

УДК 523.982

## О ВАРИАЦИЯХ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЦА НАД ПОЛОСАМИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ВБЛИЗИ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

© 2016 Х. Чавуш\*, Н. Ильбикчи\*\*

*Çanakkale Onsekiz Mart University, Çanakkale, 17100 Turkey*

Поступила в редакцию 17 ноября, 2016; принята в печать 30 марта, 2016

В данной работе проводится поиск некоторых решений магнитогидродинамических (МГД) уравнений для исследования отдельных физических крупномасштабных характеристик Солнца на широтах вблизи экваториальной плоскости в областях преимущественного появления солнечных пятен. Для того чтобы получить радиальные и широтные изменения в сферических координатах, используется специальное разделение переменных. В результате проведенного анализа получены три важных параметра, а именно сферичность, плотность и форма радиальных составляющих физических переменных в широтном распределении. Физические характеристики в изучаемой области и в зонах, где солнечные пятна не появляются, существенно различаются.

Ключевые слова: *Солнце: атмосфера—солнечные пятна—магнитогидродинамика (МГД)*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для поддержания наблюдаемой солнечной активности (такой, как солнечные пятна, солнечный ветер) должен непрерывно работать механизм динамо, генерирующий солнечное магнитное поле [1]. Источник солнечных магнитных полей должен поддерживаться процессами динамо, возникающими в сферической оболочке сильно турбулентной конвекции, которая занимает внешние 29% по радиусу ниже солнечной поверхности [2]. Soward и др. [3] использовали асимптотические методы для кинематического  $\alpha\Omega$ -динамо, включая меридиональную циркуляцию и характерную направленную к полюсу скорость при ограничении большого числа динамо. Найдено, что при увеличении составляющей скорости в направлении полюса экваториальная фазовая скорость динамо-волны Паркера уменьшается. В указанной работе проиллюстрирована возможность существования либо бегущих волн, либо наличия неосциллирующего решения, зависящего от величины меридиональной циркуляции. Изучая широтное распределение спиральности токов фотосферы, Zhang и Bao [4] показали, что наиболее активные области в северном полушарии имеют отрицательную спиральность, а в южном полушарии — положительную. В исследовании условий равновесия Rempel и Schüssler [5] напряженность сохраненного тороидального поля

в основании конвективной зоны оказалась равной 10 Т, что ответственно за формирование наблюдаемых активных областей на поверхности Солнца. Для такой напряженности магнитного поля нереальное отклонение возникающих петель в направлении полюса не может быть вызвано силой Кориолиса, что подтверждается наблюдением активных областей [6–9].

Пятна, наблюдаемые на видимой поверхности Солнца, тесно связаны с топологией силовых линий магнитного поля. Их изучают в течение многих лет (см. [10–14] и ссылки в них). Диаграмму распределения солнечных пятен по широте в зависимости от времени называют диаграммой «бабочек», так как своим видом она напоминает крылья бабочек [10].

Многие авторы изучают влияние меридиональной циркуляции на диаграмму «бабочек» для Солнца. Его можно оценить, рассмотрев скорости циркуляции. Чтобы повлиять на диаграмму на протяжении солнечного цикла, она должна быть больше  $1.6 \text{ м с}^{-1}$  [15]. Чоудхури и др. [16] показали, что меридиональная циркуляция может быть причиной диаграммы «бабочек» при экваториальном движении активной зоны. Эффекты меридиональной циркуляции также изучали Нанди и Чоудхури [17] и Хольцварт и др. [18]. Они соединили моделирование переноса подповерхностных и поверхностных магнитных потоков для исследования (1) влияния меридиональной

\*E-mail: h\_cavus@comu.edu.tr

\*\*E-mail: nilay\_ksk89@hotmail.com

циркуляции и (2) влияния полученной диаграммы «бабочек» на характеристики магнитного поля.

22-й цикл солнечной активности с 1986 по 1996 г. и диаграмма «бабочек» для солнечных пятен были изучены в работе Mouradian и Sogu-Escout [19]. Был сформулирован закон «Хэйла–Бэбкока», описывающий изменения в ходе полного 22-летнего цикла. Изучение эволюции и вращения крупномасштабных фотосферных магнитных полей во время циклов 21–23 (с 1975 по 2003 г.) было проведено Кпааск и др. [20]. Они представили результаты обширного анализа временных рядов продольно-усредненных синоптических карт, полученных в Национальной солнечной обсерватории (NSO/Китт Пик) с 1975 по 2003 г., и доказательства для множества квазипериодических колебаний магнитного поля солнечной фотосферы. Хэтэуэй [21] рассмотрел 11-летний солнечный цикл. Был изучен ряд других показателей солнечной активности, в том числе радиопоток на длине волны 10.7 см, общее солнечное излучение, магнитное поле, факелы и корональные выбросы вещества, геомагнитная активность, потоки галактических космических лучей и радиоизотопы в кольцах деревьев и кернах льда, которые изменяются при изменении числа солнечных пятен. Используя единообразную базу данных, полученных на SOHO Michelson Doppler Imager, Watson, Fletcher и Marshall [22] задались целью определить ряд свойств солнечных пятен в течение цикла 23. Ими найдено, что полная видимая теневая площадь составляет 20–40% от видимой площади солнечных пятен независимо от стадии солнечного цикла. Они также обнаружили, что наблюдаемое число солнечных пятен совпадает с прогнозами Международного центра анализа солнечных воздействий SIDC с некоторыми любопытными отклонениями.

Хотя аналитические решения солнечных МГД-уравнений с учетом эффектов магнитного поля довольно трудно получить, их необходимо принимать во внимание. В этой параметрической МГД-модели используется особый способ разделения переменных для того чтобы найти распределения физических величин в полосах солнечных пятен вблизи экваториальной плоскости [14]. Мы применяем аналогичный метод, разработанный в [7, 23–25]. Для вывода некоторых физических величин предлагается двумерная (2D) модель. Их распределения изучаются с помощью формализмов, поясненных более подробно в следующем разделе. Метод и необходимые граничные условия представлены в разделах 3 и 4 соответственно. Решения, найденные для физических величин, показаны в разделе 5 и сравниваются с некоторыми другими исследовательскими работами в разделе 6.

## 2. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ

### 2.1. Базовые допущения

На данном этапе не предполагается представить подробный обзор намагниченной фотосферы. Вместо этого рассматривается создание математической разработки модели для некоторых параметрических значений и тестируется ранее разработанный алгоритм. Обсуждаются некоторые типичные результаты. Свойства соответствующих равновесных конфигураций определяются в рамках сферической геометрии. Таким образом, для уменьшения расчетных затрат делается ряд упрощающих допущений:

- рассматриваются осесимметричные равновесные конфигурации;
- усредненные характеристики Солнца считаются независимыми от времени (т.е. рассматривается устойчивое состояние равновесия);
- мы исключаем из рассмотрения  $\theta$ -компоненты как скорости, так и магнитного поля, чтобы задача оставалась решаемой, аналогично [23, 24, 26, 27];
- из-за большей величины магнитного поля в солнечных пятнах эффекты вязкости и сопротивления принимаются достаточно маленькими, чтобы можно было использовать идеальную МГД, игнорируя вязкость;
- используя идеальное МГД-приближение, мы пренебрегаем в данной работе коэффициентами переноса турбулентности и турбулентными движениями.

При таких допущениях проводится поиск параметрических решений для распределения физических характеристик над полосами солнечных пятен. Они позволят определить необходимые начальные условия для последующего динамического моделирования.

### 2.2. Основные уравнения

Принципиальная формулировка основана на системе уравнений магнитной гидродинамики применительно к солнечной фотосфере. Другими словами, влияние магнитного поля должно быть исследовано с помощью решения уравнений идеальной МГД для устойчивого состояния равновесия с вышеприведенными приближениями:

$$\nabla(\rho\mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\nabla\mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\rho(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) - \rho \frac{GM_s}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{(\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B}}{\mu_0}. \quad (3)$$

Приведенные выше уравнения означают непрерывность массы, отсутствие магнитного монополя и перенос импульса;  $\rho_0$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $p$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $M_s$ ,  $\mu_0$  и  $G$  используются для среднего значения плотности, скорости, давления, магнитного поля, солнечной массы, магнитной проницаемости и универсальной константы гравитации соответственно. В движении жидкости на солнечной поверхности преобладают МГД-процессы. В стационарном равновесном случае будем искать специальные решения уравнения переноса импульса (3) для осесимметричного потока, магнитного поля, профилей плотности вещества и давления газа, удовлетворяющих вышеприведенным уравнениям (1)–(3). Компоненты скорости можно записать [26, 28] как

$$\begin{aligned} \mathbf{v}(r, \theta) &= v_r(r, \theta) \mathbf{e}_r + v_\theta(r, \theta) \mathbf{e}_\phi \\ &= v_r(r, \theta) \mathbf{e}_r + r\Omega(r, \theta) \mathbf{e}_\phi. \end{aligned} \quad (4)$$

Компоненты магнитного поля:

$$\mathbf{B}(r, \theta) = B_r(r, \theta) \mathbf{e}_r + B_\phi(r, \theta) \mathbf{e}_\phi. \quad (5)$$

И, наконец, давление и плотность могут быть записаны как

$$\rho = \rho(r, \theta), \quad (6)$$

$$p = p(r, \theta). \quad (7)$$

С помощью уравнений (1)–(3), приведенных выше, можно записать следующее:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 \rho v_r) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 B_r) = 0, \quad (9)$$

$$\rho(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \Omega^2 r) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{GM_s}{r^2} - \frac{B_\phi^2}{\mu_0 r} - \frac{B_\phi}{\mu_0} \frac{\partial B_\phi}{\partial r}, \quad (10)$$

$$\rho \Omega^2 r^2 \cot \theta = \frac{\partial p}{\partial \theta} - \frac{B_r}{\mu_0} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} - \frac{B_\phi^2 \cot \theta}{\mu_0} - \frac{B_\phi}{\mu_0} \frac{\partial B_\phi}{\partial \theta}, \quad (11)$$

$$\rho(v_r \frac{\partial}{\partial r}(\Omega r) + v_r \Omega) = \frac{B_r}{\mu_0} \frac{\partial B_\phi}{\partial r} + \frac{B_r B_\phi}{\mu_0 r}. \quad (12)$$

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для анализа представленной выше равновесной конфигурации будет использован тип разделения переменных, аналогичный указанному в работах [7, 23–25]. При решении систем уравнений (8)–(12) численно их записывают в безразмерном виде.

#### 3.1. Описание уравнений для модели

В этой работе некоторые решения уравнений МГД даются для области солнечных пятен вблизи экваториальной плоскости. Уравнения (8)–(12) могут быть преобразованы с заменой новых безразмерных переменных  $z$ ,  $v'$ ,  $\Omega'$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $\rho'$  и  $p'$ . Они связаны с физическими величинами выражениями [7, 25, 29]:

$$\begin{aligned} r &= R_s z, \quad v = V_s v', \quad \Omega = \frac{V_s}{R_s} \Omega', \quad \rho = \rho_s \rho', \\ B_r^2 &= \mu_0 \rho_s V_s^2 a^2, \quad B_\phi^2 = \mu_0 \rho_s V_s^2 b^2, \quad p = \frac{\rho_s V_s^2}{2} p', \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\rho_s$ ,  $R_s$  и  $V_s = \sqrt{2GM_s/R_s}$  — плотность, радиус и скорость отрыва частиц на поверхности Солнца. Их значения равны  $2.0 \times 10^{-4}$  кг м<sup>3</sup> [30],  $6.96 \times 10^8$  м и  $618$  км с<sup>-1</sup> [10, 11] соответственно. Запишем уравнения для новых безразмерных переменных (13), используя (4)–(7):

$$\frac{\partial}{\partial r}(z^2 \rho' v_r') = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(z^2 a) = 0, \quad (15)$$

$$2\rho'(v' \frac{\partial v'}{\partial z} - \Omega'^2 z) = -\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{z^2} - 2b \frac{\partial b}{\partial z} - 2\frac{b^2}{z}, \quad (16)$$

$$2\rho \Omega'^2 z^2 \cot \theta = \frac{\partial p'}{\partial \theta} + 2a \frac{\partial a}{\partial \theta} + 2b^2 \cot \theta + 2b \frac{\partial b}{\partial \theta}, \quad (17)$$

$$\rho'(v' \frac{\partial}{\partial z}(\Omega' z) + v' \Omega') = a \frac{\partial b}{\partial z} + \frac{ab}{z}. \quad (18)$$

#### 3.2. Вариации по широте

Чтобы получить мультипликативное решение для радиальной скорости, применяется метод разделения переменных, что можно записать в виде  $v' = V(z)\psi(\theta)$ . Для удовлетворения условия непрерывности массы (уравнение (14)) плотность вещества должна иметь вид

$$\rho' = \frac{j(\theta)}{z^2 V}. \quad (19)$$

Используя тот же способ разделения переменных, как в случае плотности массы, радиальную составляющую магнитного поля можно разложить следующим образом:

$$a = \frac{f(\theta)}{z^2}. \quad (20)$$

Две другие величины можно записать в виде произведения двух непрерывных функций одной независимой переменной (только  $\theta$  и  $z$ ), подставив следующий набор переменных, приведенный в уравнениях (14)–(19):

$$\Omega' = N(z)\varphi(\theta), \quad b = B(z)g(\theta). \quad (21)$$

После некоторых манипуляций и ввода констант пропорциональности  $\varepsilon$ ,  $\delta$  и  $\eta$ , подобно [9], зависимости по дополненной широте могут быть вынесены за скобки:

$$\begin{aligned} \psi(\theta) &= \sqrt{\frac{1 + \eta \sin^{2\varepsilon} \theta}{1 + \delta \sin^{2\varepsilon} \theta}}, \\ j(\theta) &= 1 + \delta \sin^{2\varepsilon} \theta, \\ f(\theta) &= \sqrt{1 + \eta \sin^{2\varepsilon} \theta}, \\ \varphi(\theta) &= \frac{\sin^\varepsilon \theta}{\sqrt{1 + \delta \sin^{2\varepsilon} \theta}}, \\ g(\theta) &= \sin^\varepsilon \theta, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\varepsilon$ ,  $\delta$  и  $\eta$  определяют сферичность, плотность и параметры формы радиальных компонент соответственно [9]. Для того чтобы получить окончательное решение задачи, должны быть известны и радиальные зависимости физических величин.

### 3.3. Радиальные вариации

Радиальная компонента магнитного поля

$$B \propto B_0 \quad (23)$$

должна быть прибавлена к  $r$ -зависимости радиальной компоненты магнитного поля, задаваемой уравнением (14).  $B_0$  — характерное магнитное поле величиной примерно 5 Гс в фотосфере [31]. Радиальная зависимость угловой скорости может быть задана следующим образом [32, 33]:

$$\Omega \propto \Omega_s \left( \frac{R_s}{r} \right)^2, \quad (24)$$

где  $\Omega_s$  — угловая скорость на солнечном экваторе величиной  $2.8 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ .  $r$ -зависимость  $\phi$ -компоненты магнитного поля может оцениваться как [10, 11, 32]

$$B_\phi \propto \frac{B_0 R_s^2 \Omega_s}{V_s} \frac{1}{r}. \quad (25)$$

Подобно решению в работе [26], над активной областью поток и линии магнитного поля параллельны. Для идеально проводящей среды закон Ома можно переписать как [13]

$$\mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0. \quad (26)$$

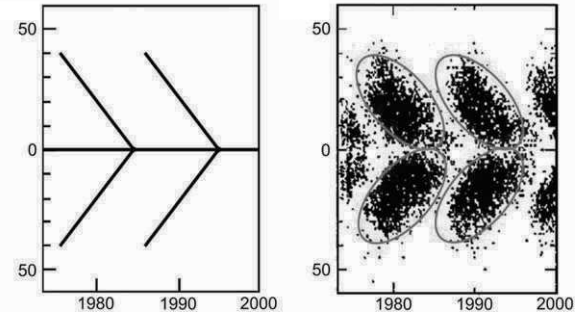


Рис. 1. Распределение солнечных пятен по гелиографической широте [14].

Используя уравнения (23)–(25), для радиальной скорости получаем

$$v_r \propto \frac{V_s}{r}. \quad (27)$$

И, наконец, радиальную составляющую плотности получаем из уравнений (8) и (27):

$$\rho \propto \frac{\rho_s}{r}. \quad (28)$$

Для завершения решения этой задачи задаем соответствующие граничные условия.

## 4. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Понимание и моделирование динамики с учетом магнитного поля очень сложны. Для построения надежной модели с высоким пространственным разрешением должны быть заданы правильные граничные условия. Согласно [14], распределение солнечных пятен по гелиографической широте симметрично относительно экватора. Эллипсы на рис. 1 указывают на расширение области покрытия по диапазону широт ( $\pm 40^\circ$ ).

При сравнении широтных вариаций магнитного поля из уравнения (22) с рис. 1 видим, что приемлемый интервал значений для  $\varepsilon = 18$  равен  $\pm 40^\circ$  по гелиошироте. На поверхности Солнца типичные значения физических величин магнитного поля, скорости отрыва, плотности вещества и угловой скорости на экваторе равны соответственно 5 Гс,  $618 \text{ км с}^{-1}$ ,  $2.0 \times 10^{-4} \text{ кг м}^3$  и  $2.8 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$  (см. [10, 11, 34, 35]). Подходящее приближение для  $\delta = 7 \times 10^8$  и  $\eta = 25 \times 10^{34}$  может быть получено при указанных значениях этих физических величин. Данные значения параметров используются при поиске некоторых решений уравнений (14)–(18).

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Накладывая граничные условия, приведенные в предыдущем разделе, мы решаем уравнения для плотности, компонент магнитного поля и скорости. Для того чтобы определить поведение этих физических параметров, используются встроенные функциональные возможности пакета математических и инженерных программ Maple 14, разработанного подразделением MAPLESOFT Waterloo Maple Inc. Company. Безразмерные версии этих параметров представлены на рис. 2–6 относительно  $\theta$  и  $z$ . Все изменения по  $z$  и по углу даны при  $\theta = \pi/2$  и  $z = 1$ , что соответствует экваториальной плоскости и поверхности Солнца.

На рис. 2а представлено изменение поведения безразмерного азимутального магнитного поля с широтой при  $z = 1$ . Оно базируется на уравнениях (22) и (25). Можно заметить, что азимутальное магнитное поле имеет максимальное значение на экваторе ( $\theta = \pi/2$ ). Видно, что более сильное поле характерно для областей вблизи экваториальной плоскости в диапазоне гелиоширот  $\pm 40^\circ$  и принимает почти нулевое значение в других областях. На рис. 2б радиальные колебания магнитного поля приведены в логарифмической шкале при  $\theta = \pi/2$ . Видно, что радиальное магнитное поле имеет тенденцию к снижению до очень малых значений при возрастании  $z$ . Его точные безразмерные значения равны  $5.26 \times 10^{-9}$  при  $z = 100$ . На рис. 3 приведены изменения радиального магнитного поля, полученные из уравнений (22) и (23). Справа показаны его отклонения при изменении дополненной широты для поверхности Солнца,  $z = 1$ . Подобно азимутальной компоненте, радиальная стремится достичь максимума на экваторе, но уменьшается в направлении полюсов. На рис. 3б представлено поведение радиальной составляющей в экваториальной плоскости Солнца. Она имеет тенденцию более резко уменьшаться при увеличивающихся значениях радиуса. Азимутальная составляющая достигает очень маленьких значений при увеличении  $z$ . Ее точные безразмерные значения при  $z = 100$  составляют  $1.61 \times 10^{-9}$ .

Графики безразмерной плотности, представленные на рис. 4а и 4б для  $z = 1$  и  $\theta = \pi/2$  соответственно, получены с помощью уравнений (22) и (28). Мы видим, что плотность достигает максимума на экваторе ( $\theta = \pi/2$ ). Также можно заметить, что имеет место большая концентрация распределения к плоскости экватора между гелиоширотами в диапазоне  $\pm 32^\circ$ . Эти широты соответствуют зонам с более интенсивным появлением солнечных пятен, как показано на рис. 1. Плотность изменяется симметрично относительно экватора подобно распределению пятен. Она

уменьшается быстрее вблизи экватора. Ее безразмерная величина достигает значений 0.003 около полюсов. Характер изменений радиальной составляющей представлен на рис. 4б. Как и предыдущие параметры, она имеет тенденцию к уменьшению при увеличении значения  $z$ .

На рис. 5а показано изменение на солнечной поверхности (т.е.  $z = 1$ ) безразмерной радиальной скорости с широтой, полученное с использованием уравнений (22) и (27). Оно определяется в более протяженной широтной области (т.е. в пределах  $\pm 67^\circ$  по гелиошироте), в отличие от других параметров, приведенных на рис. 2–4. В зависимости по радиусу, приведенной на рис. 5б, показана радиальная скорость частиц в экваториальной плоскости (т.е.  $\theta = \pi/2$ ). Она стремится к нулю для возрастающих значений положения по радиусу.

На рис. 6 широтные и радиальные изменения азимутальной составляющей безразмерной скорости даются для  $z = 1$  и  $\theta = \pi/2$  соответственно. Ее поведение подобно характеру изменений радиальной скорости. Однако максимальное значение этой компоненты намного меньше радиальной, как показано в обеих частях рисунка.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

График широты солнечных пятен в зависимости от времени называют диаграммой «бабочек», так как по внешнему виду она напоминает крылья бабочки. Пятна, как известно, несут информацию о структуре механизма динамо. Поэтому исследование их свойств является предметом научного интереса уже более 50 лет. В этой работе мы попытались решить магнитогидродинамические (МГД) уравнения с целью изучения некоторых крупномасштабных физических величин в зонах преобладания солнечных пятен в непосредственной близости от плоскости экватора. В последнее время значительные наблюдательные и теоретические усилия направлены на изучение этого вопроса. В этом разделе мы сравниваем наши результаты с некоторыми из указанных исследований.

Пятна и другие явления, возникающие в процессе солнечной деятельности, являются следствием выхода магнитного потока на солнечную поверхность [36]. Наблюдаемая ориентация биполярных групп солнечных пятен приводит к предположению, что они возникают из ориентированного по азимуту магнитного потока в конвективной оболочке Солнца [6, 7]. Howard и Labonte [37] установили, что в целом линии магнитного поля на уровне фотосферы почти радиальны, как это отмечено в настоящем исследовании. Размерные значения магнитного поля на солнечной поверхности для радиальной и азимутальной компонент оказываются равными 5 Гс и 0.02 Гс соответственно, как

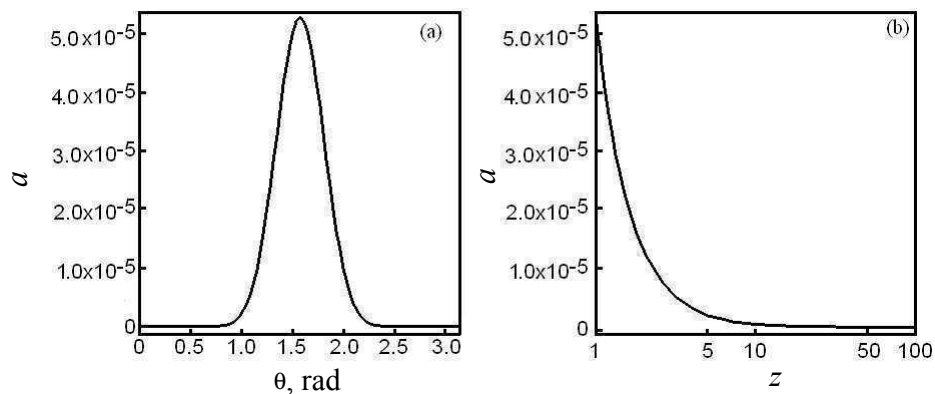


Рис. 2. Изменения безразмерного магнитного поля солнечных пятен в фотосфере по широте ( $\theta$ ) и радиусу ( $z$ ).

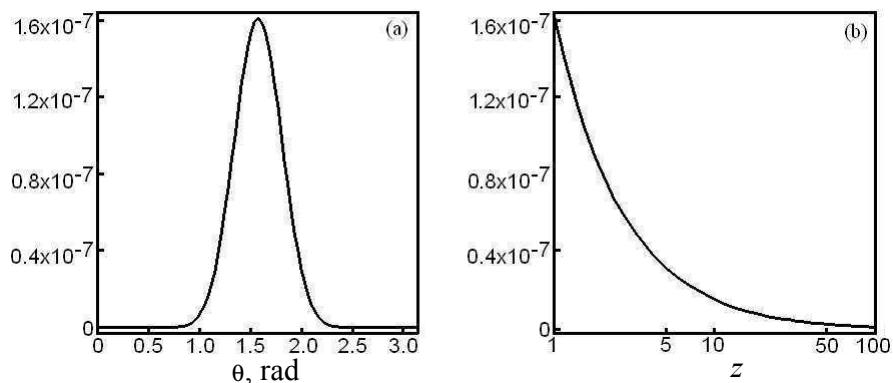


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для радиального магнитного поля.

показано на рис. 2 и 3. Эти значения можно считать приемлемыми для величин магнитного поля в солнечной атмосфере, как определено в [10, 34]. Подобно Mouradian и Soru-Escaut [19], изучавшим солнечную активность в ходе солнечного цикла, мы обнаружили, что обе компоненты магнитного поля сильнее конденсируются у экваториальной плоскости между  $40^\circ$  по широте. Такой же широтный интервал указан и в обзоре исследований солнечного цикла, выполненном Hathaway [21]. В своей пионерской работе Parker [32] изучал динамику межпланетного газа. В его решении величина магнитного поля — между  $3 \times 10^{-5}$  Гс и  $6 \times 10^{-5}$  Гс на 1 АЕ. Сравнение показывает, что есть соответствие между этими оценками и результатами нашего исследования. Последние согласуются также с оценками других авторов. К примеру, Smith и Balogh [38], используя данные Ulysses-миссии, подтвердили, что величина поля — 5 Гс. В исследовании крупномасштабных магнитных полей по данным за 1960–2000 гг., Obridko et al. [39] приводят величину поля в 2 Гс. Однако Wang и Sheeley [31], исследовав крупномасштабное магнитное поле Солнца во время минимума Маундера, нашли, что магнитное поле

в экваториальной плоскости варьируется от 0.5 Гс до 3 Гс. В работе, касающейся нагрева солнечной короны и альвеновских волн, Smith и Balogh [40] оценили фотосферное магнитное поле в несколько Гаусс, что по порядку величины сравнимо с нашим результатом. В параметрическом изучении эволюции крупномасштабного магнитного поля на поверхности Солнца Ваумапп и др. [12] приводят диапазон значений 1–4.5 Гс. Кпааск и др. [20] изучали эволюцию и вращение крупномасштабных фотосферных магнитных полей Солнца во время циклов 21–23. Они обнаружили сопоставимый характер поведения широтных вариаций величин магнитного поля. Сравнение их результатов с настоящим исследованием свидетельствует о хорошем приближении. Wang [41] изучал циклические вариации магнитного поля и приводит величину его радиальной составляющей примерно в 3 Гс для широтного диапазона, аналогичного найденному нами.

Плотность вещества оказывается равной  $2 \times 10^{-4}$  кг м<sup>3</sup> на поверхности Солнца и уменьшается с увеличением радиального положения, как показано на рис. 4. Guhathakurta и его коллеги изучали распределение крупномасштабной корональной плотности в период между 1984 и

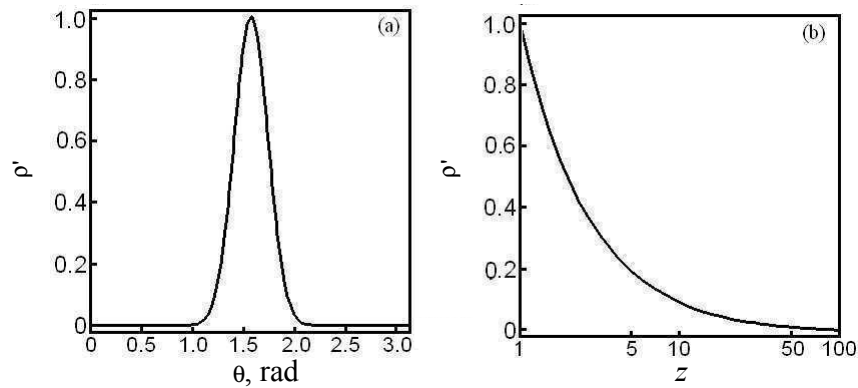
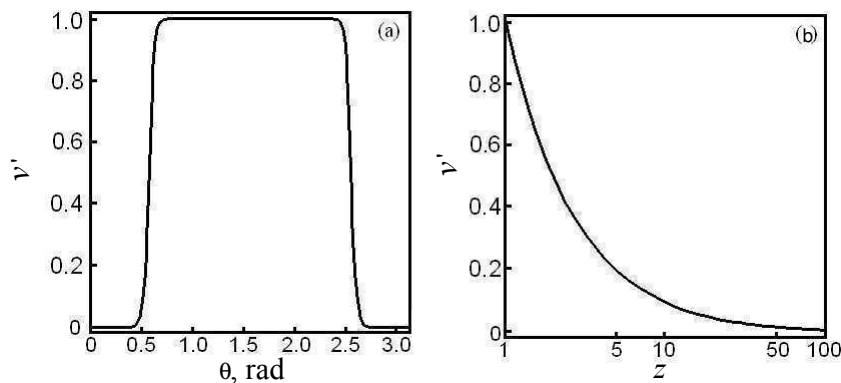
Рис. 4. Характер изменений безразмерной плотности по  $\theta$  и  $z$ .

Рис. 5. Изменения радиальной скорости по широте и радиусу.

1992 г. [42]. Подобно нашим результатам они обнаружили, что изменение плотности солнечной атмосферы связано с зонами групп пятен и активных областей с высокой напряженностью поля. Они также заметили, что вариации по широте такие же, что и для групп пятен, появляющихся преимущественно вокруг экватора, как указывается и в настоящей работе. Другими словами, плотность вещества максимальна на экваторе [24]. В работе по трехмерному моделированию солнечной атмосферы Hayashi [43] нашел подобную нашим результатам широтную область:  $\pm 32^\circ$  гелиошироты. При изучении в ходе трехмерного МГД-моделирования динамического выхода закрученной трубки из верхних слоев конвективной зоны Солнца в атмосферу, Fan [44] и Шариф и Ариф [45] нашли показывающие хорошее согласие с нашими порядком и радиальное поведение плотности. По их оценкам, в переходной области между фотосферой и хромосферой плотность составляет  $10^{-4}$  кг м<sup>3</sup>; это того же порядка величины, что и у нас. Stasiewicz [40] подтвердил этот же порядок величины плотности. Suzuki [46] также использовал значение  $10^{-4}$  кг м<sup>3</sup> для моделирования фотосферы в работе о скоростях солнечного ветра.

Можно вычислить размерные величины компонент скорости. На солнечной поверхности получим  $618$  км с<sup>-1</sup> и  $1.8$  км с<sup>-1</sup> соответственно для радиальной и азимутальной составляющих, как показано на рис. 5 и 6. Это хорошо согласуется с исследованиями других авторов. По оценкам Wang [41], при изучении вариаций магнитного поля Солнца значения радиальной скорости составляют около  $600$ – $700$  км с<sup>-1</sup>. Они находятся в хорошем соответствии с определением медленных и быстрых типов солнечных ветров [10, 11, 34]. Çavuş и Kazkapan [47] изучали неустойчивость Кельвина–Гельмгольца в солнечной атмосфере и определили, что радиальная составляющая скорости меняется от  $380$  км с<sup>-1</sup> до  $780$  км с<sup>-1</sup> для медленных и быстрых солнечных ветров с напряженностью магнитного поля от  $4$  Гс до  $8$  Гс. Stasiewicz [40] получил для радиальной скорости оценки в интервале  $400$ – $800$  км с<sup>-1</sup>, что по порядку совпадает с нашими. Weber и Davis [26] нашли, что азимутальная и радиальная скорости на солнечной поверхности равны соответственно  $2$  км с<sup>-1</sup> и  $450$  км с<sup>-1</sup>. Они также показали, что имеет место тенденция к уменьшению значений при возрастании радиально-

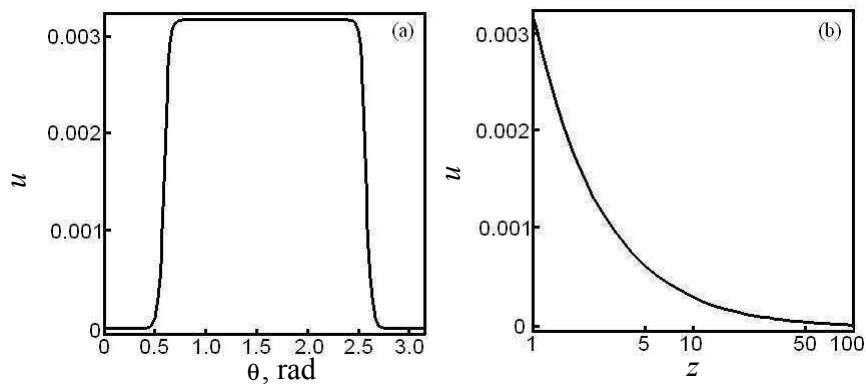


Рис. 6. То же, что и на рис. 2–5, но для азимутальной компоненты скорости.

го положения. Этот результат хорошо согласуется с представленным на рис. 6.

Следует еще раз подчеркнуть, что предложенный нами метод не описывает эволюционные изменения, а является всего лишь параметрическим, обеспечивающим необходимые начальные условия для исследования при учете времени как дополнительного параметра. Полученные результаты могут быть полезны в будущих работах, касающихся временной зависимости в высокой степени нелинейных МГД-уравнений для солнечной поверхности и солнечной атмосферы.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность анонимному рецензенту за содействие в улучшении статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **122**, 293 (1955).
2. A. S. Brun, M. S. Miesch, and J. Toomre, *Astrophys. J.* **614**, 1073 (2004).
3. A. M. Soward, A. P. Bassom, K. M. Kuzanyan, and D. Sokoloff, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **107**, 667 (2013).
4. H. Zhang and S. Bao, *Astron. and Astrophys.* **339**, 880 (1998).
5. M. Rempel, M. Schüssler, and G. Tóth, *Astron. and Astrophys.* **363**, 789 (2000).
6. M. Schussler, P. Caligari, A. Ferriz-Mas, and F. Moreno-Insertis, *Astron. and Astrophys.* **281**, L69 (1994).
7. H. Cavus and A. I. Karafistan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **380**, 142 (2007).
8. H. Cavus, *New Astronomy* **14**, 349 (2009).
9. H. Cavus, *New Astronomy* **14**, 700 (2009).
10. E. R. Priest, *Solar Magnetohydrodynamics* (D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 2000).
11. *Physics of the Space Environment*, Ed. by T. I. Gombosi (Cambridge University Press, New York, 1998).
12. I. Baumann, D. Schmitt, M. Schüssler, and S. K. Solanki, *Astron. and Astrophys.* **426**, 1075 (2004).
13. M. J. Aschwanden, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions*, 2nd ed. (Praxis Publ. Ltd., Chichester, 2005).
14. K. Höppner and M. Bittner, *J. Atmospheric Solar-Terrestrial Phys.* **71**, 1287 (2009).
15. H. Yoshimura, *Astrophys. J.* **201**, 740 (1975).
16. A. R. Choudhuri, M. Schussler, and M. Dikpati, *Astron. and Astrophys.* **303**, L29 (1995).
17. D. Nandy and A. R. Choudhuri, *Science* **296**, 1671 (2002).
18. V. Holzwarth, D. H. Mackay, and M. Jardine, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **369**, 1703 (2006).
19. Z. Mouradian and I. Soru-Escout, *Astron. and Astrophys.* **280**, 661 (1993).
20. R. Knaack, J. O. Stenflo, and S. V. Berdyugina, *Astron. and Astrophys.* **438**, 1067 (2005).
21. D. H. Hathaway, *Living Rev. Solar Phys.* **7**, 1 (2010).
22. F. T. Watson, L. Fletcher, and S. Marshall, *Astron. and Astrophys.* **533**, A14 (2011).
23. J. J. G. Lima and E. R. Priest, *Astron. and Astrophys.* **268**, 641 (1993).
24. J. J. G. Lima, E. R. Priest, and K. Tsinganos, *Astron. and Astrophys.* **371**, 240 (2001).
25. H. Cavus and A. I. Karafistan, *Braz. J. Phys.* **40**, 160 (2010).
26. E. J. Weber and L. Davis, Jr., *Astrophys. J.* **148**, 217 (1967).
27. H. M. Antia, S. M. Chitre, and M. J. Thompson, *Astron. and Astrophys.* **360**, 335 (2000).
28. M. A. Berger and A. Ruzmaikin, *J. Geophys. Research* **105**, 10481 (2000).
29. M. S. Miesch and P. A. Gilman, *Solar Phys.* **220**, 287 (2004).
30. B. P. Pandey, J. Vranjes, and V. Krishan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **386**, 1635 (2008).
31. Y.-M. Wang and N. R. Sheeley, Jr., *Astrophys. J.* **591**, 1248 (2003).
32. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
33. P. Foukal and J. R. Jokipii, *Astrophys. J.* **199**, L71 (1975).



34. E. R. Priest, *Plasma Phys.* **25**, 161 (1983).
35. J. Christensen-Dalsgaard, W. Dappen, S. V. Ajukov, et al., *Science* **272**, 1286 (1996).
36. R. Cameron and M. Schüssler, *Science* **347**, 1333 (2015).
37. R. Howard and B. J. Labonte, *Solar Phys.* **74**, 131 (1981).
38. E. J. Smith and A. Balogh, *Geophys. Research Lett.* **22**, 3317 (1995).
39. V. N. Obridko, D. D. Sokoloff, K. M. Kuzanyan, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **365**, 827 (2006).
40. K. Stasiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 175003 (2006).
41. Y.-M. Wang, in *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, Ed. by R. A. Donahue and J. A. Bookbinder, ASP Conf. Ser., **154**, 131 (1998).
42. M. Guhathakurta, R. R. Fisher, and R. C. Altrick, *Astrophys. J.* **414**, L145 (1993).
43. K. Hayashi, in *Proc. ILWS Workshop, Goa, India, 2006*, Ed. by N. Gopalswamy and A. Bhattacharyya (Quest Publ. ILWS Indian Inst. Geomagnetism, 2006), p. 124.
44. Y. Fan, *Astrophys. J.* **554**, L111 (2001).
45. M. Sharif and S. Arif, *Modern Phys. Lett. A* **27**, id. 1250138 (2012).
46. T. K. Suzuki, *Astrophys. J.* **640**, L75 (2006).
47. H. Cavus and D. Kazkapan, *New Astronomy* **25**, 89 (2013).

*Перевод В. Комаровой*

## On the Variations of Some Physical Quantities above the Sunspot Bands Near the Equatorial Plane

H. Çavuş and N. İlbikçi

In this work, some solutions of magnetohydrodynamic (MHD) equations are searched in order to investigate some large scale physical quantities in the sunspot dominated latitudinal regions near the equatorial plane. Special separation of variables is used to obtain the radial and latitudinal changes in spherical coordinates. Present parametric analysis yields three important parameters which are the sphericity, density and radial components shape parameters in the latitudinal distributions of physical variables. In the region of interest there is a considerable change in physical quantities with respect to regions where sunspots do not appear.

Keywords: *Sun: atmosphere—sunspots—MHD*