

УДК 523.9

П. Г. Брайко

Кировоградский национальный технический университет
25030 Кировоград, проспект Университетский 8

Меридиональная циркуляция и период солнечного динамо-цикла

Рассмотрено условие перехода из области тахоклина в солнечную конвективную зону с изменением коэффициента диффузии. Пересмотрена топология магнитных полей, которые участвуют в процессе динамо, приняв, что основную роль в формировании полей нового цикла имеют поля промежуточных значений (порядка 10 мТл). Установлено, что использование меридиональной циркуляции приводит к увеличению периода динамо-волн, сравнимого с наблюдаемым. Это показывает несущественность α и Ω -эффектов в расчете периода солнечного цикла, но важность для нахождения амплитудного значения.

МЕРИДИОНАЛЬНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ И ПЕРИОД СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО-ЦИКЛА, БРАЙКО П. Г. — Розглянуто умову переходу з області тахоклина в сонячну конвективну зону із зміною коефіцієнта дифузії. Переглянута топологія магнітних полів, які беруть участь в процесі динамо, прийнявши, що основну роль у формуванні полів нового циклу мають поля проміжних значень (порядку 10 мТл). Встановлено, що використання меридіональної циркуляції приводить до збільшення періоду динамо-хвиль, порівнянного зі спостережуваним. Це показує неістотність α і Ω -ефектів у розрахунку періоду сонячного циклу, але важливість для знаходження амплітудного значення.

THE MERIDIONAL CIRCULATION AND PERIOD OF THE SOLAR DYNAMO CYCLE, by Brayko P. G. — The transition condition from the tachocline to the solar convective zone with a change of diffusion coefficient is considered. The topology of the magnetic fields participating in the process of dynamo is revised. We accept that the fields with intermediate values (of the order of 10 mT) have a dominant role in generating new cycle fields. It is found that the use of meridional circulation results in the increase of dynamo-wave period comparable with observed one. This indicates that α and Ω -effects are unimportant in the calculation of solar cycle period but they are important for the determination of peak value.

ВВЕДЕНИЕ

Впервые понятие «динамо-волны» было введено Паркером [19] для объяснения миграции крупномасштабных магнитных полей, которые имеют

периодический характер изменения. Было установлено, что динамо-волны могут распространяться в радиальном и широтном направлениях, что согласуется с наблюдениями цикла, причем каждый элементарный объем конвективной зоны может быть источником динамо-волн. В работах Йошимуры [27, 28] подчеркивается важность меридионального распространения динамо-волн с разветвлением на два направления — к экватору и полюсу. Как показал Ферраро [11], магнитные силовые линии должны располагаться вдоль изоротационных поверхностей. Это имеет значение для магнитных полей: стационарная звезда, которую пронизывает полоидальное магнитное поле, может быть разделена на осесимметричные оболочки, каждая из которых вращается со своей скоростью и содержит магнитные силовые линии. В общем случае распространение динамо-волн происходит перпендикулярно к градиентам угловой скорости [27].

В реальности анизотропная магнитная турбулентная диффузия отклоняет распространение динамо-волн от указанного направления, что для моделей солнечного динамо является усложнением [13]. Учет таких закономерностей в моделях, которые описывают эволюцию магнитного поля, считается важным условием точного воссоздания динамики глобального магнитного поля Солнца.

Параметры, необходимые для описания эволюции солнечных магнитных полей, должны влиять на отображение крупномасштабной структуры поля. Среди них радиальный градиент углового вращения Солнца, турбулентная спиральность, радиальное изменение коэффициента диффузии, меридиональная циркуляция. Гелиосейсмологические данные [21, 26] дают возможность уточнить основной механизм генерации магнитных полей для существующих моделей солнечного динамо. Полученное распределение угловой скорости по радиусу и широте в солнечной конвективной зоне (СКЗ) и прилегающей к ней области тахоклина, где происходит существенное изменение этой характеристики, позволяет определить основные параметры генерации. Стало известно [17], что области генерации полоидального и тороидального полей пространственно разделены, а связь между генерирующими областями осуществляется через диффузию и возможный перенос меридиональной циркуляции. Наличие в верхней части СКЗ меридиональной циркуляции с направлением к полюсам со скоростью 20 м/с подтверждается данными [12].

Наиболее пригодным для общей генерации тороидального магнитного поля (ТМП) оказывается тахоклин в приполярных областях, где радиальный градиент угловой скорости имеет отрицательный знак, для α -эффекта — это область проникающей конвекции (для теорий $\alpha\Omega$ -динамо, «интерфейс-динамо» и «динамо распространения») или/и поверхностных слоев (для модифицированных моделей Бэбкока — Лейтона), что до конца не установлено [17, 22]. Суть происхождения α -эффекта предлагается в моделях различными способами: турбулентной конвекцией [19], уменьшением наклона группы пятен [4, 10, 29], нестабильностью плавучести во взаимодействии с вращением [5, 25], гидродинамической нестабильностью дифференциального вращения [9]. Неполнота представлений о генерации крупномасштабных магнитных полей создает проблемы при определении направления движения и периода динамо-волн.

Использование нелинейных эффектов турбулентного диамагнетизма, α -квенчинга, топологической накачки, $\nabla\rho$ -эффекта [15] ставит целью использовать замедляющие процессы, чтобы согласовать теорию с наблюдательными значениями периода цикла динамо-волн. С выявлением меридиональной циркуляции и вероятностью погружения ее в тахоклин предоставляется возможность рассмотреть проблему иначе [7—9, 16, 29].

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ТАХОКЛИНА

Из-за того что многие ранние модели построены на идее колебательного динамо-механизма, а сам процесс рассматривается на дне конвективной зоны, где возможен генерационный α -эффект, процесс перемещения ТМП в виде дискретных элементов, т. е. отдельных силовых трубок, недостаточно изучен. С нахождением меридиональной циркуляции в поверхностных слоях и принятием необходимости сохранения углового момента в области тахоклина делаются попытки объединить поля скоростей и магнитные поля разных масштабов. Как исходную рассмотрим теорию «почти симметричного динамо», которая была предложена С. И. Брагинским [1]. В рамках этого подхода были рассмотрены модели сферического динамо, у которых магнитное поле появляется как следствие наложения среднего или осесимметричного движения (дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция), и неосесимметричных движений (флуктуационные поля скоростей). Это дает возможность оценить магнитные поля малых и больших масштабов, используя множитель в виде числа Рейнольдса.

Рассмотрим сферическое космическое тело радиуса R_0 , которое вращается со скоростью $V(r, \theta)$ и имеет среднюю вязкость η . Основным движением считается неоднородное вращение, которое генерирует крупномасштабное магнитное поле азимутальной конфигурации. Достаточно сильное неоднородное вращение приводит к очень большим значениям числа Рейнольдса $Re = V(r, \theta)R_0/\eta$. Следуя работе [1], используем малую хаотическую скорость u' , усредненную и приведенную к нулю по азимутальному направлению, а также меридиональную циркуляцию u_m , которые меньше среднего азимутального движения соответственно в $Re^{1/2}$ и Re раз. Флуктуационное и осесимметричное меридиональное магнитные поля также отличаются от азимутального на те же множители [1]. В условиях Солнца это может иметь место при переходе из зоны лучистого переноса в СКЗ, когда крупномасштабное магнитное поле становится флуктуационным, уменьшаясь на величину $\sqrt{R_m}$, что эквивалентно соотношению для величин поля в СКЗ B_y и под ней B_y^* [2, 19]:

$$\frac{B_y^*}{B_y} \approx \left(\frac{\eta}{\eta^*} \right)^{1/2} \approx \sqrt{R_m}, \quad (1)$$

где R_m — магнитное число Рейнольдса, η, η^* — турбулентные магнитные вязкости в СКЗ и под ней. Само число R_m , которое у дна СКЗ должно быть очень большим, согласно модели Штикса принимает значения порядка 10^6 — 10^9 [24]. Это означает, что при переходе в конвективную зону силовые трубки поля порядка 10 Тл уменьшаются до значений 10—100 мТл. Такие поля хорошо поддаются воздействию α -эффекта и перемещению к полюсам. Лишь существенное уменьшение поля может привести в дальнейшем к действию α -эффекта, иначе поля выше уровня распределения угнетают действие турбулентной конвекции [15].

ПЕРИОД ДИНАМО-ЦИКЛА

Найдем период динамо-волны с учетом сделанных выше предположений. Для этого запишем уравнение в локальной прямоугольной системе координат x, y, z , где x указывает радиальное, y — азимутальное, z — широтное направления. Учитывается, что плоскость экватора разделяет действие динамо-процесса в северной и южной полусферах, а компоненты поля

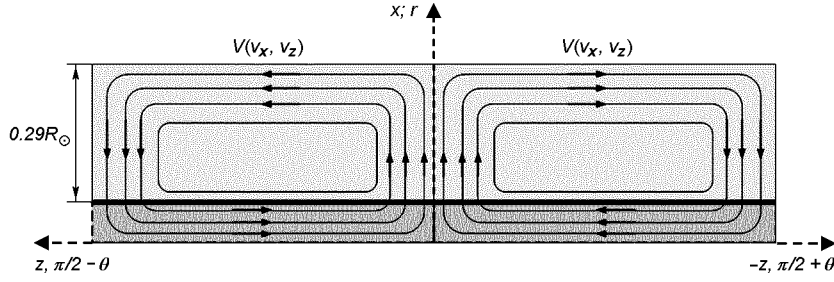


Рис. 1. Солнечная конвективная зона в прямоугольной системе координат (изолинии со стрелками указывают направление меридиональной циркуляции в северном и южном полушариях)

определяются следующим образом (рис. 1):

$$\begin{aligned} B_x &= -\frac{\partial A_y}{\partial z}, \\ B_y &= \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \\ B_z &= \frac{\partial A_y}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2)$$

где A_x, A_y, A_z — потенциалы компонентов магнитного поля. Принимая во внимание выражение (1), перепишем уравнения генерации крупномасштабных магнитных полей в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \eta \Delta + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) B_y = -\frac{\partial}{\partial z} \Gamma \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \Omega_z A_y - \frac{\partial}{\partial z} \Omega_x A_y, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \eta \Delta + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) A_y = \Gamma B_y^*, \quad (4)$$

где v_x, v_z — компоненты меридиональной циркуляции; Ω_x, Ω_z — смещения по соответствующим координатам линейной скорости вращения; $\Gamma \approx \approx \frac{\tau^*}{3} \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle$ — параметр спиральности (во многих работах это коэффициент

α -эффекта), τ^* — характерное время турбулентности. Уравнения (3) и (4) практически совпадают с уравнениями Паркера, приведенными для описания генерации магнитных полей. В них учтены компоненты меридиональной циркуляции, которая, как в последнее время принято считать, существенно влияет на ход солнечной активности [7, 16]. Решение уравнений поможет решить проблему, связанную с несоответствием между значениями Γ , рассчитанными в приближении длины перемешивания (10–100 м/с) [23] и вычисленными из соотношения напряженностей полоидального и тороидального полей (0.01 м/с) [3, 14]. Для того чтобы исключить B_y , преобразуем уравнения (3) и (4):

$$\left(D \frac{R_m^{1/2}}{\Gamma} D + \frac{\partial}{\partial z} \Gamma \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \Omega_z + \frac{\partial}{\partial z} \Omega_x \right) A_y = 0, \quad (5)$$

где $D \equiv \frac{\partial}{\partial t} - \eta \Delta + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z}$. Используя предположение об однородности

распределения Γ , уравнение генерации (5) можно свести к виду

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \eta \Delta \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial}{\partial t} - \eta \Delta \right) \left(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) + \left(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 + \frac{\Gamma^2}{R_m^{1/2}} \left(\frac{\partial}{\partial z} \right)^2 + \frac{\Gamma}{R_m^{1/2}} \left(\Omega_x \frac{\partial}{\partial z} - \Omega_z \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] A_y = 0. \quad (6)$$

Записав общее решение в виде $A_y = \exp(t/\tau - ik_x x - ik_z z)$, из (6) получаем дисперсионное соотношение:

$$\left[\frac{1}{\tau} + \eta(k_x^2 + k_z^2) \right]^2 - 2i \left[\frac{1}{\tau} + \eta(k_x^2 + k_z^2) \right] (v_x k_x + v_z k_z) - \left[v_x^2 k_x^2 + \left(v_z^2 + \frac{\Gamma^2}{R_m^{1/2}} \right) k_z^2 + 2v_x v_z k_x k_z \right] + i \frac{\Gamma(\Omega_x k_x - \Omega_z k_z)}{R_m^{1/2}} = 0. \quad (7)$$

Предположим, что основной сдвиг вертикален (решается одномерная задача). Учитывая локализованное расположение радиальных градиентов угловой скорости, а также допуская, что $k_x = 0$, а $v_z k_z$ принимают действительные значения, когда динамо-волны ограничены по амплитуде, из выражения (7) получим

$$\left(\frac{1}{\tau} + \eta k_z^2 - i v_z k_z \right)^2 = \frac{\Gamma^2}{R_m^{1/2}} k_z^2 + i \frac{\Gamma \Omega_x k_z}{R_m^{1/2}}.$$

Примем, что B_y доминирует: $(\Omega_x k_x - \Omega_z k_z)^2 \gg (\Gamma k_z^2)^2$. Тогда дисперсионное уравнение (7) квадратично по $1/\tau$, и два его корня имеют вид

$$\frac{1}{\tau_{1,2}} = -\eta k_z^2 + i v_z k_z \pm (1+i) \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\Gamma \Omega_x k_z}{R_m^{1/2}}}.$$

При этом амплитуда, которая определяется действительной положительной частью решения, зависит от $Z \equiv \sqrt{(1/2)\Gamma\Omega_x k_z / R_m^{1/2}}$ и диффузионного компонента. Значение мнимой части $1/\tau$ дает период распространения динамо-волны T :

$$T = \frac{2\pi}{\text{Im}(1/\tau)}.$$

Знак этого выражения может быть как положительным, так и отрицательным, что определяет разные направления распространения динамо-волны (положительное соответствует направлению вектора k_z). Так как мы принимаем эффективной область генерации, где $\Omega_x k_z < 0$, а Γ может принимать положительные и отрицательные значения, тогда:

$$\Gamma < 0 \Rightarrow \Gamma \Omega_x k_z > 0, \quad \text{Im}(1/\tau) = v_z k_z + Z; \quad (9)$$

$$\Gamma > 0 \Rightarrow \Gamma \Omega_x k_z < 0, \quad \text{Im}(1/\tau) = v_z k_z - Z. \quad (10)$$

Таким образом, знак мнимой части выражения зависит от выражений $v_z k_z + Z$ или $v_z k_z - Z$. Если турбулентность не проникает под конвективную зону и не влияет на магнитное поле, то $Z = 0$, и движение динамо-волны определяется только меридиональной циркуляцией по направлению к экватору. В некоторых моделях в области проникающей конвекции знак Γ может быть отрицательным (α -эффект проявлен), тогда по правилу Паркера-Йошимуры движение силовых линий направлено к полюсам. Это означает, что силовые линии двигаются против основного движения поля и наиболее вероятно должны всплывать. С проникновением в конвективную

зону параметр Γ становится положительным (или равным нулю), а направление распространения зависит от знака $v_z k_z - Z$. Из-за существенного уменьшения Z при переходе в конвективную зону это способствует перемещению к полюсам силовых линий растущего со временем полодального поля. В таком случае значение меридиональной циркуляции будет преобладать над значением коэффициента Z , и v_z становится положительным, что возможно в конвективной зоне, поотдал от области проникающей конвекции.

На силовые линии тороидального магнитного поля с большим амплитудным значением, которые проникают в конвективную зону, может и не действовать α -эффект; тогда $v_z k_z - Z < 0$. Так, силовые линии поля за короткое время, сравнимое с периодом солнечного цикла, будут двигаться к экватору, одновременно всплывая к поверхности. Но такой случай не имеет основного вклада в генерацию и распространение динамо-волн. Если поля сохраняются под СКЗ в экваториальных широтах, то возможно взаимопроникновение и диссипация полей разной полярности.

Оценим период T цикла, используя формулы (9) и (10). Поставим период цикла в зависимость от меридиональной циркуляции v_z и параметра спиральности Γ . Для постоянных величин выберем значения:

- модуль волнового вектора $k_z = 2\pi/\Lambda$ (Λ — длина полуволны порядка 500 Мм) равен 13 нрад/м;
- радиальный сдвиг $\Omega_x \equiv r\partial\Omega/\partial r = 2$ мкрад/с [5];
- магнитное число Рейнольдса $R_m = 2 \cdot 10^7$ [24].

Пусть период цикла определяется меридиональной циркуляцией, т. е. $Z = 0$, тогда имеем распределение, изображенное на рис. 2, а. Как можно видеть, линии периода параллельны друг другу. Если магнитные поля подвергаются влиянию α -эффекта, тогда необходимо, чтобы поддерживался баланс между меридиональной циркуляцией и Z (рис. 2, б). Он показывает, что период цикла существенно зависит от скорости меридиональной циркуляции. В результате наших расчетов оптимальная скорость, которая согла-

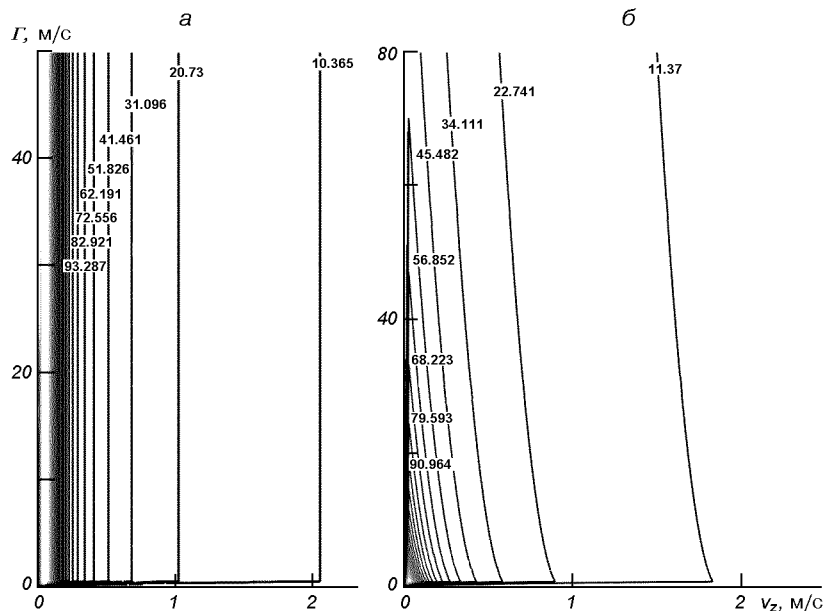


Рис. 2. Взаимосвязь скорости меридионального течения v_z и турбулентной спиральности Γ , полученная в области тахоклина для разных значений периода динамо-волны (числа у кривых, годы): а — для $Z = 0$, б — для $Z \neq 0$

суется с продолжительностью 11-летнего цикла, выоказалась равной 1.7...1.8 м/с, что соразмерна со значениями, используемыми в работе [22]. Продолжительность солнечного цикла оказалась очень чувствительной к значению скорости меридиональной циркуляции, поскольку, ее изменение на 1 м/с изменяет продолжительность цикла фактически в два раза. Этого нельзя сказать о параметре спиральности, который при увеличении не дает существенного увеличения времени цикла. Изолинии почти параллельны оси, на которой отложены Γ .

При действии α -эффекта в поверхностных слоях тоже необходим баланс между меридиональной циркуляцией и Z . Расчеты показывают неопределенность значений числа Рейнольдса и α -параметра, при которых установится стабильный режим. Получается широкий диапазон периода, причем значения могут быть положительные и отрицательные. Это указывает на разное направление динамо-волн (к экватору или полюсам).

ОБСУЖДЕНИЕ

Сделанные предположения о роли меридиональной циркуляции в генерации ТМП, продолжительности солнечного цикла, и результаты, полученные в работе, дают возможность смоделировать процесс, который может иметь место в СКЗ и прилежащих к ней областях. Конечно, меридиональная циркуляция реально наблюдалась лишь для поверхностных слоев СКЗ, где она перемещается к полюсам в каждом из полушарий, в то время как возле дна СКЗ меридиональный поток остается достаточно вероятным предположением [7, 16]. Кроме этого, возможно, что такой поток двигает магнитные силовые трубки как на дне СКЗ, так и в зоне лучистого переноса [17]. Использование нелинейных эффектов (турбулентный диамагнетизм, магнитная плавучесть), которые действуют преимущественно радиально, могут быть учтены в дальнейшем для объяснения появления ТМП в фотосфере [15, 25]. Мы рассмотрели случай однородного распределения турбулентной вязкости и параметра спиральности, которые имеют особенности как раз возле поверхности, где градиент плотности особенно велик. Для нахождения динамо-цикла использован подход «интерфейс-динамо» Паркера [20], когда спиральность может быть эффективна и в нижней части СКЗ за счет предполагаемого сильного градиента скорости турбулентных пульсаций. Однако есть модели, где α -эффект может быть существенным и в верхней части СКЗ, подтверждая идею Беккока — Лейтона, которая определяет эффект как изменение угла наклона биполярной группы пятен по широте [16]. Также возможно наличие инерционного интервала для ТМП, когда турбулентные потоки не могут повлиять на величину поля, т. е. она остается неизменной вплоть до существенного изменения плотности и масштаба турбулентности [2, 6]. В дальнейшем необходимо продолжить теоретические исследования с учетом меридиональной циркуляции и эффекта перехода в область турбулентности.

Автор благодарит В. Н. Криводубского за плодотворное обсуждение результатов статьи.

1. Брагинский С. И. О самовозбуждении магнитного поля при движении хорошо проводящей жидкости // Журн. эксперим. и теор. физ.—1964.—47.—С. 1084—1098.
2. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980.—352 с.
3. Кичатинов Л. Л., Мазур М. В. Выход магнитных полей из конвективной оболочки и период цикла активности // Письма в Астрон. журн.—1999.—25, вып. 7.—С. 549—553.
4. Babcock В. W. The topology of the sun's magnetic field and the 22-year cycle // *Astrophys. J.*—1961.—133, N 2.—P. 572—587.

5. *Brandenburg A., Schmitt D.* Simulations of an α -effect due to magnetic buoyancy // *Astron. and Astrophys.*—1998.—338.—P. L55—L58.
6. *Brayko P. G.* Evolution of large-scale magnetic fields in the Sun // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl.*—2005.—N 5.—P. 176—178.
7. *Choudhuri A. R., Schüssler M., Dikpati M.* The solar dynamo with meridional circulation // *Astron. and Astrophys.*—1995.—303, N 2.—P. L29—L32.
8. *Dikpati M., Charbonneau P. A.* A Babcock — Leighton flux transport dynamo with solar-like differential rotation // *Astrophys. J.*—1999.—518, N 1.—P. 508—520.
9. *Dikpati M., Gilman P. A.* Analysis of hydrodynamic stability of solar tachocline latitudinal differential rotation using a shallow-water model // *Astrophys. J.*—2001.—551, N 1.—P. 536—564.
10. *Durney B. R.* On a Babcock — Leighton dynamo model with a deep-seated generating layer for the toroidal magnetic field // *Solar Phys.*—1995.—160, N 2.—P. 213—235.
11. *Ferraro V. C. A.* The non-uniform rotation of the Sun and its magnetic field // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1937.—97.—P. 458—472.
12. *Giles P. M., Duvall T. L. Jr., Scherrer P. H., Bogart R. S.* Subsurface flow of material from the Sun's equator to its poles // *Nature.*—1997.—390.—P. 52—54.
13. *Kitchatinov L. L.* Do dynamo-waves propagate along isorotation surfaces? // *Astron. and Astrophys.*—2002.—394.—P. 1135—1139.
14. *Köhler H.* The solar dynamo and estimates of the magnetic diffusivity and the α -effect // *Astron. and Astrophys.*—1973.—25, N 3.—P. 467—476.
15. *Krivodubskij V. N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convective zone // *Astron. Nachr.*—2005.—326, N 1.—P. 61—74.
16. *Nandy D., Choudhuri A. R.* Toward a mean field formulation of the Babcock — Leighton type solar dynamo. I. Alpha-coefficient versus Durney's double-ring approach // *Astrophys. J.*—2001.—551, N 1.—P. 576—585.
17. *Nandy D., Choudhuri A. R.* Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow // *Science.*—2002.—296, N 5573.—P. 1671—1673.
18. *Ossendrijver M. A. J. H.* The dynamo effect of magnetic flux tubes // *Astron. and Astrophys.*—2000.—359.—P. 1205—1210.
19. *Parker E. N.* Hydromagnetic dynamo models // *Astrophys. J.*—1955.—122, N 2.—P. 293—314.
20. *Parker E. N.* A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation // *Astrophys. J.*—1993.—408, N 2.—P. 707—719.
21. *Patron F., Hill E., Rhodes S., et al.* Velocity fields within the solar convection zone: Evidence from oscillation ring diagram analysis of Mount Wilson dopplergrams // *Astrophys. J.*—1995.—455, N 2.—P. 746—757.
22. *Rüdiger G., Arlt R.* Physics of the solar cycle // *Advances in nonlinear dynamos (The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics)*. / Eds. A. Ferriz-Mas, M. Nunez. — London, New York: Taylor and Francis, 2003.—9.—P. 147—195.
23. *Steenbeck M., Krause F.* Zur Dynamo-theorie stellarer und planetarer Magnetfelder. I. Berechnung sonnenanahlicher Wechselfeldgeneratoren // *Astron. Nachr.*—1969.—291, N 2.—P. 49—88.
24. *Stix M.* The Sun. — Berlin: Springer-Verlag, 1989.—200 p.
25. *Thelen J.-C.* Non-linear $\alpha\Omega$ -dynamos driven by magnetic buoyancy // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2000.—315, N 1.—P. 165—183.
26. *Toomre J., Christensen-Dalsgaard J., Howe R., et al.* Time variability of rotation in solar convection zone from SOI-MDI // *Solar Phys.*—2000.—192, N 1/2.—P. 437—448.
27. *Yoshimura H.* Solar-cycle dynamo wave propagation // *Astrophys. J.*—1975.—201, N 3.—P. 740—748.
28. *Yoshimura H.* A model of the solar cycle driven by the dynamo action of the global convection in the solar convective zone // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1975.—29, N 287.—P. 467—494.
29. *Wang Y.-M., Sheeley N. R., Nash A. G.* A new cycle model including meridional circulation // *Astrophys. J.*—1991.—383, N 1.—P. 431—442.

Поступила в редакцию 13.12.06