

УДК 523.98

**О. С. Гопасюк**

НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»  
98409 Крым, п. Научный

### **Структура магнитного поля одиночного пятна**

*Создан метод исследования структуры магнитного поля одиночных пятен по наблюдениям его лучевой составляющей. На основании изучения 56 серий наблюдений продольного магнитного поля и яркости 8 одиночных пятен установлено, что магнитная ось силовых линий одиночного пятна наклонена на  $8\text{--}10^\circ$  к западу и на  $1\text{--}5^\circ$  к северу. Величина угла наклона не зависит от широты, на которой находится пятно. Определен угол раствора силовых линий магнитного поля в пятне. Самые малые значения угла раствора в тени имеют магнитные поля пятен, находящиеся вблизи экватора. С переходом к большим широтам угол раствора силовых линий в тени пятна увеличивается. Наибольшее его значение достигается в пятнах, расположенных на широтах  $15\text{--}25^\circ$  и несколько уменьшается для пятен, находящихся на широтах  $25\text{--}45^\circ$ . Проведено обсуждение полученных результатов.*

**СТРУКТУРА МАГНІТНОГО ПОЛЯ ОДИНОЧНОЇ ПЛЯМИ**, Гопасюк О. С. — Розроблено метод дослідження магнітного поля одиночних плям по спостереженням її променевої складової. На підставі вивчення 56 серій спостережень повздовжнього поля і яскравості 8 одиночних плям встановлено, що магнітна ось силових ліній одиночної плями нахилена на  $8\text{--}10^\circ$  в сторону заходу і на  $1\text{--}5^\circ$  на північ. Величина кута нахилення не залежить від широти, на якій знаходиться пляма. Визначено кут розбіжності з висотою силових ліній магнітного поля в плямі. Найменше значення кута розбіжності в тіні має магнітне поле плям, які знаходяться у екватора. З переходом до більших широт кут розбіжності силових ліній в тіні плями зростає. Найбільше його значення досягає в плямах, розташованих на широтах  $15\text{--}25^\circ$  і декілька зменшується для плям, які знаходяться на широтах  $25\text{--}45^\circ$ . Проведено обговорення отриманих результатів.

**THE STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD OF A SINGLE SUNSPOT**, by Gopasyuk O. S. — We developed the method for the investigation of the structure of the magnetic field in single sunspots from measurements of its line-of-sight component. On the basis of the study of 56 observational series for the longitudinal magnetic field and brightness in 8 single sunspots it is found that the magnetic axis of the magnetic force lines of a single sunspot is inclined at  $8\text{--}10^\circ$  to the west and at  $1\text{--}5^\circ$  to the north. The value of the inclination angle does not depend on the latitude in which a sunspot is situated. The beam angle of the magnetic field lines in a sunspot

*is determined. The sunspots located near the equator have the smallest values of the beam angle in an umbra. The beam angle of the magnetic field lines in a sunspot umbra increases as the latitude increases. The largest value of the beam angle is reached for sunspots located in latitudes of 15–25° and decreases for the sunspots for placed in latitudes of 25–45°. We discuss our results briefly.*

Одиночные пятна — наиболее устойчивые образования, они менее всего подвержены влиянию окружающих их магнитных структур и существуют два-три оборота, а некоторые из них и более пяти оборотов. Одиночные пятна с правильной формой тени и полутени имеют самую простую картину магнитного поля. Структура магнитного поля пятна представляется в виде симметричного веера силовых линий, расходящихся с высотой [13], ось веера при этом ориентирована перпендикулярно к поверхности Солнца. В работе [1] по распределению вторичных полярностей, расположенных с разных сторон одиночного пятна, был выявлен наклон магнитной оси пятна к востоку. Величина угла наклона составила 20° [2]. В [7] угол наклона нормали к плоскости движений Эвершеда в одиночном пятне был определен по положению пятна на диске Солнца в момент исчезновения движений Эвершеда. Результаты объяснены наклоном магнитной оси пятна к востоку на 7–8°. При исследовании асимметрии эффекта Вилсона [3, 15] получена оценка угла наклона оси симметрии пятна к востоку на 15–30°. Однако анализ наблюдательных данных по магнитным полям в одиночных пятнах показывает, что это не совсем так.

Пятна являются основными носителями магнитного поля на Солнце. Исследование структуры их магнитного поля дает возможность диагностировать процессы, происходящие в подфотосферных слоях.

Здесь мы исследуем структуру магнитного поля одиночных пятен по данным наблюдений продольной составляющей, которая несет в себе полную информацию о структуре вектора магнитного поля. В частности, данные наблюдений продольной составляющей позволяют определить наклон магнитной оси и угол расхождения силовых линий магнитного поля в одиночном пятне. Эти проблемы изучены недостаточно.

## 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Материал наблюдений был получен в 1978, 1999 и 2000 годах. В 1978 г. наблюдения проводились на двойном магнитографе [14] башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогида [12] вдоль суточной параллели со скоростью 2.23"/с. Было получено 37 серий наблюдений продольного магнитного поля и яркостей в четырех одиночных пятнах. Исследование структуры магнитного поля и поля скоростей этих пятен проводилось в работе [4–6, 9].

В 1999 и 2000 гг. наблюдения проводились на быстродействующем цифровом магнитографе [10] башенного солнечного телескопа КрАО. Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогида вдоль суточной параллели со скоростью 20"/с. Из этих наблюдений было выбрано 19 серий измерений продольного магнитного поля и яркостей четырех одиночных пятен.

Во все дни наблюдений входная щель спектрографа составляла 1"×2".

Продольные магнитные поля и яркости в одиночных пятнах были измерены в линии Fe I  $\lambda$  525.3 нм, которая имеет простое магнитное расщепление с фактором Ланде  $g = 1.5$ . Ее эквивалентная ширина в центре

Таблица 1. Данные наблюдений

Дата	L, град	$\varphi$ , град	Дата	L, град	$\varphi$ , град	Дата	L, град	$\varphi$ , град
13.09.78	-18	16	16.09.78	23	16	16.08.99	-47	22
13.09.78	-17	16	16.09.78	-15	37	17.08.99	-35	22
13.09.78	-54	37	16.09.78	-25	28	21.08.99	15	22
13.09.78	-16	16	16.09.78	24	16	21.08.99	15	22
13.09.78	-53	37	16.09.78	-14	37	08.08.00	-27	18
13.09.78	-52	37	18.09.78	8	37	09.08.00	-14	18
13.09.78	-14	16	18.09.78	48	16	11.08.00	13	18
15.09.78	-30	37	20.09.78	33	37	12.08.00	25	18
15.09.78	-39	28	20.09.78	34	37	18.08.00	-20	13
15.09.78	-39	28	20.09.78	25	28	18.08.00	-6	-6
15.09.78	-29	37	20.09.78	26	28	19.08.00	-6	13
15.09.78	11	16	20.09.78	35	37	19.08.00	7	-6
15.09.78	-37	28	20.09.78	27	28	20.08.00	7	13
15.09.78	-27	37	20.09.78	36	37	20.08.00	21	-6
15.09.78	12	16	22.09.78	50	28	20.08.00	21	-6
15.09.78	-36	28	22.09.78	-19	-13	21.08.00	20	13
16.09.78	21	16	22.09.78	-19	-13	21.08.00	34	-6
16.09.78	-17	37	22.09.78	51	28	22.08.00	47	-6
16.09.78	-27	28	22.09.78	53	28	22.08.00	33	13
16.09.78	-26	28	22.09.78	54	28	22.08.00	33	13

солнечного диска составляет 7.5 пм. Потенциал возбуждения нижнего уровня этой линии равен 3.28 эВ [17]. Она слабо чувствительна к температуре; в пятне несколько усиливается [17].

Общий ряд наблюдений составил 56 серий наблюдений восьми одиночных пятен. Пятна находились на разных расстояниях от центрального меридиана и экватора. Данные об их положении (долгота  $L$  и широта  $\varphi$ ) для средних моментов времени каждой серии наблюдений приведены в табл. 1. Карты магнитного поля и яркостей были построены с сеткой 2.37"×2.67" (1978 г.) и 2.22"×3.33" (1999, 2000 гг.).

## 2. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЙ

Распределение магнитного поля в одиночных пятнах наиболее близко соответствует случаю осевой симметрии. На рис. 1 представлен фрагмент карты продольного магнитного поля в одиночном пятне.

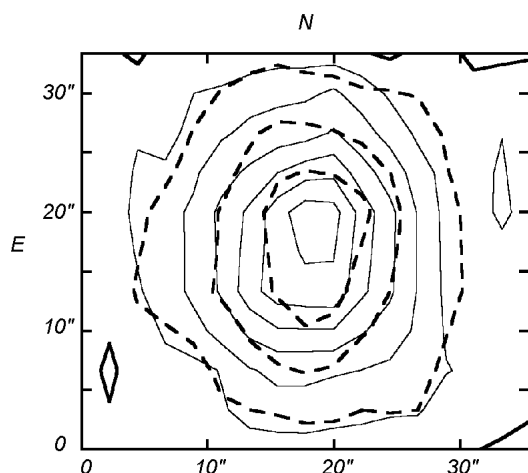


Рис. 1. Карта продольного магнитного поля, измеренного в линии Fe I  $\lambda$  525.3 нм в одиночном пятне 20.08.00 ( $L \approx 7^\circ$ ,  $\varphi \approx 13^\circ$ ). Области поля S-полярности выделены сплошными линиями. Сплошные жирные линии разделяют области противоположных полярностей. Изолинии проведены через -20, -50, -100, -150, -200, -250 мТл. Жирными штриховыми линиями нанесены границы зон по яркости: 0.5, 0.7, 0.9

Для детального анализа структуры магнитного поля использовались регистрации яркости  $I$ , выраженные в единицах средней яркости соседнего невозмущенного фона. По каждой карте яркости  $I$  в пятне были выделены три зоны: 1)  $0 < I \leq 0.5$ , 2)  $0.5 < I \leq 0.7$ , 3)  $0.7 < I \leq 0.9$ . Первые две зоны относятся к тени пятна, третья — к полутени. По ним определены средние положения центра пятна, введена новая система координат, начало которой совмещено с центром пятна и положительной осью  $OX$ , направленной на центр солнечного диска. Ось  $OZ$  направлена вертикально вверх. Новая система и система координат исходной карты связаны между собой соотношениями преобразования координат. Подробное описание метода, определяющего связь между системами координат, изложено в [9].

Оси  $OX$  и  $OY$  новой системы координат разделили каждую из зон, выделенных по яркости, на четыре квадранта так, что 1-й и 4-й квадранты располагались со стороны центра солнечного диска, а 2-й и 3-й квадранты — со стороны лимба (рис. 2).

Границы каждой из зон, выделенных по яркости, вместе с новой системой координат были перенесены с карт яркости на карты одновременно измеренного магнитного поля. Для каждой зоны ( $i = 1, 2, 3$ ) каждого пятна были вычислены напряженности продольного магнитного поля  $\bar{H}_{\parallel}(1, 4)$ , средние по площади первого и четвертого квадрантов, и соответственно  $\bar{H}_{\parallel}(2, 3)$  — средние по площади второго и третьего квадрантов. Были также вычислены для каждого пятна каждой зоны средние по площади всех четырех квадрантов  $\bar{H}_{\parallel}(1, 4 + 2, 3)$ .

Данные наблюдений были разбиты на три группы в зависимости от широты пятна  $\varphi$ : 1)  $-15^\circ < \varphi \leq +15^\circ$ , 2)  $+15^\circ < \varphi \leq +25^\circ$ , 3)  $+25^\circ < \varphi \leq +45^\circ$ . В первую группу вошли 11 записей двух пятен за 2000 г. и две записи одного пятна за 1978 г. Во вторую — восемь записей двух пятен в 1999, 2000 гг. и 10 записей одного пятна в 1978 г. Третью группу составили 27 записей двух пятен 1978 г.

Для каждой широтной группы пятен построены зависимости  $k_i(1, 4) = \bar{H}_{\parallel}(1, 4) / \bar{H}_{\parallel}(1, 4 + 2, 3)$  и  $k_i(2, 3) = \bar{H}_{\parallel}(2, 3) / \bar{H}_{\parallel}(1, 4 + 2, 3)$  от  $\text{tg} \Theta$  ( $\Theta$  — гелиоцентрический угол центра пятна) для пятен в восточном ( $L < 0$ ) и отдельно для пятен в западном ( $L > 0$ ) полушариях Солнца. Через данные наблюдений методом наименьших квадратов проводились прямые  $k_i = A_i \text{tg} \Theta + B_i$  (рис. 3).

Измерения магнитного поля в пятнах и в 1978 г., и в 1999, 2000 гг. относятся к фазе роста солнечных циклов. Размеры пятен существенно не отличались. Построенные для каждого года зависимости  $k_i(1, 4)$  и  $k_i(2, 3)$  от  $\text{tg} \Theta$  для восточного и для западного полушарий отдельно показали один и тот же ход. Это дало возможность объединить данные наблюдений в разные циклы солнечной активности отдельно для восточного и западного полуша-

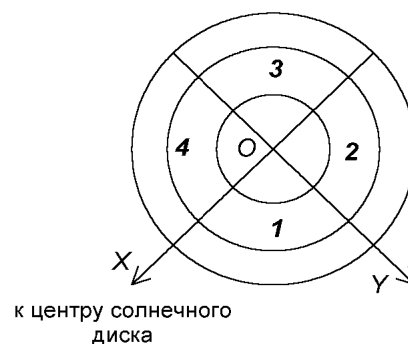


Рис. 2. Схематическое представление трех зон пятна, выделенных по яркости (концентрические окружности) и их разделение на квадранты. Цифрами обозначены номера квадрантов. Положительное направление осей показано стрелками

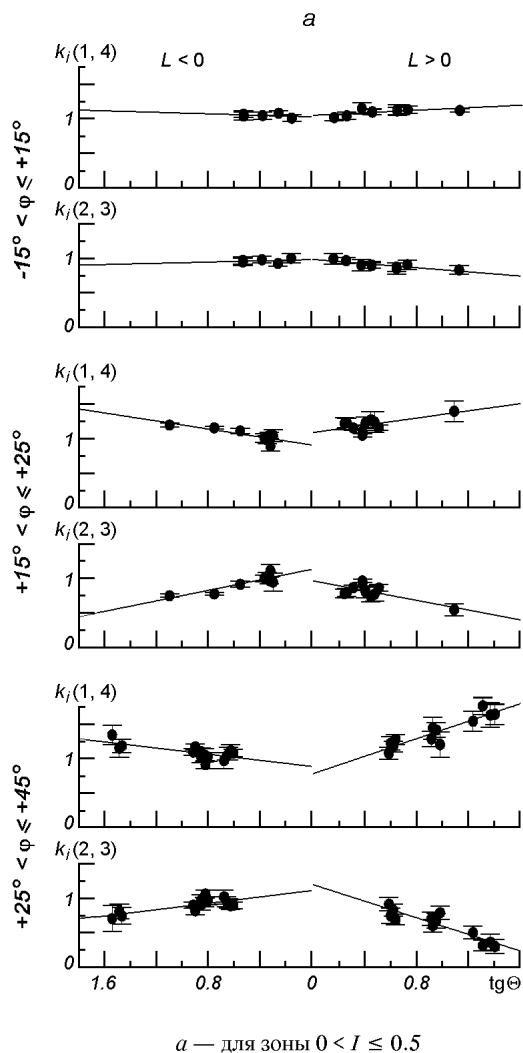


Рис. 3. Изменение от центра к краю солнечного диска средних по площади зоны напряженностей продольного магнитного поля в половине пятна со стороны лимба (квадранты 2, 3) и со стороны центра солнечного диска (квадранты 1, 4). За единицу взяты соответствующие им значения средних по площади зоны напряженностей магнитного поля (квадранты 1, 2, 3, 4). Прямые линии проведены методом наименьших квадратов. Показана величина вероятной ошибки. Для пятен в восточном полушарии  $L < 0$ , для пятен в западном полушарии  $L > 0$ . Каждая группа пятен, выделенная по широте  $\varphi$ , представлена своей зависимостью.

рия. На рис. 3 приведены зависимости  $k_i(1, 4)$  и  $k_i(2, 3)$  от  $\text{tg}\Theta$ . Анализ этих зависимостей дал основание сделать следующие выводы. Во-первых, поскольку квадранты 1, 4 и соответственно 2, 3 меняются местами при перемещении пятна из восточного полушария в западное, а ход зависимостей связан только с положением квадрантов относительно луча зрения, то распределение силовых линий магнитного поля одиночного пятна соответствует осевой симметрии. Во-вторых, независимо от зоны в пятне и гелиошироты, на которой находились пятна, по продольной составляющей магнитного поля четко выявляется восточно-западная асимметрия. Для пятен в западном полушарии значения  $k_i(1, 4)$  и  $k_i(2, 3)$  больше. Это различие увеличивается с переходом пятна к лимбу. Оно связано с разным наклоном силовых линий магнитного поля к лучу зрения в части пятна, расположенной со стороны лимба, и в части пятна, расположенной со стороны центра солнечного диска. Следовательно, асимметрия связана только с наклоном магнитной оси пятна к нормали к поверхности Солнца.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАКЛОНА МАГНИТНОЙ ОСИ ПЯТНА

**3.1. Основные положения.** Наличие асимметрии (наклона магнитной оси пятна) требует учета отклонения оси пятна от нормали к поверхности

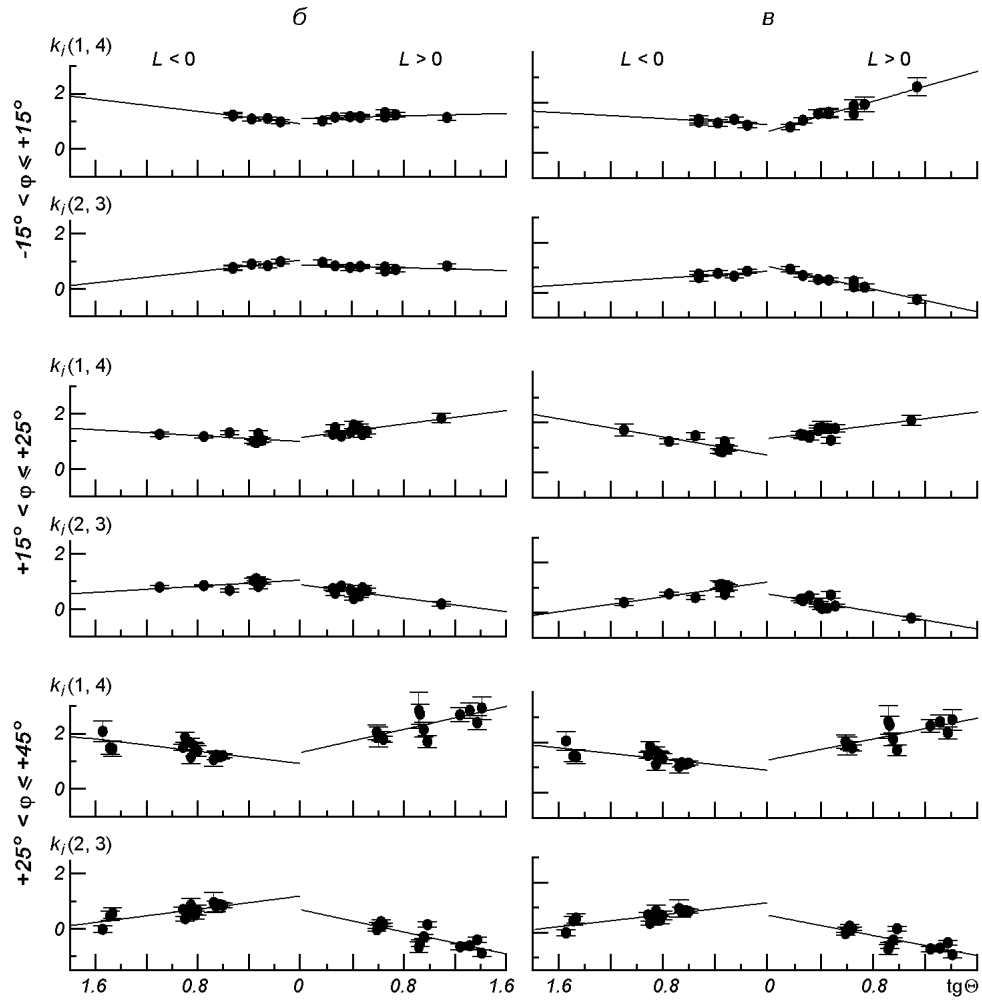


Рис. 3 (продолжение): б — для зоны  $0.5 < I \leq 0.7$ , в — для зоны  $0.7 < I \leq 0.9$

Солнца. Учет наклона проводится методом преобразования координат при повороте одной системы координат относительно другой. Рассмотрение этого вопроса проведено в работе [8]. Здесь мы приводим лишь окончательное выражение из [8] для лучевой составляющей магнитного поля  $H_{\parallel}$ , представленной через составляющую  $H_{z1}$  (вдоль магнитной оси пятна), радиальную составляющую  $H_r$  (вдоль радиуса магнитной трубки, образующей пятно) и азимутальную составляющую  $H_f$  вектора магнитного поля в цилиндрических координатах:

$$H_{\parallel} = H_{z1} \cos \alpha \cos \gamma + H_r (\cos \Phi \sin \gamma - \sin \Phi \sin \alpha \cos \gamma) - H_f (\sin \Phi \sin \gamma + \cos \Phi \sin \alpha \cos \gamma), \quad (1)$$

где  $\gamma = \Theta - \beta$ . Угол  $\Theta$  — гелиоцентрический угол центра пятна, который определяется по:

$$\cos \Theta = \sin \varphi \sin B_0 + \cos \varphi \cos L \cos B_0,$$

где  $\varphi$  и  $L$  — гелиографические широта и долгота центра пятна,  $B_0$  — гелиоширота центра солнечного диска.

Угол  $\beta$  дает величину угла наклона оси пятна в плоскости, совпадающей с лучом зрения (с осью  $OX_1$ ) и проходящей через центр Солнца. Ось

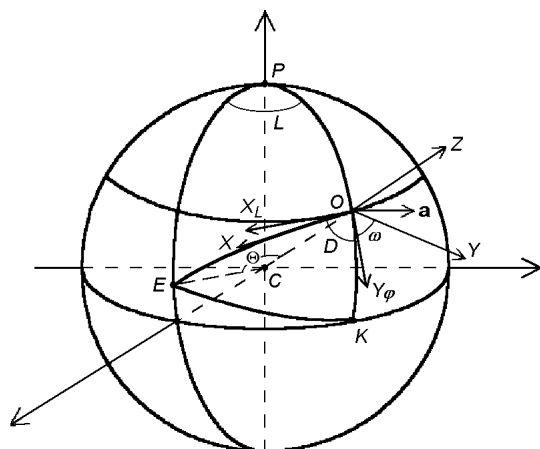


Рис. 4. Используемые системы координат. Положительное направление осей показано стрелками

$OX_1$  прямоугольной системы координат, связанной с цилиндрической системой, лежит тоже в этой же плоскости, что и ось  $OX$  (рис. 4). Угол  $\alpha$  определяет наклон оси пятна в перпендикулярной плоскости. Угол  $\Phi$  отсчитывается от оси  $OX_1$  против часовой стрелки. Ось  $OX_1$  в картинной плоскости совпадает с линией, соединяющей центр пятна с центром солнечного диска (ось  $OX$  на рис. 2, рис. 4). Угол  $\Phi$  изменяется от  $0$  до  $2\pi$ .

Путем усреднения выражения (1) по площади выделенных зон в пределах 1-го и 4-го квадрантов и соответственно 2-го и 3-го квадрантов получаем

$$k_i(1, 4) = \frac{\overline{H_{ii}}(1, 4)}{H_{ii}(1, 4 + 2, 3)} = 1 + \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H_r}}{H_{z1}} \frac{\operatorname{tgy}}{\cos\alpha} - \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H_f}}{H_{z1}} \operatorname{tg}\alpha, \quad (2)$$

$$k_i(2, 3) = \frac{\overline{H_{ii}}(2, 3)}{H_{ii}(1, 4 + 2, 3)} = 1 - \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H_r}}{H_{z1}} \frac{\operatorname{tgy}}{\cos\alpha} + \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H_f}}{H_{z1}} \operatorname{tg}\alpha, \quad (3)$$

Вследствие вращения Солнца углы  $\alpha$  и  $\beta$  для одного и того же пятна изменяются. Их можно связать с углами  $\Delta L$  и  $\Delta\varphi$ , величины которых не зависят от вращения Солнца. Углы  $\Delta L$  и  $\Delta\varphi$  определяют наклон магнитной оси пятна по долготе и широте.

**3.2. Определение наклона по долготе и широте.** Для установления связи между углами  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\Delta L$ ,  $\Delta\varphi$  наряду с системой координат  $XYZ$  введем еще одну систему координат  $X_L Y_\varphi Z$ . Оси  $OZ$  обеих систем совпадают и перпендикулярны к поверхности Солнца (рис. 4).

Ось  $OX_L$  направлена на восток вдоль параллели, а ось  $OY_\varphi$  направлена вдоль меридиана к экватору. Система координат  $XYZ$  повернута вокруг оси  $OZ$  относительно  $X_L Y_\varphi Z$  на угол  $\omega$ , который изменяется с изменением положения центра пятна на поверхности Солнца. Вводим вектор  $\mathbf{a}$ , направление которого совпадает с направлением магнитной оси пятна и составляет с осью  $OZ$  углы  $\alpha$  и  $\beta$ . Этот же вектор  $\mathbf{a}$  в системе координат  $X_L Y_\varphi Z$  в меридиональной плоскости наклонен к оси  $OZ$  на угол  $\Delta\varphi$  и на угол  $\Delta L$  в плоскости, перпендикулярной к меридиональной. Углы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\Delta L$ ,  $\Delta\varphi$  на рис. 4 не обозначены.

Проекции вектора  $\mathbf{a}$  на координатные оси систем  $XYZ$  и  $X_L Y_\varphi Z$  равны

$$\begin{aligned} a_x &= -a \cos\alpha \sin\beta, \\ a_y &= a \cos\beta \sin\alpha, \\ a_z &= a \cos\alpha \cos\beta, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
a_{x_L} &= -a \cos \Delta \varphi \sin \Delta L, \\
a_{y_\varphi} &= a \cos \Delta L \sin \Delta \varphi, \\
a_z &= a \cos \Delta \varphi \cos \Delta L.
\end{aligned} \tag{5}$$

Составляющие вектора  $\mathbf{a}$  в системе координат  $X_L Y_\varphi Z$ , выразим через составляющие в системе координат  $XYZ$ :

$$\begin{aligned}
a_{x_L} &= a_x \cos \omega - a_y \sin \omega, \\
a_{y_\varphi} &= a_y \cos \omega + a_x \sin \omega; \\
a_z &= a_z,
\end{aligned} \tag{6}$$

где  $\omega = 90^\circ - D$ . Из сферического треугольника EOP (рис. 4) следует

$$\sin D = \cos B_0 \frac{\sin L}{\sin \Theta}.$$

Найдем связь между углами  $\Delta \varphi$ ,  $\Delta L$  и углами  $\alpha$ ,  $\beta$ . На основании выражений (4)–(6) получаем

$$\sin \Delta L \cos \Delta \varphi = \sin \beta \cos \alpha \cos \omega + \cos \beta \sin \alpha \sin \omega, \tag{7}$$

$$\cos \Delta L \sin \Delta \varphi = \cos \beta \sin \alpha \cos \omega - \sin \beta \cos \alpha \sin \omega, \tag{8}$$

$$\cos \Delta L \sin \Delta \varphi = \cos \alpha \cos \beta. \tag{9}$$

Выражения (7)–(9) дают

$$\operatorname{tg} \Delta L = \operatorname{tg} \beta \cos \omega + \operatorname{tg} \alpha \sin \omega, \tag{10}$$

$$\operatorname{tg} \Delta \varphi = \operatorname{tg} \alpha \cos \omega - \operatorname{tg} \beta \sin \omega. \tag{11}$$

В дальнейшем принимаем  $\alpha = 0$ . Тогда выражения (2), (3), (10) и (11) принимают вид:

$$k_i(1, 4) = \frac{\overline{H}_{\parallel}(1, 4)}{\overline{H}_{\parallel}(1, 4 + 2, 3)} = 1 + \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H}_r}{\overline{H}_{z1}} \operatorname{tg} \gamma, \tag{12}$$

$$k_i(2, 3) = \frac{\overline{H}_{\parallel}(2, 3)}{\overline{H}_{\parallel}(1, 4 + 2, 3)} = 1 - \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H}_r}{\overline{H}_{z1}} \operatorname{tg} \gamma, \tag{13}$$

$$\operatorname{tg} \Delta L = \operatorname{tg} \beta \cos \omega, \tag{14}$$

$$\operatorname{tg} \Delta \varphi = -\operatorname{tg} \beta \sin \omega. \tag{15}$$

Выражения (12) и (13) хорошо описывают данные наблюдений, представленные на рис. 3.

Зная  $k_i(2, 3)$  и  $k_i(1, 4)$  при одних и тех же  $\Theta$  для восточного (E) и западного (W) полушарий, на основании выражений (12) и (13) мы находим связь между значениями углов  $\gamma$  для восточного и западного полушарий:

$$\operatorname{tg} \gamma_{iW} = \operatorname{tg} \gamma_{iE} \frac{k_{iW}(1, 4) - k_{iW}(2, 3)}{k_{iE}(1, 4) - k_{iE}(2, 3)}, \tag{16}$$

где  $\operatorname{tg} \gamma_{iE} = \Theta - \beta$ ,  $\operatorname{tg} \gamma_{iW} = \Theta + \beta$ ,  $\beta$  — угол наклона магнитной оси.

Определение углов  $\operatorname{tg} \gamma_{iW}$  и  $\operatorname{tg} \gamma_{iE}$  проводилось на основании выражения (16) и данных рис. 3. Значения  $k_{iE}(1, 4)$ ,  $k_{iE}(2, 3)$  и  $k_{iW}(1, 4)$ ,  $k_{iW}(2, 3)$  брались при одинаковых значениях  $\operatorname{tg} \Theta$  для восточного и западного полушарий (относительно нуля на рис. 3). По вычисленным значениям  $\operatorname{tg} \gamma_{iW}$  и  $\operatorname{tg} \gamma_{iE}$  определялись значения углов



$$\beta_i = \frac{\gamma_{iW} - \gamma_{iE}}{2}, \quad (17)$$

которые и дают угол наклона магнитной оси пятна в плоскости луча зрения. По данным каждого массива находилось среднее значение угла  $\beta_i$  в каждой яркостной зоне пятна. Значения  $\beta_i$  для каждой из трех зон внутри пятна, принадлежащие одной широтной группе, мало различались между собой. Результаты вычислений среднего по всем трем зонам яркости угла наклона магнитной оси  $\beta$  ( $0 < I \leq 0.9$ ) для каждой группы пятен, выделенной по широте  $\varphi$ , представлены в табл. 2. Положительные значения угла  $\beta$ , вычисляемые по (17), означают, что магнитная ось пятна наклонена к западу.

Таблица 2. Результаты вычислений

Зона	Параметр	$-15^\circ < \varphi \leq +15^\circ$	$15^\circ < \varphi \leq 25^\circ$	$25^\circ < \varphi \leq 45^\circ$
$0 < I \leq 0.5$	$\overline{H_r}/\overline{H_{z1}}$	0.176	0.445	0.344
$0.5 < I \leq 0.7$	$\overline{H_r}/\overline{H_{z1}}$	0.532	0.700	0.675
$0.7 < I \leq 0.9$	$\overline{H_r}/\overline{H_{z1}}$	1.235	1.192	1.235
$0 < I \leq 0.9$	$\beta$ , град	9	8	11
	$\Delta\varphi$ , град	-1	-2	-5
	$\Delta L$ , град	9	8	10

Углы  $\Delta L$  и  $\Delta\varphi$  были определены по выражениям (14) и (15) и данным для углов  $\beta$ . Результаты вычислений углов для каждой группы пятен, выделенных по широте  $\varphi$ , приведены также в табл. 2. Положительные значения  $\Delta L$  означают, что магнитная ось пятна наклонена к западу, а отрицательные значения  $\Delta\varphi$  — что магнитная ось наклонена к северу.

Данные табл. 2 показывают, что магнитная ось пятна наклонена в среднем на  $8-10^\circ$  к западу и на  $1-5^\circ$  к северу. Величина угла наклона в пределах точности наших вычислений не зависит от гелиографической широты пятна. Выделим две причины, которые могут приводить к такому наклону оси магнитного поля пятна. Первая — в подфотосферных слоях, где проходит магнитная петля, образующая пятна на поверхности Солнца, плазма вращается медленнее, чем в фотосфере. На уменьшение скорости вращения подфотосферных слоев Солнца с глубиной в пределах конвективной зоны указывают исследования крутильных колебаний пятен [11] и исследования по гелиосейсмологии [16]. Вторая — магнитная петля, вышедшая на поверхность Солнца и образующая пятно, расширяется и создает наклон лидирующей части петли к западу, а хвостовой — к востоку. В активной области одиночное пятно соответствует, как правило, лидирующей, западной, части петли.

#### 4. УГОЛ РАСТВОРА СИЛОВЫХ ЛИНИЙ

На основании выражений (12), (13) и данных вычислений  $\beta_i$  определены отношения  $\overline{H_r}/\overline{H_{z1}}$ , которые соответствуют углу раствора силовых линий магнитного жгута в каждой из зон пятна ( $\overline{H_r}/\overline{H_{z1}} = \text{tg}\Omega$ ,  $\Omega$  — угол раствора силовых линий):

$$\frac{\overline{H_r}}{\overline{H_{z1}}} = \frac{\pi}{4} \frac{k_{iE}(1, 4) - k_{iE}(2, 3) + k_{iW}(1, 4) - k_{iW}(2, 3)}{\text{tg}(\Theta - \beta) + \text{tg}(\Theta + \beta)}. \quad (18)$$

Средние величины  $\overline{H_r}/\overline{H_{z1}}$ , вычисленные по (18) для каждой зоны по яркости в каждой широтной группе, приведены в табл. 2.

Данные  $\overline{H_r}/\overline{H_{z1}}$  позволяют определить составляющие вектора магнитного поля. Согласно [9] вертикальная составляющая

$$\overline{H_{z1}} = \overline{H_{\parallel}}(1, 4 + 2, 3)/\cos\gamma.$$

Данные табл. 2 показывают, что угол раствора силовых линий в пятне увеличивается с переходом от центра пятна к его периферии независимо от широты  $\varphi$ , на которой находится пятно. Самые малые значения угла раствора в тени (первая и вторая зоны) имеют пятна, находящиеся вблизи экватора. С переходом к большим широтам угол раствора силовых линий в тени пятна увеличивается. Наибольшее значение  $\overline{H_r}/\overline{H_{z1}}$  достигается в пятнах, расположенных на широтах  $15\text{--}25^\circ$ , и затем несколько уменьшается для пятен, находящихся на больших широтах ( $25\text{--}45^\circ$ ). Такая тенденция особенно четко выявляется для центральной зоны тени пятна ( $0 < I \leq 0.5$ ). Это может указывать на то, что в фотосфере равновесие магнитного поля пятен определяется не только разностью давлений плазмы внутри и вне магнитного жгута, но и натяжением азимутальной составляющей его поля. В таком случае наибольший раствор силовых линий означает, что азимутальная составляющая магнитного поля в тени пятен на широтах  $15^\circ < \varphi \leq 25^\circ$  меньше, чем на других широтах ( $-15^\circ < \varphi \leq +15^\circ$  и  $25^\circ < \varphi \leq 45^\circ$ ). Как следствие, веер силовых линий магнитного поля расходится сильнее. Не исключено, что давление плазмы в тени пятен на широтах  $15^\circ < \varphi \leq 25^\circ$  выше, вследствие чего веер магнитного поля расходится сильнее. В полутени пятна, где магнитное поле преимущественно горизонтальное, величина угла раствора силовых линий не зависит от широты, на которой находятся пятна.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан метод, позволяющий исследовать структуру магнитного поля одиночных пятен по наблюдениям его лучевой составляющей. В отличие от предыдущих исследований [1—3, 7, 15], нами на основании изучения 56 серий наблюдений восьми одиночных пятен установлено, что магнитная ось силовых линий одиночного пятна наклонена к западу. Величина угла наклона не зависит от широты, на которой находится пятно. Наши результаты получены, в основном, для пятен, находящихся в северном полушарии.

Магнитная ось пятна наклонена в среднем на  $8\text{--}10^\circ$  к западу и на  $1\text{--}5^\circ$  к северу. Наклон к западу магнитной оси подтверждается сменой знака продольного поля у пятен. Появление полярности, противоположной по отношению к основной, в полутени и затем в тени пятен вблизи лимба происходит на меньших долготах для пятен западного полушария, чем для пятен восточного полушария. Наклон к западу — это наклон в направлении, противоположном направлению движения магнитных структур вследствие вращения Солнца. Величина угла наклона в пределах точности наших вычислений не зависит от гелиографической широты пятна. Вследствие вращения Солнца пятна перемещаются на запад, поэтому следовало ожидать, что магнитная ось пятен вследствие трения о плазму магнитных силовых линий веера должна быть наклонена к востоку. Однако оказалось, что ось наклонена к западу. Выделены две причины, которые могут приводить к такому наклону оси магнитного поля пятна.

1. В подфотосферных слоях, где проходит магнитная петля, образующая пятна на поверхности Солнца, плазма вращается медленнее, чем в фото-

сфере. На уменьшение скорости вращения подфотосферных слоев Солнца с глубиной в пределах конвективной зоны указывают исследования крутильных колебаний пятен [11] и исследования по гелиосейсмологии [16].

2. Магнитная петля, вышедшая на поверхность Солнца и образующая пятно, расширяется и создает наклон лидирующей части петли к западу, а хвостовой — к востоку. В активной области одиночное пятно соответствует, как правило, лидирующей, западной, части петли.

Определены отношения радиальной составляющей  $\overline{H}_r$  вдоль радиуса сечения магнитной трубки, образующей пятно, к составляющей вдоль магнитной оси пятна  $H_{z1}$  ( $\overline{H}_r/H_{z1} = \text{tg}\Omega$ ). Эти отношения соответствуют углу раствора силовых линий магнитного поля пятна. Угол раствора силовых линий в пятне увеличивается с переходом от центра пятна к его периферии независимо от широты  $\varphi$ , на которой находится пятно. Самые малые значения угла раствора в тени (первая и вторая зоны) имеют пятна, находящиеся вблизи экватора. С переходом к большим широтам угол раствора силовых линий в тени пятна увеличивается. Наибольшее значение  $\overline{H}_r/H_{z1}$  достигается в пятнах, расположенных на широтах  $15\text{--}25^\circ$  и затем несколько уменьшается для пятен, находящихся на больших широтах ( $25\text{--}45^\circ$ ). Такая тенденция особенно четко выявляется для центральной зоны тени пятна ( $0 < I \leq 0.5$ ). Если это так, то в фотосфере равновесие магнитного поля пятен определяется не только разностью давлений плазмы внутри и вне магнитного жгута, но и натяжением азимутальной составляющей его поля. Наибольший раствор силовых линий обусловлен тем, что азимутальная составляющая магнитного поля в тени пятен на широтах  $15^\circ < \varphi \leq 25^\circ$  меньше, чем на других широтах ( $-15^\circ < \varphi \leq +15^\circ$  и  $25^\circ < \varphi \leq 45^\circ$ ). И как следствие этого, веер силовых линий магнитного поля расходится сильнее. Не исключено, что давление плазмы в тени пятен на широтах  $15^\circ < \varphi \leq 25^\circ$  выше. Это тоже приводит к большему расширению магнитного веера. В полутени пятна, где магнитное поле преимущественно горизонтальное, величина угла раствора силовых линий не зависит от широты, на которой находятся пятна.

Приношу глубокую благодарность доктору физико-математических наук С. И. Гопасюку за внимание к работе и обсуждение результатов.

1. Бумба В. Результаты исследования магнитного поля одиночных солнечных пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1960.—23.—С. 212—252.
2. Бумба В. Результаты исследования эффекта Эвершеда в одиночных пятнах // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1960.—23.—С. 253—276.
3. Гайнуллина Р. Х., Минасянц Т. М. Эффект Вильсона и наклон оси трубки пятна к поверхности Солнца // Астрон. циркуляр.—1981.—№ 1150.—С. 5—7.
4. Гопасюк О. С. Движения плазмы в магнитном поле солнечного пятна. II. Наблюдения в линии  $H_\beta$  // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 5.—С. 413—420.
5. Гопасюк О. С. Движения плазмы над тенью солнечного пятна вблизи уровня фотосфера—хромосфера. Структура магнитного поля. // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 3.—С. 230—240.
6. Гопасюк О. С. Изменение с высотой магнитного поля в тени пятен // Кинематика и физика небес. тел.—2001.—17, № 6.—С. 496—502.
7. Гопасюк С. И. О некоторых особенностях движений в одиночных пятнах // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1966.—35.—С. 139—149.
8. Гопасюк С. И. Фотосферные движения газа в одиночном пятне // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1977.—57.—С. 107—121.
9. Гопасюк С. И., Гопасюк О. С. Движения плазмы в магнитном поле солнечного пятна. I. Наблюдения по фотосферным линиям // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 5.—С. 389—400.
10. Гопасюк С. И., Залесов И. П. Цифровой вектор-магнитограф. I. Канал продольного поля. // Кинематика и физика небес. тел.—1996.—12, № 5.—С. 48—54.

11. *Гопасюк С. И., Лямова Г. В., Ханейчук В. И.* Крутильные колебания пятен и вращение подфотосферных слоев Солнца // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1988.—79.—С. 34—41.
12. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.* Система сбора и обработки информации на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1977.—56.—С. 181—188.
13. *Каулинг Т.* Магнитная гидродинамика. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959.—130 с.
14. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца: I. Метод и инструмент // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1982.—65.—С. 3—34.
15. *Обашев С., Гайнуллина Р. Х., Минасянц Т. М., Минасянц Г. С.* Асимметрия эффекта Вильсона // Вестник АН Каз. ССР.—1981.—№ 3.—С. 36—42.
16. *Kosovichev A. G., Schou J., Scherrer P. H., et al.* Structure and rotation of the solar interior: initial results from the MDI MEDIUM-L program // Solar Phys.—1997.—170, N 1.—P. 43—61.
17. *Moore Ch. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.* The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å. — Washington, 1966.—349 p.

Поступила в редакцию 29.12.02