

О ПРЕДСКАЗУЕМОСТИ ИНВЕРСИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАМКАХ ПРОСТОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ*

П.Г. Фрик, *Институт механики сплошных сред УрО РАН*

Р.А. Плешков, *Институт механики сплошных сред УрО РАН*

Для цитирования:

Фрик П.Г., Плешков Р.А. О предсказуемости инверсий магнитного поля в рамках простой динамической модели // Вестник Пермского федерального исследовательского центра. – 2025. – № 3. – С. 15–24. <https://doi.org/10.7242/2658-705X/2025.3.1>

Рассмотрено вязкое обобщение модели двухдискового динамо Рикитаке, известной как простейшая динамическая модель случайных инверсий геомагнитного поля. Проведено систематическое исследование возникающих режимов в пространстве параметров (степень омической диссипации и отношение моментов сил, вращающих диски) при фиксированном магнитном числе Прандтля $Rm=10^{-6}$, характерном для жидкого ядра Земли. Показано, что есть узкая область в пространстве параметров, в которой реализуются режимы редкоинверсного хаоса, отличающиеся очень длительными хронами (интервалами времени, в течение которых знак магнитного поля сохраняется), в пределах которых решение носит квазиустойчивый характер, а имеющие место колебания поля характеризуются незначительной амплитудой и крайне медленной скоростью роста. Выявлена закономерность эволюции возмущений поля в пределах отдельного хрона, позволяющая предсказать время следующей инверсии магнитного поля.

Ключевые слова: магнитное поле Земли, модели динамо, шкала полярностей, предсказуемость инверсий поля.

Введение

Многие космические тела (планеты, звезды, пульсары, аккреционные диски, галактики и даже галактические кластеры) обладают крупномасштабными магнитными полями, возникающими в результате турбулентных течений про-

водящей жидкости (плазмы), то есть процессов, называемых магнитогидродинамическим (МГД) динамо [1]. Будучи результатом очень сложного нелинейного процесса, эти магнитные поля имеют многомасштабную пространственную структуру и демонстрируют столь же

* Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема №124012300246-9 Крупномасштабные течения и теплообмен в проводящей и непроводящей жидкости в условиях мелкомасштабной турбулентности).

сложную временную динамику. Самым известным квазипериодическим природным МГД процессом является солнечное динамо, которое задает 11-летний цикл активности Солнца (период МГД цикла – 22 года и раз в 11 лет магнитное поле достигает максимума с переменным знаком, то есть северный и южный магнитные полюса меняются местами каждые 11 лет). Регулярные и нерегулярные изменения магнитных полей выявлены за последние полвека на десятках звезд [2].

Магнитное поле Земли за время прямых наблюдений менялось слабо, хотя магнитные полюса непрерывно смещаются, уходя не слишком далеко от географических полюсов (Северный магнитный полюс был открыт в 1831 году в северной Канаде, а сегодня он приближается к Таймыру). Однако палеомагнитные исследования свидетельствуют о том, что за время существования твердой Земли магнитное поле нашей планеты меняло свое направление около двух тысяч раз. Процесс переброса поля происходит по геологическим меркам очень быстро и называется инверсией, а временной интервал между двумя последующими инверсиями называют хроном. Продолжительность отдельных хронов меняется в широких пределах, от тысяч лет до 50 миллионов лет [3]. Последовательность инверсий представляется случайной и каких-либо признанных подходов к прогнозу времени следующей инверсии на сегодня нет.

Случайный характер процесса смены полярностей геомагнитного поля был установлен в середине прошлого века, и вскоре появилась первая модельная система Т. Рикитак [4], приводящая к случайной смене знака генерируемого поля. Модель Рикитак описывает генерацию поля в системе двух дисковых динамо, каждое из которых питает обмотку возбуждения другого диска. Отметим, что модель и по структуре уравнений, и по полученным решениям

близка к триплету Е. Лоренца [5], но появилась почти на десять лет раньше знаменитой работы, давшей толчок ко всеобщему увлечению странными аттракторами в 70-80-х годах прошлого века [6].

С момента появления системы Рикитак создано много различных моделей геодинамо. В прямых численных расчетах воспроизведены инверсии магнитного поля Земли [7], однако интерес к простейшей модели, воспроизводящей случайную последовательность инверсий, остался. Хотя с развитием теории динамических систем в 1970-х годах стало ясно, что система Рикитак ведет себя подобно многим другим простым динамическим системам, она оставалась базовой моделью, рассматриваемой в контексте проблемы динамо с хаотическими инверсиями поля, и большинство исследований этой модели проводились именно с целью выявления закономерностей в возникающих последовательностях инверсий и сравнения со шкалой смены полярностей магнитного поля Земли [8-11].

Среди попыток обобщения модели Рикитак принципиальным является переход к системе с вязкой диссипацией (в модели Рикитак присутствует омическая диссипация, но диски вращаются без трения). Использование трения в двухдисковой модели динамо было впервые предложено Д. Алленом [12] и реализовано А. Куком [13]. В общем виде система с независимыми коэффициентами трения на каждом диске была рассмотрена С. Ершовым с соавторами [10]. Введение вязкой диссипации принципиально важно, поскольку позволяет избежать зависимости решений от начальных условий.

Авторами данной работы недавно было обнаружено, что в системе Рикитак существуют не известные ранее режимы, названные редкоинверсным хаосом [14], отличающиеся очень длительными хронами, в пределах которых решение носит

квазиустойчивый характер, а имеющие место колебания характеризуются незначительной амплитудой и крайне медленной скоростью роста. Важно, что такого рода решения были найдены и в вязком аналоге системы Рикитаке, то есть в двухдисковом динамо с трением. Именно такая система рассматривается в данной работе с целью выявить возможность появления редкоинверсного хаоса (РИХ) при различных магнитных числах Прандтля (соотношения вязкой диссипации к омической) и найти границы области существования таких режимов в пространстве управляющих параметров. Также исследуются закономерности эволюции магнитного поля в пределах каждого хрона с целью предсказания срока очередной, возможно, очень удаленной во времени инверсии.

Двухдисковое динамо

Рассмотрим систему двух электропроводящих дисков, имеющих моменты инерции C_i , каждый из которых вращается под действием приложенного крутящего момента G_i с некоторым трением v_i (рис.1). На оси каждого диска расположена катушка индуктивности L_i , к которой подается ток, генерируемый другим диском. Электрическое сопротивление цепи с диском равно R_i , а взаимная индуктивность между цепью и противоположным диском равна M_i . Индекс $i=1,2$ показывает, относится ли соответствующий параметр к первому или второму контуру. Состояние системы описывается четырьмя переменными: угловыми скоростями Ω_i и электрическими токами I_i , эволюция которых определяется следующими уравнениями [10]

$$\begin{cases} L_1 I_1 = M_1 \Omega_1 I_2 - R_1 I_1, \\ L_2 I_2 = M_2 \Omega_2 I_1 - R_2 I_2, \\ C_1 \Omega_1 = G_1 - M_1 I_1 I_2 - v_1 \Omega_1, \\ C_2 \Omega_2 = G_2 - M_2 I_1 I_2 - v_2 \Omega_2 \end{cases} \quad (1)$$

При $v_1 = v_2 = 0$, система (1) совпадает с исходной системой Рикитаке [4].

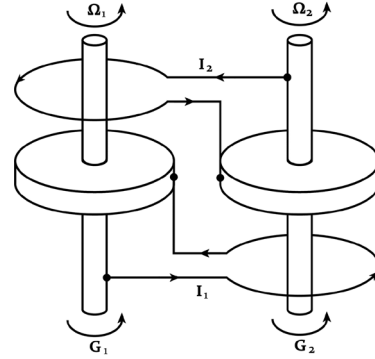


Рис. 1. Схема двухдискового динамо

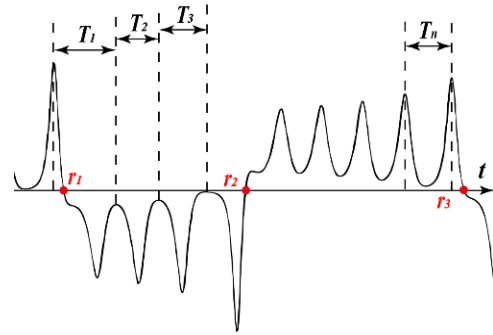


Рис. 2. Фрагмент решения $X(t)$

Для сокращения числа параметров характеристики двух контуров полагают одинаковыми ($L_1 = L_2 \equiv L$; $C_1 = C_2 \equiv C$; $R_1 = R_2 \equiv R$; $M_1 = M_2 \equiv M$, $v_1 = v_2 \equiv v$). Следуя работе [8], примем за единицу силы тока $\sqrt{g/M}$ (используется среднегармоническое значение двух моментов $g = 2G_1 G_2 / (G_1 + G_2)$), за единицу угловой скорости $\sqrt{gL/CM}$, а за единицу времени $\sqrt{\tau_e \tau_m}$. Единица времени включает два характерных времени – время $\tau_m = CR/gM$, за которое диск разгоняется под действием приложенного момента силы до характерной скорости R/M , и время электромагнитной диффузии $\tau_e = L/R$, характеризующее время вырождения поля при остановке диска. Их отношение является важным безразмерным параметром $\mu^2 = \tau_m / \tau_e = CR^2/gLM$.

Опуская детали (их можно найти в работе [14]), выпишем результирующую систему, состоящую из трех безразмерных уравнений

$$\begin{cases} X_1 = X_2 Y - \mu X_1, \\ X_2 = (Y - p) X_1 - \mu X_2, \\ Y = \beta - X_1 X_2 - k Y \end{cases} \quad (2)$$

где X_1 и X_2 – безразмерные токи, $Y = Y_1$ – безразмерная угловая скорость первого диска. Скорость второго диска оказывается связанной со скоростью первого $Y_2 = Y - p$. Параметр k определяет эффективность вязкого трения ($k^2 = Lv^2/CMg$), а параметр $\alpha = G_1/G_2$ задает отношение двух моментов. Величина $\beta = (1 + \alpha)/2$ определяется значением α . Таким образом, система (2) имеет три управляющих параметра: k , μ и α .

Важно напомнить, что ключевым параметром в задачах МГД-динамо является магнитное число Рейнольдса $Rm = UL/\eta$ (U – характерная скорость, L – размер, η – коэффициент магнитной диффузии), которое характеризует соотношение сил, обеспечивающих генерацию и диссипацию поля. В двухдисковом динамо его аналогом выступает параметр μ (точнее, $1/\mu^2$). Другим важным параметром МГД-динамо является обычное гидродинамическое число Рейнольдса $Re = UL/\nu$ (отношение нелинейных сил к силам вязкости, здесь ν – кинематическая вязкость), которое определяет характер течения. В модели (2) его аналогом является параметр k (точнее, $1/k^2$). Отношение двух чисел Рейнольдса есть магнитное число Прандтля, являющееся по определению отношением кинематической вязкости к коэффициенту магнитной диффузии, $Pm = Rm/Re = \nu/\eta$, и характеризующее свойства электропроводной жидкости. Обратим внимание на то, что исходная модель Рикитаке игнорирует вязкость и не имеет аналога числа Рейнольдса. Последнее важное замечание касается того, что «электрохимическое» двухдисковое динамо, в отличие от настоящих МГД-динамо, имеет параметр,

ответственный за нарушение симметрии, – отношение крутящих моментов α . Если этот параметр равен единице, то хаотические режимы в модели отсутствуют.

Редкоинверсный хаос

Система (2) дает широкий спектр периодических и хаотических решений [14]. Имея цель выделить из них те, которые можно отнести к РИХ, то есть режиму хаотическому, но с минимальной частотой инверсий, мы опираемся на две характеристики решения – коэффициент заполнения гистограмм времен возвращения, предложенный для оценки разнообразия хаотических фрагментов в странных аттракторах [15], и среднюю частоту инверсий, впервые использованную в работе К. Ито [9]. Смысл обеих характеристик поясняет рис.2, на котором показан фрагмент решения для величины $X_1(t)$ в типичном хаотическом режиме. Решение представляет собой последовательность колебаний с нарастающей амплитудой в области притяжения одного стационарного решения, заканчивающиеся переходом в область притяжения другого. На рисунке обозначены символами r_i моменты смены знака, то есть инверсии. Средняя частота инверсий N определяется как среднее число инверсий за одну безразмерную единицу времени. Вторая характеристика, коэффициент заполнения Δ , вводится как мера разнообразия индивидуальных времен возврата, которое определяется как временной интервал T_i между двумя последовательными локальными максимумами. На практике строится гистограмма времен возврата T_i и вычисляется количество непустых ячеек N_T . Затем коэффициент заполнения определяется как произведение этого числа на ширину ячейки δ , т.е. $\Delta = N_T \delta$ [14,15].

Для стационарных решений и для колебаний вокруг одного фокуса без переходов к другому $N=0$. Для периодических решений с инверсиями N становится большим, в то время как хаотические решения дают некоторые промежуточные значения. Коэффициент заполнения для стационарных решений также равен нулю ($\Delta=0$), но он плохо распознает периодические решения, для которых он мал и дает на карте черные области. Напротив, коэффициент заполнения чувствителен к хаотическим модам, указывая на разнообразие возникающих периодов. Важно,

что режимы РИХ уменьшают и коэффициент заполнения, и частоту N , и область их существования дает темный след на обеих картах.

Численные решения системы (2) показали, что режимы РИХ возникают только при достаточно низких значениях магнитного числа Прандтля, $Rm < 10^{-3}$. Мы обсудим результаты расчетов для $Rm=10^{-6}$, значения, типичного для жидких металлов, то есть и для внешнего ядра Земли, в котором работает геодинамо. Карты величин Δ и N на плоскости параметров (μ, α) показаны на рис.3.

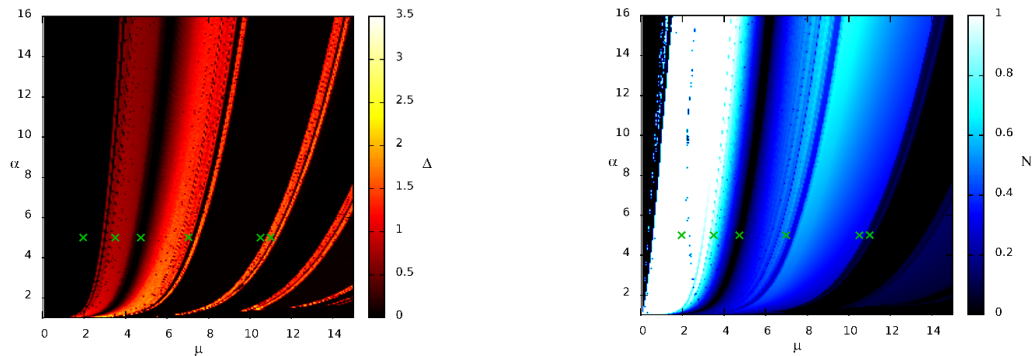


Рис. 3. Поля Дельта (слева) и N (справа) параметров (μ, α) для $Rm=10^{-6}$

При малых μ существует узкая, расширяющаяся с ростом α область стационарных решений (черный треугольник у левого края карты N). С ростом μ наблюдается непрерывная область периодических решений (яркая белая полоса на карте N), справа от которой локализована область хаоса – на карте коэффициента заполнения она выглядит как широкая двойная красная полоса с довольно широким темным желобом (каньоном, решения в котором мы подробно рассмотрим ниже). В зоне хаоса присутствующие там окна периодичности выглядят как небольшие включения. Справа от основной области хаоса на карте Δ видны изолированные красные полосы, в которых возникают хаотические решения другого типа. Их можно охарактеризовать как динамо-всплески – хаотический режим,

при котором колебания вокруг стационарных решений отсутствуют, но на фоне нулевого решения возникают отдельные положительные или отрицательные всплески. Карта частоты инверсий N показывает, что эти области динамо-всплесков локализованы внутри широкой области периодических решений, которая видна в виде широкой полосы на карте N , окрашенной в различные оттенки синего. В черной области справа решения снова становятся периодическими.

Спектр решений, возникающих по мере увеличения параметра μ , иллюстрирует рис.4, на котором представлены решения для точек, лежащих на карте вдоль сечения $\alpha = 5.0$ (зеленые крестики на рис.3). На верхней панели показан пример периодического решения для малых μ , а именно для $\mu = 2.0$. Второй пример

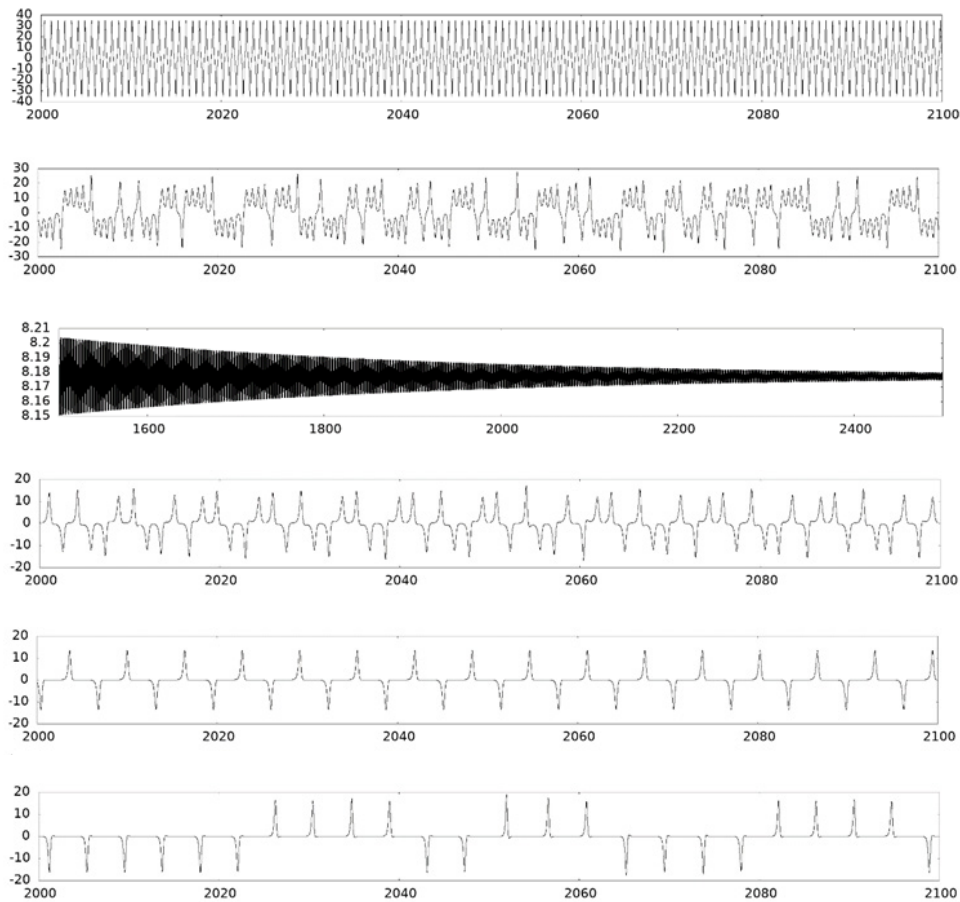


Рис. 4. Фрагменты решений для $X_i(t)$ при $Pm=10^{-6}$, $\alpha = 5.0$ и различных значениях параметра μ (сверху – вниз: $\mu = 2, 3.65, 4.64, 7, 10.5, 11$)

касается основной области хаоса (первая широкая красная полоса на карте $\Delta(\mu, \alpha)$), $\mu = 3.65$. Решение имеет типичный лоренцовский вид, при этом длина отдельных фрагментов, соответствующих колебаниям вокруг одного из стационарных решений, растет по мере приближения к черной полосе каньона (частота инверсий N уменьшается). В центре каньона (третья панель, $\mu = 4.64$) колебания затухают, и решение становится стационарным. Справа от каньона область хаоса продолжается, но форма каждого отдельного колебания становится асимметричной (фазовая траектория прижимается к оси при каждом повороте), и колебания преобразуются по мере роста μ в последовательность коротких импульсов. Такого рода решения иллюстрирует четвертый

пример ($\mu = 7.0$). Эти решения превращаются в строго периодические чередования импульсов разного знака (пятый пример, для которого $\mu = 10.5$). Еще раз отметим, что на карте Δ граница между областями хаоса и периодичности резкая, но на карте N она не видна, поскольку частота разворотов плавно меняется, продолжая уменьшаться с ростом μ во всей области периодических решений. Следующий пример ($\mu = 11.0$) относится к первой узкой красной полосе после широкой черной области на карте $\Delta(\mu, \alpha)$, в которой появляется режим случайных динамовсплесков. По мере увеличения μ последовательность всплесков снова становится регулярной, но все всплески имеют одинаковый знак (инверсий нет). При дальнейшем росте μ (в следующей

красной полосе) снова происходят случайные динамические всплески, а затем снова периодические.

Самые интересные для нас режимы РИХ обнаружены в центральном каньоне, вблизи локального минимума величины Δ . Непосредственно в точке минимума решения затухают (третий пример на рис.4), а при небольших отклонениях от него, как было показано в [14], возникает

режим РИХ. Пример такого режима приведен на рис.5 вместе со шкалой полярностей этого сигнала, на котором знак сигнала показан белым и черным цветом. Именно такая форма представления принята для шкалы геомагнитной полярности, часть которой приведена для сравнения на этом же рисунке. Можно видеть, что качественно она выглядит так же, как и шкала модельного сигнала.

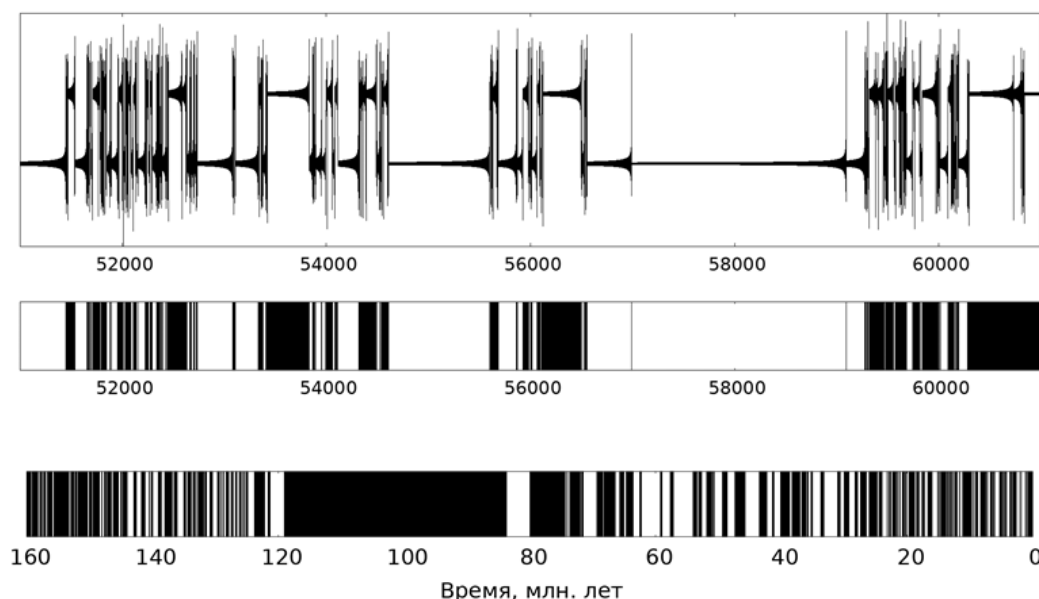


Рис. 5. Фрагмент решения для величины $X_I(t)$ в режиме РИХ (вверху), соответствующая ему шкала полярностей (плюс – черный, минус – белый) и фрагмент шкалы геомагнитной полярности [3] (внизу)

Предсказуемость инверсий в двухдисковом динамо

Вопрос о предсказуемости инверсий геомагнитного поля имеет не только фундаментальный интерес, но и крайне актуален для человечества, так как инверсия означает полную перестройку магнитосферы с достаточно длительным (по меркам человеческой жизни) отсутствием защиты от космических лучей. Поэтому важно разобраться с базовыми механизмами эволюции возмущений поля и возможностью предсказать момент времени, когда развитие возмущений приведет к инверсии, даже в рамках простейшей модели РИХ.

Режимы РИХ отличаются чрезвычайно

слабым инкрементом нарастания возмущений, причем сам инкремент меняется со временем, демонстрируя медленный, но монотонный рост. Попытки получить какую-либо зависимость, позволяющую прогнозировать развитие возмущений, принесли успех при переходе к обратному отсчету времени в рамках каждого отдельного хрона. Конкретно, проводились очень длинные численные интегрирования системы (2) при фиксированных значениях управляющих параметров, а затем рассматривалась эволюция возмущений внутри отдельного хрона с отсчетом времени t_r от последующей инверсии, то есть от конца хрона (рис.6).

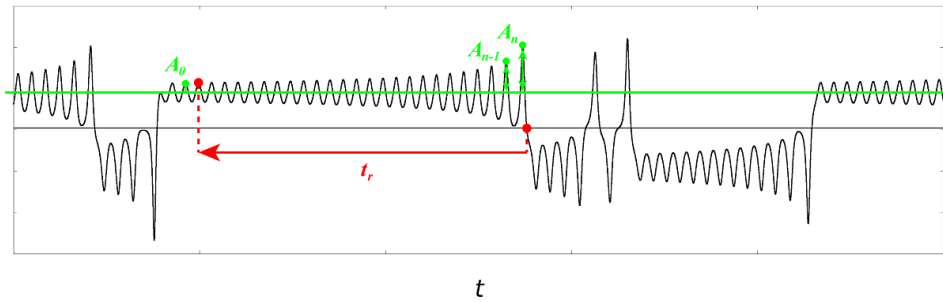


Рис. 6. Обратный отсчет времени t_r , используемый при анализе связи амплитуды возмущений и времени до следующей инверсии

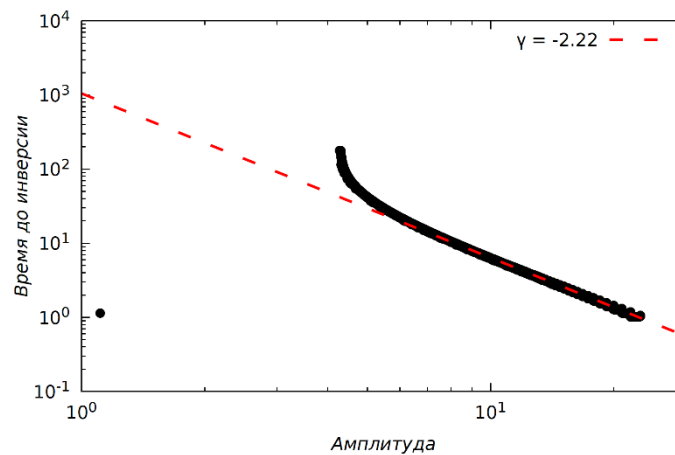


Рис. 7. Зависимость времени до следующей инверсии от амплитуды возмущений поля для $Pm = 10^{-6}$, $\mu = 31.45$, $\alpha = 10000$

На рис.7 показана зависимость времени t_r , оставшегося до очередной инверсии, от амплитуды возмущений. Зависимость представлена в двойных логарифмических координатах и показывает, что, начиная с самых ранних этапов эволюции возмущений, в рамках хрона выполняется степенная зависимость вида

$$T = T_0 A^\gamma, \quad (3)$$

которая нарушается при приближении к моменту инверсии (скорость роста возмущений растет). Важно, что несмотря на то, что степенной закон (3) перестает выполняться, все точки ложатся на общую кривую, давая однозначную зависимость оставшегося до инверсии времени от текущей амплитуды возмущений.

Расчеты, выполненные для самых различных значений управляющих параметров, показали, что степень в законе (3)

слегка меняется в различных расчетах (в примере, показанном на рис.7, $\gamma = -2.22$), показывая при стремлении вязкости к нулю асимптотику $\gamma \rightarrow -2$.

Заключение

Показано, что в простой динамической модели двухдискового динамо в определенном диапазоне управляющих параметров возможно существование режима, названного редкоинверсным хаосом (РИХ). Режим возникает только при достаточно низких магнитных числах Прандтля ($Pm < 0.001$) и при вполне определенном соотношении параметров, определяющих уровень диссипации и асимметрию системы дисков. Режим отличается очень длительными хронами (интервалами времени, в течение которых знак магнитного поля сохраняется), в пределах которых

решение носит квазиустойчивый характер, а имеющие место колебания поля характеризуются незначительной амплитудой и крайне медленной скоростью роста.

При пересчете на значения параметров, характерные для земного динамо, наблюдаемые в расчетах максимальные длительности хронов достигают в размерных величинах сотен миллионов лет (самый продолжительный в истории Земли суперхрон наблюдался с 312 до 262 млн. лет назад, то есть составил пятьдесят миллионов лет [3]).

Показано, что в двухдисковом динамо для любого хаотического режима устанавливается однозначная зависимость текущей амплитуды колебаний от времени, оставшегося до следующей инверсии поля. Таким образом, несмотря на то, что длительность очередного хрона есть ве-

личина случайная, на любой стадии эволюции поля для известного набора параметров можно по наблюдаемой амплитуде колебаний определить время следующей инверсии. Отметим, что выполненный недавно с помощью нейросети анализ показателей Ляпунова в модели Рикитаке (невязкое двухдисковое динамо) позволил установить их связь с количеством колебаний в одном хроне [16]. Результат, полученный в данной работе, существенно шире, так как, во-первых, распространяется на системы с трением, допускающие сравнение с реальными системами, во-вторых, подтвержден для режимов редкоинверсного хаоса (а именно таково поведение поля Земли), и, в-третьих, дает прямую связь амплитуды колебаний с временем до следующей инверсии, что не было получено в работе [16].

Библиографический список

1. Соколов Д.Д., Степанов Р.А., Фрик П.Г. Динамо на пути от астрофизических моделей к лабораторному эксперименту // Успехи физических наук – 2014. – Т.184. – №3. – С.313 – <https://doi.org/10.3367/UFNr.0184.201403g.0313>
2. Baliunas S.L., et al. Chromospheric Variations in Main-Sequence Stars. II // Astrophysical Journal, – 1995. – Vol.438, – P.269. – <http://dx.doi.org/10.1086/175072>
3. Opdyke M.D., Channell J. E. T. Magnetic Stratigraphy. International Geophysics, Vol. 64. – Cambridge: Academic Press, 1996.
4. Rikitake T. Oscillations of a system of disk dynamos // Math. Proc. Camb. Phil. Soc. – 1958. – Vol.54. – P.89. – <https://doi.org/10.1017/S0305004100033223>
5. Lorenz E.N. Deterministic nonperiodic flow // J. Atmos. Sci. – 1963. – Vol.20. – P.130. – <http://dx.doi.org/10.1177/0309133308091948>
6. Странные аттракторы. Сб. статей под ред. Синая Я.Г. и Шильникова Л.П. // М.: Мир. – 1981. – 253 с.
7. Sprain C.J., Biggin A.J., Davies C.J., Bono R.K., Meduri D.G. An assessment of long duration geodynamo simulations using new paleomagnetic modeling criteria // Earth Planet. Sci. Lett. – 2019. – Vol.526, 115758. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2019.115758>
8. Cook A.E., Roberts P.H. The Rikitake Two-disc dynamo system // Math. Proc. Camb. Phil. Soc. – 1970. – Vol.68. – P.547. – <https://doi.org/10.1017/S0305004100046338>
9. Ito K. Chaos in the Rikitake two-disc dynamo system // Earth Planet. Sci. Lett. – 1980. – Vol.51. – P.451. – [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(80\)90224-1](https://doi.org/10.1016/0012-821X(80)90224-1)
10. Ershov S.V., Malinetskii G.G., Ruzmaikin A.A. A generalized two-disk dynamo model // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. – 1989. – Vol.47. – P.251. – <https://doi.org/10.1080/03091928908221824>
11. Donato S., Meduri D., Lepreti F. Magnetic field reversals of the Earth: A two-disk Rikitake dynamo model // Int. J. Mod. Phys. B. – 2009. – V.23. – P.5492. – <http://dx.doi.org/10.1142/S0217979209063808>
12. Allan D.W. On the behaviour of systems of coupled dynamos // Math. Proc. Camb. Phil. Soc. – 1962. – Vol.58. – P.671. – <https://doi.org/10.1017/S0305004100040718>
13. Cook A.E. Two disc dynamos with viscous friction and time delay // Math. Proc. Camb. Phil. Soc. – 1972. – Vol.71. – P.135. – <http://dx.doi.org/10.1017/S0305004100050374>

14. Frick P., Pleshkov R. Rare-reversal chaos in two-disk dynamo models // Phys.Rev.E, – 2024. – Vol.110. – N.6. 064203. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.110.064203>
15. Окатьев Р.С., Фрик П.Г. Статистика времен возвращения при анализе хаоса в динамических системах // Вестник Пермского университета. Физика. –2024. - №3. – С. 19–27. – <https://doi.org/10.17072/1994-3598-2024-3-19-27>
16. Brugnago E., Gallas J., Beims M. Machine learning, alignment of covariant Lyapunov vectors, and predictability in Rikitake's geomagnetic dynamo model // Chaos, – 2020. – Vol.30. 083106. – <https://doi.org/10.1063/5.0009765>

ON THE PREDICTABILITY OF MAGNETIC FIELD INVERSION WITHIN A SIMPLE DYNAMIC MODEL

Frick P.G., Pleshkov R.A.

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS

For citation:

Frick P.G., Pleshkov R.A. On the predictability of magnetic field inversion within a simple dynamic model // Perm Federal Research Center Journal Perm Federal Research Center Journal. – 2025. – № 3. – P. 15–24. <https://doi.org/10.7242/2658-705X/2025.3.1>

A viscous generalization of the Rikitake two-disk dynamo model, known as the simplest dynamic model of random reversals of the geomagnetic field, is considered. A systematic study of the emerging solution modes in the parameter space (the degree of ohmic dissipation and the ratio of the moments of forces rotating the disks) has been carried out under a fixed magnetic Prandtl number $Pm=10^{-6}$, acceptable for the liquid core of the Earth. It is shown that there is a narrow domain in the parameter space in which the rare-reversal chaos, characterized by very long chrons (time intervals during which the sign of the magnetic field is preserved), within which the solution is quasi-stable, and the field fluctuations are characterized by a small amplitude and an extremely slow growth rate. Some regularity of the evolution of field disturbances within a single chron has been revealed, which makes it possible to predict the time of the next magnetic field reversal.

Keywords: Earth magnetic field, dynamo models, scale of polarities, predictability of field reversals.

Сведения об авторах

Фрик Петр Готлобович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом физической гидродинамики, Институт механики сплошных сред УрО РАН – филиал Пермского федерального исследовательского центра УрО РАН («ИМСС УрО РАН»), 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1; e-mail: frick@icmm.ru

Плешков Роман Андреевич, лаборант лаборатории турбулентности, «ИМСС УрО РАН»; e-mail: pleshkov_ra@mail.ru

Материал поступил в редакцию 16.07.2025