

УДК 523.98

**В. Н. Криводубский**

Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко  
ул. Обсерваторная 3, Киев, 04053  
krivod2@ukr.net

**Двойные максимумы 11-летних солнечных циклов**

*Для объяснения наблюдаемого явления двойных максимумов циклов солнечных пятен предложен сценарий, включающий генерацию магнитного поля возле дна солнечной конвективной зоны (СКЗ) и его последующий вынос из глубоких слоев на поверхность в «королевской зоне». В перестройке магнитного поля принимают участие пять процессов:  $\alpha$ -эффект, магнитная плавучесть, макроскопический турбулентный диамагнетизм, ротационный  $\beta$ -эффект и меридиональная циркуляция. Установлено, что перестройка магнетизма в высокоширотных и приэкваториальном доменах СКЗ происходит в различных режимах. Ключевую роль в разработанном механизме играют две волны тороидальных полей от нижнего основания СКЗ к солнечной поверхности в приэкваториальном домене. Глубинные тороидальные поля, возбуждаемые  $\alpha$ -эффектом в начале цикла вблизи тахоклина, благодаря комбинированному действию магнитной плавучести, турбулентного диамагнетизма и ротационного магнитного  $\beta$ -потока в приэкваториальном домене транспортируются к поверхности. Фрагменты этих магнитных полей через некоторое время можно наблюдать в виде биполярных групп пятен на средних широтах в «королевской зоне». Эта направленная вверх первая волна тороидальных полей дает основной максимум активности солнечных пятен. Вместе с тем в высокоширотных полярных доменах глубинные тороидальные поля в начале цикла заблокированы возле дна СКЗ двумя эффектами антиплавучести: направленными вниз турбулентным диамагнитным переносом и магнитной  $\beta$ -накачкой. Примерно через 1–2 года, когда направленное к экватору глубинное меридиональное течение вытеснит эти поля в низкоширотные участки приэкваториального домена (с благоприятными условиями для магнитного всплывания), наступает очередь подъема «запоздалых» магнитных полей (вторая волна тороидальных полей). Прорываясь на поверхность на*

*низких широтах, вторая порция тороидальных полей приводит к повторному максимуму солнечных пятен.*

*ПОДВІЙНІ МАКСИМУМИ 11-РІЧНИХ СОНЯЧНИХ ЦИКЛІВ, Криводубський В. Н. — Для пояснення спостережуваного явища подвійних максимумів циклів сонячних плям запропоновано сценарій, що включає генерацію магнітного поля поблизу дна сонячної конвективної зони (СКЗ) і його наступне винесення із глибоких шарів на поверхню у «королівській зоні». У перебудові магнітного поля беруть участь п'ять процесів:  $\alpha$ -ефект, магнітна плавучість, макроскопічний турбулентний діамagnetизм, ротаційний  $\omega$ -ефект і меридіональна циркуляція. Встановлено, що перебудова magnetизму у високоширотних і приекваторіальному доменах СКЗ відбувається у різних режимах. Ключову роль у розробленому механізмі подвійних максимумів відіграють дві хвилі тороїдальних полів від нижньої основи СКЗ до сонячної поверхні у приекваторіальному домені. Глибинні тороїдальні поля, які збуджуються  $\alpha$ -ефектом на початку циклу поблизу тахокліну, завдяки комбінованій дії магнітної плавучості, турбулентного діамagnetизму і ротаційного магнітного  $\omega$ -потoku у приекваторіальному домені транспортуються до поверхні. Фрагменти цих магнітних полів через певний час можна спостерігати у вигляді біполярних груп плям на середніх широтах в «королівській зоні». Ця спрямована догори перша хвиля тороїдальних полів дає основний максимум активності сонячних плям. Разом з тим у високоширотних полярних доменах глибинні тороїдальні поля на початку циклу заблоковані біля дна СКЗ двома ефектами антиплавучості: спрямованими донизу турбулентним діамagnetизмом і магнітною  $\omega$ -накачкою. Приблизно через 1—2 роки, коли спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витісняє ці поля у низькоширотні ділянки приекваторіального домену (зі сприятливими умовами для магнітного спливання), настає черга підйому «запізнілих» магнітних полів (друга хвиля тороїдальних полів). Прориваючись на поверхню на низьких широтах, друга порція тороїдальних полів зумовлює повторний максимум сонячних плям.*

*DOUBLE MAXIMA 11-YEAR SOLAR CYCLES, by Krivodubskij V. N. — We propose a scenario to explain the observed phenomenon of double maxima of sunspot cycles, including the generation of the magnetic field near the bottom of the solar convection zone (SCZ) and its subsequent removal from the deep layers to the surface in the “royal zone”. Five processes are involved for reconstructing of the magnetic field: the  $\alpha$ -effect, magnetic buoyancy, macroscopic turbulent diamagnetism, rotary  $\omega$ -effect and meridional circulation. It was found that the reconstruction of magnetism in the high-latitude and equatorial domains of the SCZ occurs in different modes. A key role in the developed mechanism of double maxima play two waves of toroidal fields from the lower base of the SCZ bottom to the solar surface in the equatorial domain. Deep toroidal fields are excited due to the*

*-effect near tachocline at the beginning of the cycle. Then these fields are transported to the surface due to combined acting of magnetic buoyancy, macroscopic turbulent diamagnetism and rotary magnetic  $\omega$ -flow in the equatorial domain. Over time these magnetic fragments can be seen as bipolar sunspot groups in the middle latitudes in the “royal zone”. This first wave of toroidal fields, which is directed up, gives the main maximum of sunspot activity. However, the underlying toroidal fields in the high-latitude polar domains at the beginning of the cycle are blocked near bottom of the SCZ by two antibuoyancy effects, directed downward turbulent diamagnetic transfer and magnetic  $\omega$ -pumping. Deep meridional flow toward the equator transfers these fields to the low latitudes of the equatorial domain (where there are favourable conditions for magnetic floating) during about 1-2 years. Then “belated” magnetic fields float up /rise up to surface (second wave of toroidal field). This second portion of toroidal fields, coming to the solar surface at low latitudes, leads to second (repeated) sunspot maximum.*

**Введение.** Солнечная активность (СА) — комплекс явлений и процессов в атмосфере Солнца, связанных с образованием и перестройкой сильных магнитных полей. Для статистического изучения СА вводят усредненные глобальные числовые характеристики (индексы), которые отражают особенности того или иного вида активности [3, 12]. Самым простым и исторически первым доступным для наблюдений проявлением СА были солнечные пятна. В 1844 г. Г. Швабе [85] обратил внимание на периодические изменения со временем количества пятен на Солнце. Р. Вольф в 1848 г. для определения меры «запятненности» Солнца предложил вычислять индекс  $W$  относительного числа солнечных пятен (впоследствии он получил название числа Вольфа). Число Вольфа представляет собой комбинацию полного числа групп пятен и числа пятен во всех группах на видимой поверхности Солнца в день наблюдений. Общепринятым количественным выражением уровня СА служат усредненные (за месяц, квартал или год) ежедневные значения чисел Вольфа. Они стали основой для изучения временных изменений пятнообразовательной деятельности Солнца. Р. Вольф впервые определил протяженность среднего периода изменений числа пятен около 11 лет.

Характерной особенностью открытой периодичности было то, что интервалы времени между годами максимальных и минимальных значений чисел Вольфа сильно отличались. Поэтому правильнее говорить не о периоде, а об 11-летнем цикле изменения чисел Вольфа. Вторым важным индексом, который используется при исследовании солнечной цикличности, служит суммарная площадь пятен. Этот индекс также изменяется со средним периодом около 11 лет, и по сравнению с числами Вольфа отличается сравнительно большей объективностью и надежностью. Современные обсерватории ведут регулярные патрульные наблюдения Солнца, используя в качестве меры активности оцен-

ку площадей пятен в миллионных долях площади видимой солнечной полусферы (м.д.п.). Индекс суммарной площади пятен в какой-то мере отражает величину сосредоточенного в пятнах магнитного потока через поверхность Солнца.

*Двойные максимумы солнечных циклов.* Характерной особенностью солнечной цикличности являются т. н. двойные циклы, которые описываются «двухвершинными» кривыми зависимости от времени большинства индексов СА [3]. Феномен двух максимумов в солнечном цикле был открыт М. Гневьшевым в 1963 г. при изучении коронального излучения и площадей активных образований [32]. В начале М. Гневьшев проанализировал эволюцию среднегодовой суммарной яркости зеленой корональной спектральной линии 530.3 нм (которая служит непосредственной мерой магнитной активности и нагрева короны) в пятиградусных гелиоширотных интервалах в течение 19-го цикла и обнаружил два максимума индекса корональной интенсивности. Во время первого максимума (в 1957 г.) корональная интенсивность возрастала одновременно на всех широтах (при этом наибольшая ее интенсивность отмечалась на широтах поблизости 25°). Второй максимум наступил позже в 1959—1960 гг. и наблюдался только на низких широтах (15°). Аналогичное исследование широтного распределения значений среднегодовой площади протуберанцев и среднегодовой суммарной площади групп пятен для 19-го цикла также показало наличие двух максимумов на кривых временного изменения этих индексов.

А. Анталова и М. Гневьшев [14] решили проверить обнаруженную в 19-м цикле широтную особенность индекса суммарной площади групп пятен на базе наблюдательного материала других циклов. По Гринвичскому и Пулковскому каталогам наблюдений пятен они исследовали кривые временного изменения этого индекса для восьми 11-летних циклов за промежутки времени от 1874 г. до 1962 г. (12—18-й циклы) и получили такой же результат. Было установлено, что в каждом цикле всегда наблюдалось два максимума: первый проявлялся одновременно на всех широтах «королевской зоны» (по суммарным площадям пятен центрированный на широту 25°), тогда как второй — позже, и только на низких широтах (10...15°). Относительные амплитуды двух максимумов и временные промежутки между ними изменялись, так что в некоторых циклах при широтных усреднениях максимумы почти сливались, тогда как в других циклах локальный минимум между ними, известный как «щель Гневьшева» (Gnevyshev's gap), определялся достаточно четко. При этом, чем больше в цикле наблюдалось крупных пятен, тем отчетливее проявлялись два максимума. Впоследствии эти особенности были подтверждены и для 20-го цикла, в том числе и при раздельном рассмотрении северного и южного полушарий Солнца [33].

Согласно данным [33, 34] первый максимум площади групп пятен совпадает с основным максимумом 11-летнего цикла для чисел Воль-

фа, тогда как второй максимум связан с увеличением числа пятен крупных размеров (т. н. максимум мощности пятнообразования) [3, 52]. Другими словами, первый максимум является максимумом числа пятен, тогда как второй — максимумом их размеров [52]. В циклических кривых чисел Вольфа вторичные максимумы не всегда заметны, однако при отдельном учете пятен разных размеров можно обнаружить два максимума. Используя данные Гринвичского и Пулковского каталогов, М. Гневнышев [33] построил циклические кривые изменения усредненного (за восемь циклов) числа групп солнечных пятен с различными площадями. Оказалось, что маленькие пятна с площадью меньше 200 м. д. п. дают сглаженную 11-летнюю кривую чисел Вольфа с одним максимумом. Вместе с тем при отдельном рассмотрении больших пятен (с площадями соответственно более 200 м.д.п. и более 500 м.д.п.) 11-летние кривые чисел Вольфа отчетливо демонстрируют два максимума.

Разнообразие форм 11-летних кривых чисел Вольфа для разных циклов зависит от временного интервала между максимумами. Циклы с короткими интервалами имеют малую разрешающую способность и поэтому наблюдаются как циклы с одним максимумом с быстрым нарастанием и медленным убыванием активности. Два максимума разрешаются и отчетливо видны в циклах с длинными временными интервалами. Таким образом, взаимосвязь амплитуд максимумов и временные интервалы между ними определяют не только форму 11-летнего цикла, но и его длительность [37]. В частности, затяжной по продолжительности предыдущий 23-й цикл был четко двухвершинным. Начавшийся в 2009 г. 24-й цикл также оказался двойным. Он довольно быстро в 2012 г. достиг первого максимума по числам Вольфа. Однако в 2013 г. активность уменьшилась, и наступила стадия локального минимума, после которой число Вольфа снова начало увеличиваться. В результате 24-й цикл через два года после первого максимума вошел в фазу вторичного максимума (рис. 1).

Обнаружение в 11-летних циклах коронального излучения и площадей пятен двух максимумов вместо одного вначале казалось незначительной деталью. Однако в последующие годы было установлено, что все солнечные события: пятна, вспышки, протуберанцы, излучение короны, корпускулярное, радио- и ультрафиолетовое излучение имеют общее свойство — им присущи две разнесенные во времени волны активности, которые проявляются в виде двух максимумов 11-летних циклах [3, 33, 34]. В связи с этим возникла настоятельная необходимость поиска физических механизмов, объясняющих двойные максимумы. Нынче общепринято, что первичным фактором, который обуславливает как наличие пятен, так и циклические изменения всех индексов СА, служит взаимодействие магнитных полей с движениями плазмы. Очевидно, что и механизмы двойных максимумов должны опираться на эффекты замагниченной солнечной плазмы, охваченной турбулизированными конвективными движениями. Поэтому мы начнем

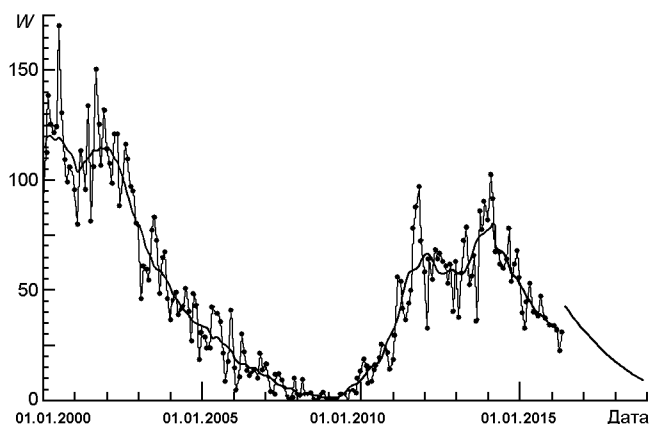


Рис. 1. Вариации чисел Вольфа  $W$  во второй половине 23-го цикла и в первой половине 24-го цикла (по состоянию на май 2016 г.): точки — наблюдаемые ежемесячные значения, жирная линия — сглаженные значения (<http://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>)

с краткого изложения того, что известно о взаимодействии турбулизованной конвекции с магнитными полями на Солнце.

**Турбулентность и перестройка магнетизма.** Наблюдаемые движения вещества на солнечной поверхности и конвекция в подфотосферных слоях имеют чрезвычайно нерегулярный (турбулентный) характер. Согласно последним теоретическим исследованиям [4, 11] в настоящее время предполагаются несколько механизмов для объяснения природы развитой гидродинамической турбулентности. Кроме того, в последние годы из наблюдений получены важные результаты описания замагниченной турбулентности. В частности, в работе [7] установлено, что наблюдаемые турбулентные процессы на Солнце характеризуются двумя различными режимами (спектрами). Первый режим на малых масштабах с нулевым средним магнитным полем можно описать в рамках модели Колмогорова [8], тогда как на больших масштабах с отличным от нуля средним магнитным полем имеет место анизотропия турбулентных процессов, и поэтому процессы описываются спектром Крайчнана [54]. Переход от первого спектра ко второму происходит на масштабах около 3 тыс. км. Режим Крайчнана указывает на очевидную взаимосвязь между средним магнитным полем и наблюдаемыми крупномасштабными магнитными структурами. Наличие различных режимов турбулентности на Солнце открывает пути дальнейшего исследования взаимосвязи между параметрами турбулентной среды и наблюдаемыми пространственно-временными изменениями магнитных полей. Поэтому при изучении эволюции магнитных полей Солнца следует принимать во внимание различные спектры турбулентности, а также связанные с ними новые турбулентные эффекты перестройки магнетизма [1].

Напомним кратко эти эффекты. Как известно, поле скоростей на Солнце естественно разделено на крупномасштабную скорость  $U$ , отвечающую глобальному вращению, и мелкомасштабную скорость  $u$

турбулентной конвекции. Поэтому для изучения эволюции магнитных полей в солнечной конвективной зоне (СКЗ) в последние десятилетия привлекаются методы макроскопической магнитогидродинамики (МГД), основанной на двухмасштабном подходе к исследуемым физическим параметрам. Макроскопическая МГД изучает поведение усредненных (крупномасштабных) магнитных полей, пространственные и временные масштабы которых значительно превышают характерные размеры или времена мелкомасштабных турбулентных и магнитных пульсаций. В результате выполненных процедур усреднения было открыто несколько новых эффектов турбулентности [1, 55, 93], отсутствующих в классической МГД. Суть первого принципиально нового эффекта заключается в способности спиральных турбулентных движений создавать электрическое поле, параллельное усредненному магнитному полю (т. н.  $\alpha$ -эффект). При достаточно интенсивной спиральности в астрофизических объектах  $\alpha$ -эффект возбуждает магнитные поля, которые могут противостоять их омической диссипации, открывая тем самым прямой путь к объяснению происхождения космического магнетизма. Именно  $\alpha$ -эффект позволяет при моделировании довольно просто замкнуть магнитный динамо-цикл Солнца (см. ниже). В нашей недавней работе [64] показано, что мелкомасштабный  $\alpha^2$ -эффект Крайчнана в глубоких слоях СКЗ может в значительной степени способствовать самоорганизации слабых непрерывных магнитных полей в изолированные магнитные силовые трубки (МСТ). Вторую группу турбулентных эффектов составляют процессы, связанные с переносом и изменением масштабов магнитных полей (макроскопический турбулентный диамагнетизм,  $\beta$ -эффект и др.). Хотя самостоятельно они и не дают генерации, но могут играть существенную роль в моделях турбулентного динамо. Обычно их называют процессами турбулентной перестройки магнетизма [1]. Как установлено нами раньше [61], турбулентный макроскопический диамагнетизм играет существенную роль в обеспечении длительной стабильности пятен. Кроме того, турбулентность резко понижает величины электропроводности и магнитной проницаемости плазмы, что приводит к существенному уменьшению времени релаксации магнитных процессов и тем самым позволяет согласовать наблюдаемые и расчетные времена диссипации магнитных структур на Солнце [1, 55, 60]. Мы полагаем, что процессы турбулентной перестройки магнетизма могут сыграть важную роль при решении проблемы двойных максимумов солнечных циклов пятнообразования.

#### *Глобальное магнитное поле и турбулентное динамо Солнца.*

Нестационарные процессы на Солнце в основном связаны с локальными тонкоструктурными (дискретными) магнитными полями активных областей. Вместе с тем в основе практически любых теорий возникновения солнечного магнетизма лежит концепция крупномасштабного поля. Согласно современным представлениям [1, 19, 93] глобальное магнитное поле Солнца **B** состоит из двух компонентов: глубинного

сильного тороидального (азимутального) поля  $\mathbf{V}_T$ , которое при вспышке определяет интенсивность пятнообразования, и слабого полоидального (меридионального) поля  $\mathbf{V}_P$  (0.1...0.2 мТл), силовые линии которого, выходя на солнечную поверхность, формируют фоновые магнитные поля. Наблюдения показывают, что оба компонента осциллируют по величине и знаку со средним периодом около 11 лет в противофазе [1, 22]. Очевидно, что глобальные магнитные компоненты связаны между собой и возбуждаются, наверное, одним процессом, который носит колебательный циклический характер.

Наибольшее распространение среди исследователей получили убеждения, что спусковым механизмом солнечного цикла служит процесс турбулентного гидромагнитного динамо, в результате которого часть энергии вращения и конвективных движений превращается в энергию магнитного поля. Роль «динамо-машины» на Солнце играет его конвективная зона, где в результате взаимодействия вращения (с угловой скоростью  $\omega$ ) и турбулизированной конвекции (со скоростью  $\mathbf{u}$ ) создается специфическая комбинация дифференциального вращения и спиральной турбулентной конвекции. Динамо-теория объясняет циклическую активность Солнца действием двух основных эффектов. Суть первого эффекта состоит в генерации тороидального поля в результате действия дифференциального вращения на полоидальное поле ( $\omega$ -эффект); второй эффект обеспечивает превращение тороидального поля обратно в полоидальное вследствие спиральных турбулентных движений ( $\mathbf{u}$ -эффект), замыкая тем самым солнечный магнитный цикл. Механизм поддержания циклических изменений глобального поля Солнца, основанный на этих двух эффектах, принято называть моделью  $\omega$ -динамо [1, 55, 93]. Однако этих двух эффектов недостаточно для построения реалистической модели магнитного цикла. Поэтому при построении сценария наблюдаемой картины магнитной циклической модели  $\omega$ -динамо следует дополнить вышеупомянутыми эффектами турбулентной перестройки магнетизма и меридиональной циркуляции (см. ниже). В результате проведенных исследований на основе модифицированных моделей  $\omega$ -динамо удалось объяснить значительную часть закономерностей и аномалий солнечной циклической активности [10, 17, 20—22, 27, 42, 48, 56—63, 67, 72, 74, 80]. Вместе с тем еще остался ряд наблюдаемых явлений и проблем СА, требующих объяснения. Одна из таких актуальных проблем — упомянутые выше двойные циклы солнечных пятен.

**Поиск механизмов двойных максимумов.** М. Гневывшев считал, что проявляющиеся на разных широтах два максимума суммарной площади групп пятен статистически независимы [14, 33, 34]. Поэтому их происхождение он связывал с двумя различными физическими механизмами возбуждения магнетизма, но иногда временной промежуток между максимумами оказывается таким коротким, что его трудно обнаружить. В то же время М. Копецкий и Г. Куклин [52] полагали, что вторичный максимум связан с возрастанием доли мощных долго-



живущих групп пятен при непрерывном экваториальном дрейфе зоны пятнообразования.

В последние годы для объяснения двойного максимума циклов исследователи сосредоточили внимание на возможностях модифицированных моделей  $\alpha$ -динамо с учетом наблюдаемых данных, полученных с борта космических аппаратов. Важным начинанием служит идея о наличии на Солнце двух основных компонентов фонового магнитного поля (ФМП), имеющих противоположную ориентацию в северном и южном полушариях [77, 78, 86, 96]. В результате обработки наблюдаемых данных за 21—23-й циклы в работах [86, 96] были выявлены две сдвинутые во времени (на четверть 11-летнего периода) широтные волны ФМП противоположной полярности, путешествующие от полюса до полюса через экватор. Сделан вывод, что при учете этих волн в рамках модели  $\alpha$ -динамо можно объяснить двойной максимум цикла солнечных пятен. В недавних работах [77, 78] сделана попытка интерпретировать широтные вариации ФМП на основе двухслойной модели динамо. Для моделирования широтного распределения магнитных волн предполагалось, что  $\alpha$ - и  $\Omega$ -эффекты действуют одновременно в верхнем и нижнем слоях СКЗ, имеющих противоположные направления меридиональной циркуляции. Были также учтены фазовые различия между двумя динамо-волнами, возбуждаемыми в этих двух слоях. В результате построенной схемы было смоделировано одновременное наличие 22-летних и квазидвухлетних колебаний магнитных полей, ведущих к двойному циклу пятен. Заметим, что впервые объяснение одновременного наличия в СКЗ двух периодов колебаний магнитного поля было рассмотрено в работе [16] на основе двухуровневой модели  $\alpha$ -динамо. В предложенной модели возбуждение низкочастотного магнитного компонента ( $\sim 11$  лет) происходит возле основания СКЗ за счет сильного радиального градиента скорости, тогда как высокочастотный компонент ( $\sim 2.5$  лет) генерируется вблизи солнечной поверхности, где более эффективным оказывается широтный градиент угловой скорости. Наличие двух магнитных периодов подтверждено в результате статистического анализа наблюдений магнитного поля в 23-м цикле [97]. В работе [98] предложена модель локального минимума цикла активности, которая базируется на гипотезе М. Гневышева об импульсах пятнообразования, связанных с двумя различными физическими механизмами возбуждения магнетизма [14, 33, 34]. Отметим также работу [28], в которой проанализировано несколько режимов динамо, зависящих от соотношения вкладов турбулентной диффузии и меридиональной циркуляции в механизм динамо с переносом магнитного потока. Было показано, что в определенных режимах динамо появляется возможность объяснения двойных максимумов циклов.

Однако, насколько нам известно, до сих пор при объяснении наблюдаемого двойного максимума цикла пятнообразования не привлекались отмеченные выше эффекты турбулентной перестройки магне-

тизма. Поэтому мы намерены восполнить этот пробел. В настоящей статье для объяснения феномена двухвершинных циклов мы предлагаем сценарий перестройки солнечного магнетизма, в котором принимают участие пять процессов: генерация тороидального поля из полоидального благодаря радиальному дифференциальному вращению у нижнего основания СКЗ (радиальный  $\omega$ -эффект); направленная к экватору глубинная меридиональная циркуляция; магнитная плавучесть и два турбулентные эффекты переноса тороидального поля вдоль солнечного радиуса. Для прояснения физической сути предлагаемого сценария сделаем краткий обзор эффектов, которые мы привлекаем в предлагаемую схему перестройки.

**Генерация тороидального поля.** Общепринято, что радиальный градиент угловой скорости  $\omega / r$ , действуя в солнечных глубинах на крупномасштабное полоидальное поле  $\mathbf{V}_p$ , трансформирует его в тороидальное поле  $\mathbf{V}_T$  ( $\omega$ -эффект):

$$\mathbf{V}_T / t = r \sin \theta (\mathbf{V}_p \times \mathbf{i}), \quad (1)$$

где  $\theta / r, r$  — относительный радиус Солнца, и  $\mathbf{i}$  — полярный угол и единичный азимутальный вектор в сферической системе координат. Обычно полагают, что наиболее благоприятным местом для генерации тороидального поля служат глубокие слои вблизи дна СКЗ, в районе тахоклина. В рамках модели динамо на основании данных наблюдений в работе [82] впервые была теоретически обоснована функциональная связь между интенсивностью пятнообразования и амплитудой полоидального поля, наблюдаемого в полярных областях в минимуме предыдущего цикла. На основании установленной функциональной зависимости отмеченных магнитных индексов соседних циклов был сделан удачный прогноз чисел Вольфа 21-го цикла. Выявленная корреляция обусловлена довольно стабильной регулярностью дифференциального вращения  $\omega / r$ , которой присущи лишь незначительные изменения со временем [48]. Поскольку  $V_T \sim V_p \omega / r$ , то при почти стабильной величине  $\omega / r$  полоидальное поле в эпоху минимума цикла определяет величину тороидального поля, а значит и активность пятнообразования в следующем цикле. В. Макаров и др. [66] выявили высокую линейную корреляцию между введенным ими  $A$ -индексом (магнитным моментом полоидального поля) и амплитудой следующего максимума. Впоследствии в работе [46] были установлены зависимости чисел Вольфа от дипольного момента, определенного на основе  $A$ -индекса, и от дипольного момента, полученного в результате прямых измерений полярного магнитного поля в минимуме [89]. Выявленные со временем убедительные доказательства строгой корреляции между наблюдаемыми магнитными гелиофизическими параметрами использовались для более-менее успешных прогнозов мощности наступающих новых циклов [21, 23, 46, 66, 69]. Впоследствии значительное улучшение прогнозов было достигнуто при включении в численные модели динамо глобальных меридиональных

потоков вещества [15, 25, 45, 71, 76, 90, 94]. Следует также отметить оригинальный метод моделирования динамо-процесса, учитывающий неопределенности измеренных турбулентных характеристик в солнечной атмосфере [50]. В рамках этого метода при учете переменности магнитной спиральности удалось получить приемлемое согласие между прогнозами предыдущих солнечных циклов и наблюдаемыми данными.

**Меридиональная циркуляция.** Распространение динамо-волн не в состоянии адекватно объяснить наблюдаемую миграцию солнечных пятен к экватору. Поэтому было предложено объяснение экваториальной миграции вследствие глубинных меридиональных потоков [24, 70, 92]. На солнечной поверхности слабое крупномасштабное меридиональное течение вещества направлено от экватора к полюсам. Сначала оно было обнаружено путем отслеживания движений магнитных структур [51, 73, 87] и прямыми измерениями доплеровского смещения в спектральных линиях [35]. Амплитуда скорости этого поверхностного меридионального течения на средних гелиоширотах составляет  $U_M^{(surf)} \approx 5 \dots 15$  м/с. В последующие годы гелиосейсмические измерения показали, что направленное к полюсам меридиональное течение диагностируется методами локальной гелиосейсмологии [31] внутри Солнца до глубин  $r \approx 0.85R$  [18, 30]. Исключение составляют только локальные и очень близкие к поверхности участки в окрестности активных центров [53, 95]. Отметим также метод расчета поверхностной скорости меридионального течения на основе анализа гео- и гелиомагнитных данных (опоздание во времени максимумов aa-индексов геомагнитной активности по отношению к максимумам чисел Вольфа в 10—23-м циклах) [28, 29]. Полученная этим методом оценка  $U_M^{(surf)} \approx 4 \dots 18$  м/с совпадает с результатами спектроскопических измерений [35].

В то же время согласно закону сохранения вещества у нижнего основания СКЗ должно наблюдаться меридиональное течение противоположного направления, от полюсов к экватору. При таком условии вещество у полюсов должно опускаться вниз к тахоклину, тогда как у экватора оно должно подниматься из глубин на поверхность, чтобы таким образом обеспечить замкнутый цикл меридиональной (полоидальной) циркуляции вещества в СКЗ (одна гигантская ячейка) [39, 70]. В результате численного моделирования на основе гелиосейсмологических экспериментов было продемонстрировано, что меридиональная циркуляция охватывает все слои СКЗ и даже может проникать ниже тахоклина в радиативную зону [36, 40, 43]. При этом рассчитанный профиль течений имеет сложную пространственную структуру, состоящую из нескольких ячеек, распределенных по глубине и широте (мультиячейчатая структура циркуляции) [81, 94]. Однако на сегодня нет полной ясности о профиле полоидальных потоков вещества в солнечных глубинах (одна, две или больше ячеек). Поэтому в дальнейшем для простоты расчетов мы ограничимся рассмотрением

одной глобальной ячейки циркуляции. Скорость направленного к экватору глубинного течения  $U_M^{(deep)}$  нельзя измерить непосредственно. Поэтому для ее расчета исследователям приходится применять косвенные методы. В частности, в работе [28] в рамках упомянутого выше метода получена оценка  $U_M^{(deep)} \approx 2...5$  м/с, которая удовлетворительно согласуется с оценкой  $U_M^{(deep)} \approx 1.5...3$  м/с, полученной из анализа скорости миграции полосы солнечных пятен к экватору [38].

**Магнитная плавучесть.** Механизм магнитной плавучести был предложен в 1955 г. Е. Паркером [75] и одновременно независимо Э. Йенсенем [44]. Идея состояла в том, что плотность вещества в изолированных горизонтальных МСТ оказывается меньшей, чем плотность окружающей среды. Поэтому в астрофизических объектах в гравитационном поле на силовую трубку действует подъемная архимедова сила. Паркер оценил скорость подъема МСТ в неоднородной атмосфере для случая, когда подъемная сила трубки компенсируется аэродинамическим сопротивлением среды. При таком условии скорость магнитного всплывания поля величиной  $B$  примерно равняется альвеновской скорости  $c_a$ :

$$U_B(B, \rho) \approx c_a \left( \frac{B^2}{4\pi\rho} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Вблизи солнечной поверхности, где плотность плазмы оказывается достаточно малой величиной, скорость всплывания  $U_B$  становится очень высокой, тогда как в глубоких плотных слоях эффективность плавучести в значительной степени уменьшается. Поэтому обычно полагают, что наиболее подходящим местом локализации механизма генерации тороидального поля являются глубинные слои СКЗ. Вместе с тем даже здесь трудно обеспечить значительное усиление полей и длительное их удержание в течение времени, сравнимого с периодом солнечного цикла, вследствие быстрой эвакуации сильных полей из зоны генерации. Поэтому возникает необходимость поиска механизмов магнитной «антиплавучести» (отрицательной магнитной плавучести), компенсирующих быстрое всплывание полей. Как оказалось [56, 60], роль таких механизмов в гравитационном поле могут сыграть упомянутые выше процессы турбулентного переноса крупномасштабных полей.

Впоследствии оценка Паркера была дополнена расчетами других исследователей. В. Унно и Э. Риббе [91] в качестве тормозящей силы принимали турбулентную вязкость, тогда как М. Шюсслер [84] и В. Кузнецов и С. Сыроватский [65] учитывали стратификацию по плотности внешней среды и расширение МСТ при их подъеме. Ф. Морено-Инсертис [68] рассмотрел варианты всплывания адиабатических и изотермических МСТ, как для аэродинамического сопротивления, так и для турбулентной вязкости внешней среды. Во всех случаях скорость магнитного всплывания трубок зависела от величины поля и плотности вещества. В наших работах [56, 57] была проанализирована эффективность различных механизмов всплывания в СКЗ. Оказалось,

что наибольшая скорость всплывания поля выявляется в механизме Паркера. Поэтому в дальнейшем при расчетах перестройки солнечного магнетизма мы будем принимать во внимание паркеровский механизм всплывания как самый неблагоприятный с точки зрения удержания полей в зоне генерации. Переходим к рассмотрению процессов турбулентной перестройки крупномасштабного магнетизма.

**Макроскопический диамагнетизм.** Я. Зельдович [5] исследовал процесс турбулентной перестройки магнитного поля, который впоследствии получил название макроскопический диамагнитный эффект [79]. Физический смысл макроскопического турбулентного диамагнетизма плазмы состоит в эффекте вытеснения усредненного магнитного поля  $B$  из участков с повышенной интенсивностью турбулентных пульсаций в места с менее развитой турбулентностью [1, 55] вдоль градиента турбулентной вязкости  $\tau = (1/3)ul$  ( $l$  — характерный масштаб турбулентных пульсаций) с эффективной скоростью

$$U = - \tau/2. \quad (3)$$

Поскольку на Солнце параметры турбулентной конвекция существенно изменяются с глубиной, то здесь создаются благоприятные условия для макроскопического диамагнетизма. В наших работах [9, 60] показано, что рассчитанный для модели СКЗ Стикса [88] радиальный профиль турбулентной вязкости  $\tau$  выглядит гладкой выпуклой функцией с максимумом ( $\tau = 10^{13}$  см<sup>2</sup>/с) примерно посередине конвективной зоны на глубине  $z = 130$  тыс. км (рис. 2).

Обнаруженная вертикальная неоднородность турбулентной вязкости указывает на сильные диамагнитные свойства солнечной турбулизированной плазмы. В верхней половине СКЗ турбулентный диамагнетизм проявляет себя подобно магнитной плавучести — выталкивает горизонтальное магнитное поле к поверхности. В то же время вблизи дна СКЗ, где интенсивность турбулентной конвекции резко уменьшается до нуля, макроскопический диамагнетизм действует против магнитной плавучести, играя тем самым роль отрицательной магнитной плавучести. Поэтому в глубоких слоях создаются благоприятные условия для длительного удержания тороидального магнитного поля, возбуждаемого  $\alpha$ -эффектом. Согласно нашим расчетам скорость направленного вниз диамагнитного вытеснения горизонтального поля в глубинных слоях достигает значений  $U = 2 \cdot 10^3$  см/с, что существенно уменьшает эффективность всплывания поля. Поскольку скорость магнитного всплывания  $U_B$  зависит от величины поля (2), то из условия взаимной компенсации скоростей магнитного всплывания и диамагнитного погружения полей ( $U_B(B_0) = U$ ) можно найти значение горизонтального стационарного поля  $B_0 = (U \tau)^{1/2}$ , всплывание которого будет полностью скомпенсировано турбулентным диамагнетизмом. Вблизи основания СКЗ получаем оценку  $B_0 =$

0.32 Тл. Таким образом, в области направленного вниз диамагнитного потока должен формироваться горизонтальный слой заблокиро-

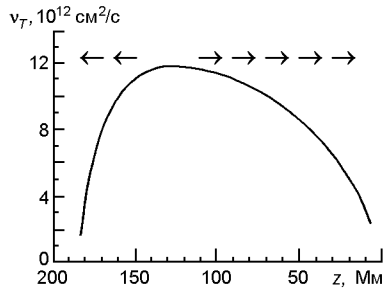


Рис. 2. Распределение по глубине  $z$  величины коэффициента турбулентной вязкости  $\nu_T \approx (1/3)ul$ , рассчитанного в приближении теории длины смешивания для модели СКЗ Стикса [88]. Горизонтальные стрелки показывают направление турбулентного диамагнитного переноса поля вдоль радиуса Солнца со скоростью  $U$

ванного магнитного поля. Вместе с тем следует помнить, что магнитное поле этого слоя будет подавлять турбулентную конвекцию. В связи с этим рассмотрим модификацию диамагнитного эффекта при наличии магнитного поля.

Как показано в работе [49], в нелинейном режиме скорость диамагнитного переноса поля приобретает вид

$$U_D(\eta) = 6U \cdot D(\eta), \quad (4)$$

где  $D(\eta)$  — функция магнитного подавления кинематического турбулентного диамагнитного переноса,  $\eta = B/B_{eq}$  — параметр нормализованного магнитного поля,  $B_{eq} = u(4\pi)^{1/2}$  — равномерно распределенная магнитная индукция, которая возбуждается мелкомасштабными турбулентными пульсациями. В случае физических параметров и магнитных полей, характерных для глубинных слоев СКЗ ( $\eta^2 \ll 1$ ), функция подавления определяется выражением

$$D(\eta) \approx [(1/6) - \eta^2/5], \quad (5)$$

нормированным на  $D_0 = 1/6$  при  $\eta = 0$ . Условие баланса скоростей конкурирующих эффектов в магнитном слое вблизи дна СКЗ в нелинейном режиме

$$U_B(B_0) - U_D(B_0) = 0 \quad (6)$$

приводит к следующим оценкам величин:  $B_0 = U_D(4\pi)^{1/2} \approx 0.27$  Тл,  $U_D \approx 1.7 \cdot 10^3$  см/с.

Таким образом, проведенные нами расчеты показали, что радиальная неоднородность турбулентности способствует образованию в СКЗ двух слоев с разными вертикальными направлениями переноса горизонтального поля. Чрезвычайно важно, что в нижнем слое турбулентный диамагнетизм действует против магнитной плавучести. В результате снимается обусловленное магнитной плавучестью ограничение на генерацию  $\alpha$ -эффектом в глубоких слоях довольно мощного тороидального поля (около 0.27 Тл). Обращаем внимание на то, что в дальнейшем при построении сценария перестройки магнетизма мы для нижнего слоя будем принимать во внимание скорость  $U_D$ , тогда как в верхнем слое (выше глубин  $z \approx 130$  тыс. км, где нет магнитного подавления турбулентности) будет использоваться кинематическое значение скорости диамагнитного переноса  $U$ .

**Магнитная накачка в неоднородной по плотности турбулентной среде.** Рассмотрим еще один процесс турбулентной перестройки магнетизма, который в СКЗ может играть роль антиплавучести. В неоднородной по плотности турбулентной среде при определенных условиях возникает направленный вдоль перенос магнитного поля, обусловленный мелкомасштабными магнитными пульсациями (т. н. магнитная накачка). Явление магнитной накачки было открыто для двухмерной турбулентности Э. Дробышевским [26], а затем обобщено С. Вайнштейном [2] на случай трехмерных движений. Формально суть явления можно описать следующим образом [6]. Амплитуда магнитных флуктуаций  $\mathbf{b}$ , порождаемых турбулентными пульсациями скорости  $\mathbf{u}$ , в неоднородной среде увеличивается в направлении роста плотности среды:  $b^2 \propto \rho u^2$ . Вместе с ней в этом направлении увеличивается и амплитуда флуктуационных токов  $\mathbf{j} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{b}$ . Эти модифицированные токи возбуждают дополнительное магнитное поле  $\mathbf{V}$ , которое складывается с исходным полем  $\mathbf{B}$ , в результате чего изменяется первоначальное распределение глобального магнетизма в пространстве. В конечном итоге в нелинейном режиме пространственное перераспределение поля эквивалентно его переносу в направлении роста плотности плазмы. При условии равномерного распределения плотностей кинетической  $\frac{1}{2} \rho u^2$  и магнитной  $\frac{1}{8} b^2$  энергий мелкомасштабных пульсаций выражение для эффективной скорости магнитной накачки приобретает вид [2, 6]

$$U = (1/6) (b^2/4\pi \rho) \tau \quad (1/6) u^2 \tau, \quad (7)$$

где  $\tau$  — характерное время турбулентных пульсаций. Чтобы подчеркнуть роль градиента плотности плазмы в возникновении эффекта магнитной накачки, мы будем называть его  $\rho$ -эффектом замагниченной турбулентной плазмы [60].

Плотность солнечного вещества в радиальном направлении от фотосферных слоев до нижнего основания СКЗ возрастает почти на шесть порядков величины. Поэтому здесь должен возникнуть направленный вниз интенсивный магнитный поток  $\mathbf{U}$ . Действительно, проведенные нами расчеты [60] для физических параметров из модели СКЗ [88] показали, что величина скорости нисходящей накачки  $\mathbf{U}$  изменяется в диапазоне от  $6 \cdot 10^3$  см/с вблизи поверхности ( $z \approx 20$  тыс. км) до  $2 \cdot 10^3$  см/с возле дна СКЗ ( $z \approx 180$  тыс. км). Таким образом,  $\rho$ -эффект в зоне турбулентной конвекции, подобно турбулентному диамагнетизму в глубоких слоях, играет роль механизма антиплавучести.

Вращение Солнца порождает анизотропию конвекции, которая наделяет  $\rho$ -эффект новыми свойствами [47]. Влияние вращения приводит к относительному увеличению масштабов конвективных пульсаций вдоль оси вращения. Степень возмущения конвекции вращением определяется числом Кориолиса  $\text{Co} = 2\Omega \tau$  (обратное число Россби). Наиболее существенная модификация происходит при умерен-

ном вращении у дна СКЗ (5). При этом трансформация  $\alpha$ -эффекта зависит от углового расстояния от полюсов. Если у полюсов градиент плотности оказывается параллельным оси вращения, то по мере приближении к средним, а затем и низким широтам, он постепенно изменяет свое направление, так что на экваторе вектор  $\alpha$  становится перпендикулярным к оси вращения. При таких условиях  $\alpha$ -эффект с учетом вращения осуществляет «селекцию полей», в результате чего тороидальный и полоидальный магнитный компоненты переносятся в радиальном и меридиональном направлениях независимо, с различными (по величине и знаку) скоростями. Наибольшую актуальность приобретает исследование радиального переноса тороидального поля  $B_T$ , поскольку выход этого поля на поверхность приводит к формированию солнечных пятен. Оказалось, что направление (вниз или вверх) и скорость переноса тороидального поля существенно зависят от глубины  $z$ , полярного угла  $\theta$  и числа Кориолиса [47, 60]:

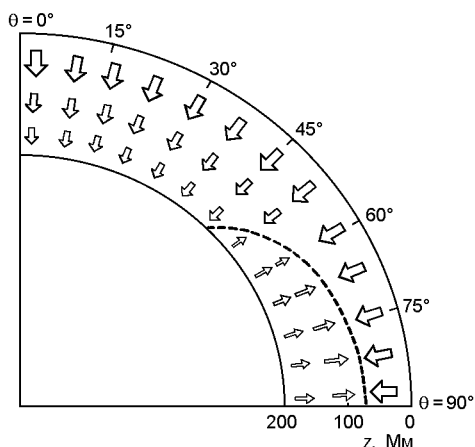
$$U_r^T(z, \theta) = 6U(z) \{ \alpha_2[z] - \alpha_1[z] \sin^2 \theta \}. \quad (8)$$

Функции числа Кориолиса  $\alpha_1[z]$  и  $\alpha_2[z]$  описывают влияние вращения на турбулентную конвекцию. В зависимости от знака множителя  $\{ \alpha_2[z] - \alpha_1[z] \sin^2 \theta \}$  магнитный поток тороидального поля может быть направлен как вниз (когда этот знак положительный), так и вверх (когда знак множителя отрицательный).

Согласно данным гелиосейсмологических экспериментов [41, 83] поле угловой скорости  $(r, \theta)$  в СКЗ естественно разделено на домены быстрого и медленного вращения с противоположными знаками радиального градиента угловой скорости. В приэкваториальном (низкоширотном,  $\theta^* < 45^\circ$ ) домене быстрого вращения угловая скорость в основном уменьшается с глубиной ( $r/r_0 > 0$ ), тогда как в околополюсных (высокоширотных,  $\theta^* > 45^\circ$ ) доменах медленного вращения она, наоборот, увеличивается внутрь Солнца ( $r/r_0 < 0$ ) (здесь  $\theta^* = 90^\circ - \theta$  — гелиоширота). Достоверность этой картины распределения угловой скорости в СКЗ была подтверждена независимыми теоретическими расчетами на основе релаксационной модели магнитного цикла [13]. При расчетах числа Кориолиса  $\alpha(z)$  и функций  $\alpha_1[z]$  и  $\alpha_2[z]$  мы воспользовались данными о распределении угловой скорости из работы [41]. Расчеты для модели СКЗ [88] показали, что в высокоширотных участках ( $\theta^* > 45^\circ$ ) скорость переноса тороидального поля  $U_r^T(z, \theta)$  по всей вертикальной протяженности конвективной зоны направлена вниз (рис. 3). В то же время в приэкваториальном домене ( $\theta^* < 45^\circ$ ) направление переноса зависит от радиуса: в верхней части СКЗ магнитный  $\alpha$ -поток направлен также вниз, однако в нижней части он изменяет направление на противоположное — вверх. По сути это значит, что мы обнаружили на Солнце три области с различными условиями радиального переноса тороидального поля



Рис. 3. Меридиональный разрез СКЗ, который демонстрирует распределение радиальной скорости переноса тороидального магнитного поля  $U_r^T(z, \theta)$  по глубине  $z$  и кошироте  $\theta$  (число Кориолиса изменяется в диапазоне от единицы в поверхностных слоях до пяти вблизи дна СКЗ). Стрелки показывают направление переноса, скорость которого изменяется примерно от 100...300 см/с вблизи дна СКЗ до  $10^4$  см/с в поверхностных слоях [60]. Штриховая кривая отвечает линии нулевой скорости  $U_r^T(z, \theta) = 0$ , где происходит изменение направления переноса



вследствие ротационного  $\beta$ -эффекта. Первая область, где поля переносятся вниз, охватывает два околополюсных домена (по одному в каждом полушарии). Вместе с тем приэкваториальный домен, совпадающий по широте с «королевской зоной» пятен, разделен по радиусу на два слоя (нижний и верхний), в которых поля переносятся в разных направлениях — соответственно вверх и вниз. Принципиально важно, что в нижнем слое приэкваториального домена направление магнитного  $\beta$ -потока совпадает с направлением магнитной плавучести. Как будет показано ниже, это существенным образом отобразится на картине перестройки полей. Другими словами, из рис. 3 видно, что в большей части СКЗ направленный вниз перенос противодействует магнитной плавучести. Однако в глубоких слоях в приэкваториальном домене (начиная с гелиошироты  $\theta \approx 45^\circ$  у дна СКЗ) магнитный поток, вызванный  $\beta$ -эффектом, становится направленным вверх. Поэтому здесь  $\beta$ -эффект помогает магнитному всплыванию и, таким образом, способствует прорыву сильных полей к поверхности, где они наблюдаются как солнечные пятна в «королевской зоне».

**Перестройка тороидального поля.** Проанализируем теперь картину переноса тороидального поля (возбуждаемого  $\beta$ -эффектом возле дна СКЗ) вследствие комбинированного действия магнитной плавучести, турбулентного диамагнетизма и  $\beta$ -эффекта (рис. 4).

Рассмотрим ситуацию отдельно для приполярных (высокоширотных) и приэкваториального доменов. В нижней части приполярных участков турбулентный диамагнетизм и  $\beta$ -эффект вытесняют горизонтальные магнитные поля в глубинные слои [60]. Действуя против магнитной плавучести, они в значительной мере нейтрализуют всплывание полей. Из условия баланса скоростей конкурирующих эффектов

$$U_B + U_D + U_r^T = 0 \quad (9)$$

(здесь вертикальные стрелки указывают направление переноса) можно определить величину равновесного магнитного поля, заблокиро-

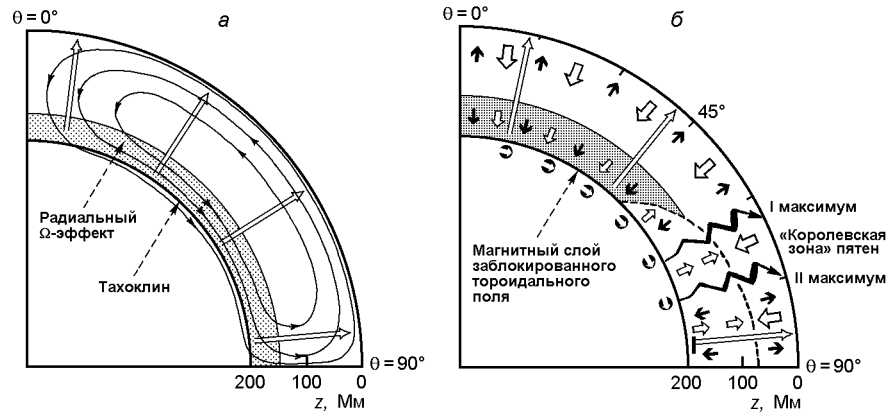


Рис. 4. Схема турбулентной перестройки тороидального магнитного поля в СКЗ: *а* — меридиональная циркуляция (замкнутые линии со стрелками), захватывающая глубинные слои ниже тахоклина, магнитная плавучесть (длинные светлые стрелки) и слой радиального  $\Omega$ -эффекта (заштрихованный участок) вблизи дна СКЗ; *б* — меридиональный перенос (значки  $\odot$ ) заблокированного возле полюсов глубинного тороидального поля (заштрихованный участок) из высокоширотных областей в приэкваториальный домен вследствие глубокого полоидального течения; две направленные к поверхности волны тороидального поля (ломаные стрелки), обусловленные комбинированным действием магнитной плавучести (длинные светлые стрелки), макроскопического турбулентного диамагнетизма (короткие черные стрелки) и  $\Omega$ -переноса магнитного поля (короткие светлые стрелки), вызывающие в «королевской зоне» солнечных пятен сдвинутые во времени на 1-2 года первый и второй максимумы пятен

ванного вблизи дна СКЗ:

$$B_0 = (U_D + U_r^T) (4 \dots)^{1/2}. \quad (10)$$

Для физических условий на глубине  $z = 180$  тыс. км ( $\rho = 0.2$  г/см<sup>3</sup> [88],  $U_D = 1.7 \cdot 10^3$  см/с [60],  $U_r^T = 100$  см/с [60]) получаем оценку заблокированного поля  $B_0 = 0.29 \dots 0.3$  Тл.

Таким образом, в высокоширотных доменах в глубинных слоях два эффекта антиплавучести способны нейтрализовать всплывание достаточно интенсивных полей, в результате чего вблизи тахоклина должен формироваться магнитный слой мощного тороидального поля. Очевидно, именно из-за двух эффектов антиплавучести укоренившиеся в этом слое сильные глубинные приполярные тороидальные поля не могут прорваться к поверхности, чтобы наблюдаться на высоких широтах в виде солнечных пятен.

В то же время совсем другая картина транспортировки тороидального поля создается в приэкваториальном домене ( $\theta = 0 \dots 45^\circ$ ). Как видно из рис. 3 и 4, здесь магнитный  $\Omega$ -поток в глубоких слоях, как и магнитная плавучесть, направлен вверх, поэтому условие баланса полей приобретает новый вид, отличный от условия (10):

$$U_B + U_D + U_r^T = 0. \quad (11)$$

Именно этот направленный вверх магнитный  $\mathbf{U}_r^T$ -поток ( $U_r^T = 100$  см/с для гелиошироты  $\theta = 20^\circ$ ) помогает магнитной плавучести ( $U_B = 1.6 \cdot 10^3$  см/с) нейтрализовать турбулентный диамагнетизм ( $U_D = 1.7 \cdot 10^3$  см/с). По сути  $\mathbf{U}_r^T$ -поток служит триггерным механизмом, который в приэкваториальном домене запускает процесс подъема сильных глубинных полей к поверхности. В этом случае величина заблокированного поля определяется выражением

$$B_0 = (U_D - U_r^T) (4 \sin^2 \theta)^{1/2}. \quad (12)$$

и оказывается заметно меньшей ( $B_0 = 0.25$  Тл), чем в приполярном домене. Поэтому сильные тороидальные поля величиной более 0.25 Тл должны достаточно быстро переноситься вверх (расчеты времени подъема полей см. ниже). Максимальная гелиоширота вблизи дна СКЗ, где  $\mathbf{U}_r^T$ -эффект способствует всплытию полей, соответствует величине  $\theta = 45^\circ$  (см. рис. 3), которая совпадает с широтой полярной границы «королевской зоны».

Рассмотрим теперь, что происходит в верхних слоях приэкваториального домена. Здесь турбулентный диамагнетизм и  $\mathbf{U}_r^T$ -эффект изменяют свои знаки на противоположные. Напомним, что в верхней части СКЗ выше глубины  $z = 130$  тыс. км при расчетах следует принимать во внимание скорость кинематического диамагнитного переноса  $\mathbf{U}$ . Поэтому новое условие баланса полей приобретает вид

$$\mathbf{U}_B + \mathbf{U} + \mathbf{U}_r^T = 0. \quad (13)$$

Расчеты показали, что здесь низкая плотность вещества приводит к очень высокой скорости магнитного всплывания полей величиной около 0.25 Тл:  $U_B = 4 \cdot 10^3$  см/с. Эта скорость значительно превышает примерно равные по величине скорости двух других эффектов магнитного переноса ( $U = 500$  см/с,  $U_r^T = 500$  см/с), которые нейтрализуют друг друга. В конечном итоге в верхней части СКЗ приэкваториального домена основную роль в транспортировке полей к поверхности играет магнитная плавучесть.

**Расчет максимумов двухвершинных циклов.** Наиболее благоприятным местом для генерации тороидального поля вследствие  $\mathbf{U}_r^T$ -эффекта служат глубинные слои вблизи дна СКЗ, поскольку здесь плотность кинетической энергии дифференциального вращения значительно превышает плотность магнитной энергии. Кроме того, в глубинных слоях плотность вещества имеет наибольшее значение в СКЗ, поэтому здесь скорость магнитного всплывания  $U_B = B/(4 \sin^2 \theta)^{1/2}$ , генерируемого в начале цикла радиальным дифференциальным вращением, оказывается недостаточной, чтобы быстро эвакуировать поле из зоны генерации. В результате, прежде чем плавучесть по мере нарастания величины магнитной индукции вступит в действие, здесь

вследствие радиального  $\alpha$ -эффекта успевает сгенерироваться довольно мощное поле.

Характер последующей транспортировки сгенерированного глубинного поля к поверхности зависит от гелиошироты (см. рис. 4). Как показано выше, в высокоширотных доменах глубинные поля (0.29... 0.3 Тл) заблокированы вблизи дна СКЗ направленными вниз двумя эффектами антиплавучести: турбулентным диамагнетизмом и магнитной  $\alpha$ -накачкой.

В то же время в глубоких слоях приэкваториального домена два направленные вверх магнитные потоки (паркеровская плавучесть и магнитный  $\alpha$ -поток) преобладают над турбулентным диамагнетизмом и обеспечивают тем самым достаточно быстрый вынос сильных глубинных полей на поверхность. Продемонстрируем это на примере поля величиной 0.25 Тл, для которого величина скорости паркеровского всплытия  $U_B$  у дна СКЗ составляет  $1.6 \cdot 10^3$  см/с. Скорости двух других магнитных потоков согласно нашим расчетам имеют здесь следующие значения:  $U_r^T = 100$  см/с (для  $\alpha = 20^\circ$ ),  $U_D = 1.7 \cdot 10^3$  см/с.

При таких условиях время  $t_1$  направленного вверх радиального переноса поля величиной 0.25 Тл от дна СКЗ ( $z_0 = 180$  тыс. км) до слоя на глубине  $z_1 = 80$  тыс. км (где происходит изменение направления магнитного  $\alpha$ -потока) в радиальной плоскости  $\alpha = 20^\circ$  составляет

$$t_1 = (z_0 - z_1) / (U_B + U_r^T + U_D) = 3 \cdot 10^7 \text{ с} \approx 1 \text{ год.}$$

Проанализируем теперь ситуацию в верхней части приэкваториального домена. Здесь турбулентный диамагнетизм и  $\alpha$ -эффект практически компенсируют друг друга ( $U = 500$  см/с,  $U_r^T =$

500 см/с). В результате высокая скорость магнитной плавучести в этом слое приводит к очень быстрому подъему поля на поверхность. Рассчитанное время  $t_2$  транспортировки поля величиной 0.25 Тл из глубины  $z_1 = 80$  тыс. км, где  $U_B = 4 \cdot 10^3$  см/с, к поверхности ( $z_2 = 0$  км) оказывается довольно коротким:  $t_2 = (z_1 - z_2) / (U_B + U - U_r^T) = 3.2 \cdot 10^6$  с ( $\approx 1$  мес.).

В результате общее время выноса тороидального поля  $t = t_1 + t_2$  от дна СКЗ на поверхность определяется в основном временем  $t_1$  и составляет около одного года.

Итак, в течение фазы нарастания цикла глубинные тороидальные поля, сгенерированные радиальным  $\alpha$ -эффектом, в приэкваториальном домене благодаря комбинированному действию магнитной плавучести и двух турбулентных эффектов перестройки магнетизма транспортируются к поверхности, где через относительно короткое время (около года) наблюдаются на фотосферном уровне в виде пятен в широтной полосе ( $\alpha = 45^\circ \dots 20^\circ$ ) «королевской зоны». Эта первая направленная вверх волна тороидального поля ответственна за основ-

ной максимум пятнообразования. Вместе с тем в приполярных доменах два направленные вниз эффекты магнитного переноса (турбулентный диамагнетизм и магнитный  $\omega$ -поток) приводят к образованию слоя мощного магнитного поля вблизи дна СКЗ. Заблокированные в этом слое сильные тороидальные поля благодаря направленному к экватору глубинному меридиональному течению переносятся из участков полярных широт к средним, а затем и низким широтам. Если для скорости глубинного меридионального течения у дна СКЗ ( $r = 5 \cdot 10^9$  см) взять величину  $U_M^{(deep)} = 3 \dots 5$  м/с [28, 38], то характерное время миграции поля от широты  $\theta_1^* = 70^\circ$  до широты  $\theta_2^* = 15^\circ$  составляет  $t_M = r(\theta_1^* - \theta_2^*) / U_M^{(deep)} = 1 \dots 2$  года. В низкоширотных участках эти «опоздавшие» поля транспортируются вверх — второй приток тороидального поля к поверхности. В результате интенсивность пятнообразования, которая к этому времени пошла на спад (поскольку основная часть фрагментов первой волны сильного тороидального поля уже успела выйти на поверхность раньше на более высоких широтах), снова возрастает, так как теперь наступила очередь подъема «запоздалых» полей. На наш взгляд, именно эта «вторая порция» глубинных тороидальных полей, которая благодаря меридиональной циркуляции с опозданием поступает в приэкваториальный домен из полярных участков, а затем выносится на поверхность на низких широтах, вызывает повторный максимум солнечной активности. Разработанный нами сценарий согласуется с предположением М. Копецкого и Г. Куклина [52] о том, что вторичный максимум связан с возрастанием доли мощных долгоживущих групп пятен (имеющих большую площадь) при непрерывном экваториальном дрейфе зоны пятнообразования.

**Выводы.** Для объяснения наблюдаемого явления двойного максимума цикла пятнообразования мы разработали сценарий перестройки глубинного тороидального поля, включающий генерацию магнитного поля возле дна СКЗ и его последующий вынос из глубоких слоев на поверхность в «королевской зоне». В перестройке принимают участие пять процессов: радиальный  $\omega$ -эффект, магнитная плавучесть, макроскопический турбулентный диамагнетизм, ротационный  $\omega$ -эффект и меридиональная циркуляция. Установлено, что перестройка магнетизма в высокоширотных и приэкваториальном доменах СКЗ происходит в различных режимах. Ключевую роль в предложенной схеме играют два прилива глубинных сильных тороидальных полей от нижнего основания СКЗ к поверхности в приэкваториальном домене. В начале очередного цикла глубинное радиальное дифференциальное вращение, действуя на полоидальное поле предыдущего цикла, генерирует возле дна СКЗ сильное тороидальное поле. Благодаря комбинированному действию в приэкваториальном домене магнитной плавучести, турбулентного диамагнетизма и ротационного  $\omega$ -эффекта тороидальное поле транспортируется к поверхности, где его фрагменты через некоторое время можно наблюдать в виде биполярных групп

пятен на средних широтах «королевской зоны». Эта направленная вверх первая волна тороидальных полей ответственна за основной максимум активности пятнообразования. В то же время в высокоширотных полярных доменах глубинные тороидальные поля в начале цикла оказываются заблокированными около дна СКЗ направленными вниз турбулентным диамагнетизмом и магнитной -накачкой (нейтрализующими магнитное всплывание полей). Только через 1-2 года, когда направленное к экватору глубинное меридиональное течение вытеснит эти поля в низкоширотные участки приэкваториального домена (где есть благоприятные условия для их всплытия, поскольку здесь магнитный -поток направлен вверх), наступает очередь подъема «запоздалых» полей (второй приток тороидальных полей). Прорываясь на поверхность на несколько более низких широтах, вторая порция всплывания задержанных во времени тороидальных полей приводит к повторному максимуму солнечных пятен.

1. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980.—352 с.
2. Вайнштейн С. И. Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983.—240 с.
3. Витинский Ю. И., Копецкий М., Куклин Г. В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. — М.: Наука, 1986.—296 с.
4. Загородний А. Г., Черемных О. К. Введение в физику плазмы. — Киев: Наук. думка, 2014.—696 с.
5. Зельдович Я. Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // Журн. эксперим. и теор. физ.—1956.—**31**.—С. 154—156.
6. Кичатинов Л. Л. О магнитной гидродинамике средних полей в неоднородной турбулентной среде // Магнит. гидродинамика.—1982.—№ 3.—С. 67—73.
7. Козак Л. В., Костык Р. И., Черемных О. К. Два режима турбулентности на Солнце // Кинематика и физика небес. тел.—2013.—**29**, № 2.—С. 22—29.
8. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР.—1941.—**30**, № 4.—С. 299—303.
9. Криводубский В. Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы // Солнеч. данные.—1982.—№ 7.—С. 99—109.
10. Криводубский В. Н. Интенсивность источников магнитных полей солнечного -динамо // Астрон. журн.—1984.—**61**.—С. 540—548.
11. Ладиков-Роев Ю. П., Черемных О. К. Математические модели сплошных сред. — Киев: Наук. думка, 2010.—552 с.
12. Обридо В. Н. Магнитные поля и индексы активности // Плазменная гелиогеофизика / Под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. — М.: Физматлит, 2008.—Т. I.—С. 41—60.
13. Соловьев А. А., Киричек Е. А. Диффузная теория солнечного магнитного цикла. — Элиста — Санкт-Петербург: Изд-во Калмыцкого ГУ, 2004.—182 с.
14. Antalova A., Gnevyshev M. N. Principal characteristics of the 11-year solar activity cycle // Sov. Astron.—1965.—**9**.—P. 198—201.
15. Belucz B., Dikpati M., Forgacs-Dajka E. A Babcock-Leighton solar dynamo model with multi-cellular meridional circulation in advection- and diffusion-dominated regimes // Astrophys. J.—2015.—**806**, N 2.—id. 169.—40 p.

16. *Benevolenskaya E. E.* A model of the double magnetic cycle of the Sun // *Astrophys. Lett.*—2003.—**509**, N 1.—P. L49—L52.
17. *Brandenburg A., Sokoloff D., Subramanian K.* Current status of turbulent dynamo theory from large-scale to small-scale dynamos // *Space Sci. Revs.*—2012.—**169**, N 1 4.—P. 123—157.
18. *Braun D. C., Birc A. C.* Prospects for the detection of the deep solar meridional circulation // *Astrophys. Lett.*—2008.—**689**.—P. L161—L165.
19. *Brun A. S., Browning M. K., Dikpati M., et al.* Recent advances on solar global magnetism and variability // *Space Sci. Revs.*—2015.—**196**, N 1 4.—P. 101—136
20. *Cameron R., Dikpati M., Brandenburg A.* The global solar dynamo // arXiv:1602.01754. 4 Feb 2016.
21. *Cameron R., Schüssler M.* The crucial role of surface magnetic fields for the solar dynamo // *Science.*—2015.—**347**, N 6228.—P. 1333—1335.
22. *Charbonneau P.* Dynamo models of the solar cycle // *Liv. Rev. Solar Phys.*—2010.—**7**, N 3.—P. 1—91.
23. *Choudhuri A. R., Chatterjee P., Jiang J.* Predicting solar cycle 24 with a solar dynamo model // *Phys. Rev. Lett.*—2007.—**98**, N 13.—id. 131103.
24. *Choudhuri A. R., Schussler M., Dikpati M.* The solar dynamo with meridional circulation // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**303**.—P. L29.
25. *Dikpati M., Gilman P. A.* Simulating and predicting solar cycles using a flux-transport dynamo // *Astrophys. J.*—2006.—**649**.—P. 498—514.
26. *Drobyshevskij E. M.* Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar “semi-dynamo” // *Astrophys. and Space Sci.*—1977.—**46**.—P. 41—49.
27. *Dudorov A. E., Krivodubskij V. N., Ruzmaikina T. V., Ruzmaikin A. A.* The internal large-scale magnetic field of the Sun // *Sov. Astron.*—1989.—**33**, N 4.—P. 420—426.
28. *Georgieva K.* Why the sunspot cycle is doubly peaked // *ISRN Astron. and Astrophys.*—2011.—id. 437838.—11 p.
29. *Georgieva K., Kirov B.* Solar dynamo and geomagnetic activity // *J. Atmos. and Solar Terr. Phys.*—2011.—**73**, N 2-3.—P. 207—222.
30. *Giles P. M., Duval T. L., Scherrer P. H., Bogart R. S.* A subphotospheric flow of material from the Sun’s equator to its poles // *Nature.*—1997.—**390**.—P. 52—54.
31. *Gizon L., Birch A. C.* Local helioseismology // *Liv. Rev. Solar Phys.*—2005.—**2**, N 6.—P. 1—75.
32. *Gnevyshev M. N.* The corona and the 11-year cycle of solar activity // *Sov. Astron.*—1963.—**7**, N 3.—P. 311—318.
33. *Gnevyshev M. N.* On the 11-years cycle of solar activity // *Solar Phys.*—1967.—**1**.—P. 107—120.
34. *Gnevyshev M. N.* Essential features of the 11-year solar cycle // *Solar Phys.*—1977.—**51**.—P. 175—183.
35. *Hathaway D. H.* Doppler measurements of the Sun’s meridional flow // *Astrophys. J.*—1996.—**460**.—P. 1027—1033.
36. *Hathaway D. H.* Supergranules as probes of the Sun’s meridional circulation // *Astrophys. J.*—2012.—**760**.—P. 83—89.—id. 84.—6 p.
37. *Hathaway D. H.* The solar cycle // *Liv. Rev. Solar Phys.*—2015.—**12**, N 4.—P. 1—87.
38. *Hathaway D. H., Nandy D., Wilson R. M., Reichmann E. J.* Evidence that a deep meridional flow sets the sunspot cycle // *Astrophys. J.*—2003.—**589**.—P. 665—670.
39. *Hazra G., Karak B. B., Choudhuri A. R.* Is a deep one-cell meridional circulation essential for the flux transport solar dynamo? // *Astrophys. J.*—2014.—**782**, N 2.—P. 93 (12 p.).

40. *Howe R.* Solar interior rotation and its variation // *Liv. Revs Solar Phys.*—2009.—**6**, N 1.—P. 1—75.
41. *Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., et al.* Dynamic variations at the base of the solar convection zone // *Science.*—2000.—**287**.—P. 2456—2460.
42. *Ivanova T. S., Ruzmaikin A. A.* A magnetohydrodynamic dynamo model of the solar cycle // *Sov. Astron.*—1976.—**20**.—P. 227—233.
43. *Jackiewicz J., Serebryanskiy A., Kholikov S.* Meridional flow in the solar convection zone. II. helioseismic inversions of GONG DATA // *Astrophys. J.*—2015.—**805**, N 2.—P. 133—141.
44. *Jensen E.* On tubes of magnetic force embedded in stellar material // *Ann. d'Astrophysique.*—1955.—**18**.—P. 127—140.
45. *Jiang J., Cameron R. H., Schüssler M.* The case of the weak solar cycle 24 // *Astrophys. Lett.*—2015.—**808**.—L. 28—35.
46. *Jiang J., Chatterjee P., Choudhuri A. R.* Solar activity forecast with a dynamo model // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2007.—**381**, N 4.—P. 1527—1542.
47. *Kitchatinov L. L.* Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle // *Astron. and Astrophys.*—1991.—**243**, N 2.—P. 483—491.
48. *Kitchatinov L. L.* The solar dynamo: Inferences from observations and modeling // *Geomagn. and Aeronomy.*—2014.—**54**, N 7.—P. 867—876.
49. *Kitchatinov L. L., Rudiger G.* Magnetic field advection in inhomogeneous turbulence // *Astron. and Astrophys.*—1992.—**260**.—P. 494—498.
50. *Kitiashvili I., Kosovichev A. G.* Application of data assimilation method for predicting solar cycles // *Astrophys. J.*—2008.—**688**.—P. L49—L52.
51. *Komm R. W., Howard R. F., Harvey J. W.* Meridional flow of small photospheric magnetic features // *Solar Phys.*—1993.—**147**.—P. 207—223.
52. *Kopecky M., Kuklin G. V.* A few notes on the sunspot activity in dependence on the phase of the 11-year cycle and on the heliographic latitude // *Bull. Astron. Inst. Czech.*—1969.—**20**.—P. 22—29.
53. *Kosovichev A. G.* Probing solar and stellar interior dynamics and dynamo // *Adv. Space Res.*—2008.—**41**.—P. 830—837.
54. *Kraichnan R. H.* Internal-ranger spectrum of hydromagnetic turbulence // *Phys. Fluids.*—1965.—**8**.—P. 1385—1387.
55. *Krause F., Rädler K.-H.* Mean field magnetohydrodynamics and dynamo theory. — Oxford: Pergamon Press, Ltd., 1980.—271 p.
56. *Krivodubskij V. N.* Magnetic field transfer in the turbulent solar envelope // *Sov. Astron.*—1984.—**28**, N 2.—P. 205—211.
57. *Krivodubskij V. N.* Transfer of the large-scale solar magnetic field by inhomogeneity of the material density in the convective zone // *Sov. Astron. Lett.*—1987.—**13**.—P. 338—341.
58. *Krivodubskij V. N.* Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotropic turbulence in the solar convective zone // *Astron. Reports.*—1998.—**42**.—P. 122—126.
59. *Krivodubskij V. N.* The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism // *Astron. Reports.*—**45**.—2001.—P. 738—745.
60. *Krivodubskij V. N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // *Astron. Nachr.*—2005.—**326**, N 1.—P. 61—74.
61. *Krivodubskij V. N.* Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.*—2012.—**28**, N 5.—P. 232—238.



62. *Krivodubskij V. N.* On the extended 23rd solar cycle // Solar and astrophysical dynamos and magnetic activity: Proc. IAU Symp. N 294 / Eds A. G. Kosovichev et al. — Cambridge: Cambridge University Press, 2013.—P. 69—70.
63. *Krivodubskij V. N., Lozitska N. I.* Dependence of solar cycles duration on the magnitude of the annual module of the sunspots magnetic field // Proc. IAU Symp.—2013.—**294**.—P. 71—72.
64. *Krivodubskij V. N.* Small scale alpha-squared effect in the solar convection zone // Kinematics and Physics of Celestial Bodies.—2015.—**31**, N 2.—P. 55—64.
65. *Kuznetsov V. D., Syrovatskii S. I.* The floating up of magnetic fields and the 11-year cyclicity of solar activity // Sov. Astron.—1979.—**23**.—P. 715—719.
66. *Makarov V. I., Tlatov A. G., Callebaut D. K., et al.* Large-scale magnetic field and sunspot cycles // Solar Phys.—2001.—**198**, N 2.—P. 409—421.
67. *Miesch M. S., Dikpati M.* A three-dimensional Babcock-Leighton solar dynamo model // Astrophys. Lett.—2014.—**785**.—P. L8—L12.
68. *Moreno-Insertis F.* Rise times of horizontal magnetic flux tubes in the convection zone of the Sun // Astron. and Astrophys.—1983.—**122**.—P. 241—250.
69. *Muñoz-Jaramillo A., Dasi-Espuig M., Balmaceda L. A., DeLuca E. E.* Solar cycle propagation, memory, and prediction: insights from a century of magnetic proxies // Astrophys. Lett.—2013.—**767**: L25.—7 p.
70. *Nandy D., Choudhuri A. R.* Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow // Science.—2002.—**296**.—P. 1671—1674.
71. *Nandy D., Muñoz-Jaramillo A., Martens P. C. H.* The unusual minimum of sunspot cycle 23 caused by meridional plasma flow variations // Nature.—2011.—**471**, N 7336.—P. 80—82.
72. *Nelson N. J., Brown B. P., Sacha Brun A., et al.* Buoyant magnetic loops generated by global convective dynamo action // Solar Phys.—2014.—**289**, N 2.—P. 441—458.
73. *Nesme-Ribes E., Meunier N., Vince I.* Solar dynamics over cycle 19 using sunspots as tracers // Astron. and Astrophys.—1997.—**321**.—P. 323—329.
74. *Ossendrijver M.* The solar dynamo // Astron. and Astrophys. Rev.—2003.—**11**, N 4.—P. 287—367.
75. *Parker E. N.* The formation of sunspots from the solar toroidal field // Astrophys. J.—1955.—**121**.—P. 491—507.
76. *Pipin V. V., Kosovichev A. G.* The mean-field solar dynamo with a double cell meridional circulation pattern // Astrophys. J.—2013.—**776**.—id. 36.—9 p.
77. *Popova E. P., Potemina K. A., Yukhina N. A.* Double cycle of solar activity in a two-layer medium // Geomagn. and Aeronomy.—2015.—**54**, N 7.—P. 877—881.
78. *Popova E., Zharkova V., Zharkov S.* Probing latitudinal variations of the solar magnetic field in cycles 21—23 by Parker's two-layer dynamo model with meridional circulation // Ann. Geophys.—2013.—**31**.—P. 2023—2028.
79. *Rädler K.-H.* Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medium // Z. Naturforsch. A.—1968.—**23**.—S. 1841—1860.
80. *Rüdiger G., Arlt R.* Physics of solar cycle // Advances in nonlinear dynamos (The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics) / Eds A. Ferris-Mas, M. Núñez. — London, New York: Taylor & Francis, 2004.—P. 147—191.
81. *Schad A., Timmer J., Roth M.* Global helioseismic evidence for a deeply penetrating solar meridional flow consisting of multiple flow cells // Astrophys. Lett.—2013.—**778**, N 2.—P. L38—L44.
82. *Schatten K. H., Scherrer P. H., Svalgaard L., Wilcox J. M.* Using dynamo theory to predict the sunspot number during cycle 21 // Geophys. Res. Lett.—1978.—**5**.—P. 411—414.

83. *Schou J., Antia H. M., Basu S., et al.* Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the solar oscillations investigation using the Michelson Doppler Imager // *Astrophys. J.*—1998.—**505**.—P. 390—417.
84. *Schüssler M.* On buoyant magnetic flux tubes in the solar convection zone // *Astron. and Astrophys.*—1977.—**56**.—P. 439—442.
85. *Schwabe H.* Sonnen-Beobachtungen im Jahre 1843 // *Astron. Nachr.*—1844.—**21** (495).—P. 233—236.
86. *Shepherd S. J., Zharkov S. I., Zharkova V. V.* Prediction of solar activity from solar background magnetic field variations in cycles 21—23 // *Astrophys. J.*—2014.—**795**, N 1.—P. 46 (8 p.).
87. *Snodgrass H. B., Dailey S. B.* Meridional motions of magnetic features in the solar photosphere // *Solar Phys.*—1996.—**163**.—P. 21—42.
88. *Stix M.* The Sun: an introduction, second edition. — Berlin: Springer-Verlag, 2002.—490 p.
89. *Svalgaard L., Cliver E. W., Kamide Y.* Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? // *Geophys. Res. Lett.*—2005.—**32**, N 1.—P. L01104.
90. *Tlatov A., Illarionov E., Sokoloff D., Pipin V.* A new dynamo pattern revealed by the tilt angle of bipolar sunspot groups // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2013.—**432**, N 4.—P. 2975—2984.
91. *Unno W., Ribes E.* On magnetic buoyancy in the convection zone // *Astrophys. J.*—1978.—**208**.—P. 222—232.
92. *Wang Y.-M., Sheeley N. R., Nash A. G.* A new solar cycle model including meridional circulation // *Astrophys. J.*—1991.—**383**.—P. 431—442.
93. *Zeldovich Ya. B., Ruzmaikin A. A., Sokoloff D. D.* Magnetic fields in astrophysics. — New York: Gordon and Breach, 1983.
94. *Zhao J., Bogart R. S., Kosovichev A. G., Duvall T. L., Hartlep T.* Detection of equatorward meridional flow and evidence of double-cell meridional circulation inside the Sun // *Astrophys. Lett.*—2013.—**774**, N 2.—P. L29—L34.
95. *Zhao J., Kosovichev A. G.* Torsional oscillation, meridional flows, and vorticity inferred in the upper convection of the Sun by time-distance helioseismology // *Astrophys. J.*—2004.—**603**.—P. 776—784.
96. *Zharkova V. V., Shepherd S. J., Zharkov S. I.* Principal component analysis of background and sunspot magnetic field variations during solar cycles 21—23 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2012.—**424**, N 4.—P. 2943—2953.
97. *Zharkov S., Gavryuseva E., Zharkova V.* The observed long- and short-term phase relation between the toroidal and poloidal magnetic fields in cycle 23 // *Solar Phys.*—2008.—**248**.—P. 339—358.
98. *Zolotova N. V., Ponyavin D. I.* Impulse-like behavior of the sunspot activity // *Astron. Reports.*—2012.—**56**.—P. 250—255.

Статья поступила в редакцию 05.03.2015