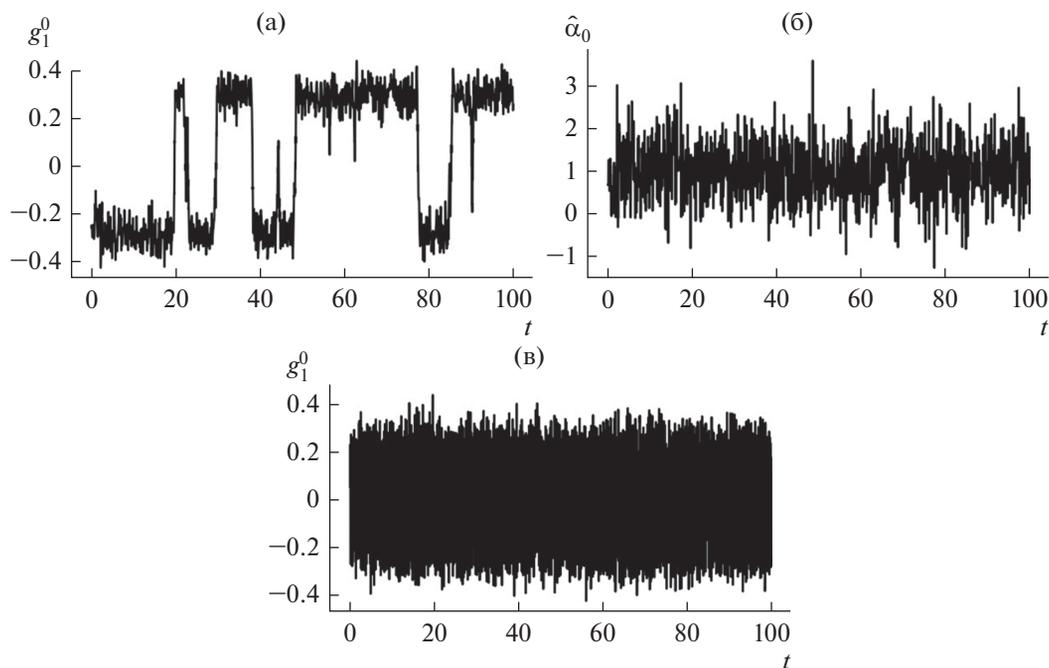


Рис. 1. Эволюция магнитного диполя g_1^0 – (а) и флуктуации $\hat{\alpha}_0$ – (б) для $C_\alpha = 500$, g_1^0 для $C_\alpha = -500$ – (в), $C_\Omega = 1000$, $\tau_f = 0.2$, $\sigma = 0.7$.

полоидального (и без учета α -эффекта в уравнении для тороидальной компоненты магнитного поля), что является характерной чертой $\alpha\omega$ -приближения. Распределения α -эффекта и полоидального магнитного поля локализованы в разных физических областях пространства, в силу чего генерация тороидального магнитного поля α -эффектом не эффективна, т.е. модель принадлежит к классу $\alpha\omega$ -динамо.

Соответствующая зависимость $\hat{\alpha}_0$ от времени представлена на рис. 1б. На фоне шума наблюдаются выбросы, которые приводят как к резкому увеличению α -эффекта, так и к его уменьшению, а в некоторых случаях – и к смене знака.

Для отрицательных $C_\alpha < -21$ вблизи порога генерации g_1^0 осциллирует, см. рис. 1в. Максимум в спектре по полиномам Лежандра P_l при $C_\alpha > 10$ соответствует $l = 1$ (диполь), а при отрицательных $C_\alpha - l = 3$ (октуполь), где l – степень полинома. При уменьшении C_α до порядка -300 решение остается по-прежнему осциллирующим, максимум в спектре по l сдвигается в область высоких значений.

Суммируя, имеем, что в зависимости от величины флуктуации $\hat{\alpha}_0$ можно ожидать появление как затухающего решения, так и быстро осциллирующего мультипольного.

Рассмотрим рис. 2а и 2б, где к одному и тому же интервалу времени приведены 6 инверсий

магнитного поля, взятые из представленного на рис. 1 модельного ряда, так что смена полярности диполя соответствует моменту времени $t = 0$. Эволюция магнитного диполя начинается с его плавного уменьшения до момента смены полярности за время ~ 0.6 , и далее происходит восстановление g_1^0 . Поведение $|g_1^0|$ приблизительно симметрично относительно момента смены знака $t = 0$. Сопоставление рис. 2а и 2б приводит к заключению, что уменьшение магнитного диполя вызвано уменьшением α -эффекта. На интервале времени $(-0.6, -0.15)$ наблюдалось несколько флуктуаций $\hat{\alpha}_0$, вызвавших уменьшение $|g_1^0|$, и далее – резкий выброс $\hat{\alpha}_0$, до значения -0.6 . Это соответствует $C_\alpha = -300$, т.е. осциллирующему мультипольному решению.

Интересно оценить вероятность появления инверсий в модели. Для реализации $\hat{\alpha}_0 < -0.6$ необходимо, чтобы $\epsilon < -1.6$. С учетом нормальности распределения ϵ вероятность этого события для $\sigma = 0.7$ равна $p = 0.011^1$. Число флуктуаций $\hat{\alpha}_0$, используемое в дискретной модели и необходимое для реализации такого события, равно $N = 1/p \approx 91$. Учитывая, что ϵ обновляется через интервал времени $\tau_f = 0.2$, получаем, что инверсии долж-

¹ Для этой оценки удобно использовать калькулятор для нормального распределения <http://stattrek.com/online-calculator/normal.aspx>.

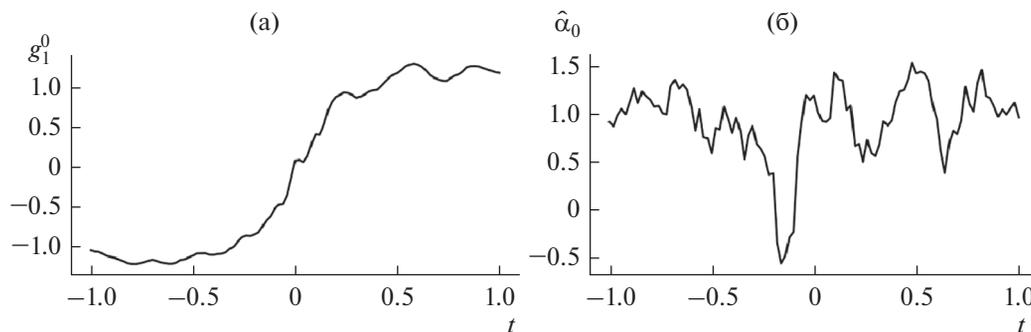


Рис. 2. Приведенные к одному интервалу времени осредненные по шести инверсиям при $t = 19.6, 29.5, 38.1, 48.2, 77.3, 84.0$ g_1^0 – (а), $\hat{\alpha}_0$ – (б). Знак g_1^0 для отдельных реализаций при осреднении выбран так, чтобы g_1^0 менял знак с отрицательного на положительный.

ны происходить через интервал времени $\delta t = N, \tau_f = 18.2$, т.е. на интервале времени 100, их должно быть 5–6. Эта оценка совпадает с тем, что мы имеем на рис. 1а, где наблюдаются шесть полноценных инверсий.

НАБЛЮДЕНИЯ И ВРЕМЕННАЯ АСИММЕТРИЯ

Детальное поведение магнитного диполя во время последних пяти инверсий за последние 2 млн лет описано в работе (Valet и др., 2005). Схематично эволюцию геомагнитного диполя можно представить в виде следующей зависимости:

$$\hat{g}_1^0 = \begin{cases} 1 - (t - 1)^2, & t < 0 \\ -1 + \frac{(t + 4)^2}{16}, & t \geq 0. \end{cases} \quad (4)$$

Следует отметить три особенности \hat{g}_1^0 , см. рис. 3: 1) время уменьшения $|\hat{g}_1^0|$ перед инверсией в 4 раза больше времени его восстановления после инверсии; 2) наличие излома производной по времени (\hat{g}_1^0)' при $t = 0$; 3) (\hat{g}_1^0)' максимально при $t \rightarrow 0$ для каждой из ветвей в (4). Первые две особенности свидетельствуют о различии процессов для $t < 0$ и $t > 0$. В работах (Valet и др., 2005; Zieger, Constable, 2011) режим $t < 0$ связывают с процессом диссипации, а $t > 0$ – с генерацией магнитного поля (см. подробнее Решетняк, 2017б). Хотя, как мы видели выше, вероятность перехода к диссипативному режиму в модели существует, следует сделать уточнение: для затухающего поля не только модуль самого поля уменьшается, но и модуль его первой производной по времени. Наблюдения этому противоречат. Это означает, что для успешной реализации инверсии потребовалось несколько последовательных уменьшений α -эффекта, что и наблюдается на рис. 2б. Если после-

довательность флуктуаций не дает уменьшения α , то вместо инверсии может произойти экскурс, который называют неудавшейся инверсией (Gubbins, 1999), когда после уменьшения величины магнитного диполя происходит его возврат в прежнее состояние с той же полярностью. Согласно наблюдениям, продолжительность экскурса меньше, чем инверсии. Если предположить, что природа экскурсов и инверсий одна и та же, а именно это и предполагается в нашей простой модели, то меньшая продолжительность экскурса связана с тем, что система после флуктуации α -эффекта возвращается в прежнее состояние, которое еще не успело сильно измениться.

Обратим внимание, что использованное в рассмотренном выше примере C_α много больше критического значения, при котором происходит затухание. Близость же характерного времени затухания в сфере и основного периода геодинамо (~10 тыс. лет) (Ануфриев и др., 1997), скорее говорит о том, что геодинамо находится вблизи порога генерации крупномасштабного магнитного поля. Интересно рассмотреть случай, когда α находится вблизи порога генерации. Возвращаясь к

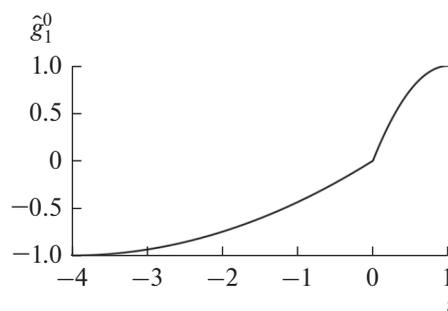


Рис. 3. Аппроксимация эволюции геомагнитного диполя \hat{g}_1^0 (4) по последним пяти инверсиям (Valet и др., 2005).

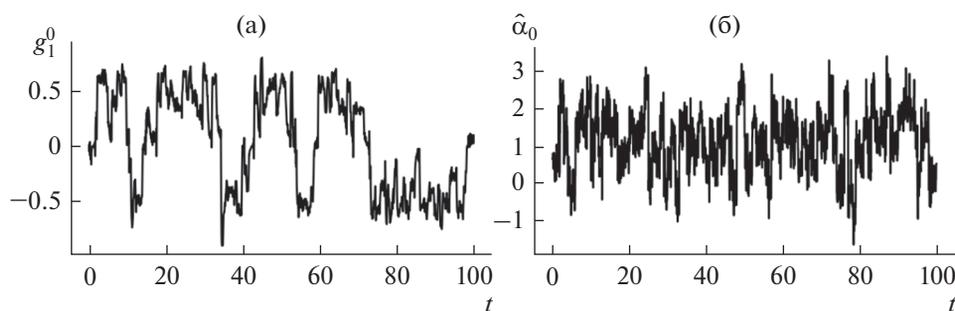


Рис. 4. Эволюция магнитного диполя g_1^0 – (а), $\hat{\alpha}_0$ – (б) для $C_\alpha = 50$.

нашей модели, обратим внимание, что положительный порог, равный +10, приблизительно в два раза меньше по модулю, чем отрицательный –21. Это значит, что отрицательные флуктуации, не превосходящие 300% от среднего значения $\hat{\alpha}_0$ на пороге генерации, будут приводить к временному затуханию магнитного поля. Если времена роста магнитного поля и диссипации отличаются, то это приведет к временной асимметрии g_1^0 во время инверсии.

Для проверки такой возможности рассмотрим бимодальную модель шума, введя два источника. Первый высокочастотный источник с небольшой величиной флуктуаций, ответственный за вариации g_1^0 между инверсиями с $\tau_f = 0.16$, $\sigma = 0.4$. Второй, низкочастотный источник с большими флуктуациями $\tau_f = 1.2$, $\sigma = 0.8$, отвечает за появление инверсий. Вклады обоих источников суммируются при подстановке в (2). Предложенное усложнение модели связано с тем, что между инверсиями амплитуда колебаний g_1^0 по наблюдениям, в том числе и археомагнитным, составляет приблизительно половину от его среднего значения, и связано с квазипериодическими МАК волнами (Braginsky, 1980). С другой стороны, во время пониженных значений α требуется достаточно продолжительный интервал времени для завершения инверсии, когда больших флуктуаций нет. Такой сценарий представлен рис. 4а, где наблюдается семь полных инверсий. Диапазон флуктуаций $\hat{\alpha}_0 \in (-0.5, 2.5)$ при $C_\alpha = 50$ соответствует $\alpha \in (-25, 125)$. Между инверсиями флуктуации альфа-эффекта малы, что позволяет магнитному диполю выйти на квазистационарный режим. Во время инверсий при уменьшении $|g_1^0|$ наблюдаются режимы, когда диполь осциллирует вблизи нуля. Это связано с тем, что высокочастотный шум продолжает действовать на фоне затухающего решения, к которому привели низкочастотные флуктуации α с большой величиной.

Данный эффект хорошо виден вблизи $t = 0$ на рис. 5а, где приведены все семь инверсий. В отличие от предыдущего случая с большим C_α , время уменьшения диполя ~ 2 , и что важно, – существенно больше времени его восстановления после инверсии ~ 0.3 . Как видно из рис. 5а, 5б, инверсия начинается при $t = -2$ с уменьшения значения $\hat{\alpha}_0$, которое доходит до нуля, так что магнитный диполь начинает затухать. Далее происходит процесс восстановления магнитного диполя при повышенных значениях α . Обратим внимание, что для появления инверсии необходимо несколько флуктуаций α при малой величине среднего значения. Это обеспечивает ускорение затухания магнитного диполя.

ОБСУЖДЕНИЕ

Выше было рассмотрено два примера расчета шкалы геомагнитной полярности с использованием модели среднего поля, различающиеся величиной α -эффекта. В обоих из них инверсии вызваны флуктуациями α -эффекта, которые могут быть весьма велики (Mori и др., 2013; Reshetnyak, Hejda, 2013). В зависимости от того, попадает ли модель во время флуктуации в режим затухания, или в быстро осциллирующий режим, в поведении магнитного диполя может появляться временная асимметрия, т.е. время, когда $(\hat{g}_1^0)'_t < 0$ отличается от времени с $(\hat{g}_1^0)'_t > 0$. Для Земли скорее реализуется возможность, когда во время флуктуации происходит затухание дипольного магнитного поля, имеющее большее характерное время по сравнению со временем выхода на нелинейный режим во время генерации магнитного поля. К этому представлению стоит относиться с долей осторожности, поскольку из трехмерных моделей вовсе не следует, что во время инверсий все магнитное поле затухает, а скорее происходит перераспределение энергии между масштабами. В то же время, по ряду параметров описание генера-

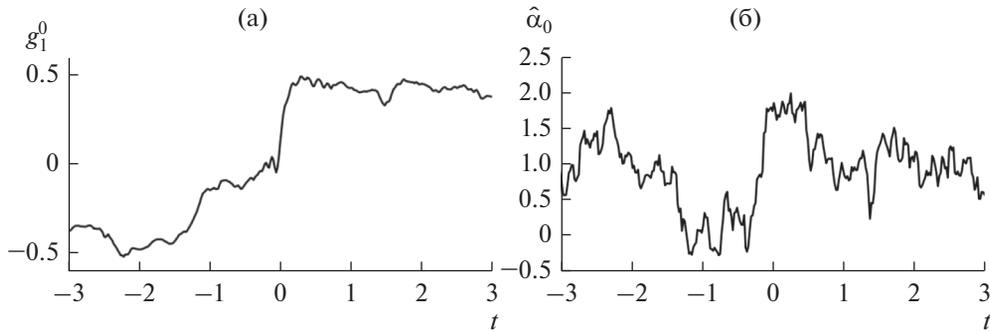


Рис. 5. Приведенные к одному времени осредненные магнитный диполь g_1^0 – (а) и $\hat{\alpha}_0$ – (б) по семи инверсиям при $t = 10.9, 14.9, 34.3, 42.9, 53.2, 59.5, 72.9$.

ции крупномасштабного магнитного поля в моделях 3D и моделях среднего поля имеет ряд общих черт, которые автор и постарался отразить в данной работе.

Несмотря на тот факт, что выше были рассмотрены примеры, касающиеся геодинamo, использованные выше подходы могут быть применены и к более широкому классу задач, в частности, к планетам и звездам. Общим для планет является высокая степень геострофии, характеризующая малым числом Россби. Для таких объектов при достаточной энергии течений, можно ожидать появления крупномасштабного магнитного поля. Поскольку гидродинамические числа Рейнольдса для планет велики, то флуктуации гидродинамических параметров, в том числе и гидродинамической спиральности, также будут присутствовать. Для планет в настоящее время нет информации по инверсиям, поскольку характерное время инверсий существенно больше времени спутниковых наблюдений, составляющих основу наших знаний о магнитных полях планет. Но известно, что для Урана и Нептуна магнитный диполь отклонен от оси вращения на 56° и 43° соответственно. Это можно сопоставить с инверсиями магнитного поля и описывать их с помощью уже имеющихся моделей динамо с некоторыми модификациями. Модели динамо уже умеют воспроизводить некоторые черты планетарных магнитных полей, и надо отметить, что моделирование геомагнитного поля, для которого наблюдений существенно больше, весьма помогает в этом. Нельзя не упомянуть, что модели Паркера впервые использовались для моделирования солнечного динамо, для которого количество работ несоизмеримо больше, чем для планетарного. Различие с планетарным динамо хоть и велико (на Солнце числа Россби больше), но флуктуации, вызванные турбулентностью, присутствуют и там и там. В целом поведение магнитного поля

Солнца более периодически, чем земное, но и в нем присутствуют нерегулярные события: минимумы солнечной активности (минимум Маундера и ряд других). Природа этих событий еще точно не ясна, и как одно из возможных объяснений – это турбулентные флуктуации параметров конвекции (Hoynig, 1993), о которых шла речь выше.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-47-04110.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ануфриев А.П., Решетняк М.Ю., Соколов Д.Д. Оценка динамо-числа в модели турбулентного α -эффекта для жидкого ядра Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37. № 5. С. 141–146.
- Брагинский С.И. Почти аксиально-симметричная модель гидромагнитного динамо Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1978. Т. 18. № 2. С. 340–351.
- Решетняк М.Ю. Адаптация модели среднего поля в геодинamo // Физика Земли. 2017а. № 4. С. 93–99.
- Решетняк М.Ю., Павлов В.Э. Эволюция дипольного геомагнитного поля. Наблюдения и модели // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 1. С. 117–132.
- Решетняк М.Ю. Временная асимметрия циклов в моделях динамо // Геомагнетизм и аэрономия. 2017б. Т. 57. № 3. С. 401–406.
- Braginsky S.I. Magnetic waves in the core of the Earth // Geophys. and Astrophys. Fluid Dynamics. 1980. V. 14. P. 189–208.
- Glatzmaier G.A., Coe R.S., Hongre L., Roberts P.H. The role of the Earth’s mantle in controlling the frequency of geomagnetic reversals // Nature. 1999. V. 401. P. 885–890.
- Gubbins D. The distinction between geomagnetic excursions and reversals // Geophys. J. Int. 1999. V. 137. P. F1–F3.
- Hoynig P. Helicity fluctuations in mean field theory: An explanation for the variability of the solar cycle? // Astron. and Astrophys. 1993. V. 272. P. 321–339.

- Jacobs J.A.* Reversals of the Earth's Magnetic Field. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994. 324 p.
- Krause F., Rädler K.-H.* Mean field magnetohydrodynamics and dynamo theory. Berlin: Akademie-Verlag, 1980. 271 p.
- Mori N., Schmitt D., Wicht J., Ferriz-Mas A., Mouri H., Nakamichi A., Morikawa M.* Domino model for geomagnetic field reversals // *Phys. Rev. E.* 2013. V. 87. P. 012108.
- Reshetnyak M.Yu., Hejda P.* Heat flux modulation in Domino dynamo model // *Open J. Geology.* 2013. V. 3. 2B. P. 55–59.
- Reshetnyak M.Yu.* Parker's model in geodynamo // *Magnetohydrodynamics.* 2016a. V. 52. № 1. P. 181–190.
- Reshetnyak M.Yu.* Growth of the inner core in the mean-field dynamo model // *Russ. J. Earth Sci.* 2016b. V. 16. P. ES6003.
- Roberts P.H., King E.M.* On the genesis of the Earth's magnetism // *Rep. Prog. Phys.* 2013. V. 76. P. 096801.
- Valet J.-P., Meynadier L., Guyodo Y.* Geomagnetic dipole strength and reversal rate over the past two million years // *Nature.* 2005. V. 435. P. 802–805.
- Zieger L.B., Constable C.G.* Asymmetry in growth and decay of the geomagnetic dipole // *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2011. V. 312. P. 300–304.