

УДК 523.98

Структура магнитного поля активной области по наблюдениям с магнитографом в Крыму

С.И. Гопасюк, О.С. Гопасюк

НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 1 декабря 2005 г.

Аннотация. Представлены результаты исследования структуры магнитного поля в активных областях. Наблюдения продольного магнитного поля проведены с быстродействующим цифровым магнитографом в линиях FeI 5253 Å, FeII 5234 Å, TiI 5193 Å и с двойным аналоговым магнитографом одновременно в линиях FeI 5253 Å и H_β . В фотосфере 46% магнитных элементов имеют размер 0.5 – 1". Максимальная величина энергии магнитного поля АО приходится на элементы размером 4 – 7". Энергетический спектр элементов размером 0.5 – 3" отвечает случаю стационарной и изотропной турбулентности. Исследования магнитного поля в хромосфере проведены методом сравнения наблюдаемого поля в хромосфере с потенциальным, вычисленным на основании продольного фотосферного поля. Поле в хромосфере является бессильным и представляет собой суперпозицию потенциального поля и поля токов. Получены уравнения для этого бессильного поля.

MAGNETIC FIELD STRUCTURE IN AN ACTIVE REGION OBTAINED FROM OBSERVATIONS WITH MAGNETOGRAPH IN CRIMEA, *by S.I. Gopasyuk, O.S. Gopasyuk.* We present the results of investigations of the magnetic field structure in active regions. The observations of the longitudinal magnetic field were made in the FeI 5253 Å, FeII 5234 Å, and TiI 5193 Å lines by means of the modern digital magnetograph. The observations were carried out in the FeI 5253 Å and H_β lines by means of the double magnetograph. In the photosphere about 46% of magnetic elements had the sizes up to 1". The maximum of a magnetic energy in an active region is concentrated in the elements of sizes 4 – 7". Under small sizes of elements (0.5 – 3") the index of energy spectrum is very close corresponded to the case of stationary isentropic turbulence. We compared the observed magnetic field in the chromosphere with the potential one. The potential field was calculated on the basis of the longitudinal photospheric field. The structure of the magnetic field in the chromosphere corresponds to the structure of a force-free magnetic field. The observed magnetic field in the chromosphere is force-free magnetic field that consists of the potential field and the field generated by currents in the chromosphere. The equations for the description of the structure of this magnetic field as the force-free magnetic field are given.

Ключевые слова: Солнце, активные области, магнитные поля, магнитные потоки, электрические токи.

1 Введение

Понимание причин наблюдаемых быстрых изменений солнечных магнитных полей теснейшим образом связано с решением проблемы их тонкой структуры. Наблюдения даже с низким простран-

ственным разрешением показали, что солнечные магнитные поля изменяются со временем очень быстро (Гопасюк, 1967; Гопасюк, Карташова, 1981; Уно и др., 1981; Симон, Вилсон, 1985). Они не совместимы ни с поперечными размерами наблюдаемых структур, ни с классическим значением электропроводимости в фотосфере. Это в значительной мере предопределило пристальное внимание наблюдателей к исследованию тонкой структуры поля (Макита, 1963; Северный, 1965а,б; Шели, 1966; Ливингстон, 1968; Гусейнов, 1974). Наблюдения, проведенные в невозмущенной области с магнитографом одновременно в двух спектральных линиях FeI 5233 Å и FeI 5250 Å, различающихся по интенсивности примерно в 5.6 раза (Мур и др., 1966), показали различия в измеренной напряженности поля в 2-3 раза (Харвей, Ливингстон, 1969). Результаты по различию напряженности поля, измеренного по разным фотосферным линиям, были подтверждены на большом наблюдательном материале (Гопасюк и др., 1973; Стенфло, 1973; Лозицкий, 1980). Это явилось обнадеживающим фактором использования магнитографического метода наблюдений поля одновременно в двух линиях для исследования его сверхтонкой структуры, которая не разрешается обычными наземными наблюдениями даже на больших телескопах. На основании использования таких данных в предположении, что различие в наблюдаемых напряженностях обусловлено чистым эффектом насыщения сигнала магнитографа, были построены модели мелкоаспштабных элементов. Напряженность поля в них должна составлять ~ 2000 Гс, а поперечный размер 100-300 км (Стенфло, 1973). Однако проблема в различии напряженностей, измеренных одновременно в нескольких линиях, намного сложнее (Семел, 1981; Гопасюк, Северный, 1983; Гопасюк, 1985). Оказалось, что величина измеряемого поля вне пятен зависит от эквивалентной ширины линии: чем больше эквивалентная ширина спектральной линии, формирующейся в фотосфере, тем выше измеряемая напряженность. Наибольшую напряженность показывают линии с эквивалентной шириной 330-480 мÅ (Гопасюк, 1985).

Измерения вектора поперечного поля в хромосфере активной области (АО) вне пятен, на основании которого вычисляется вертикальная составляющая электрических токов, практически отсутствуют. Причина этому – низкая чувствительность хромосферных линий к магнитному расщеплению. Для вычисления поперечных токов нужны наблюдения полного вектора магнитного поля на двух уровнях. Для хромосферы таких данных не имеется. Основные результаты по структуре поля в хромосфере были получены преимущественно по наблюдениям продольной составляющей. Получить физически ясный ответ о характере изменения наблюдаемого поля с высотой можно на основании сравнения наблюдаемого в хромосфере поля с потенциальным полем. Потенциальное поле – бестоковое и рассчитывается сравнительно легко. Отличие структуры наблюдаемого поля от потенциального содержит информацию об электрических токах.

2 Структура магнитного поля в фотосфере

2.1 Наблюдения

Материал наблюдений был получен на быстродействующем цифровом магнитографе (Гопасюк, Залесов, 1996) Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Входная щель спектрографа при наблюдениях была шириной 1" и высотой 2". Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогида (Границкий и др., 1976) вдоль суточной параллели со скоростью 10"/с. Угол между линией сканирования и нормалью к высоте щели не превышал 15°. Наблюдения каждой АО проводились поочередно в линиях FeI 5253 Å, FeII 5234 Å и TiI 5193 Å. Линия FeI 5253 Å имеет простое магнитное расщепление, фактор Ланде $g = 1.5$. Эквивалентная ширина ее в центре солнечного диска составляет 75 мÅ. Потенциал возбуждения нижнего уровня $E = 3.28$ эВ. Она слабо чувствительна к температуре, в пятне несколько усиливается (Мур и др., 1966). У линии FeII 5234 Å сложное магнитное расщепление. Средневзвешенное по интенсивности σ - компонент $\langle g \rangle = 0.929$. Потенциал возбуждения $E = 3.22$ эВ. В центре солнечного диска эквивалентная ширина равна 81 мÅ. С переходом к пятну она сильно ослабляется (Мур и др., 1966). Линия TiI 5193 Å имеет простое магнитное расщепление с $g = 1.083$. Эквивалентная ширина этой линии 80 мÅ, а потенциал возбуждения $E = 0.02$ эВ. В пятне по сравнению с фотосферой она значительно сильнее (Мур и др., 1966). Величина

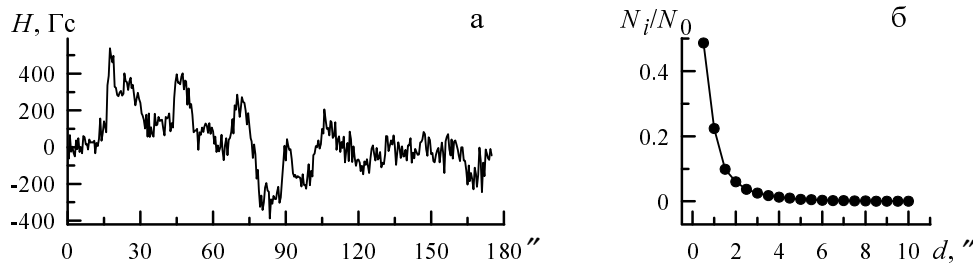


Рис. 1. а – Распределение напряженности поля вдоль скана в АО 9.08.98 г. вне пятен (измерения в линии FeI 5253 Å). б – Распределение магнитных элементов по размерам (N_0 – общее число элементов по которому построено распределение)

магнитного поля, при котором центры σ - компонент линии FeI 5253 Å сдвигались на середину щелей фотометра, соответствовала напряженности 3240 Гс. Калибровочные кривые для перевода сигналов поля в напряженности были построены на основании фотоэлектрических записей профилей линий на двойном магнитографе. Метод вычисления калибровочной кривой кратко изложен Ганджой и др. (1994). Ниже мы излагаем результаты наших исследований структуры магнитного поля в фотосфере АО вне пятен.

2.2 Размеры магнитных элементов

Для исследования структуры магнитного поля были отобраны 11 записей АО вблизи центра солнечного диска с лучшим качеством изображений. Данные усреднены по 50 периодам и построены карты с сеткой $3.3'' \times 3.3''$. Карты показывают общую структуру магнитного поля АО, соответствие ее по наблюдениям в разных линиях, но не являются представительными для выделения мелкомасштабных структур. Поэтому мы использовали отдельные сканы. На рис. 1а в качестве примера приведен скан через АО вне пятен, который позволяет видеть отдельные мелкомасштабные элементы.

По сканам каждой записи выделялись элементы, поле в которых превышало среднеквадратичное отклонение в 2.5 раза и более. Определялись размеры элементов (d) и пиковые значения поля (Hm) в них. Для изолированных элементов за размер d бралось его значение на половине максимальной напряженности. В сложных структурах поля за размер элемента принималось расстояние между двумя соседними минимумами напряженности. Распределение числа элементов по размерам d приведено на рис. 1б. Согласно рис. 1б подавляющее большинство элементов (84% от общего числа) имеют размеры до $2''$. Отсутствие максимума в распределении говорит о том, что в АО имеется довольно много элементов с размерами меньше $0.5''$. Возникает вопрос, реальны ли размеры элементов с $d < 2''$ при наблюдениях с разрешением $1'' \times 2''$. Приведем доводы, которые обосновывают их реальность. Во-первых, отношение максимальной напряженности поля в элементах к среднеквадратичному отклонению превышало в среднем 3.0. Во-вторых, на рис. 2 показано прохождение пары элементов поперечным размером $0.5''$ каждый, но разных полярностей через щель спектрографа шириной $1''$. Магнитные потоки их приняты одинаковыми. При сканировании, как это показано на рис. 2а, в щель спектрографа попадает сначала один элемент, например, положительный. Он создает во временной развертке сигнал поля, приведенный на рис. 2а. Когда на щели находится пара элементов, зарегистрированный сигнал отвечает рис. 2б. После прохождения щели парой элементов сигнал поля принимает вид, показанный на рис. 2в. Ширина сигнала от каждого элемента на высоте $Hm/2$ соответствует поперечному размеру $0.5''$. При прохождении по щели спектрографа одного элемента поперечным размером $1''$, размер элемента, который регистрируется на высоте $Hm/2$, оказывается равным $1''$. Так что размеры элементов $0.5''$, $1''$, получаемые из наблюдений при ширине щели спектрографа $1''$, вполне возможны.

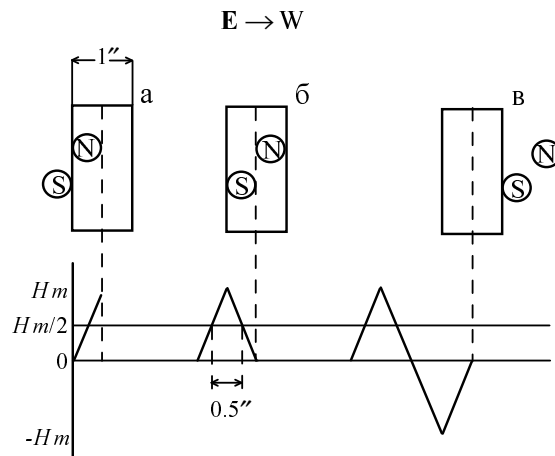


Рис. 2. Схематическое представление перемещающихся в направлении E-W относительно входной щели спектрографа двух магнитных элементов N- и S- полярностей (вверху) и создаваемого этими элементами сигнала магнитографа (внизу). а – Попадание в щель элемента N- полярности. б – Попадание в щель обоих элементов. в – Оба элемента вне щели. Hm – максимальная величина сигнала поля элемента

2.3 Напряженность поля и магнитные потоки в элементах

По наблюдениям в каждой линии максимальная напряженность увеличивается с ростом размера элемента (рис. 3а). Примерно одинаковую напряженность в элементах дали наблюдения по линиям FeI 5253 Å и TiI 5193 Å, сильно различающимся по чувствительности к температуре. Поля, измеренные по линии FeII 5234 Å, существенно выше: они примерно в 1.33-1.60 раза превышают во всем интервале размеров d напряженности, измеренные по двум другим линиям. Уменьшение сигнала поля магнитографа может быть связано, главным образом, с двумя причинами:

- 1) эффектом насыщения, т.е. спадом сигнала поля магнитографа с ростом напряженности поля после достижения им максимальной величины;
- 2) эффектом изменения крутизны профиля линии с переходом от мест без поля, где обычно делается калибровка, к местам с полем.

В нашем случае щели фотометра были такими, что порог насыщения сигнала поля наступал при напряженности ~ 3240 Гс для FeI 5253 Å, ~ 4590 Гс для TiI 5193 Å и ~ 5270 Гс для FeII 5234 Å. Вероятно, приведенные значения поля очень велики, чтобы принимать во внимание эффект насыщения при наблюдениях в этих линиях. Для установления второго эффекта были проведены фотоэлектрические записи профилей линий в центральной зоне солнечного диска. Регистрация профилей линий выполнена в левой и отдельно в правой круговой поляризациях при щели спектрографа $1'' \times 2''$. Учет поправочных коэффициентов уменьшил различия в напряженности полей. В результате, в темных образованиях (с пониженной температурой – наблюдения в линии TiI 5193 Å) напряженность поля близка к той, что и в ярких структурах (более горячих – наблюдения в FeII 5234 Å), но в ярких образованиях напряженность поля выше, чем в местах образования линии FeI 5253 Å. Выяснение причин различия в напряженностях, измеренных по линиям с разной чувствительностью к температуре, требует дополнительных исследований. Возможно, оно связано с разной напряженностью поля в местах повышенной и пониженной яркости.

Приняв d за поперечный размер элемента и Hm – напряженность поля в нем, мы по каждой записи вычислили магнитный поток в отдельных элементах, а по ним магнитный поток во всей АО, исключая пятна. Магнитные потоки в элементах были сгруппированы по их размерам d и приведены к магнитному потоку по всей АО. Средние по всем записям в каждой линии распределения магнитных потоков в зависимости от размера d приведены на рис. 3б. Относительные потоки зависят практически только от величины измеряемой напряженности поля. Рис. 3б показывает, что максимум (самый высокий) в распределении, полученном из наблюдений по FeII 5234 Å, приходится на

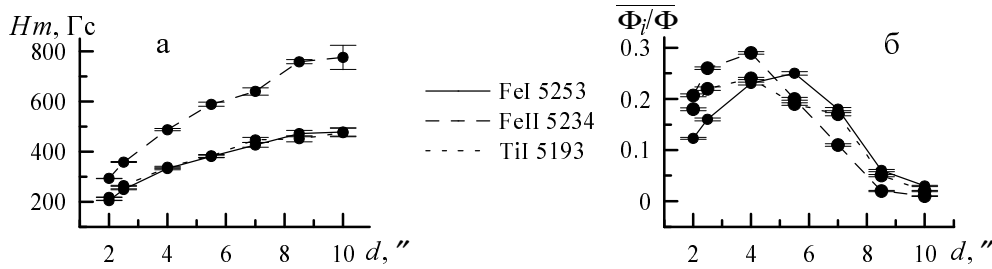


Рис. 3. Зависимость средних за все дни наблюдений: а – максимальной напряженности поля и б – магнитного потока в элементах от их размеров. Указаны вероятные ошибки

размер $d \approx 2.5 - 4''$. По отношению к нему распределение, построенное по измерениям в FeI 5253 Å, сдвинуто в сторону больших размеров и максимум его приходится на $d \approx 4 - 5.5''$. Распределение, построенное по наблюдениям в TiI 5193 Å, имеет максимум на $d \approx 2.5 - 4''$. Расположение распределений друг по отношению к другу отражает различие в структуре поля по наблюдениям в разных линиях. Согласно рис. 3б основной вклад в общий магнитный поток АО по наблюдениям во всех линиях дают структуры размером $1 - 8''$. Во всех элементах размером $d = 0.5 - 1''$ магнитный поток составляет не более 11% от потока АО. Средний магнитный поток в элементе размером $0.5''$, зарегистрированный нами, равен 10^{17} Мкс. Вероятно, эта величина элементарного потока не является минимальной, ибо, как показывают наблюдения (отсутствие максимума у распределения на рис. 1б), должны быть элементы размеров меньших $0.5''$.

2.4 Энергетический спектр магнитного поля

По данным, приведенным на рис. 1б и рис. 3а, построен спектр, который дает величину энергии магнитного поля АО, заключенной в каждом структурном масштабе (Гопасюк, 2000):

$$W(d) = \frac{H^2(d)}{32} d^2 \frac{N_i}{N_0}(d). \quad (1)$$

Спектр имеет размерность эрг/см. Форма элементов взята круглой, толщина слоя по вертикали 1 см. На основании выражения (1) и данных рис. 1б и рис. 3а для линии FeI 5253 Å построена зависимость $\lg W(d)$ от $\lg(d_m/d)$ при $d_m = 10''$ (рис. 4а).

Рис. 4а показывает спектр, подобный спектру стационарной изотропной турбулентности (Ландау, Лифшиц, 1954). Наибольшая величина энергии в АО приходится на элементы размером $4 - 7''$. В области размеров $0.5 - 3''$ данные наблюдений располагаются практически на прямой, коэффициент наклона которой равен -1.87 (Гопасюк, 2000). Это значение близко к $-5/3$, которое характерно для стационарной и изотропной турбулентности (Ландау, Лифшиц, 1954; Кадомцев, 1976).

Наблюдениями пока не установлен нижний предел размера магнитных элементов. Несомненно, этот предел меньше $0.5''$, ибо распределение числа магнитных элементов по размерам не имеет максимума и число их наибольшее при $0.5''$ (Гопасюк и др., 1999). В стационарном случае равновесное состояние по числу элементов должно установиться для размеров, для которых число образовавшихся элементов за счет генерации мелкомасштабных и распада более крупных элементов не сравняется с числом исчезающих в результате магнитной вязкости.

3 Структура магнитного поля активных областей в хромосфере

3.1 Наблюдения

Для исследований поля в хромосфере взяты одновременные наблюдения четырёх АО в линиях FeI 5253 Å и H_β на двойном магнитографе (Котов и др., 1982) Крымской астрофизической

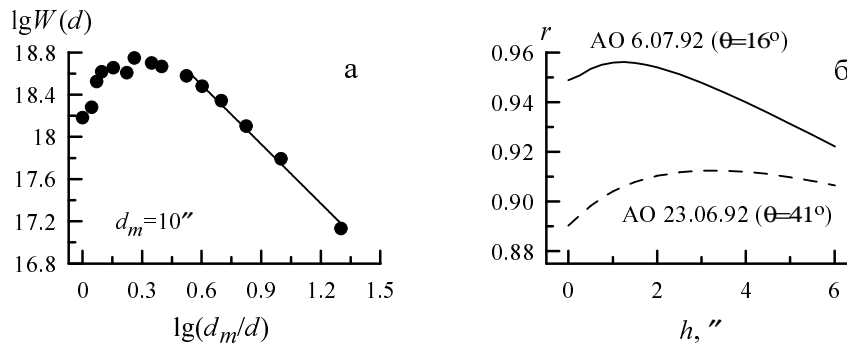


Рис. 4. а – Распределение магнитной энергии по размерам магнитных элементов в АО в зависимости от обратной величины размера элементов d_m/d (построено по 8 сериям наблюдений АО в линии FeI 5253 Å). б – Изменение коэффициента корреляции r между продольным полем $H_{\parallel}(H_{\beta})$, измеренным в H_{β} , и потенциальным полем $H_{\parallel}^P(h)$ (взяты области с полем в АО $H_{\parallel}(5253) \geq 50$ Гс)

обсерватории. Наблюдения соответствовали положению АО в пределах $L \approx 31^\circ\text{E} \div 67^\circ\text{W}$. Значения гелиоцентрического угла θ центра площадки АО в дни наблюдений приведены в табл. 1. Линия FeI 5253 Å имеет фактор Ланде $g = 1.5$. У линии H_{β} сложное расщепление и эффективный фактор ее $g \approx 1.07$ (Северный, 1960). При наблюдениях входная щель спектрографа была равной $1'' \times 4''$, а щели одного фотометра пропускали свет в интервале от 35 до 90 мÅ от центра линии FeI 5253 Å, а второго фотометра – в пределах 100 – 200 мÅ для H_{β} линии. Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогида (Границкий и др., 1977) со скоростью $2''/\text{с}$. Калибровка сигналов поля выполнялась в невозмущенной области рядом с АО посредством сдвига линии на определенную величину относительно ее центрального положения. Перевод сигналов поля в абсолютные значения проведен по калибровочным кривым, метод построения которых изложен Ганджой и др. (1994).

3.2 Подбор потенциального поля к наблюдаемому в H_{β}

По данным наблюдений были построены карты магнитного поля с сеткой $2'' \times 4''$. Потенциальные поля вычислялись на основании решения задачи Неймана для уравнения Лапласа и данных наблюдений продольной составляющей фотосферного поля. Наблюдения в FeI 5253 Å были взяты в качестве граничных условий. Вычисления потенциального поля проводились по данным каждого дня наблюдений с сеткой $2'' \times 4''$ в картинной плоскости с шагом $0.25''$ вдоль луча зрения в пределах $0 \div 6''$. Для сопоставления потенциального поля с наблюдаемым в H_{β} главным моментом является установление разности высот между уровнями образования линий FeI 5253 Å и H_{β} . Метод определения разности высот основан на следующем принципе. В фотосфере ($h = 0''$) наблюдаемое магнитное поле имеет более тонкую структуру, чем на уровне H_{β} . С увеличением высоты h потенциальное поле расширяется и на некоторой высоте оказывается более размытым по сравнению с полем в H_{β} . Естественно, имеется высота h_0 , для которой структура потенциального и наблюдаемого в H_{β} полей наиболее близко соответствуют друг другу. Ей должен соответствовать максимум коэффициента корреляции.

На рис. 4б показаны изменения r в зависимости от разности высот h для двух угловых расстояний АО. Данные вычислений показали, что в пределах разности высот $0 - 6''$ у коэффициента корреляции всегда был максимум. Для АО вблизи центрального меридиана максимум выражен довольно четко, а для АО у лимба максимум коэффициента корреляции оказывался сильно размытым (рис. 4б). На основании анализа данных о коэффициентах корреляции были установлены разности высот h_0 (для каждой пары наблюдений), для которых наблюдаемое в H_{β} поле и потенциальное поле по структуре наилучшим образом соответствовали друг другу. Величины коэффициентов корреляции r_0 и соответствующие им высоты h_0 приведены в табл. 1. Данные табл. 1 показывают

Таблица 1. Данные о наблюдениях АО, максимальные величины коэффициентов корреляции r_0 и соответствующие им разности высот $h_0(r_0)$

Дата	$\theta, ^\circ$	r_0	$h_0(r_0), ''$	Дата	$\theta, ^\circ$	r_0	$h_0(r_0), ''$	Дата	$\theta, ^\circ$	r_0	$h_0(r_0), ''$
23.06.92	42	0.9019	3.50	04.07.92	17	0.9744	1.75	11.07.92	22	0.9633	1.50
24.06.92	54	0.8903	2.50	06.07.92	16	0.9562	1.25	11.07.92	21	0.9618	1.75
25.06.92	67	0.8690	2.00	07.07.92	26	0.9749	1.25	12.07.92	16	0.9396	2.50
								14.07.92	28	0.9315	2.00
								16.07.92	52	0.8835	2.00

четкое уменьшение r_0 с увеличением $\sin \Theta$: $r_0 = 1.00 - 0.16 \sin \Theta$. Разность высот h_0 , выведенная по коэффициенту корреляции, показывает в целом тенденцию роста с переходом АО к краю солнечного диска: в среднем от $\sim 1.50''$ ($\sin \Theta \approx 0.34$) до $\sim 2.90''$ ($\sin \Theta \approx 0.76$). Установленная по коэффициенту корреляции между структурами наблюдаемого в H_β поля и потенциального поля разность высот для АО вблизи центрального меридиана оказалась незначительно (на $0.25''$) меньше той, которую дают вычисления на основании теории переноса излучения и данные измерений для пятен. Для АО вблизи края солнечного диска различие в разностях высот значительнее: из вычислений по теории переноса излучения¹ разность высот соответствует примерно $2.0''$ для углового расстояния $\sin \Theta \approx 0.90$, а по коэффициенту корреляции $\approx 2.9''$ при $\sin \Theta \approx 0.76$.

3.3 Структура наблюдаемого в H_β поля

Напряженность H_\parallel каждой полярности поля, измеренного по FeI 5253 Å, была разделена на семь интервалов: 50–100; 100–150; 150–200; 200–300; 300–500; 500–1000 Гс и $H_\parallel \geq 1000$ Гс. Границы каждого интервала переносились на карту поля, измеренного одновременно по H_β и на подогнанную к ней карту потенциального поля. По парным картам каждой серии были вычислены отношения средних по площадке зоны напряженностей $\bar{H}_\parallel(H_\beta)/\bar{H}_\parallel^P(h_0)$. Различия в отношениях для N- и S-поля в соответствующих зонах были небольшими, в связи с чем данные по обоим полярностям объединены. Через данные наблюдений в каждой зоне методом наименьших квадратов была проведена прямая:

$$y = A + C \sin \Theta \quad (2)$$

и вычислены коэффициенты A и C . Их значения, а также $A + C$ приведены в табл. 2.

Продольная составляющая поля H_\parallel в общем случае включает в себя вертикальную H_Z и перпендикулярную H_\perp составляющие:

$$H_\parallel = H_Z \cos \Theta + H_\perp \cos \Omega \sin \Theta, \quad (3)$$

где угол Ω – азимут вектора поперечного поля относительно оси ОХ, проекция которой на картинную плоскость совпадает с радиус-вектором, проведенным из центра площадки АО в центр солнечного диска. Из выражений (2) и (3) следует, что для АО у центрального меридиана коэффициент A определяет в основном отношение вертикальных составляющих: $A = \bar{H}_Z(H_\beta)/\bar{H}_Z^P(h_0)$. В случае, если соотношение (2) выполняется и для $\Theta > 67^\circ$, то $A + C$ в пределе определяет отношение поперечных полей, т.е. $A + C \approx \bar{H}_\perp(H_\beta)/\bar{H}_\perp^P(h_0)$.

В табл. 2 приведены средние в каждом интервале напряженности фотосферного продольного поля $\bar{H}_\parallel(5253)$, напряженности $\bar{H}_Z(H_\beta)$ и $\bar{H}_\perp(H_\beta)$ наблюдаемого в H_β поля и, соответственно, $\bar{H}_Z^P(h_0)$ и $\bar{H}_\perp^P(h_0)$ потенциального поля.

Большие различия наблюдаемого в H_β и подобранного к нему потенциального поля показывают поперечные составляющие. Поперечная составляющая, установленная из измеренного в

¹ Мы благодарны Э.А. Барановскому за проведенные вычисления.

H_β поля, больше поперечной составляющей потенциального поля в 1.67 раза для самых слабых полей. Различие уменьшается с ростом напряженности фотосферного поля и пропадает для $H_\parallel(5253) \approx 175$ Гс. При больших напряженностях фотосферного поля поперечная составляющая потенциального поля становится больше и превосходит $H_\perp(H_\beta)$ почти в два раза при $H_\parallel(5253) \approx 1750$ Гс. По вертикальной составляющей оба поля различаются мало. При низких напряженностях вертикальная составляющая наблюдаемого в H_β поля меньше вертикальной составляющей потенциального поля. С ростом напряженности различие их уменьшается и исчезает для $H_\parallel(5253) \approx 400$ Гс. При больших полях вертикальная составляющая наблюдаемого поля становится больше. Изменение разности H_Z составляющих с ростом напряженности имеет регулярный характер и находится как бы в противофазе по отношению к изменению различия поперечных составляющих. Итак, эти данные показывают характер структуры наблюдаемого поля в хромосфере АО. Слабые поля имеют больший наклон, чем если бы они были потенциальными. С ростом напряженности различие в наклоне обоих полей уменьшается. И при $H_\parallel(5253) \geq 250$ Гс наблюдаемое поле оказывается более вертикальным по сравнению с полем потенциальным. В хромосфере, где давление плазмы мало по сравнению с магнитным, такое поле не может быть в равновесии. Поэтому приходится допускать, что у магнитных структур имеется азимутальная составляющая, которая обеспечивает их равновесие, т.е. в хромосфере магнитное поле является бессильным.

Таблица 2. Средние характеристики потенциального и наблюдаемого в H_β магнитных полей

$H_\parallel(5253)$, Гс	A	C	$A + C$	$H_Z(H_\beta)$, Гс	$H_\perp(H_\beta)$, Гс	$H_Z^P(h_0)$, Гс	$H_\perp^P(h_0)$, Гс
75	0.75	0.84	1.59	67	89	89	56
125	0.88	0.21	1.10	116	97	132	88
175	0.92	0.01	0.93	158	112	172	120
250	0.92	-0.12	0.80	212	152	230	190
400	0.94	-0.25	0.69	308	198	328	287
750	1.03	-0.44	0.59	610	265	592	449
1750	1.13	-0.62	0.51	1419	563	1344	1104

3.4 Электрические токи

Отличия наблюдаемого поля от потенциального (табл. 2) мы связываем с присутствием электрических токов в хромосфере. Нами проведена оценка величины токов в холмах поля с $H_\parallel(5253) \geq 750$ Гс, для которых получено наибольшее различие обоих полей. Принято, что вертикальный ток I_Z , с которым связано различие поперечных составляющих поля, направлен вдоль оси цилиндра радиусом R , и распределен по всему его сечению. Поперечный ток, который определяет различие вертикальных составляющих поля, является азимутальным линейным током I_φ и течет он по внешней окружности того же цилиндра. Для оценки R были использованы карты $H_\parallel(5253)$ АО вблизи центрального меридиана. По ним определялись площади холмов внутри изолиний с напряженностью 750 Гс, на основании которых был выведен эквивалент средней величины R отдельного холма, $R \approx 8.9 \cdot 10^6$ м. Если принять, что $H_\varphi \approx \bar{H}_\perp(H_\beta) - \bar{H}_\perp^P(h_0)$, то на границе цилиндра согласно данным табл. 1 $H_\varphi \approx 530$ Гс (для $H_\parallel(5253) \geq 750$ Гс). Значению $H_\varphi = 530$ Гс соответствует величина $I_Z \approx 2.4 \cdot 10^{12}$ А, а средняя по сечению цилиндра его плотность $j_Z \approx 8.8 \cdot 10^3$ А/км². Величина j_Z оказалась в 4-6 раз меньше максимальной плотности тока в фотосфере (в пятнах), вычисленной непосредственно по наблюдениям поперечных полей с достаточно низким разрешением ($2.5'' \times 9.2''$) (Гопасюк, 1985). Разности $\Delta H_Z \approx \bar{H}_Z(H_\beta) - \bar{H}_Z^P(h_0) \approx 190$ Гс отвечает азимутальный ток $I_\varphi \approx 2.7 \cdot 10^{11}$ А. Величина азимутального тока, вычисленная по средней разности ΔH_Z в 1.5 – 2 раза меньше той, что дают оценки по индивидуальным холмам поля.

4 Заключение

Наблюдения по фотосферным линиям показали, что быстродействующий магнитограф позволяет регистрировать элементы, размеры которых меньше ширины входной щели спектрографа. Большинство из них $\sim 84\%$ имеют размеры до $2''$. Наибольшее число элементов $\sim 46\%$ от общего числа приходится на размер $0.5 - 1''$. Число элементов с размерами больше $3''$ невелико, они приходятся, как правило, на области сильных магнитных полей и, возможно, состоят из более мелких образований. Характерным процессом затухания солнечных магнитных полей является, как показывают наблюдения (Гопасюк, 1967; Гокхале, Зваан, 1972; Стенфло, 1979), распад крупномасштабных структур на более мелкие образования. Распад магнитных структур на мелкомасштабные образования может происходить за счет различных магнитогидродинамических неустойчивостей, в частности, токово-конвективной или перегревной неустойчивости или, как это было предположено Пиддингтоном (1975а,б), под действием желобковой неустойчивости. Однако далеко не ясно, до каких размеров идет процесс распада магнитных структур. Отсутствие максимума в распределении на рис. 16, а число элементов с размером $0.5 - 1''$ наибольшее, дает основание полагать, что имеется довольно много магнитных элементов с меньшими размерами. Процесс распада магнитных структур на мелкомасштабные из-за магнитогидродинамической неустойчивости – процесс довольно быстрый. Максимальная величина энергии магнитного поля АО приходится на элементы размером $4 - 7''$. Энергетический спектр элементов размером от $0.5''$ до $3''$ отвечает случаю стационарной и изотропной турбулентности. Магнитный поток, зарегистрированный нами по линии FeI 5253 Å в элементах самых малых размеров, равен 10^{17} Мкс. Магнитный поток в элементах размером до $1''$ не превышает 11% потока АО. Наименьший размер элементов установится за счет процессов диффузии поля. Надо полагать, что время жизни мелкомасштабных элементов размером d определяется временем диффузии поля, а следовательно, временем затухания электрического тока $t = \sigma 4\pi d^2 / c^2$ (σ – электропроводимость плазмы). Размеры элементов не могут быть чрезмерно малыми. Так, при классическом значении электропроводности в фотосфере $\sigma \approx 10^{11}$ cgsе время жизни элемента размером 200 км составит 1.6 суток, а элемента размером 20 км – всего лишь 0.4 часа. В неоднородной плазме, особенно такой как фотосферная, при наличии электрических токов возможны различного вида плазменные колебания. В этом случае электропроводность плазмы понизится за счет турбулентности на 1-2 порядка (Кадоццев, 1976). Время жизни элементов размером 200 км в результате уменьшится до 0.4 часа, а элементов размером 20 км – до 15 с. В связи с этим встает очень остро проблема генерации магнитных полей. Измеряемая напряженность фотосферного поля в АО вне пятен зависит от используемой спектральной линии. В линиях ионизованных элементов, которые сильно ослабляются в пятне (FeII 5234 Å), напряженность поля оказалась наибольшей. Линия TiII 5193 Å, сильно усиливающаяся в пятне, дает промежуточную напряженность поля. Самую низкую напряженность поля показывают наблюдения в линии нейтрального железа FeI 5253 Å, которая незначительно усиливается в пятне. Если напряженности поля такие как они измеряются, то в ярких структурах, а следовательно более горячих (FeII 5234 Å), напряженность поля наибольшая. В наиболее темных, самых холодных местах, в которых предпочтительнее образуется линия TiII 5193 Å, напряженность поля ниже. Но она выше, чем в среднем по участку промежуточной яркости, отвечающей образованию FeI 5253 Å.

Наблюдаемое в хромосфере активной области магнитное поле отличается от потенциального во всем диапазоне напряженностей. Различия имеются и по вертикальной и по горизонтальной составляющим. Слабые поля с напряженностью до $H_{\parallel} \approx 150$ Гс наклонены сильнее чем в случае, если бы они были потенциальными. Поля с напряженностью, большей 150 Гс, более вертикальные, чем потенциальные. Установленный характер отличия показывает, что поля в хромосфере с напряженностью большей 150 Гс близко соответствуют по структуре своей бессилово полю. Итак, наблюдаемое поле в хромосфере, с одной стороны, близко соответствует по структуре потенциальному полю. На это указывает высокий коэффициент корреляции между обоими полями (табл. 1). С другой стороны, поле в хромосфере по характеру своего отличия от потенциального близко соответствует по структуре бессилово полю. Мы принимаем, что часть напряженности наблюдаемого в хромосфере поля связана с электрическими токами, которые текут в хромосфере. Вторая

часть поля – потенциальное поле. Поэтому магнитное поле в хромосфере может быть разложено на две части:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_P + \mathbf{H}_C, \quad (4)$$

где \mathbf{H}_C – напряженность поля, созданного токами, которые текут в хромосфере, и $\mathbf{H}_P = \text{grad}U$ – напряженность потенциального поля. В этом случае условие бессилового поля требует, чтобы

$$\mathbf{j} = \text{rot}\mathbf{H}_C = \alpha(\mathbf{H}_P + \mathbf{H}_C), \quad (5)$$

где \mathbf{j} – плотность тока и α – в общем случае некоторая функция координат, которая удовлетворяет условию (Чандрасекар, 1956):

$$(\mathbf{H}_P + \mathbf{H}_C) \cdot \text{grad}\alpha = 0. \quad (6)$$

В этом случае, выражение (4) принимает вид:

$$\text{rotrot}\mathbf{H}_C = a^2(\mathbf{H}_P + \mathbf{H}_C) + \text{grad}\alpha \times (\mathbf{H}_P + \mathbf{H}_C). \quad (7)$$

Выражения (5) и (7) показывают, что решение для бессилового магнитного поля зависит от потенциального поля.

Для того, чтобы нагляднее представить в этом случае структуру бессилового магнитного поля разложим вектор \mathbf{j} на две составляющие: j_{\parallel} вдоль вектора потенциального поля и j_{\perp} поперечную к нему составляющую. Тогда согласно выражению (5):

$$\frac{j_{\perp}}{j_{\parallel}} = \frac{H_{C\perp}}{H_P + H_{C\perp}}.$$

Появление некоторого, даже слабого, электрического тока вдоль потенциального поля создает азимутальную составляющую магнитного поля. Она приводит к сжатию потенциального поля, что сопровождается появлением азимутального тока и усилением исходного потенциального поля. Новое поле уже является не потенциальным, а бессильным полем. Поэтому, даже слабые электрические токи создают бессильное поле. Такая конфигурация поля более выгодна с энергетической точки зрения, чем чисто бессильная. Причина в том, что для создания чисто бессильной конфигурации поля с напряженностью 1000-2000 Гс, которая наблюдается, в частности, в хромосфере или короне над пятнами требуется довольно высокая плотность тока $1.6 \div 3.2 \cdot 10^4$ А/км² (при поперечном размере структур $R \sim 9 \cdot 10^6$ м). Присутствие токов таких величин в плазме низкого давления не всегда допустимо в обычных условиях. Появление слабых токов в хромосфере и короне всегда возможно. Присутствие электрических токов в фотосфере АО на Солнце было доказано впервые Северным (1965) на основании прямых вычислений по данным наблюдений поперечного магнитного поля. По измерениям поля с довольно низким пространственным разрешением вычисленная плотность тока в сильных полях пятен составляет $(4 - 5) \cdot 10^4$ А/км² (Гопасюк, 1987). При вытягивании магнитной петли увеличивается ее индуктивность пропорционально ее геометрической длине. Вследствие чего ток в петле уменьшается обратно пропорционально ее индуктивности (Гопасюк, 1994). Это одна из возможных причин того, что в хромосфере и короне величина токов меньше фотосферных. Подтверждением этому является соответствие морфологии короны наблюдаемой в мягких X-лучах со структурой потенциального поля (Стюарт, Ворпахл, 1977). Однако для удержания корональной плазмы на высоте $0.25R_{\odot}$ величина напряженности поля должна быть больше, чем та, которая следует из потенциальной модели (Стюарт, Ворпахл, 1977).

Литература

- Ганджа С.И., Гопасюк С.И., Тарасова Т.Н. // Кинематика и физика небес. тел. 1994. Т.10. N.4. С. 36.
- Гокхале, Зваан (Gokhale M.H., Zwaan C.) // Solar Phys. 1972. V. 26. N. 1. P. 52.
- Гопасюк С.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1967. Т. 36. С. 56.
- Гопасюк С.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1985. Т. 72. С. 159.
- Гопасюк С.И. // Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце. Итоги науки и техники. Астрономия. Т. 34. Солнечные вспышки. ВИНТИ. М.: 1987. С.6.
- Гопасюк (Gopasyuk S.I.) // Solar Coronal Structure: IAU colloq. N 144. Eds V. Rusin J.C. Vial. Bratislava: VEDA Publ. Company. 1994. P. 211.
- Гопасюк С.И., Залесов И.П. // Кинематика и физика небес. тел. 1996. Т. 12. N 5. С. 48.
- Гопасюк С.И., Карташова Л.Г. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1981. Т. 63. С. 25.
- Гопасюк и др. (Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.) // Solar Phys. 1973. V. 31. N. 2. P. 307.
- Гопасюк С.И., Северный А.Б. // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9. N. 2. С. 120.
- Гопасюк С.И., Гопасюк О.С., Залесов И.П., Каркач Д.В., Свистельников В.В., Шаховская А.Н. // Кинематика и физика небес. тел. 1999. Т. 15. N. 3. С. 243.
- Гопасюк С.И. // Кинематика и физика небес. тел. 2000. Т. 16. N. 2. С. 138.
- Границкий Л.В., Границкая Л.А., Дидковский Л.В., Никулин Н.С. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1977. Т. 56. С. 181.
- Гусейнов М.Дж. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1974. Т. 50. С. 168.
- Кадомцев Б. Б. // Коллективные явления в плазме. М. Наука. 1976.
- Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1982. Т. 65. С. 3.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теоретическая физика. Механика сплошных сред. М. ГИТТЛ. 1954.
- Ливингстон (Livingston W.) // Astrophys. J. 1968. V. 153. N. 3. P. 929.
- Лозицкий В.Г. // Phys. Solariterr. 1980. N. 14. P. 88.
- Макита (Makita M.) // Publ. Astron. Soc. Japan. 1963. V. 15. N. 2. P. 145.
- Мур и др. (Moore Ch.E., Minnaert M.G.J., Houtgast J.) The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å. Washington. 1966.
- Пиддингтон (Piddington J.H.) // Astrophys. Space Sci. 1975. V. 34. N. 2. P. 347.
- Пиддингтон (Piddington J.H.) // Astrophys. Space Sci. 1975. V. 35. N. 2. P. 269.
- Северный А.Б. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1960. Т. 22. С. 12.
- Северный А.Б. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1965. Т. 33. С. 34.
- Северный А.Б. // Астрон. журн. 1965. Т. 42. вып. 2. С. 217.
- Семел (Semel M.) // Astron. Astrophys. 1981. V. 97. N. 1. P. 75.
- Симон и Вилсон (Simon G.W. and Wilson P.R.) // Astrophys. J. 1985. V. 295. N. 1. pt. 1. P. 241.
- Стенфло (Stenflo J.O.) // Solar Phys. 1973. V. 32. N. 1. P. 41.
- Стенфло Дж.О. // Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце. Проблемы солнечной активности. Ред. Бумба В., Клечек И. М. Мир. 1979.
- Стюарт, Ворпахл (Stewart R.T., Vorpahl J.) // Solar Phys. 1977. V. 55. N. 1. P. 111
- Уно и др. (Unno W., Tanaka K., Semel M.) // Publ. Astron. Soc. Japan. 1981. V. 33. N. 3. P. 495.
- Харвей, Ливингстон (Harvey J.W., Livingston W.) // Solar Phys. 1969. V. 10. N. 2. P. 283.
- Чандрасекар (Chandrasekhar S.) // Proc. of the National Academy of Sciences. 1956. V. 42. N. 1. P. 1.
- Шели (Sheeley N. R. Jr.) // Astrophys. J. 1966. V. 144. N. 2. P.7 23.