

УДК 523.9-377

В. Н. Криводубский

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Роль механизмов магнитной накачки в формировании «королевской зоны» солнечных пятен

Надійшла до редакції 21.02.05

Для компенсації втрат магнітного потоку в ділянці генерації в сонячній конвективній зоні (СКЗ), зумовлених магнітною плавучістю, залучено два механізми «магнітної антиплавучості»: турбулентний діамagnetизм (γ -ефект) і магнітну накачку, викликану радіальною неоднорідністю густини плазми ($\nabla\rho$ -ефект). Враховано обертання Сонця, яке наділяє $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями. Показано, що на високих широтах і біля полюсів магнітні поля заблоковані ефектами антиплавучості поблизу дна СКЗ. Водночас на середніх і низьких широтах ротаційний $\nabla\rho$ -ефект у глибоких шарах викликає спрямовану догори магнітну накачку, яка разом з плавучістю сприяє винесенню потужних полів (300—400 мТл) до поверхні, де вони з'являються у «королівській зоні» як сонячні плями.

ВСТУПЛЕНИЕ

Как известно, солнечные пятна — наиболее заметное и доступное для наблюдений проявление солнечной активности — возникают не по всему диску Солнца, а только в «королевских зонах», расположенных на расстоянии 40—45° по обе стороны от экватора. В начале каждого нового цикла пятна появляются преимущественно на средних, а позже — на все более низких широтах, приближаясь к экватору. Широтный дрейф групп пятен к экватору (закон Шперера) хорошо заметен на построенной Маундером временной диаграмме распределения пятен по широте («диаграмма бабочек», рис. 1). После установления магнитной природы солнечных пятен стало ясно, что «диаграмма бабочек» отображает места концентрации глубинного магнитного поля в подфотосферных слоях и определяет скорость его миграции к экватору [11, 15].

Согласно современным представлениям [3, 15] аксиально-симметричное глобальное магнитное поле Солнца B состоит из двух компонентов: сильного глубинного тороидального (азимутального) поля B_τ (300—400 мТл), и слабого полоидального (меридионального) поля B_p (0.1—0.2 мТл), силовые линии которого, выходя на солнечную поверхность, очевидно, формируют фоновые магнитные поля. Поскольку тороидальное поле спрятано глубоко под солнечной поверхностью, то при наблюдениях мы видим только обусловленные магнитной плавучестью случайные локальные выпуклости тороидальных магнитных силовых трубок (МСТ), проявляющиеся на поверхности в виде биполярных групп солнечных пятен.

Модель турбулентного $\alpha\Omega$ -динамо, локализованного в солнечной конвективной зоне (СКЗ), позволяет объяснить происхождение глобального магнитного поля и понять основные наблюдаемые закономерности солнечной цикличности [3, 11, 15]. Дифференциальное вращение, действуя на исходное полоидальное поле B_p , возбуждает тороидальную составляющую B_τ (Ω -эффект), тогда как спиральная конвекция регенерирует из этого поля новую полоидальную составляющую B_p (α -эффект), замыкая тем самым солнечный цикл. Приняв во

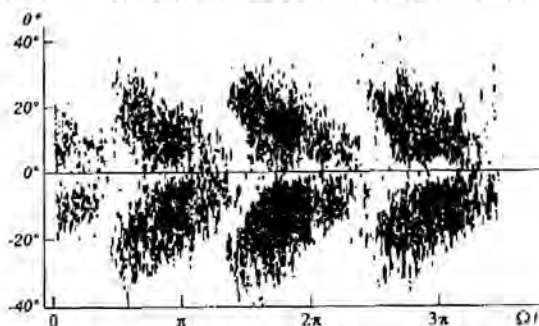


Рис. 1. «Диаграмма бабочек» Маундера, согласно наблюдениям с 1874 по 1913 гг., показывающая область существования солнечных пятен в зависимости от гелиографической широты θ^* и фазы солнечного цикла Ωt .

внимание Ω -эффект и физические свойства подфотосферных слоев, не составляет трудности начертить схему процессов, приводящих к выходу глубинных магнитных структур на поверхность в виде пятен. Силовые линии меридионального поля B_r , в условиях их вмороженности в плазму, под влиянием радиального градиента угловой скорости $\partial\Omega/\partial r$ в глубоких слоях вблизи лучистого тахоклина — переходного слоя, в котором происходит резкое изменение от широтного дифференциального вращения СКЗ к почти жесткому вращению лучистой зоны, — превращаются в тороидальное поле B_τ . После достижения достаточной интенсивности поля тороидальные МСТ образуют выгнутые вверх магнитные арки, которые, всплывая на поверхность на средних и низких широтах, формируют биполярные группы пятен [34]. Однако при расчетах перестройки поля согласно описанной схеме остается несколько серьезных затруднений, сущность которых состоит в отсутствии до недавнего времени надежных данных о радиальном градиенте угловой скорости и в незнании глубины, с которой поле всплывает на поверхность, чтобы сформировать наблюдаемые магнитные структуры. Некоторые исследователи полагают, что биполярные области на поверхности отображают состояние тороидального поля в неглубоких слоях [32]. Однако в верхней части СКЗ сильные поля вследствие большой скорости магнитного всплывания очень быстро выносятся на поверхность. Только в глубинах, где высокая плотность плазмы, можно рассчитывать на благоприятные условия для удержания полей в течение длительного времени [15]. А какую же тогда роль играет верхняя часть СКЗ? Какие слои ответственны за наблюдаемую пространственно-временную картину локализации пятен в течение солнечного цикла («диаграмма бабочек» Маундера)? Почему не возникают пятна в высокоширотных и полярных областях? До сих пор ответы на это вопросы не получили достаточного теоретического обоснования. Ниже будет сделана попытка устранить некоторые из отмеченных трудностей на основе модели турбулентного динамо с привлечением новейших гелиосейсмологических измерений внутреннего вращения Солнца [18, 28] и турбулентных механизмов перестройки крупномасштабных магнитных полей.

Возбуждение и всплывание тороидального поля. Решение системы уравнений циклического $\alpha\Omega$ -процесса можно представить в виде мигрирующих в меридиональном направлении динамо-волн [15]. Для эффективного « Ω -накручивания» тороидальных МСТ необходимо, чтобы они долго оставались в зоне генерации. Однако вследствие магнитного всплывания трудно удерживать сильные поля в глубоких слоях на протяжении времени, сравни-

тельного с продолжительностью солнечного цикла. Эффект магнитного всплывания со скоростью V_v можно представить в уравнении индукции членом $\text{rot}(V_v \times B_\tau)$ со знаком минус, который описывает потери магнитного потока в области генерации. Это приводит к ограничению величины возбуждаемого магнитного поля. Поэтому возникает необходимость поиска механизмов «магнитной антиплавучести» (направленной вниз магнитной накачки), способных компенсировать потери магнитного потока в зоне генерации [36]. На сегодня наилучше изучены два эффекта, которые могут выполнять такую роль: макроскопический турбулентный диамагнетизм (γ -эффект) [7] и магнитный поток в неоднородной по плотности плазме, обусловленный мелкомасштабными магнитными пульсациями [2, 28].

Согласно выводам работы [15] предельная скорость всплывания V_v тонкой горизонтальной МСТ с величиной индукции B в спокойной атмосфере сравнима с альвеновской скоростью $V_A \approx c_a = B/(4\pi\rho)^{1/2}$ (ρ — плотность плазмы). Эффективность плавучести оказывается наибольшей вблизи солнечной поверхности, где мала плотность плазмы, и значительно меньшей в плотных глубоких слоях. Поэтому, как упоминалось, наиболее благоприятным местом для возбуждения глобального магнетизма служат самые глубокие слои СКЗ. Тем не менее, даже здесь трудно противодействовать магнитной плавучести МСТ с сильными полями ($B > 10$ мТл) в течение длительного времени [15].

Ограничения на величину возбуждаемого поля удалось в значительной мере снять после расчета Л. Кичатиновым и В. Пипиным [10] эффекта магнитной плавучести в турбулентной плазме в рамках МГД усредненного (крупномасштабного) поля. Было установлено, что всплывание сглаженного поля характеризуется примерно на порядок меньшими скоростями, чем скорости, полученные Е. Паркером для дискретных МСТ. В случае слабых полей ($\beta^2 \ll 1$), типичных для глубоких слоев СКЗ, эффективная скорость всплывания определяется выражением

$$V_v^*(\beta) = \frac{l}{H_p} \frac{v}{\gamma} \frac{\beta^2}{15}, \quad (1)$$

где $\beta = c_a/v = B/B_{eq}$ — параметр нормализованного магнитного поля, $B_{eq} = 4\pi\rho^{1/2}v$ — равномерно распределенная магнитная индукция, v и l — средняя квадратичная скорость и характерный размер турбулентных пульсаций, H_p — локальная шкала высот по давлению, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Минимальное время всплывания глубинного поля (≈ 300 мТл) со дна СКЗ на поверхность составляет около шести лет, что близко к средней продолжительности циклов солнечных пятен. Однако локализация пятен в «королевской зоне» оста-

ется до сих пор не объясненной. Приняв во внимание упомянутые выше эффекты магнитной накачки, ниже мы начертим схему радиального переноса тороидального поля, которая, на наш взгляд, может помочь понять, почему магнитные поля проникают к поверхности только в «королевской зоне».

Турбулентные механизмы переноса крупномасштабного магнитного поля. Физический смысл турбулентного диамагнетизма состоит в вытеснении крупномасштабного магнитного поля из областей с повышенной интенсивностью турбулентных пульсаций в места с их меньшей интенсивностью вдоль градиента турбулентной вязкости $\nu_T \approx (1/3)\nu_l$ [3, 7]. В кинематическом приближении величина эффективной скорости этого вытеснения составляет

$$V_\mu = -\nabla \nu_T / 2. \quad (2)$$

Обратное влияние глобального поля B приводит к ослаблению γ -эффекта. В нелинейном режиме скорость диамагнитного переноса описывается выражением

$$V_D(\beta) = 6V_\mu \Psi_D(\beta), \quad (3)$$

где $\Psi_D(\beta)$ — введенная Кичатиновым и Рюдигером [30] функция насыщения, нормализованная на $\Psi_0 = 1/6$ при $\beta = 1$. В случае слабых полей ($\beta < 1$) она имеет довольно простой вид:

$$\Psi_D(\beta) \approx \Psi_0 - \beta^2/5 = 1/6 - \beta^2/5.$$

Что же дают физические условия в турбулизированных конвективных слоях Солнца? Оказывается, что турбулентная вязкость $\nu_T(z)$ представляет собой гладкую выпуклую функцию, максимум которой ($\nu_T \approx 2 \cdot 10^{13}$ см²/с) локализован на глубине $z \approx 130000$ км [12, 31]. Здесь и далее при расчетах использована модель СКЗ Стикса [37]. Радиальная неоднородность ν_T приводит к вертикальному переносу горизонтального поля. В нижней части СКЗ турбулентный диамагнетизм действует против плавучести, вытесняя поле вниз, тогда как в верхней части, наоборот, он помогает плавучести, выталкивая поле вверх. Кинематическая скорость опускания поля в глубинных слоях составляет $V_\mu \approx 40$ м/с [12]. Хотя в нелинейном режиме магнитное поле заметно подавляет диамагнетизм, тем не менее, и в этом случае скорость вытеснения вниз ($V_D \approx 3$ м/с) достаточна для того, чтобы скомпенсировать всплывание сильных полей вблизи дна СКЗ [31].

В неоднородной по плотности турбулентной плазме возникает еще один интенсивный магнитный поток, обусловленный мелкомасштабными магнитными полями [2, 21]. Суть явления состоит в следующем. Амплитуда магнитных пульсаций b , возбуждаемых при наличии глобального поля B турбулентными пульсациями со скоростью v , увеличивается в направлении роста плотности плазмы: $b^2 \approx 4\pi\rho v^2$. Одновременно увеличиваются в этом

направлении и хаотические электрические токи: $j = (c/(4\pi))\text{rot}b$. Эти модифицированные токи изменяют начальное распределение поля B . В нелинейном режиме трансформированное пространственное распределение глобального поля эквивалентно его переносу (накачке) [8] в направлении увеличения плотности плазмы с эффективной скоростью

$$V_p \approx (1/6)\nabla \rho b^2 / (4\pi\rho^2) \approx (1/6)\epsilon v^2 \nabla \rho / \rho. \quad (4)$$

Мы назвали этот перенос $\nabla\rho$ -эффектом. На вертикальном протяжении СКЗ плотность плазмы изменяется на 5–6 порядков величины (см. модель [37]), поэтому здесь турбулентные магнитные пульсации вызывают направленную вниз ощутимую магнитную накачку горизонтального поля, скорость которой изменяется от 100 м/с вблизи поверхности до 1 м/с возле дна зоны [13].

Влияние вращения. Л. Кичатинов [29] показал, что в условиях, когда турбулентная плазма вращается, $\nabla\rho$ -эффект подвергается сильной модификации (ротационный $\nabla\rho$ -эффект). Степень возмущения конвекции вращением описывается числом Кориолиса $\omega = 2\tau\Omega$ (Ω — угловая скорость). Как известно, влияние вращения приводит к относительному увеличению масштабов турбулентных пульсаций вдоль оси вращения [26]. Порождая анизотропию турбулизованной конвекции, вращение Солнца наделяет турбулентную магнитную накачку новыми свойствами. Поскольку конвективные ячейки вытягиваются вдоль оси вращения, то трансформация эффекта, очевидно, должна зависеть от углового расстояния от полюсов. Если возле полюсов градиент плотности $\nabla\rho$ параллелен оси вращения, то по мере приближения к средним и низким широтам вектор $\nabla\rho$ постепенно изменяет свое направление, так что на экваторе он становится уже перпендикулярным к оси вращения. При этом наибольшая модификация эффекта наступает при умеренном вращении ($\omega \approx 1$ –10). Это связано с тем, что в случае медленного вращения индуцированная им анизотропия, необходимая для трансформации переноса, будет мала. При очень же быстром вращении анизотропия велика, но вращение подавляет конвекцию, а вместе с ней и эффект магнитной накачки. При учете вращения появляются дополнительные составляющие накачки, направленные по нормали к оси вращения. В сферической системе координат удобно выделить отдельно радиальную и меридиональную составляющие магнитного переноса вдоль единичных векторов $\hat{i}$ и $\hat{i}_\theta$. Ротационный $\nabla\rho$ -эффект на Солнце осуществляет «селекцию полей», в результате которой тороидальное и полоидальное поля переносятся в радиальном и меридиональном направлениях независимо, с различными по величине и знаку скоростями [9, 29].

Поскольку нас интересует поверхностная локализация биполярных магнитных структур, то необходимо рассмотреть радиальный магнитный поток тороидального поля, при участии которого формируются пятна. Оказалось, что величина скорости этой накачки зависит от полярного угла (кошироты) θ и глубины z в СКЗ [9, 14, 29]:

$$V_{pr}^T(z, \theta) = 6V_p(z) \{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \}. \quad (5)$$

Две функции числа Кориолиса,

$$\varphi_1(\omega) = \frac{1}{4\omega^2} \left[\frac{\omega^2 + 3}{\omega} \arctg \omega - 3 \right] \quad (6)$$

и

$$\varphi_2(\omega) = \frac{1}{8\omega^2} \left[1 + \frac{\omega^2 - 1}{\omega} \arctg \omega \right],$$

описывают влияние вращения на турбулентную конвекцию. Именно они ответственны за трансформацию радиального $\nabla\rho$ -переноса в различных участках турбулизованной конвективной зоны вращающегося Солнца. Направление магнитной накачки (вверх или вниз) восприимчиво к знаку множителя $\{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \}$, который зависит от кошироты и поведения функций числа Кориолиса в СКЗ.

Данные последних гелиосейсмологических экспериментов (как наземных и так космических) свидетельствуют [18, 28], что поле угловой скорости $\Omega(r, \theta)$ в СКЗ естественно разделено на домены быстрого и медленного вращения с противоположными знаками радиального градиента угловой скорости. В околоэкваториальном домене (ОЭД) угловая скорость в основном уменьшается с глубиной z ($\partial\Omega/\partial r > 0$), тогда как в высокоширотных доменах (ВШД) она, наоборот, увеличивается вглубь Солнца ($\partial\Omega/\partial r < 0$). Изменение характера дифференциального вращения происходит в относительно узком широтном секторе $\theta^* \approx 40-50^\circ$ с постоянной угловой скоростью вдоль радиуса, который разделяет СКЗ в каждом полушарии на два изолированных домена быстрого и медленного вращения и через тахоклин смыкается с лучистой зоной ($\theta^* = 90^\circ - \theta$ обозначает гелиошироту, пользоваться которой предпочитают наблюдатели).

Посмотрим, как же влияет внутреннее вращение Солнца на $\nabla\rho$ -накачку. В верхних слоях вращение вызывает слабую анизотропию турбулентной конвекции (число Кориолиса $\omega \approx 0.1$), которая, однако, существенно усиливается при смещении в глубокие слои (возле дна СКЗ ω достигает значения 100). Рассчитанный согласно (6) профиль $\varphi_1[\omega(z)]$ имеет вид выпуклой функции с крайними значениями $\varphi_1 \approx 0.0005$ (поверхность), $\varphi_1 \approx 0.003$

(нижнее основание СКЗ) и максимумом $\varphi_{1\max} \approx 0.057$ ($z \approx 50000$ км). В то же время значения функции $\varphi_2[\omega(z)]$ плавно уменьшаются от 0.17 вблизи поверхности до 0.0015 в глубоких слоях. Поэтому в зависимости от исследуемого участка знак множителя $\{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \}$ может быть как положительным, так и отрицательным. В тех местах, где этот знак положительный, магнитный поток V_{pr}^T будет направлен вниз, там же, где знак отрицательный, — вверх. Нами найдено, что около полюсов, где векторы $\nabla\rho$ и Ω параллельны ($\theta = 0$), магнитная накачка, как и в отсутствие вращения, на всем протяжении зоны конвекции действует вниз. Изменение направления переноса начинается в глубоких слоях на угловом расстоянии от полюсов около 45° . При смещении в низкие широты область направленной вверх накачки постепенно расширяется, достигая максимального объема на экваторе, где векторы $\nabla\rho$ и Ω становятся перпендикулярными друг к другу.

Таким образом, именно в изолированных доменах быстрого и медленного вращения с противоположными знаками $\partial\Omega/\partial r$ (о существовании которых впервые стало известно из гелиосейсмологических измерений) характер $\nabla\rho$ -накачки оказывался различным. У ВШД ($\theta^* > 45^\circ$), в котором угол между векторами $\nabla\rho$ и Ω еще не значительный, магнитная накачка действует вниз, поскольку здесь выполняется условие $\{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \} > 0$ (рис. 2). Одновременно в ОЭД ($\theta^* < 45^\circ$) направление радиальной $\nabla\rho$ -накачки может быть различным, так как здесь знак множителя $\{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \}$ зависит от глубины. В поверхностных слоях в условиях медленного вращения ($\omega \approx 0.1-0.5$) анизотропия конвекции слаба и поэтому взаимная ориентация векторов $\nabla\rho$ и Ω еще не играет роли. В этом случае $\nabla\rho$ -эффект противодействует магнитной плавучести ($V_{pr}^T \approx 100$ м/с). Однако вблизи дна СКЗ, где физические условия соответствуют приближению умеренного вращения ($\omega \approx 5-20$), начинает сказываться ориентация векторов $\nabla\rho$ и Ω . Магнитная $\nabla\rho$ -накачка становится направленной вверх ($V_{pr}^T \approx 1$ м/с), помогая тем самым плавучести переносить тороидальное поле к поверхности. Из рис. 2 видно, что область направленной вверх $\nabla\rho$ -накачки локализована в диапазоне гелиоширот, который совпадает с «королевской зоной». Кривая нулевой скорости $V_{pr}^T(z, \theta) = 0$, где изменяется направление вертикального магнитного $\nabla\rho$ -потока, вблизи дна СКЗ начинается на широте $\theta^* \approx 45^\circ$. Затем она плавно приближается к поверхности при смещении от средних к низким широтам (достигая экватора на глубине $z \approx 70000$ км).

Перестройка тороидального поля в СКЗ. Рас-

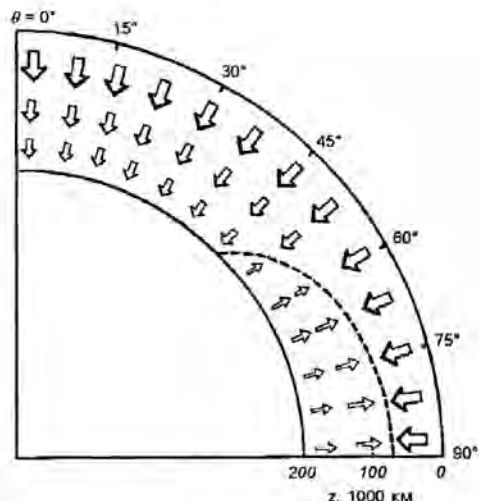


Рис. 2. Меридиональный разрез СКЗ, демонстрирующий распределение радиальной скорости магнитной накачки тороидального поля $V_{r^t}^t(z, \theta)$ по глубине z и кошироте θ . Стрелки показывают направление накачки, скорость которой изменяется от 1 м/с вблизи дна СКЗ до 100 м/с в поверхностных слоях. Штриховая кривая соответствует линии нулевой скорости $V_{r^t}^t(z, \theta) = 0$, где происходит изменение направления магнитной накачки.

смотрим баланс процессов макроскопического радиального переноса горизонтального поля отдельно для ВШД и ОЭД. Относительно простая схема переноса устанавливается у ВШД, где на всем вертикальном протяжении СКЗ выполняется условие $\{\varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)]\sin^2\theta\} > 0$. Уравнение баланса между плавучестью и направленными вниз двумя магнитными потоками вблизи дна СКЗ

$$\uparrow V_B(\beta_S^p) + \downarrow V_D(\beta_S^p) + \downarrow V_{r^t}^t = 0 \quad (7)$$

дает возможность определить величину установившегося околополярного (р) магнитного поля $B_S^p = \beta_S^p B_{eq}$, всплытие которого компенсируется двумя эффектами негативной плавучести. Вертикальные стрелки $\uparrow$ и $\downarrow$ обозначают направления магнитных потоков (вверх или вниз). Используя выражения для скоростей всплытия (1), диамагнитного вытеснения (3) и $\nabla\rho$ -накачки (5), легко рассчитать параметр нормализованного установившегося околополярного поля:

$$\beta_S^p = \left\{ \frac{5[V_\mu + 6(\varphi_2 - \varphi_1\sin^2\theta)V_\rho]}{6V_\mu - [lv/(3\gamma H_p)]} \right\}^{1/2} \quad (8)$$

Здесь скорости V_μ и V_ρ имеют отрицательные знаки. Вычисления показали, что два направленных вниз магнитных потока $V_D \approx 3$ м/с и $V_{r^t}^t \approx 1$ м/с в состоянии заблокировать интенсивные магнитные поля в глубинах СКЗ: $\beta_S^p \approx 0.7...0.8$; $B_S^p = \beta_S^p B_{eq} \approx 300...400$ мТл ($B_{eq} = 400...600$ мТл). В результате

вблизи дна зоны конвекции должен формироваться магнитный слой сильного тороидального поля.

Таким образом, явления отрицательной магнитной плавучести, по всей видимости, служат наиболее вероятной причиной того, почему глубоко укоренившиеся сильные околополярные тороидальные поля не могут прорваться к поверхности, чтобы наблюдаться на высоких широтах в виде солнечных пятен.

Совершенно иную картину перестройки тороидального поля получаем в ОЭД. В глубоких слоях $\nabla\rho$ -перенос, как и магнитная плавучесть, направлен вверх. Поэтому здесь условие баланса потоков приобретает следующий вид:

$$\uparrow V_B(\beta_S^{ed}) + \downarrow V_D(\beta_S^{ed}) + \uparrow V_{r^t}^t = 0. \quad (9)$$

Выражение для нормализованного установившегося приэкваториального глубинного (индекс ed) поля β_S^{ed} почти совпадает с выражением (8), за исключением отрицательного знака множителя $\varphi_2 - \varphi_1\sin^2\theta$. В этом случае в нижней части СКЗ, где величина установившегося поля составляет $B_S^{ed} = \beta_S^{ed} B_{eq} \approx 290...380$ мТл, два направленных вверх магнитных потока (плавучесть $V_B(\beta_S^{ed}) \approx 3$ м/с и $\nabla\rho$ -накачка $V_{r^t}^t \approx 1$ м/с) вместе способны нейтрализовать направленное вниз диамагнитное вытеснение ($V_D(\beta_S^{ed}) \approx 3$ м/с). В результате тороидальные поля, немного превосходящие величину установившегося поля B_S^{ed} , должны распространяться вверх.

В верхней половине СКЗ γ - и $\nabla\rho$ -эффекты изменяют свои знаки на противоположные. Теперь уже $\nabla\rho$ -эффекту приходится самостоятельно противостоять плавучести и турбулентному диамагнетизму. Поэтому новое условие баланса потоков

$$\uparrow V_B(\beta_S^{eu}) + \uparrow V_D(\beta_S^{eu}) + \downarrow V_{r^t}^t = 0 \quad (10)$$

может обеспечить удержание только относительно умеренных по интенсивности полей. Параметр нормализованного установившегося приэкваториального поверхностного поля β_S^{eu} снова можно описать выражением (8), только теперь скорость V_μ изменяет свой знак с отрицательного на положительный. Следует помнить, что вблизи поверхности резко возрастает эффективность магнитной плавучести. Поэтому физические условия в этой области позволяют $\nabla\rho$ -эффекту компенсировать вынос к поверхности только слабых полей. Например, на глубинах 40–50 тыс. км, где $\uparrow V_\mu \approx 3$ м/с и $\downarrow V_{r^t}^t \approx 4$ м/с ($\theta = 70^\circ$), рассчитанное значение $\beta_S^{eu} \approx 0.5$ соответствует интенсивностям установившегося поля $B_S^{eu} = \beta_S^{eu} B_{eq} \approx 150...200$ мТл ($B_{eq} = 300...400$ мТл). Поэтому верхняя часть неоднородной по плотности СКЗ играет роль своеобразного «фильтра», который блокирует вынос относительно слабых полей, но не в состоянии препятствовать подъему сильных полей ($B > 200$ мТл), которые, прорываясь в некоторых

местах к поверхности, появляются в «королевской зоне» как пятна. Причем вынос полей на поверхность зависит от фазы цикла, поскольку в модели динамо-цикла относительный изгиб магнитных силовых линий полоидального поля под влиянием радиального градиента угловой скорости в начале цикла сильнее на средних широтах, чем на низких и вблизи экватора. Поэтому следует ожидать, что возбуждаемые тороидальные поля становятся неустойчивыми относительно всплывания сначала на умеренных широтах, и поэтому солнечные пятна возникают вначале именно там. Разрыв силовых трубок вследствие их всплывания и образования пятен останавливает усиление поля B_r на соответствующей широте. Однако усиление продолжается на более низких широтах, в результате чего пояс солнечных пятен мигрирует к экватору. Таким образом, с развитием цикла критичный уровень поля достигается в некотором поясе, центральная широта которого изменяется в соответствии с экспериментальным законом Шперера для солнечных пятен. Как упоминалось, этот процесс в модели $\alpha\Omega$ -динамо описывается как смещение динамо-волн вдоль меридианов к экватору.

Повторные максимумы циклов солнечных пятен. Как известно, наблюдаемые на поверхности доплеровские смещения в спектральных линиях указывают на слабую крупномасштабную меридиональную циркуляцию солнечного вещества [27]. Во внешних слоях (до 15 % радиуса Солнца) это меридиональное течение направлено от экватора к полюсам [20, 25]. На средних широтах амплитуда скорости течения составляет примерно 5–10 м/с. Исходя из закона сохранения вещества, исследователи приходят к выводу, что возле нижнего основания СКЗ должно установиться меридиональное течение противоположного направления от полюсов к экватору. При этом условии вблизи полюсов вещество должно опускаться вниз, тогда как возле экватора оно поднимается из глубин к поверхности, чтобы в такой способ замкнуть меридиональную циркуляцию солнечного вещества в СКЗ.

Недавно Нанди и Чудури [33] в рамках динамо-модели с меридиональной циркуляцией предложили новый сценарий формирования активных областей на солнечной поверхности. Суть нововведения состоит в том, что направленное к экватору глубинное меридиональное течение проникает в лучистую зону ниже СКЗ немного глубже, чем это считалось раньше. Возле полюсов направленный вниз поток не позволяет тороидальному полю подниматься к поверхности. Сосредоточенная в стабильной лучистой зоне меридиональная циркуляция переносит это поле в направлении низких широт, где оно постепенно проникает в СКЗ. В результате тороидальное поле начинает испытывать на себе

влияние магнитной плавучести только на низких широтах. Поэтому вблизи экватора плавучесть и циркуляция, которая здесь уже направлена вверх, содействуют подъему тороидального поля к поверхности, где оно порождает пятна.

На наш взгляд, ключевую роль в возникновении пятен в «королевской зоне» играет именно ротационная $\nabla\rho$ -накачка. Во-первых, как нами показано, направленная вниз магнитная накачка блокирует тороидальное поле возле дна СКЗ на всех широтах выше 45° , тогда как в механизме Нанди и Чудури меридиональная циркуляция может удерживать поля в глубинах только в относительно узком широтном интервале вблизи полюсов. Во-вторых, основной аргумент в пользу $\nabla\rho$ -накачки состоит в том, что область направленной вверх магнитной накачки охватывает довольно протяженный диапазон средних и низких широт, который совпадает с широтным поясом пятен. Меридиональное же течение становится направленным вверх только в узком приэкваториальном поясе, где пятна наблюдаются очень редко.

Тем не менее, направленное к экватору глубинное течение, безусловно, участвует в формировании активности солнечных пятен в течение циклов. Очевидно, именно меридиональная циркуляция несет ответственность за двойные циклы пятен, которые описываются «двугорбыми» кривыми зависимости годовых чисел Вольфа от времени. Как известно из наблюдений, среднегодовые относительные числа солнечных пятен достигают своего максимального значения спустя несколько лет после начала цикла (основной максимум). В то же время иногда можно наблюдать повторные максимумы относительных чисел пятен (сдвинутые во времени на один-два года после основных максимумов). Мы предлагаем следующую схему объяснения этого феномена. Благодаря направленному к экватору течению глубоко укорененное сильное тороидальное поле переносится из области высоких широт к средним, а затем и низким широтам, где направленная вверх $\nabla\rho$ -накачка совместно с магнитной плавучестью вынуждает эти немного «запоздалые» мигрирующие поля подниматься к поверхности. В результате интенсивность пятнообразования, которая уже пошла на спад (поскольку она была обусловлена фрагментами тороидального поля приэкваториального домена, которые поднялись на поверхность раньше), снова возрастает, потому что теперь наступила очередь подъема «запоздавшего» поля. Таким образом, открывается путь к объяснению повторных максимумов циклов солнечных пятен.

Асимметрия активности солнечных пятен в соседних циклах. Представляет также интерес вопрос о наблюдаемом чередовании максимумов ак-

тивности пятен в соседних циклах. Как известно, 11-летние циклы активности пятен группируются в пары (22-летние циклы), состоящие из менее и более высокого циклов (правило Гневешева — Оля [4] чередования максимумов кривых годовых чисел Вольфа в четных и нечетных циклах). Общепринято, что это явление имеет магнитную природу. Объяснение подобного двойного цикла уже предлагалось раньше [1, 16, 19] за счет включения в модели динамо-цикла слабого глубинного первичного *полоидального* поля, которое проникает в СКЗ снизу из лучистой зоны и, таким образом, приводит к амплитудной асимметрии двух полупериодов смоделированного 22-летнего магнитного цикла. Однако, на наш взгляд, на динамо-процесс в СКЗ в большей мере может оказать влияние более мощное глубинное *тороидальное* поле. Уверенность в существовании этого поля появилась после того, как гелиосейсмические измерения обнаружили в недрах Солнца заметный радиальный градиент угловой скорости ($\partial\Omega/\partial r \approx 5 \cdot 10^{16}$ рад·с⁻¹·см⁻¹ вблизи ядра [22]). Согласно нашим расчетам [6] радиальное дифференциальное вращение в лучистой зоне, воздействуя на остаточное радиальное поле величиной $B_r^0 \approx 1 \dots 5000$ мТл [5, 35], способно сгенерировать достаточно сильное стационарное тороидальное поле ($B_\phi^0 \approx 1$ кТл возле солнечного ядра, $B_\phi^0 \approx 1$ Тл на верхней границе лучистой зоны). Полученные оценки магнитной индукции подтверждаются независимыми определениями глубинного магнетизма в недавних гелиосейсмических экспериментах [17, 23, 24]. Мы полагаем, что вследствие магнитной плавучести это тороидальное поле через верхнюю границу лучистой зоны может проникать в область $\alpha\Omega$ -динамо в СКЗ. Очевидно, что здесь это стационарное поле установившегося направления будет добавляться к возбуждаемому механизмом $\alpha\Omega$ -динамо осциллирующему тороидальному полю, которое изменяет свой знак с периодом 11 лет. В таком случае амплитуда суммарного переменного тороидального поля должна немного отличаться в соседних циклах. В результате различным будет и количество всплывающих фрагментов МСТ, что отразится на темпе пятнообразования. Согласно правилу Гневешева — Оля [4] каждый 22-летний магнитный цикл начинается четным циклом малой величины, после которого следует нечетный более мощный цикл солнечных пятен. Поэтому мы полагаем, что направление стационарного поля совпадает с направлением тороидального динамо-поля именно в нечетных циклах. Следует иметь в виду, что мощное тороидальное поле будет значительно быстрее и эффективнее всплывать из недр к верхней границе лучистой зоны, чем слабое *полоидальное* поле. По-видимому, именно стационарное тороидальное поле устано-

вившегося направления, которое порождается дифференциальным вращением в лучистой зоне и оттуда проникает в СКЗ, «подпитывает» $\alpha\Omega$ -процесс и, таким образом, отвечает за чередование максимумов активности пятен в четных и нечетных циклах.

ВЫВОДЫ

Возбуждаемое вблизи тахоклина вследствие Ω -эффекта тороидальное поле B_ϕ в течение солнечного цикла испытывает комбинированное влияние нескольких механизмов его перестройки в объеме СКЗ: магнитной плавучести, турбулентного диамагнетизма и ротационного $V\rho$ -эффекта. На высоких и околополярных широтах это поле заблокировано тандемом механизмов «антиплавучести» (турбулентным диамагнетизмом и $V\rho$ -накачкой) в глубинах СКЗ, поэтому оно не может проявить себя на поверхности в виде магнитных структур, подобных солнечным пятнам.

Совсем иная картина вырисовывается на средних и низких широтах. В глубоких слоях плавучесть и направленная вверх $V\rho$ -накачка вместе способны нейтрализовать и даже превзойти направленное вниз диамагнитное вытеснение поля. Поэтому тороидальное поле мигрирует вверх, пока не достигнет участка, где $V\rho$ -эффект изменяет свой знак на противоположный. Выше этого уровня магнитная накачка начинает действовать уже против плавучести. Поскольку вблизи поверхности сильно увеличивается скорость магнитного всплывания, то здесь $V\rho$ -эффект может компенсировать перенос вверх только относительно слабых полей. Но он уже не в состоянии помешать подъему интенсивных тороидальных полей ($B > 200$ мТл), которые после их выноса на поверхность наблюдаются в «королевской зоне» как солнечные пятна. Максимальная широта вблизи дна СКЗ, на которой $V\rho$ -эффект способствует всплыванию полей, приблизительно отвечает параллели 45°, что хорошо согласуется с высокоширотной границей «королевской зоны».

Высказана идея о том, что комбинация направленного к экватору глубинного меридионального течения, магнитной плавучести и направленной вверх $V\rho$ -накачки в приэкваториальном домене может вызвать иногда наблюдаемые повторные максимумы циклов солнечных пятен. Сделано предположение, что стационарное тороидальное поле установившегося направления, которое порождается дифференциальным вращением в лучистой зоне и оттуда проникает в СКЗ, будет добавляться к возбуждаемому механизмом $\alpha\Omega$ -динамо осциллирующему тороидальному полю, которое изменяет свой знак (направление) с периодом 11 лет. Имен-

но это проникающее в СКЗ глубинное тороидальное поле, на наш взгляд, ответственно за чередование максимумов активности пятен в четных и нечетных циклах (правило Гневывшева — Оля).

1. Беневоленская Е. Е., Пудовкин М. И. Моделирование 22-летнего цикла солнечной активности в рамках теории динамо с учетом первичного поля // *Астрон. журн.* — 1984. — 61, № 4. — С. 783—788.
2. Вайнштейн С. И. Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983. — 240 с.
3. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
4. Гневывшев М. Н., Оля А. И. О 22-летнем цикле солнечной активности // *Астрон. журн.* — 1948. — 25, № 1. — С. 18—20.
5. Дудоров А. Е. Зависимость интенсивности магнитного поля от плотности межзвездных облаков HI // *Астрон. циркуляр.* — 1986. — № 1146. — С. 1—3.
6. Дудоров А. Е., Криводубский В. Н., Рузмайкина Т. В., Рузмайкин А. А. Внутреннее крупномасштабное магнитное поле Солнца // *Астрон. журн.* — 1989. — 66, № 4. — С. 809—821.
7. Зельдович Я. Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // *ЖЭТФ.* — 1956. — 31. — С. 154—156.
8. Кичатинов Л. Л. О магнитной гидродинамике средних полей в неоднородной турбулентной среде // *Магнит. гидродинамика.* — 1982. — № 3. — С. 67—73.
9. Кичатинов Л. Л., Криводубский В. Н. Вплив обертання Сонця на турбулентне перенесення великомасштабного магнітного поля у конвективній зоні // *Кинематика и физика небес. тел.* — 1991. — 7, № 6. — С. 30—39.
10. Кичатинов Л. Л., Пипин В. В. Плаваемость среднего магнитного поля в турбулентной среде // *Письма в Астрон. журн.* — 1993. — 19, № 6. — С. 557—563.
11. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М.: Мир, 1984. — 320 с.
12. Криводубский В. Н. О переносе магнитных полей в турбулентной оболочке Солнца // *Астрон. журн.* — 1984. — 61, № 2. — С. 354—365.
13. Криводубский В. Н. Перенос крупномасштабного магнитного поля Солнца, обусловленный неоднородностью плотности вещества конвективной зоны // *Письма в Астрон. журн.* — 1987. — 13, № 9. — С. 803—810.
14. Криводубский В. Н. Турбулентный перенос крупномасштабного магнитного поля во вращающейся конвективной зоне Солнца // *Астрон. журн.* — 1992. — 69, № 4. — С. 842—849.
15. Паркер Е. Космические магнитные поля: В 2-х т. — М.: Мир, 1982. — Т. 1. — 608 с.; Т. 2. — 480 с.
16. Пудовкин М. И., Беневоленская Е. Е. Квазистационарное первичное магнитное поле Солнца и вариации интенсивности солнечного цикла // *Письма в Астрон. журн.* — 1982. — 8, № 8. — С. 506—509.
17. Antia H. M., Chitre S. M., Thompson M. J. On variations of the latitudinal structure of the solar convection zone // *Astron. and Astrophys.* — 2003. — 399. — P. 329—336.
18. Basu S., Antia H. M. Changes in solar dynamics from 1995 to 2002 // *Astrophys. J.* — 2003. — 585. — P. 553—565.
19. Boyer D. W., Levy E. H. Oscillating dynamo magnetic field in the presence of the external nondynamo field. The influence of a solar primordial field // *Astrophys. J.* — 1984. — 277, N 2. — P. 848—861.
20. Braun D. L., Fan Y. Helioseismic measurements of the subsurface meridional flow // *Astrophys. J.* — 1998. — 508. — P. L105—L108.
21. Drobyshevskij E. M. Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar «semi-dynamo» // *Astrophys. Space Sci.* — 1977. — 46. — P. 41—49.
22. Duvall T. L., Dziembowski W. A., Goode P. R., et al. Internal rotation of the sun // *Nature.* — 1984. — 310. — P. 22—25.
23. Dziembowski W. A., Goode P. R. The toroidal magnetic field in the Sun // *Astrophys. J.* — 1989. — 347, N 2. — P. 540—550.
24. Dziembowski W. A., Goode P. R., Kosovichev A. G., Schou J. Signatures of the rise of cycle 23 // *Astrophys. J.* — 2000. — 537. — P. 1026—1038.
25. Giles P. M., Duvall 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.
26. Hathaway D. H., Gilman P. A., Toomre J. Convection instability when the temperature gradient and rotation vector are oblique to gravity. I. Fluids without diffusion // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* — 1979. — 13, N 4. — P. 289—301.
27. Hathaway D. H., Gilman P., Harvey J. W., et al. GONG observations of solar surface flows // *Science.* — 1996. — 272. — P. 1306—1309.
28. 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.
29. 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.
30. Kitchatinov L. L., Rüdiger G. Magnetic field advection in inhomogeneous turbulence // *Astron. and Astrophys.* — 1992. — 260. — P. 494—498.
31. Kryvodubskij V. N., Rüdiger G., Kichatinov L. L. Non-linear diamagnetic transfer and magnetic buoyancy of large-scale magnetic field in the convective zone of the Sun // *Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія.* — 1994. — № 33. — С. 55—58.
32. Leighton R. B. A magneto-kinetic model of the solar cycle // *Astrophys. J.* — 1969. — 156. — P. 1—26.
33. Nandy D., Choudhuri A. R. Solar dynamo models with realistic internal rotation // *Science.* — 2002. — 296. — 1671—1674.
34. Parker E. N. The formation of sunspots from the solar toroidal field // *Astrophys. J.* — 1955. — 121. — P. 491—507.
35. Ruzmaikina T. V. The role of magnetic field in star formation // *Magnetic Fields in Astrophysics.* — London, 1983. — P. 267—291.
36. Schüssler M. Stellar dynamo theory // *Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects* / Ed. J. O. Stenflo. — Symp. IAU 102. Zurich, 1982. — Dordrecht: Reidel, 1983. — P. 213—236.
37. Stix M. The Sun. — Berlin: Verlag, 1989. — 200 p.

A ROLE OF MAGNETIC PUMPING MECHANISMS IN THE FORMATION OF A SUNSPOT «ROYAL ZONE»

V. N. Kryvodubskij

Two «magnetic antibuoyancy» mechanisms: i) turbulent diamagnetism and ii) magnetic pumping produced by radial inhomogeneity of plasma density ($\nabla\rho$ -effect) are attracted to compensate the flux losses caused by the magnetic buoyancy in the generation region in the solar convection zone (SCZ). The Sun's rotation which endows the $\nabla\rho$ -effect with new properties is taken into account. It is shown that at high and polar latitudes antibuoyancy effects block the magnetic fields in the deep layers of the SCZ. At the same time, in the deep layers located at middle to low latitudes the rotational $\nabla\rho$ effect causes the upward magnetic pumping which together with buoyancy facilitates the removal of strong magnetic fields (300—400 mT) to solar surface where they then arise in the «royal zone» as sunspots.