

УДК 523.9-1, 523.9-466, 523-98

Фрактальная природа солнечного магнетизма и дуализм динамо-процесса

В.И. Абраменко^{1,2}

¹ФГБУН “Крымская астрофизическая обсерватория РАН”, Научный, Крым, 298409

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Пулковское шоссе 65/1, Санкт-Петербург, 196140
vabramenko@gmail.com

Поступила в редакцию 11 ноября 2015 г.

Аннотация. Магнитное поле является ключевым агентом для солнечной и звездной активности: процессы генерации и диссипации поля определяют активность звезды на всех масштабах. Наше понимание динамо-процесса на Солнце сделало виток по диалектической спирали – от простой модели Бэбкока-Лейтона глобального динамо, описывающей 22-летний цикл активности, к принятию мелкомасштабного турбулентного динамо на поверхности, объясняющего “магнитный ковер”. И тем не менее этот сценарий независимого действия двух динамо-процессов оказался сильно упрощенным, когда выявились фрактальные свойства магнитных полей на Солнце. Такие свойства позволяют по-новому взглянуть на солнечный и звездный магнетизм: динамо есть единый нелинейный динамический процесс, которому неизбежно присущи самоорганизация и спонтанный переход в критическое состояние, упорядоченность на больших масштабах и полный хаос на мелких, взрывной характер энерговыделения. Такая концепция, замыкая диалектическую спираль, открывает новые возможности для понимания и моделирования динамо на Солнце и звездах.

FRactal Nature of the Solar Magnetism and Dualism of the Dynamo Process, by V.I. Abramenko. The magnetic field is a key agent of the solar and stellar activity. Processes of magnetic field generation, emergence and dispersal over the solar surface determine solar activity on all scales. A new circle along the dialectic spiral has been made in our understanding of the dynamo process: from the classical Babcock-Leighton model that explains the global dynamo and 22-year solar cycle, to the acceptance of the small-scale local turbulent dynamo, which might operate inside the near-surface layer and be responsible for generation of the small-scale magnetic fields forming a “magnetic carpet”. And yet, this scenario of simultaneous action of two dynamos seems to be oversimplified when fractal properties of the photospheric plasma became detected. Such properties allow us to take a new look at the solar and stellar magnetism: to interpret the dynamo as a single non-linear dynamical dissipative process with intrinsic properties of self-organization, order on large and chaos on small scales, capability to spontaneous transition into a critical state and burst-like energy release. The concept closes the dialectic spiral and offers new ways to model and understand the solar and stellar dynamo.

Ключевые слова: Солнце, магнитные поля, динамо, хаос, мультимасштабность

1 Введение

Основная идея глобального солнечного динамо состоит в том, что полоидальная компонента поля трансформируется в тороидальную, которая, в свою очередь, способна опять произвести полоидальную, замыкая таким образом цикл. Концептуальная модель солнечного динамо была предложена независимо Бэбкоком (1961) и Лейтоном (1969). Модель ниже обозначена как VL-модель. Согласно VL-модели, глобальное динамо оперирует следующим образом. В минимуме цикла полоидальное поле за счет дифференциального вращения вытягивается вдоль экватора, образуя тороидальное поле, которое в основном концентрируется вблизи дна конвективной зоны. Затем тороидальные трубки всплывают (за счет силы плавучести) на поверхность Солнца и формируют активные области. По мере подъема трубки расширяются в атмосфере и под действием силы Кориолиса скручиваются против часовой стрелки (по часовой стрелке) в северном (южном) полушариях. Таким образом формируется полоидальная составляющая в каждой петле, по знаку поля противоположная существующему глобальному полоидальному полю. Расширяющиеся петли пересоединяются (в том числе через экватор), формируя полоидальные крупномасштабные структуры поля. Кроме того, поля хвостовых частей распадающихся активных областей дрейфуют (за счет меридиональной циркуляции) к близлежащим полюсам, где они сначала нейтрализуют полярные поля старого цикла и затем формируют полярные области нового цикла. Многочисленные и важные подробности, проблемы и развитие этого сценария обсуждаются в обзорах (Шрайвер, Зван, 2000; Шарбонне, 2010; Миеш, 2010, 2012; Чудхури, 2013). Таким образом, как работает глобальное динамо, ответственное за 22-летний цикл активности, можно считать (с некоторыми оговорками) понятным.

Однако когда мы переходим от рассмотрения глобального поля Солнца к наблюдаемой на фотосфере картине магнитных полей на малых масштабах, мы сталкиваемся с полным хаосом. И становится понятным, что глобальное динамо вряд ли способно объяснить их происхождение и динамику. Новая концепция – о возможности генерации мелкомасштабных магнитных полей вблизи поверхности, т. е. о локальном турбулентном динамо, – сначала появилась в моделировании (Каттанео, 1999; Вёглер, Шусслер, 2007). Впоследствии анализ наблюдательных данных, полученных на Hinode/SOT, дал многое для понимания магнетизма невозмущенных областей. Так, после публикаций (Лайтс и др., 2008; Де Вин и др., 2008; Ишикава и др., 2010; Ишикава, Цунета, 2010) были обнаружены продольные поля смешанной полярности и поперечные поля в областях внутри супергранул, т. е. в зонах, не связанных с грануляционной сеткой (так называемые “intranetwork fields”). Аналогичные данные были получены нами (Абраменко и др., 2010) на телескопе BBSO/NST, где показано, что подавляющее большинство магнитных элементов существуют очень короткое время, менее 2-х минут. Стало понятно, что постепенным распадом активных областей и диффузией остатков поля такие магнитные структуры не объяснить. И предложенный в теории механизм локального турбулентного динамо, казалось бы, хорошо справлялся с объяснением происхождения таких полей.

Однако возникает закономерный вопрос: а так ли необходимо вовлекать два независимых процесса (глобальное динамо и локальное турбулентное динамо) в объяснение происхождения магнитных полей на Солнце (да и на звездах)? Ведь физически механизм генерации один: деформация конфигурации магнитного контура в проводящей среде. Тем более, что к 2009 году было установлено, что закон распределения потоков в магнитных элементах – единый степенной на огромном промежутке масштабов потоков: от 2×10^{17} до 10^{23} Мх (Парнелл и др., 2009). Такой закон склоняет исследователя к предположению о едином механизме генерации. Ян Стенфлю (2012), например, полагает, что локальное динамо на поверхности если и имеет место, то лишь как незначительный вкладчик, а все магнитное поле есть результат глобального динамо с последующим турбулентным каскадом дробления магнитных трубок.

Есть, однако, другой способ решить проблему дуализма солнечного динамо и найти синтез. Можно посмотреть на процесс генерации магнитного поля как на нелинейную динамическую диссипативную систему (НДДС). Такие системы функционируют как единое целое, но могут проявлять себя по-разному на разных масштабах (например, относительная упорядоченность на больших масштабах и полный хаос на малых). Они обладают рядом интересных свойств. Самое важное, пожалуй, это свойство мультифрактальности как в пространстве, так и во времени. С ним связаны свойства самоподобия, негауссовых распределений, способности к самоорганизации, способности спонтанно переходить в состояние самоорганизованной критичности (SOC) (см., например, Ашванден, 2011). Моделировать такие системы крайне сложно, хотя первые шаги в солнечной физике уже предпринимаются (Миеш, 2010, 2012).

В данной работе мы рассмотрим наблюдательные факты, свидетельствующие о том, что процесс генерации магнитных полей на Солнце можно рассматривать как НДДС, и в ней возможна генерация и диссипация полей на всех масштабах. Особое внимание будет уделено вопросам диагностики генерации поля на мелких масштабах (локальному турбулентному динамо в общепринятой терминологии).

Заметим, что в других областях науки разработано много подходов по анализу НДДС, и они могут быть с успехом использованы в физике Солнца. И наоборот.

2 Мультифрактальность турбулентной среды как условие для быстрого динамо

Зельдович, Рузмайкин, Молчанов и Соколов в классической работе (Зельдович и др., 1987) показали, что в турбулентной проводящей среде при большом числе Рейнольдса работает быстрое динамо, т. е. слабое затравочное магнитное поле способно экспоненциально расти. Схематически процесс происходит в три этапа: растягивание замкнутого магнитного контура, скручивание в восьмерку и схлопывание. Сейчас этот процесс получил общепризнанное название: stretch-twist-fold process (Бранденбург, Субраманиан, 2005). Сами авторы работы (Зельдович и др., 1987) указывали, что такая турбулентная среда обладает свойством перемежаемости, что эквивалентно свойству мультифрактальности. Причем этим свойством обладает как само магнитное поле, так и поле скоростей. Заметим, что авторы не накладывают каких-либо ограничений на масштаб, где процесс может работать. Мы делаем вывод, что, в принципе, быстрое динамо не обязательно ограничено малыми масштабами.

Свойство мультифрактальности магнитных полей активных областей показано в работах (Конлон и др., 2008; Абраменко, Юрчишин, 2010). Для магнитных полей вне активных областей это свойство показано в работе (Абраменко, 2013), причем с уменьшением масштаба это свойство усиливается (см. рис. 3 в Абраменко, 2013). Для грануляционной структуры, которая косвенно отражает структуру поля скоростей, это свойство начинает проявляться на очень малых масштабах, менее 600 км, и наблюдается вплоть до самых малых разрешимых масштабов порядка 80 км (см. рис. 5 в работе Абраменко и др., 2012).

Таким образом, необходимое условие для работы быстрого динамо выполняется на масштабах от активных областей до самых малых обнаруженных масштабов порядка 80 км.

3 Режим супердиффузии в фотосфере как благоприятное условие для турбулентного динамо

Как было показано в работах (Абраменко и др., 2011; Лепрети и др., 2012), в невозмущенной фотосфере выполняется режим супердиффузии, что означает, что коэффициент турбулентной диффузии не является константой (как в случае нормальной диффузии), а меняется в прямопропорциональной зависимости от масштаба, как пространственного, так и временного (см. рис. 10 в работе Абраменко и др., 2011). Сама по себе зависимость коэффициента от мас-

штаба находится в согласии с концепцией мультифрактальности и идеей НДДС, поскольку для таких систем характерно отсутствие постоянства параметров – как правило, они зависят от масштаба.

Возвращаясь к вопросу о турбулентном динамо, отметим, что современные модели мелко-масштабного турбулентного динамо в фотосфере, например, Болдырев, Каттанео (2004), Вёглер, Шусслер (2007), Пиетарила Грахам и др. (2010), используют столкновительный коэффициент магнитной диффузии ($0.01\text{--}10\text{ км}^2/\text{сек}$), основанный на классической электропроводности фотосферной плазмы. В то же время использование коэффициента турбулентной диффузии было бы более оправдано с точки зрения физики, поскольку именно турбулентная диффузия определяет минимальный размер магнитных элементов (Бискамп, 1993). Наши исследования (см. рис. 3 в работе Абраменко и др., 2010) показывают, что мельчайшие элементы могут быть еще не разрешены.

Величина коэффициента турбулентной диффузии $70\text{--}350\text{ км}^2/\text{сек}$, измеренная другими авторами (Шрайвер и др., 1996; Хагенар и др., 1999; Утц и др., 2010) в предположении нормальной диффузии как константы, оставляет очень мало шансов для успешной работы (и моделирования) турбулентного динамо в фотосфере. Так, в случае очень высокого коэффициента диффузии на очень маленьких масштабах, шансы у магнитных элементов противостоять разрушающему действию турбулентных движений очень малы, и турбулентное динамо будет подавлено. Режим супердиффузии на очень малых масштабах благоприятен для генерации поля, поскольку он предполагает уменьшение турбулентной диффузии с уменьшением масштаба.

По нашим оценкам, минимальная величина коэффициента турбулентной диффузии на самых малых масштабах (22 км и 10–15 сек) составляет 22, 19 и 12 $\text{км}^2/\text{сек}$ для корональной дыры, спокойной области и флоккульной области соответственно.

4 Анализ наблюдений мелкомасштабных магнитных полей

На рисунке 1, поверх грануляционной картины (область внутри корональной дыры) нанесены контуры магнитного поля, полученные на двух инструментах. Данные, полученные на телескопе New Solar Telescope инструментом Infra-red Imaging Magnetograph (NST/IRIM), показывают продольное и поперечное поле. Данные, полученные на Hinode инструментом SOT/FG, представляют собой только продольную составляющую магнитного поля. В правом верхнем углу виден фрагмент грануляционной сетки с множеством ярких точек. Это место наиболее интенсивных магнитных полей. Остальная часть рисунка – слабые (intranetwork) поля, где 9 изолированных магнитных элементов было обнаружено инструментом SOT/FG. Все они ассоциируются с яркими точками и с продольными (отрицательными) элементами, обнаруженными NST/IRIM-инструментом. В 6-ти случаях из 9-ти в непосредственной близости от этих элементов не обнаружено ни противоположной полярности, ни поперечного поля. Это может означать, что эти магнитные элементы являются основаниями открытых магнитных трубок, составляющих скелетон корональной дыры. Присутствие ярких точек в них означает, что они могут быть результатом конвективного коллапса (Паркер, 1978; Спруит, 1979).

В то же время значительная часть магнитных элементов в intranetwork-зоне не связана с яркими точками, и размещаются они везде: и в межгранульных лагунах, и на гранулах. Эти магнитные элементы не были выявлены инструментом SOT/FG, хотя они и сравнимы по полю и по площади с теми, что выявлены обоими инструментами. Это может быть объяснено разностью высот формирования линий, в которых ведутся наблюдения на двух инструментах. NST измеряет сигнал глубоко в фотосфере, около 50 км ниже уровня $\tau_{5000} = 1$, в то время как сигнал, измеряемый SOT/FG, формируется на высотах 400–700 км (со средним значением около 500 км). В случае, если магнитные элементы, не связанные с яркими точками, образуют петли с основаниями на уровне $\sim 50\text{ км}$ под фотосферой и расстояние между основаниями

(200–500 км) сравнимо с их высотой, то они замыкаются, не достигая уровней 400–700 км, и таким образом, они не регистрируются инструментом SOT/FG. Присутствие обеих полярностей и часто поперечного поля в окрестности свидетельствует в пользу предположения о петельной структуре таких полей. Наши исследования показывают, что живут такие мелкие магнитные образования очень недолго, не более 10–15 минут, а около 98 % из них живут менее 2-х минут. При такой динамике становится очевидным, что вся совокупность мелкомасштабных полей не может быть продуцирована механизмом глобального динамо, а по крайней мере часть этих полей генерируется на месте и несомненно связана с турбулентной конвекцией замагниченной плазмы.

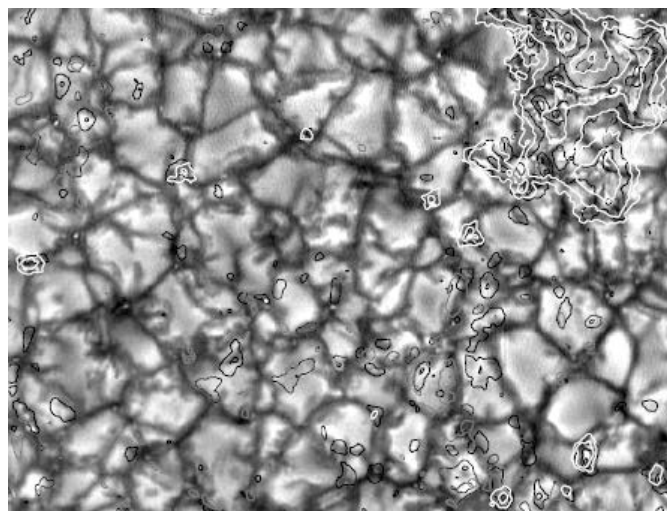


Рис. 1. NST/TiO-изображение грануляции размером 26.6"×20.1", полученное 12 августа 2011 г. в 18:20 UT внутри корональной дыры. Черные (темно-серые) контуры очерчивают продольные отрицательные (положительные) поля, измеренные с помощью NST/IRIM, и соответствуют уровням 90, 210 и 300 гаусс. Светло-серые контуры показывают IRIM-сигнал поперечной составляющей поля, $\sqrt{Q^2 + U^2}$, по уровням 100 и 200 гаусс. Белым показаны контуры отрицательного поля, измеренного инструментом Hinode/SOT/FG в то же время

5 Сравнение кинетического и магнитного спектров как тест для турбулентного динамо

Рассмотренные выше наблюдения дают косвенное подтверждение присутствия локального турбулентного динамо на Солнце. Однако они не позволяют сделать какие-либо количественные оценки. В теоретическом аспекте ситуация проще: турбулентное динамо в действии предполагает постепенный рост магнитной энергии в объеме (Бэтчелор, 1950; Казанцев, 1968), что можно выявить в моделях (Болдырев, 2001; Щекочинин и др., 2002; Чо и др., 2002; Болдырев, Каттанео, 2004). Но в наблюдениях обнаружить этот эффект невозможно, так как нет начального момента, а вместо этого имеем постоянный процесс генерации и диссипации магнитной энергии. Плюс ко всему, некоторая часть потока в мелких элементах может быть обусловлена и прямым турбулентным каскадом распада полей, сгенерированных на очень больших масштабах, как это предполагает Стенфло (2012). Поэтому требуются особые подходы, чтобы диагностировать сам факт возможности (или невозможности) генерации мелкомасштабных магнитных полей, наблюдаемых в фотосфере.

Мы предлагаем тест, основанный на сопоставлении магнитного и кинетического спектров мощности. На рис. 2 схематически показаны возможные комбинации взаимного положения этих спектров.

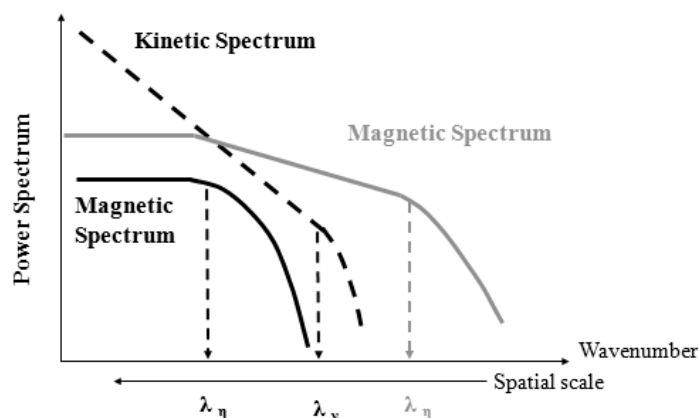


Рис. 2. Схематическая иллюстрация взаимного поведения кинетического и магнитного спектров мощности в замагниченной турбулентной среде. Штриховая и серая кривые – случай высокого числа Прандтля ($Pr = \lambda_v/\lambda_\eta$), когда магнитный спектр более пологий, чем кинетический, и на масштабах больше, чем λ_v , магнитная энергия доминирует над кинетической, что благоприятно для турбулентного динамо. Комбинация черного и штрихового спектров ($Pr < 1$) неблагоприятна для турбулентного динамо

Для определенности будем считать, что турбулентная среда с магнитным полем – поверхностный слой фотосферы в невозмущенной области на Солнце. Кинетическая энергия вводится в систему на больших масштабах (в нашем случае – порядка размера супергранул, около 30 Мм) и за счет турбулентного каскада передается на малые масштабы, порождая спектр типа колмогоровского, с наклоном $-5/3$ (примеры даны ниже). На некотором масштабе λ_v кинетические вихри начинают диссипировать, и начинается завал спектра на масштабах $\lambda \leq \lambda_v$, т. е. на больших волновых числах. Для того чтобы сгенерировать магнитное поле масштаба λ , надо, чтобы характерное время завихрения (запутывания) силовой линии вихревыми движениями плазмы (вихрями размера λ) не превосходило характерное время диссипации магнитных структур того же размера (Пикельнер, 1966). А это означает, что число Прандтля, $Pr = \lambda_v/\lambda_\eta$, – отношение масштабов кинетической и магнитной диссипаций – должно быть больше единицы (Пикельнер, 1966; Бискамп, 1993). Возможность для работы мелкомасштабного турбулентного динамо при большом числе Прандтля доказана как теоретически, так и в численных моделях (Бэтчелор, 1950; Накагава, Прист, 1973; Болдырев, 2001; Щекочинин и др., 2002; Чо и др., 2002). В этом случае магнитный спектр (серая линия на рис. 2) более пологий, чем кинетический (штриховая линия на рис. 2), так что кинетические вихри начинают затухать на сравнительно больших масштабах, $\lambda_v \gg \lambda_\eta$, и не мешают выживать меньшим магнитным элементам.

В противоположном случае, когда число Прандтля меньше единицы (комбинация черного и штрихового спектров на рис. 2), магнитная диссипация (по каким-либо причинам) начинается уже на больших масштабах, превосходящих масштаб кинетической диссипации ($\lambda_\eta \gg \lambda_v$). В этом случае турбулентные вихри размеров $\lambda_\eta > \lambda > \lambda_v$ не оставляют шанса выжить магнитным элементам тех же размеров. Возможность для работы турбулентного динамо остается под вопросом, однако в численном моделировании есть некоторые успехи (см., например, Болдырев, Каттанео, 2004; Искалов и др., 2007; Пиетарила Грахам и др., 2010).

На рис. 3 приведены магнитные и кинетические спектры мощности, вычисленные нами по разным данным наблюдений невозмущенной фотосферы. Одномерные спектры мощности по двумерным картам поля скорости и магнитного поля вычислялись методом, описанным в работе (Абраменко, 2005). Нашей целью было проследить динамику взаимного поведения магнитного и кинетического спектров по мере продвижения по масштабам от больших к меньшим. Для этого мы исследовали, как магнитный и кинетический спектры меняются по мере улучшения разрешения телескопа. При этом, наряду со своими вычислениями спектров, мы использовали ранее опубликованные результаты, полученные при довольно низком разрешении. Спектр мощности скорости рассматривался как адекватная оценка кинетического спектра (в предположении равномерного распределения масс на данном уровне в фотосфере).

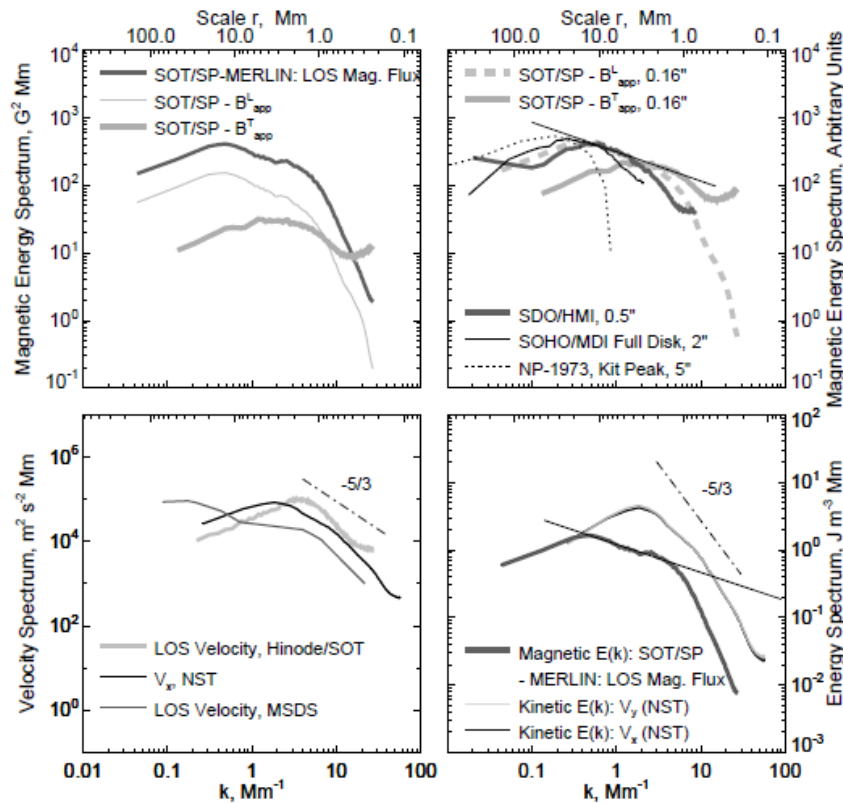


Рис. 3. Магнитные и кинетические спектры невозмущенных областей. *Вверху слева* – данные Hinode/SOT/SP, полученные 10 марта 2007г. *Вверху справа* – данные, полученные разными инструментами. Размер пиксела каждого инструмента показан. Для наилучшего сопоставления спектры сдвинуты вдоль вертикальной оси. Пунктирная линия – данные (Накагава, Прист, 1973). Тонкая прямая – предполагаемое поведение спектра при улучшении разрешения. *Внизу слева* – спектры скорости. Тонкая темно-серая линия – доплеровские скорости по данным Peak du Midi (пиксел 0.8''; Еспагнет и др., 1993); толстая светло-серая линия – доплеровские скорости по данным Hinode/SOT/SP; черная линия – V_x -составляющая поперечной скорости по данным NST/TiO 3 августа 2010 г. *Внизу справа* – спектр кинетической энергии и спектр магнитной энергии. Тонкая прямая – линейное приближение к данным в области до завала спектра. Поведение колмогоровского спектра показано штрих-пунктиром

На рис. 3 слева внизу показаны три спектра скорости, для вычисления которых были использованы следующие данные:

Фрактальная природа солнечного магнетизма...

- Доплеровские скорости, полученные на обсерватории Peak du Midi с размером пиксела 0.8" (Еспагнет и др., 1993), спектр отмечен тонкой темно-серой линией.
- Доплеровские скорости, полученные с помощью инструмента Hinode/SOT/SP в линии 6301 Å 10 марта 2008 г., размер пиксела 0.16", спектр отмечен толстой светло-серой линией.
- Составляющая V_x поперечной скорости, измеренная по данным NST-наблюдений грануляции в линии TiO 3 августа 2010 г. Составляющие V_x и V_y вычислялись нами методом Local Correlation Tracking (LCT), см. работу Абраменко и др. (2013). Спектр V_x -составляющей показан черным цветом на рис. 3.

Все спектры скорости показывают на масштабах 1.5–3 Мм плавный переход в колмогоровский режим, при этом нет какой-либо тенденции, связанной с улучшением разрешения, по крайней мере на масштабах, доступных наблюдению.

На верхних панелях рис. 3 показаны магнитные спектры. На левой панели показаны спектры, полученные 10 марта 2007 г. с помощью инструмента Hinode/SOT/SP. Спектр, полученный с помощью кода инверсии MERLIN по продольной составляющей поля (LOS Mag Flux, жирная темно-серая линия), хорошо согласуется по форме со спектром (тонкая светло-серая линия) продольного поля B_{app}^L , полученным на основании Стокс-профилей (Лайтс и др., 2008). Систематическая разница в величинах энергии на всех частотах, по-видимому, из-за различий в калибровках. Спектр поперечной составляющей поля B_{app}^T , полученный также по Стокс-профилям (жирная серая линия), показывает присутствие шумов на малых масштабах (положительный наклон в спектре), чего нет в спектрах по продольной составляющей. По-видимому, общее для магнитографов свойство повышения уровня шумов при переходе от продольного поля к поперечному присутствует и на SOT/SP. Спектр поперечной составляющей ниже двух других спектров, что может быть связано с меньшей удельной (на единичный интервал волновых чисел) энергией поперечной составляющей по сравнению с продольной. Наиболее важная особенность спектра B_{app}^T -составляющей состоит в том, что он продолжается с пологим наклоном дальше всех в сторону малых масштабов. (Особенно хорошо это заметно на правой верхней панели рис. 3, где спектры сдвинуты вдоль вертикальной оси.) Такой наблюдательный факт может означать, что турбулентное динамо более эффективно в генерации поперечных, чем продольных полей.

Улучшение разрешения телескопов приводило к повышению достоверности информации о магнитных спектрах, что иллюстрирует график на верхней правой панели рис. 3. Так, данные Peak du Midi (Накагава, Прист, 1973) с разрешением 5" показывают плавный завал спектра в масштабах около 20 Мм. MDI-данные (полный диск, разрешение 2") демонстрируют завал на 10 Мм. Более крутой спад этого спектра на масштабах менее 10 Мм можно бы принять за квазиколмогоровский каскад и диссипацию, но HMI-спектр (разрешение 0.16") показывает продолжение пологого спектра вплоть до масштаба 4–5 Мм. Далее, по данным Hinode/SOT, эта тенденция сохраняется: спектры продолжают уже до 1 Мм. И такое поведение спектров в принципе отличается от того, что мы наблюдали для спектров скорости. Можно предположить, что будущие наблюдения с еще более высоким разрешением позволят получить пологий протяженный магнитный спектр, простирающийся далее вправо приблизительно в соответствии с тонкой прямой линией на правых панелях рис. 3. Сравнение кинетического и магнитного спектров показано на правой нижней панели рис. 3. При условии, что тенденция продолжения магнитного спектра вправо сохраняется, а кинетический спектр – квазиколмогоровский, можно заключить, что спектры пересекаются на масштабах около 0.5–1 Мм. На меньших масштабах магнитный спектр доминирует, создаются благоприятные предпосылки для выполнения условия $Pr > 1$ и работы турбулентного динамо.

Таким образом, наблюдаемые тенденции в поведении магнитного и кинетического спектров мощности позволяют заключить, что генерация магнитных полей в фотосфере, по крайней мере на масштабах менее 1 Мм, вполне возможна.

6 Дискуссия о проявлениях мультифрактальности и свойств НДДС на больших масштабах

Краткий обзор этого вопроса будет весьма уместен здесь для представления полной картины аргументов в пользу концепции о солнечном магнетизме как о единой нелинейной динамической диссипативной системе. Что может свидетельствовать о правомерности такой концепции, если речь идет о масштабах, сравнимых с масштабом всего Солнца?

При современных наблюдениях всплытия магнитного поля на поверхности Солнца мы наблюдаем удивительную картину сильной раздробленности, изрезанности магнитной структуры. Пример такого явления показан на рис. 4.

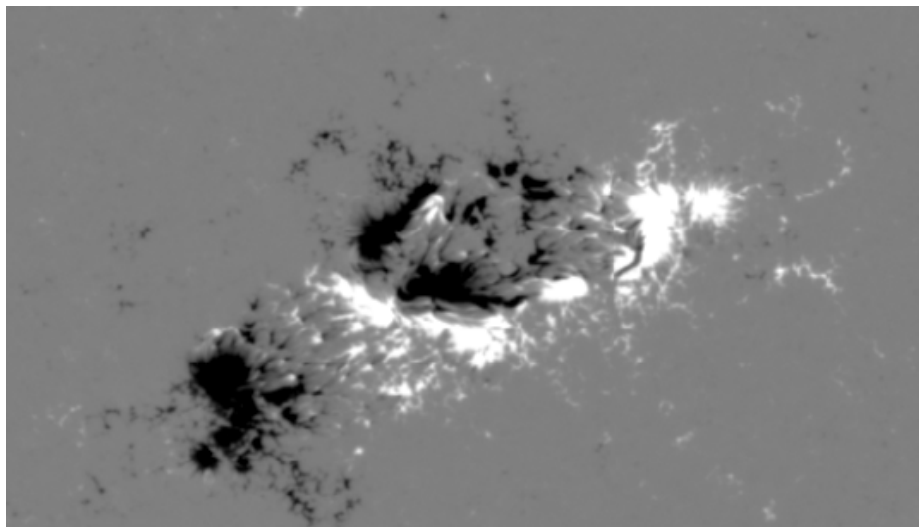


Рис. 4. HMI-магнитограмма, полученная при всплытии АО NOAA 11158, – одной из самых больших и сильных активных областей 24-го цикла

Этот пример указывает на очень важное обстоятельство, а именно: сильные тороидальные магнитные трубки, сгенерированные глубоко внутри конвективной зоны (согласно моделям глобального динамо), на поверхности появляются не как монолитные образования, а как изрезанные, раздробленные структуры (при этом более или менее монолитный лидер формируется позже). Иными словами, в процессе всплытия сквозь конвективную зону трубка подвергается сильной фрагментации турбулентными потоками плазмы, что свидетельствует о существенной неоднородности плазменных потоков на протяжении всей конвективной зоны.

Это предположение подтверждается недавними результатами численного моделирования конвективной зоны (см. рис. 5). В классическом описании глобального динамо (панель слева), основанном на VL-модели, в конвективной зоне присутствует одна на полушарии глобальная петля меридионального потока плазмы. Однако недавние исследования динамики супергранул (Хатауэй, 2012) позволили заключить, что обратный (подфотосферный) поток плазмы лежит на очень мелкой глубине, около 70 Мм. Численное моделирование процессов в конвективной зоне (Миеш и др., 2006; Капула и др., 2012; Жао, 2013) показывает, что, скорее всего, конвективная зона представляет собой совокупность нескольких крупномасштабных конвективных ячеек

Фрактальная природа солнечного магнетизма...

(рис. 5, панель справа). Из теоретических оценок меридиональных течений Кичатинов (2015) пришел к выводу, что самый крупный контур, типа того, что показан на рис. 5 слева, все же должен существовать и служить основой турбулентного каскада. Эти результаты свидетельствуют о неоднородности конвективной зоны, о присутствии крупномасштабных вихрей и о возможности турбулентного каскада, начинающегося на масштабах порядка самой конвективной зоны. Физическая связь между масштабами, от самых больших до самых малых, представляется возможной.

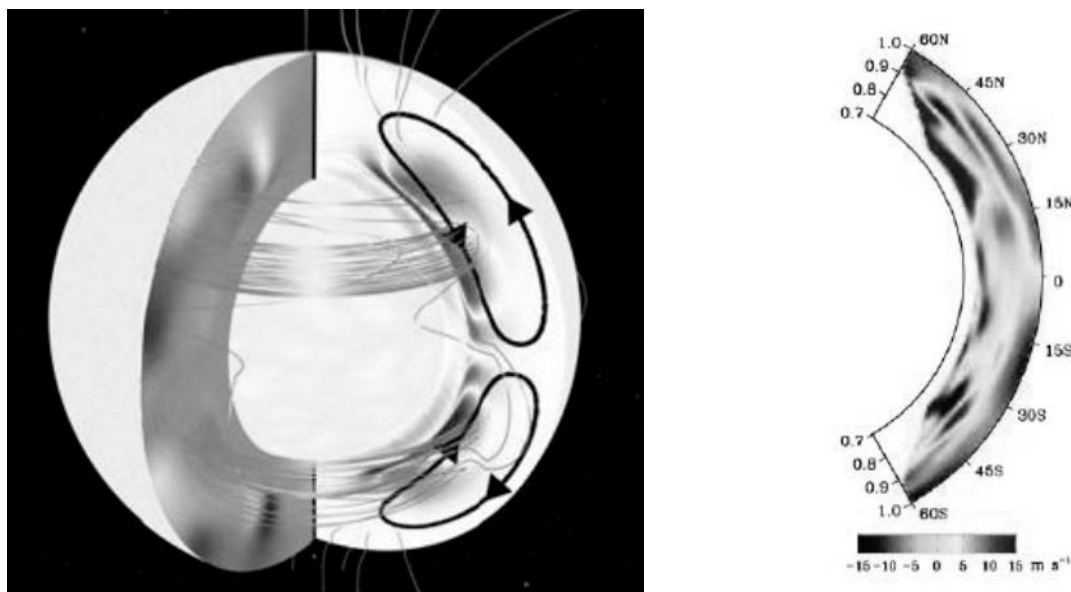


Рис. 5. Слева – иллюстрация классической модели солнечной конвективной зоны. В каждом полушарии меридиональная циркуляция плазмы (показана черными линиями со стрелками) состоит из одной глобальной ячейки (схема W.T. Bridgman, NASA/GSFC). Справа – профиль скоростей меридиональных потоков плазмы в конвективной зоне по гелиосейсмологическим расчетам (Жао, 2013)

Наблюдательный тест для турбулентного динамо, предложенный в нашей работе (Соколов и др., 2015), подтверждает эти выводы. Тест основан на изучении статистических свойств магнитной ориентации групп пятен. Согласно закону Хейла, в нечетных, например, циклах в северном (южном) полушарии лидирующие пятна имеют чаще всего положительную (отрицательную) магнитную полярность. Нарушение этого закона приводит к образованию антихейловских групп. На основе теоретических изысканий мы показали, что действие турбулентного динамо должно приводить к образованию антихейловских групп и численность таких групп на диаграмме время-широта должна быть независима от фазы солнечного цикла. И соответственно, процентное содержание таких групп (по отношению к общему числу пятен) должно достигать максимальных величин в периоды солнечных минимумов. Для нескольких солнечных циклов мы рассмотрели статистические параметры антихейловских групп. Наряду с данными, полученными нами, мы учитывали и ранее опубликованные данные. Мы показали, что действительно, процентное содержание антихейловских групп достигает своих максимальных значений в периоды пониженной солнечной активности (см. рис. 6). Мы интерпретируем этот факт как наблюдательное свидетельство действия турбулентного динамо внутри конвективной зоны. Причем масштабы генерации поля далеко не сводятся к масштабам магнитного хаоса в невозмущенной фотосфере, а простираются по крайней мере до масштабов активных областей.

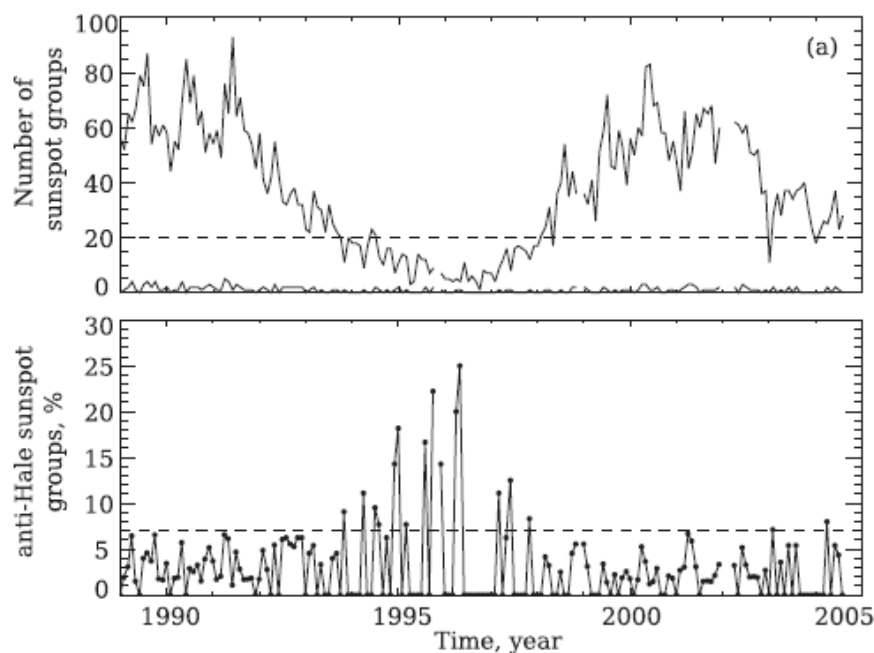


Рис. 6. Временное распределение групп пятен в 22-м и 23-м солнечных циклах. Вверху – полное число пятен, внизу – процентное содержание антихейловских пятен. Данные усреднены за месяц. Рисунок цитируется по работе Соколова и др. (2015)

Выводы можно сформулировать следующим образом. Анализ данных наблюдений показывает, что есть все основания полагать, что генерация магнитного поля на Солнце идет на всех масштабах: от масштабов, сравнимых с самим Солнцем, до масштабов, по крайней мере порядка 100 км. Процесс генерации происходит в рамках нелинейной динамической диссипативной системы, которой по самой ее природе присущи самоорганизация и хаос, мультифрактальность и способность к непредсказуемым взрывам энерговыделения на всех масштабах, которые не столь редки, как в гауссовых процессах.

Автор выражает признательность сотрудникам Big Bear Solar Observatory за содействие в получении и обработке данных NST, Юрчишину В.Б., Кичатинову Л.Л. и Соколову Д.Д. за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 21.

Литература

- Абраменко (Abramenko V.I.) // *Astrophys. J.* 2005. V. 629. P. 1141.
 Абраменко, Юрчишин (Abramenko V.I., Yurchyshyn V.B.) // *Astrophys. J.* 2010. V. 722. P. 122.
 Абраменко и др. (Abramenko V., Yurchyshyn V., Goode P., Kilcik A.) // *Astrophys. Lett.* 2010. V. 725. P. L101.
 Абраменко и др. (Abramenko V.I., Carbone V., Yurchyshyn V., Goode P.R., Stein R.F., Lepreti F., Carrarelli V., Vecchio A.) // *Astrophys. J.* 2011. V. 743. P. 133.
 Абраменко и др. (Abramenko V.I., Yurchyshyn V.B., Goode P.R., Kitiashvili I.N., Kosovichev A.G.) // *Astrophys. Lett.* 2012. V. 756. P. L27.
 Абраменко (Abramenko V.I.) // *Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. IAU Symp. N. 294 / Eds. Kosovichev A.G., de Gouveia Dal Pino E.M., Yan Y., Springer P.* 2013. P. 289.

Фрактальная природа солнечного магнетизма...

- Абраменко и др. (Abramenko V.I., Zank G.P., Dosch A., Yurchyshyn V.B., Goode P.R., Ahn K., Cao W.) // *Astrophys. J.* 2013. V. 773. P. 167.
- Ашванден (Aschwanden M.J.) // *Self-Organized Criticality in Astrophysics*. New York, Berlin: Springer-PRAXIS. 2011.
- Бискамп (Biskamp D.) // *Nonlinear Magnetohydrodynamics*. United Kingdom: Cambridge Univ. Press. 1993.
- Болдырев (Boldyrev S.A.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 562. P. 1081.
- Болдырев, Каттанео (Boldyrev S., Cattaneo F.) // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 144501.
- Бранденбург, Субраманиан (Brandenburg A., Subramanian K.) // *Phys. Reports*. 2005. V. 417. P. 1.
- Бэбкок (Babcock H.W.) // *Astrophys. J.* 1961. V. 133. P. 572.
- Бэтчелор (Batchelor G.K.) // *Royal Society of London Proceedings Series A*. 1950. V. 201. P. 405.
- Вёглер, Шюсслер (Vögler A., Schüssler M.) // *Astron. Astrophys.* 2007. V. 465. P. L43.
- Де Вин и др. (de Wijn A.G., Lites B.W., Berger T.E., Frank Z.A., Tarbell T.D., Ishikawa R.) // *Astrophys. J.* 2008. V. 684. P. 1469.
- Еспагнет и др. (Espagnet O., Muller R., Roudier T., Mein N.) // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 271. P. 589.
- Жао (Zhao J.) // *Fifty Years of Seismology of the Sun and Stars*. V. 478. / Eds. Jain K., Tripathy S.C., Hill F., Leibacher J.W., Pevtsov A.A. ASP Conference Proceedings. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. 2013. P. 243.
- Зельдович Я.Б., Молчанов С.А., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. // *Успехи физ. наук*. 1987. Т. 152. С. 3.
- Ишикава и др. (Ishikawa R., Tsuneta S., Jurcák J.) // *Astrophys. J.* 2010. V. 713. P. 1310.
- Ишикава, Цунета (Ishikawa R., Tsuneta S.) // *Astrophys. Lett.* 2010. V. 718. P. L171.
- Искалов и др. (Iskakov A.B., Schekochihin A.A., Cowley S.C., McWilliams J.C., Proctor M.R.E.) // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 208501.
- Казанцев А. // *ЖЭТФ*. 1968. Т. 26. С. 1031.
- Капула и др. (Käpylä P.J., Mantere M., Brandenburg A.) // *Astrophys. Lett.* 2012. V. 755. P. L22.
- Каттанео (Cattaneo F.) // *Astrophys. J.* 1999. V. 515. P. L39.
- Кичатинов Л.Л. // *Частное сообщение*. 2015.
- Конлон и др. (Conlon P.A., Gallagher P.T., McAteer R.T.J., Ireland J., Young C.A., Kestener P., Hewett R.J., Maguire K.) // *Solar Phys.* 2008. V. 248. P. 297.
- Лайте и др. (Lites B.W., Kubo M., Socas-Navarro H., Berger T., Frank Z., Shine R., Tarbell T., Tittle A., Ichimoto K., Katsukawa Y., Tsuneta S., Suematsu Y., Shimizu T., Nagata S.) // *Astrophys. J.* 2008. V. 672. P. 1237.
- Лейтон (Leighton R.B.) // *Astrophys. J.* 1969. V. 156. P. 1.
- Лепрети и др. (Lepreti F., Carbone V., Abramenko V.I., Yurchyshyn V., Goode P.R., Capparelli V., Vecchio A.) // *Astrophys. Lett.* 2012. V. 759. P. L17.
- Миеш и др. (Miesch M., Brun A.S., Toomre J.) // *Astrophys. J.* 2006. V. 641. P. 618.
- Миеш (Miesch M.S.) // *SOHO-23: Understanding a Peculiar Solar Minimum ASP Conference Series* V. 428 / Eds. Cranmer S.R., Hoeksema J.T., Kohl J.L. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. 2010. P. 29.
- Миеш (Miesch M.S.) // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2012. V. 370. P. 3049.
- Накагава, Прист (Nakagawa Y., Priest E.R.) // *Astrophys. J.* 1973. V. 179. P. 949.
- Паркер (Parker E.N.) // *Astrophys. J.* 1978. V. 221. P. 368.
- Парнелл и др. (Parnell C.E., DeForest C.E., Hagenaar H.J., Johnston B.A., Lamb D.A., Welsch B.T.) // *Astrophys. J.* 2009. V. 698. P. 75.
- Пиетарила Грахам и др. (Pietarila Graham J., Cameron R., Schüssler M.) // *Astrophys. J.* 2010. V. 714. P. 1606.

- Пикельнер С.Б. // Основы космической электродинамики. М: Наука. 1966.
- Соколов и др. (Sokoloff D., Khlystova A., Abramenko V.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2015. V. 451. P. 1522.
- Спруит (Spruit H.C.) // Solar Phys. 1979. V. 61. P. 363.
- Стенфло (Stenflo J.O.) // Astron. Astrophys. 2012. V. 547. P. A93.
- Утц и др. (Utz D., Hanslmeier A., Muller R., Veronig A., Rybak J., Muthsam H.) // Astron. Astrophys. 2010. V. 511. P. A39.
- Хагенаар и др. (Hagenaar H.J., Schrijver C.J., Title A.M., Shine R.A.) // Astrophys. J. 1999. V. 511. P. 932.
- Хатауэй (Hathaway D.) // Astrophys. J. 2012. V. 760. P. 84.
- Чо и др. (Cho J., Lazarian A., Vishniac E.T.) // Astrophys. J. 2002. V. 566. P. L49.
- Чудхури (Choudhuri A.R.) // Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. IAU Symposium. 2013. V. 294. P. 37.
- Шарбонне (Charbonneau P.) // Living Reviews in Solar Physics. 2010. V. 7. № 3.
- Шрайвер, Зван (Schrijver C.J., Zwaan C.) // Solar and Stellar Magnetic Activity. Cambridge. Cambridge Univ. Press. 2000.
- Шрайвер и др. (Schrijver C.J., Shine R.A., Hagenaar H.J., Hurlburt N.E., Title A.M., Strous L.H., Jefferies S.M., Jones A.R., Harvey J.W., Duvall Jr.T.L.) // Astrophys. J. 1996. V. 468. P. 921.
- Щекочинин и др. (Schekochihin A.A., Boldyrev S.A., Kulsrud R.M.) // Astrophys. J. 2002. V. 567. P. 828.