

*Д.Н.Рачковский<sup>1</sup>, Т.Т. Цап<sup>1</sup>, В.Г.Лозицкий<sup>2</sup>*

## **ИЗМЕРЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СПОКОЙНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА: МЕТОДЫ СТЕНФЛО И ЗИРИНА–КАМЕРОНА**

### *ВВЕДЕНИЕ*

Как впервые отметил АБ. Северный [10–16, 32], характерной особенностью солнечных магнитных полей является их резко выраженная тонкоструктурность. Позже Говард и Стенфло [25] на основании сопоставления магнитографических измерений в линиях FeI  $\lambda$  523,3 и 525,0 нм с довольно низким разрешением (17"×17") пришли к заключению, что более 90 % магнитного потока, наблюдаемого на поверхности Солнца, сосредоточено в элементах магнитного поля очень малого размера с килогауссовой напряженностью. Авторы этой работы отмечали, что наблюдаемая в линии FeI  $\lambda$  525,0 нм напряженность занижена из-за эффекта зеемановского насыщения (что подтверждает результаты Северного [14]), в то время как измерения в линии FeI  $\lambda$  523,3 нм дают существенно более реальные значения магнитного поля. В сущности, именно с этой работы и началось четкое разграничение понятий “измеренный магнитный поток” и “действительная напряженность магнитного поля внутри апертуры”. Было заключено, что малая величина магнитного потока, протекающего через эквивалентную площадь входной щели на Солнце,

<sup>1</sup> Крымская астрофизическая обсерватория  
Министерства образования и науки Украины,  
Научный, АР Крым, 98409, Украина

<sup>2</sup> Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко  
ул. Обсерваторная, 3, Киев, 04053, Украина

еще не означает, что действительные напряженности в этих местах на Солнце являются невысокими.

Что касается измеренных потоков в спокойных областях, то выполненные Цапом [18] обширные магнитографические наблюдения с высоким пространственным разрешением (1"×1") показали, что в большинстве случаев величина поля в непосредственно наблюдаемых магнитных элементах не превышает 2 мТл, и лишь в редких случаях она более 50 мТл.

Исходя из того, что некоторые магнитные элементы могут иметь настолько малые размеры, что их невозможно разрешить наземными телескопами, Стенфло [36] предложил метод “отношения линий”, позволяющий по наблюдениям с умеренным разрешением извлечь информацию об истинных напряженностях магнитного поля в пространственно неразрешимых структурах. В этом методе используется пара спектральных магниточувствительных линий, которые идентичны или близки по всем параметрам, кроме фактора Ланде  $g$ , определяющего чувствительность к эффекту Зеемана.

В работе Стенфло [36] для измерений магнитного поля были использованы линии FeI 524,71 и 525,02 нм, имеющие практически одинаковые потенциалы возбуждения нижнего уровня, силы осцилляторов и контуры линий. Эти линии отличаются лишь факторами Ланде, которые равны для них 2,0 и 3,0 соответственно.

Такие линии, как можно ожидать, формируются практически в одних и тех же областях и имеют одинаковую температурную чувствительность. Асимметрия и эффект скоростей (доплеровское смещение) также должны сказаться одинаково. Заметим также, что неучет аномального расщепления FeI 524,71 может заметно повлиять на определяемую величину напряженности лишь для полей сильнее 300 мТл, что значительно ниже интенсивности полей вне активных областей. При действительно слабых и умеренных полях (< 50 мТл) эти линии должны давать практически одинаковое измеренное поле при любом положении выходных щелей магнитографа в профилях линий. Однако в случае наличия на входной щели пространственно неразрешимых элементов с полем > 100 мТл возникнет эффект зеемановского “насыщения” (недооценки) магнитографического сигнала по причине его нелинейной зависимости от величины маг-

нитного поля – аналогично тому, как это происходит в солнечных пятнах [14]. Из-за этого при стандартной процедуре калибровки линия с большим фактором Ланде будет давать меньшее измеренное поле, чем линия с меньшим фактором Ланде. Кроме того, отношение полей по таким линиям должно меняться в зависимости от расположения выходных щелей в крыльях обеих линий.

Используя наблюдения магнитных полей в указанных линиях при разрешении  $2,3'' \times 2,3''$ , Стенфло [17, 36] впервые выявил такой эффект насыщения вне пятен, притом в сугубо спокойных областях на Солнце, где измеренные поля не превышали 5 мТл. Он показал, что в фотосферной сетке вне активных областей присутствуют магнитные элементы размером 100–300 км и напряженностью 110–230 мТл.

К подобному заключению пришел позже и Виер [38], использовавший тот же метод, но другие спектральные линии из красной области спектра (в том числе FeI 617,33 и 630,25). Для непятенных магнитных полей, включая яркие точки в линии  $\text{Ca}^+ \text{K}$ , H $\alpha$ -факелы и поры, он получил значения в диапазоне 150–220 мТл. Диаметр предельно мелкомасштабных магнитных элементов по оценке Виера составляет примерно 50 км, т. е. заметно меньше, чем у Стенфло [36].

Эффект зеемановского “насыщения” в спокойных областях подтвердили также Рачковский и Цап [9]. Из анализа измерений продольных магнитных полей, выполненных в фотосферных линиях FeI 524,71 и 525,02 нм на двойном Крымском магнитографе, они заключили, что на границах сетки спокойного Солнца вероятно присутствие магнитных элементов с напряженностью 150 мТл и диаметром 30–60 км.

Анализируя подобные данные, относящиеся к фотосферной сетке, Лозицкий и Цап [3] уточнили, что боковой профиль поля в таких элементах должен быть отличным от прямоугольного – примерно такой, как в порах, а профили спектральных линий заметно (на 30–40 %) уже обычно наблюдаемых. Если учесть эти эффекты, для средней фотосферы (где формируются линии FeI 524,71 и 525,02 нм) получаем локальные напряженности в центре элементов на уровне 220 мТл при их диаметре примерно 50 км. Было заключе-

но, что в промежутках между такими элементами должно существовать более слабое “фоновое” поле, средняя напряженность которого тем выше, чем больше фактор заполнения сильной компоненты.

Данные в пользу килогауссовых магнитных полей в солнечных факелах были получены также с Фурье-спектрометром [37]. В работе обращено внимание на то, что расщепление пиков параметра Стокса  $V$  систематически больше (до 20 %) по линии FeI 525,02 нм, чем по линии FeI 524,71, хотя в параметре Стокса  $I$  и в градиенте интенсивности  $\partial I / \partial \lambda$  такого различия не наблюдается. Согласно теории формирования линий в магнитном поле такой эффект невозможен, если магнитные поля на Солнце действительно слабые или умеренные (субкилогауссовые). Было найдено ослабление этого эффекта к солнечному лимбу, что, по мнению авторов, указывает на постепенное уменьшение локальных магнитных полей в субтелескопических силовых трубках с высотой в солнечной атмосфере.

Подобные эффекты в расщеплениях пиков  $V$ -профилей найдены также спектрально-поляризационным методом и в солнечных вспышках [2, 29–31]. Здесь различие в расщеплениях пиков  $V$ -профилей по линиям FeI 524,71 и 525,02 нм достигало 36 %, усиливаясь к максимуму вспышки. Это указывает на реальные эволюционные изменения локальных напряженностей в мелкомасштабных силовых трубках на уровне фотосферы. Заключено, что в случае прямоугольного профиля поля величина локальных напряженностей была 110 мТл в начале вспышки и около 155 мТл в ее максимуме.

Наиболее интенсивно в последние десятилетия исследуются спокойные области (см., напр, [19, 21, 22, 26–28, 33–35]). В целом из всех последних работ следует, что локальные напряженности в предельно мелкомасштабных элементах действительно превышают 100 мТл, хотя неясно, каким является процентное соотношение между сильными и слабыми полями, т. е. функция распределения. В частности, в работе Хоменко с соавторами [26] найдено, что по данным измерений в линиях инфракрасной области относительное число элементов со слабым полем возрастает при уменьшении в них напряженности. Напротив, в работе Литес и Сокас-Наварро [28] получено (по линиям FeI 630,15 и 630,25 нм) совершенно обратное распределение, с максимумом относительного числа элементов при на

пряженности около 180 мТл. В только что появившейся работе этих же авторов [35] показано, что в структурах с диаметром менее 0,6" возможно существование преимущественно двух дискретных значений напряженности, а именно 30 и 170 мТл. Таким образом, вопрос об относительной встречаемости (т. е. факторе заполнения) килогауссовых полей пока еще ясен не до конца.

Работа Зирина и Камерона [39] представляет гораздо более радикальную точку зрения: формально ее вывод сводится к тому, что фактор заполнения килогауссовых полей вообще равен нулю. Ее авторы используют спектровидеомагнитограф обсерватории Биг Бэр, снабженный видеокамерой и узкополосным фильтром, позволяющими наблюдать солнечные магнитные поля с высоким пространственным и временным разрешением. Применяя методику измерений и анализа данных, подобную методу отношения линий, авторы на основании своих наблюдений заключают, что в спокойных областях на Солнце отношение амплитуд параметра  $V$  в линиях FeI 524,71 и 525,02 нм соответствуют их факторам Ланде  $g$ , и поэтому нет указаний относительно насыщения измеренных потоков в диапазоне полей свыше 50 мТл. Они считают, что невидимые поля килогауссовой величины, постулированные Стенфлю, не существуют в этих слабых элементах поля [39].

В настоящей работе мы преследуем двоякую цель. Во-первых, мы анализируем методом Стенфлю [36] наблюдательный материал, который ранее этим методом не изучался. Актуальность такого исследования связана с тем, что к настоящему времени имеются лишь отрывочные данные о мелкокомасштабных полях, полученные одним и тем же методом. По таким данным невозможно проследить, например, возможные эволюционные изменения характеристик мелкокомасштабных полей в течение солнечного 11-летнего цикла. Для солнечных пятен такие изменения действительно существуют [4], и вполне возможно, что они проявляются и для магнитных полей более мелких масштабов. Но, чтобы эти изменения выявить, следует измерять напряженности по неизменной методике, в противном случае возможные эволюционные эффекты могут быть "смазаны" методическими различиями. Можно надеяться, что данные по методу

Стенфлю (пусть и не идеального, но применяемого уже более 30 лет) могут служить основой для соответствующего банка данных.

Во-вторых, мы попытаемся выяснить, является ли вывод Зирина и Камерона [39] неизбежным в рамках полученных ими данных наблюдений и применявшейся методики их анализа или же здесь содержится и некая другая возможность, не противоречащая концепции килогауссовых полей в спокойных областях на Солнце.

### МЕТОД СТЕНФЛО

Основоположная идея всех методов диагностики пространственно неразрешимых (субтелескопических) магнитных структур состоит в том, что если такие структуры нельзя разрешить пространственно, то можно попытаться «разрешить» их спектрально – выявляя тонкие детали, соответствующие парциальному вкладу этих структур в суммарные наблюдаемые профили интенсивности и поляризации. Иными словами, недостаток пространственного разрешения можно скомпенсировать достаточно высоким спектральным разрешением. Это предполагает получение *распределений* поляризации в спектре для анализируемых магниточувствительных линий, позволяющих «нащупать» истинную величину зеемановского расщепления. Если же, не имея таких данных, анализировать лишь усредненную поляризацию и интенсивность в широких интервалах расстояний от центра магниточувствительных линий, то необходимая информация *усредняется и теряется*, а полученные данные отражают уже не величину магнитного поля, а некие другие характеристики – как магнитные, так и немагнитные.

Наиболее простым диагностическим параметром является  $B_{||}$  – продольное магнитное поле, усредненное по площади входной щели. Если мы измеряем относительный сдвиг “центров тяжести” профилей  $I+V$  и  $I-V$ , то

$$B_{||} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda V d\lambda / (4.67 \times 10^{-8} g \lambda^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I d\lambda) \quad (1)$$

где  $B_{||}$  – в Тл,  $\lambda$  – в нм,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – пределы интегрирования параметров Стокса  $I$  и  $V$ .

По физическому смыслу этот параметр близок к магнитному потоку продольного магнитного поля, особенно для линий с большими факторами Ланде и низкой магнитной чувствительностью [25]. Если же магнитное поле существенно неоднородно (в пределах эффективных размеров входной щели) и состоит из отдельных силовых трубок с индукцией  $B$  и фактором заполнения  $\alpha$ , то  $B_{\parallel} \approx \alpha B \cos \gamma$ , где  $\gamma$  есть угол между силовой линией магнитного поля и лучом зрения. В этом случае предполагается, что вклад фоновых полей пренебрежимо мал, а яркость в континууме везде одинакова.

В методе «отношения линий» [36] также используется проинтегрированный по щелям фотометра сигнал, но, во-первых, щели здесь делаются более узкими (вырезающими только небольшую часть профиля линии), и, во-вторых, используется несколько положений щелей (обычно – три-четыре), выделяющих различные расстояния от центра линии. Это дает возможность по этим нескольким точкам найти распределение поляризации по профилю линии. Кроме того, используется отношение калиброванных сигналов поляризации в двух или трех линиях, что позволяет определять (по крайней мере, в принципе) степень зависимости данных от пространственного разрешения, а также от фактора заполнения.

Здесь мы продолжаем изучение проблемы действительных напряженностей в элементах тонкой структуры магнитных полей на основании новых наблюдений, выполненных на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории [1] в линиях FeI 524,71 и 525,02 нм. Поскольку измерения магнитных полей велись одновременно в обеих линиях, то эффекты “замывания” изображения Солнца на щели спектрографа одинаково влияли на измерения в обоих каналах магнитографа.

Наблюдения проводились 24.04.1991 г. В этот день было совершенно ясное небо и хорошее качество изображения. Изучаемая область находилась в центре диска Солнца, ее размер составлял 160"×160". При наблюдениях проводились три последовательных сканирования данного участка с разрешением 1"×2" при трех различных положениях выходных щелей фотометра: 1,5–4,0, 3,5–6,0 и 5,5–8,0 пм. Калибровка измерений магнитных полей проводилась

для каждой записи отдельно, путем регистрации лучевых скоростей на восточном и западном краях диска Солнца.

Для каждой пары записей в линиях FeI 525,0 и 524,7 нм находились амплитуды одних и тех же пиков на регистрируемых и строились диаграммы рассеяния значений продольного магнитного поля в одной линии относительно аналогичной величины в другой линии, т. е.  $H_{\parallel}(525,0) - H_{\parallel}(524,7)$ . Диаграммы рассеяния, полученные для всех трех размеров щелей, показали, что все измерения для каждой пары записей хорошо группируются на диаграммах зависимостей  $H_{\parallel}(525,0) - H_{\parallel}(524,7)$  вдоль прямых линий с дисперсией, лишь незначительно превышающей возможные ошибки измерений. Величины напряженностей, измеренные в линии  $\lambda 525,02$  нм, получились во всех случаях меньше, чем в линии  $\lambda 524,71$  нм. Все полученные из наблюдений зависимости  $H_{\parallel}(525,0) - H_{\parallel}(524,7)$  были аппроксимированы (методом наименьших квадратов) прямыми, угол наклона которых определяет отношение между измеренными напряженностями, т. е. величину

$$k = \frac{H_{\parallel}(525,0)}{H_{\parallel}(524,7)} \quad (2)$$

Из-за малого разброса значений на диаграммах рассеяния (см. выше), наблюдаемые значения  $k$  получились с весьма небольшими ошибками, в среднем на уровне  $\pm(0,02 \div 0,03)$ . Далее мы провели сопоставление наблюдаемого отношения напряженностей поля с теоретическими расчетами. Сигнал магнитографа рассчитывался на основании решения уравнения переноса излучения в магнитоактивной среде [5–9]

$$\cos \theta \frac{I_{\pm}(\tau, \theta)}{d\tau} = (1 + \eta_0 \sigma_{\pm}) I_{\pm} - (1 - \varepsilon) \eta_0 \frac{3}{8\pi(k_t + k_r + k_p)} \int_{4\pi} (\sigma_+ I_+ + \sigma_- I_-) d\omega -$$

$$-1/2(1 - \varepsilon \eta_0 \sigma_{\pm})(1 + \beta \tau) B_0 \quad (3)$$

Здесь  $\eta_0$  – отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре,  $\sigma_{\pm}$  – коэффициент поглощения в линии во взаимно ортогональных поляризациях « $\pm$ »,  $\varepsilon$  – вероятность полного поглощения кванта,  $k_l$ ,  $k_r$ ,  $k_p$  – коэффициенты поглощения лево-, право- и линейно-поляризованного излучения,  $\beta$  – коэффициент линейного разложения функции источников излучения по оптической толщине  $\tau$  в непрерывном спектре. Использовалась модель атмосферы Милна–Эддингтона и функция источника, учитывающая как истинное поглощение, так и когерентное рассеяние.

Решение уравнения (3) зависит также от параметра  $a$  функции Фойгта и доплеровской ширины контура  $\Delta\lambda_D$ .

На первом этапе наших вычислений выполнялась подгонка теоретических профиля линии к наблюдаемому. Наблюдаемые профили были получены на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Поскольку профили обеих линий FeI 525,0 и FeI 524,7 нм оказались практически одинаковыми, рассматривался лишь профиль линии 525,0 нм.

На *рис.1* сплошной линией показан наблюдаемый профиль  $r(\nu)$  линии FeI 525,0 нм, а штриховой – ее теоретический профиль при следующих значениях параметров:  $\eta_0 = 10$ ,  $\varepsilon = 0,05$ ,  $\beta = 2$ ,  $a = 0,35$ ,  $\Delta\lambda_D = 2,5$  пм. По оси абсцисс отложены значения  $\nu = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ .

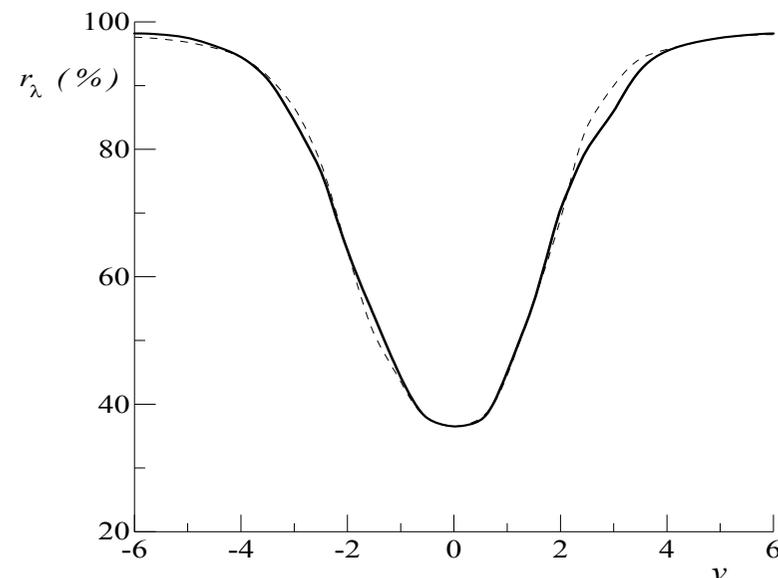
Как и в предыдущей нашей работе [9], расчеты отношения сигналов в линиях производились в предположении, что на фоне слабого магнитного поля с напряженностью 0,4 мТл имеются магнитные элементы с более сильным полем. Кроме того, предполагалось, что в диапазоне эффективного образования линий магнитное поле постоянно по величине. В этом случае отношение сигналов определяется отношением

$$k = \frac{S_L \times V_1(H_L) + S_B \times V_1(H_B)}{S_L \times V_2(H_L) + S_B \times V_2(H_B)} = \frac{1 + x \frac{V_1(H_B)}{V_1(H_L)}}{1 + x \frac{V_2(H_B)}{V_2(H_L)}} \quad (4)$$

где  $V_1$  и  $V_2$  – параметр Стокса V для линий 525,0 и 524,7 нм, соответственно,  $S_L$ ,  $H_L$ ,  $S_B$ ,  $H_B$  – площадь и напряженность слабого и сильного магнитных полей, соответственно. Здесь величина  $x$  определяется выражением

$$x = \frac{S_B}{S_L} \quad (5)$$

Результаты сопоставления наблюдаемых и вычисленных отношений сигналов продольного поля в указанных линиях приведены в таблице. Для сравнения в этой же таблице приведены также наблюдательные данные, полученные в 1978 г. Для наглядности на *рис.2* эти данные сопоставлены с теоретическими для случая  $\Delta\lambda_D = 2,2$  пм,  $x = 0,012$  и  $B = 5 \div 200$  мТл.



*Рис.1.* Наблюдаемый (сплошная линия) и теоретический (пунктирная линия) профили линии FeI 525,0 нм. По оси абсцисс даны относительные значения  $\nu = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ , а по оси ординат – остаточная интенсивность  $r_\lambda = I_\lambda/I_c$

**Сопоставление наблюдаемых значений параметра  $k$   
с результатами расчетов**

Размеры щели, пм	Наблюдения 1978 г.	Наблюдения 1991 г.	$\Delta\lambda_D = 2,5$ пм $x = \infty$ $B = 120$ мТл	$\Delta\lambda_D = 2,2$ пм $x = 0,012$ $B = 130$ мТл	$\Delta\lambda_D = 2,2$ пм $x = 0,006$ $B = 150$ мТл
1,5–4,0	0,74	0,75	0,74	0,75	0,74
3,5–6,0	0,83	0,88	0,78	0,82	0,81
5,5–8,0	0,96	0,98	0,95	0,97	0,92

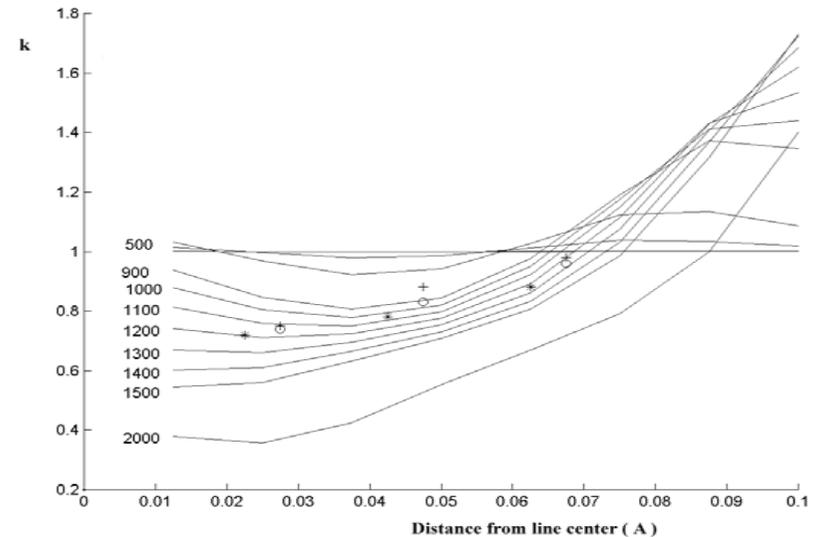
Из рассмотрения всех полученных нами зависимостей, подобных представленной на *рис.2*, можно сделать такие выводы.

Во-первых, действительные напряженности в сильной компоненте  $H_B$  должны быть в довольно узком интервале  $\Delta H_B$ , примерно 20 мТ. Действительно, из *рис.2* мы видим, что все наблюдаемые зависимости  $k = f(\Delta\lambda)$  группируются в довольно узкой и практически прямолинейной полосе, ширина которой примерно соответствует ошибкам наблюдений. Все теоретические зависимости для  $H_B < 100$  мТл и  $H_B > 120$  мТл идут мимо наблюдаемой полосы, а это означает, что в исследуемых областях (фотосферной сетке) все напряженности были примерно одинаковые. И хотя при других значениях  $\Delta\lambda_D$  и  $x$  получаются несколько иные оптимальные значения напряженности  $H_B$  – до 150 мТл (см. таблицу), тем не менее интервал вероятных значений  $\Delta H_B$  остается достаточно узким – около 20 мТ.

Во-вторых, наши наблюдения свидетельствуют в пользу существенного вклада в магнитографические сигналы более слабой компоненты магнитного поля. Действительно, если для краткости переобозначить  $\Delta\lambda \equiv l$ , то для наблюдаемой зависимости можно записать  $d^2k/dl^2 \approx 0$  (поскольку она по виду близка к прямой линии). Теоретическая же зависимость при  $x = \infty$  (т. е. при отсутствии слабого поля) заметно отличается от наблюдаемой – она по виду дугообразная, так что  $d^2k/dl^2 > 0$ . Оказалось, что в рамках рассмотренной модели дугообразный вид теоретических зависимостей в интервале  $\Delta\lambda = 2-7$  пм сохраняется всегда, но при увеличении вклада слабой компоненты (по ее общему магнитному потоку) значение второй производной

$d^2k/dl^2$  становится все меньше (это видно и по данным таблицы), так что мы имеем все большее приближение к наблюдаемой зависимости.

В целом же на основе рассмотрения всех комбинаций перечисленных выше параметров и их влияния на теоретические зависимости можно заключить, что наиболее вероятная величина магнитного поля в мелкомасштабных элементах фотосферной сетки составляет  $H_B = 120-150$  мТл. При этом предполагается прямоугольная форма радиального распределения магнитного поля в каждом элементе. При рассмотрении более реалистичного распределения магнитного поля получаем примерно в 1,5 раза более сильные поля [3]. Наилучшее согласие теории и наблюдений выполняется при  $\Delta\lambda_D = 2,5$  пм, что соответствует эффективной температуре  $T \approx 6000 \pm 600$  К.



$k$  от расстояния от центра линии. Здесь  $\circ$  и  $+$  – данные наблюдений на магнитографе КрАО в 1978 и 1991 гг.,  $T$  – наблюдения Стенфло [28]. Теоретические зависимости показаны тонкими линиями (без символов) с указанием величины магнитного поля в Гс

Оказалось также, что вариация параметров линии  $\eta$ ,  $\epsilon$ ,  $\beta$ ,  $a$  и  $\Delta\lambda_D$  весьма незначительно (примерно на 10–15 %) влияет на величину  $H_B$ . Теория лучше согласуется с наблюдениями, если предположить две компоненты (моды) магнитного поля – сильную и слабую. Это означает, что распределение элементов по напряженностям не является плавным или размытым – в нем должны преобладать два максимума. В общих чертах наши результаты подтверждают недавний вывод Сокас-Наварро и Литес [35] о том, что в сетке и внутрисеточных областях присутствует смесь сильных ( $\leq 170$  мТл) и слабых ( $< 50$  мТл) полей. Верхний предел диаметра магнитных элементов с сильным полем получается, по нашим данным, примерно 120 км.

### МЕТОД ЗИРИНА И КАМЕРОНА

Этот метод разработан его авторами для спектровидеомагнитографа обсерватории Биг Бэр. В отличие от классического магнитографа типа Беккока [20] инструмент является, по существу, фильтровым магнитографом, т. е. магнитографом, в котором узкая спектральная область выделяется не дифракционным спектрографом, а узкополосным фильтром. Ширина пропускания этого фильтра в спектровидеомагнитографе обсерватории Биг Бэр составляет 15 пм (150 мÅ). Именно с учетом этого обстоятельства и был развит соответствующий метод анализа.

Зирин и Камерон [39] записывают сигнал их инструмента  $M_{\lambda I}$  в линии  $\lambda_I$  в виде

$$M_{\lambda_I} = \int_{\lambda_I}^{\lambda_{\gamma=0}} V/g_{\lambda_I} d\lambda - \int_{\lambda_{\gamma=0}}^{\lambda_I} V/g_{\lambda_I} d\lambda, \quad (6)$$

где первый интеграл берется в пределах от  $-15$  пм и до центра линии, а второй – от центра линии и до  $+15$  пм. Таким образом, из-за не слишком узкой (по сравнению с линиями FeI 525,02 и 524,71 нм) полосы пропускания фильтра здесь усредняется вся круговая поляризация и в сфере обеих крыльев линии, и в прилегающем к крыльям спектральном континууме.

При отсутствии зеemanовского «насыщения» (линейный режим)

$$V = -\alpha_m \Delta \lambda_H \frac{\partial I_m}{\partial \lambda} \quad (7)$$

где  $\alpha_m$  – фактор заполнения, т. е. суммарная доля площади входной апертуры, занятая магнитной компонентой, а

$$\Delta \lambda_H = z\lambda^2 B = 4,67 \times 10^{-13} \lambda^2 g B. \quad (8)$$

В формуле (7) параметр  $I_m$  есть стоксовый профиль  $I$  магнитной компоненты. Попутно заметим, что, строго говоря, в формуле (7) недостает еще множителя  $\cos \gamma$ , где  $\gamma$  – угол между силовой линией магнитного поля и лучом зрения. Тем не менее, поскольку в этом методе берется отношение калиброванных сигналов поляризации для линий с близкими глубинами формирования (для которых можно считать углы  $\gamma$  одинаковыми), соответствующие множители там сокращаются и не входят в окончательное выражение. В этом еще одна привлекательность и сильная сторона метода отношения линий – он позволяет оценить именно модуль напряженности магнитного поля в мелкомасштабных элементах, а не продольную компоненту этого модуля.

После интегрирования по  $\lambda$  получается следующее выражение для общего сигнала  $M$  спектровидеомагнитографа:

$$M = 2\alpha_m z \lambda^2 B (I_m(\infty) - I_m(0)) = 2\alpha_m z \lambda^2 B D_m, \quad (9)$$

где  $D_m$  – есть глубина линии в магнитной компоненте. Следовательно, величина  $M$  может быть выражена в единицах магнитного потока простой нормировкой измерений на множитель  $1/(2z\lambda^2 D_m)$ . Для линий FeI 525,02 и 524,71 нм величины  $\lambda$  и  $D_m$  практически совпадают (с точностью 1–2 %), так что указанный множитель отличается для этих линий в основном из-за  $z$  (факторов Ланде линий).

Из формул (6) и (7) следует, что вклад фонового поля авторы работы [39] не учитывают – иными словами, он полагается равным нулю. Заметим, что такое предположение значительно упрощает задачу, однако противоречит данным других авторов, полученным методом отношения линий. О необходимости учета вклада фонового

поля говорилось нами выше при анализе измерений магнитографа КрАО. В работе [3] показано, что в спокойных областях Солнца магнитный поток фонового поля составляет почти половину общего потока через входную апертуру инструмента.

По измерениям, выполненным авторами [39] на их инструменте (рис. 3 в указанной работе), оказалось, что величины  $M_{5247}$  и  $M_{5250}$  не только тесно коррелируют, но в диапазоне  $-5 \text{ мТл} < M < 10 \text{ мТл}$  вообще идентичны, т. е. не имеют тех существенных различий, которые отмечали Стенфло [36] и другие авторы [3, 9, 23–25] при использовании классического метода «отношения линий».

Зириным и Камероном [39] рассмотрена еще одна диагностическая зависимость (рис. 4 в работе этих авторов): распределение с расстоянием  $\Delta\lambda$  от центра линии параметра:  $V_{5250}/3 - V_{5247}/2$ . То есть тем самым вводится в рассмотрение уже не отношение, а разность измеренных напряженностей. Очевидно, что при слабых магнитных полях эта разность должна равняться нулю. Но из наблюдений эти авторы все-таки отметили некоторое отличие ее от нуля. Оно примерно в 3 раза меньше, чем теоретическое при магнитном поле в 100 мТл (1 кГс). В итоге авторы приходят к заключению, что типичные магнитные поля в элементах сетки равны 20 мТл или меньше, и нет указаний в пользу магнитного насыщения сигнала при полях более 30 мТл.

Анализируя работу [39], укажем, прежде всего, на вероятную методическую причину отличия выводов ее авторов от других исследователей. Выше говорилось о том, что при чрезмерном усреднении магнитографического сигнала по профилю линии может быть потеряна информация о действительном зеемановском расщеплении. Получить информацию о субтелескопических структурах можно не при понижении спектрального разрешения, а, наоборот, при сохранении его на достаточно высоком уровне – не ниже ожидаемого диапазона зеемановских расщеплений в мелкомасштабных полях. Поскольку в работе [39] усреднение производится на участке ширины пропускания фильтра (15 пм, тогда как при поле в 100 мТл соответствующее зеемановское расщепление для линии FeI 525,02 нм составляет 3,9 пм), неудивительно, что авторы [39] «не заметили» килогауссовые поля.

Сказанное позволяет понять наш рис. 2. Из него следует, что параметр  $k = H_{\parallel}(525,02)/H_{\parallel}(524,71)$  имеет следующие особенности:  $k < 1$  для  $\Delta\lambda < 7-9$  пм, однако  $k > 1$  для  $\Delta\lambda > 7-9$  пм. Естественно, мы можем ожидать  $k \approx 1$  в более широком спектральном диапазоне  $\Delta\lambda = 0-15$  пм (как в спектровидеомагнитографе обсерватории Биг Бэр).

Для проверки этого предположения нами выполнены численные расчеты, и оказалось, что при щелях  $\Delta\lambda = 0-15$  пм величина  $k$  действительно выдерживается равной единице с точностью 2–3 % – как и в работе [39]. Таким образом, результаты этой работы имеют весьма естественное объяснение, которое вовсе не исключает существования мелкомасштабных силовых трубок с килогауссовой напряженностью.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное нами рассмотрение позволяет заключить, что в мелкомасштабных структурах спокойных областей наиболее вероятны напряженности 120–150 мТл на уровне средней фотосферы (на высоте  $h \approx 300$  км), предполагая прямоугольную форму бокового профиля напряженностей в этих структурах. Из магнитографических наблюдений, полученных на магнитографе КрАО и проанализированных нами по методу Стенфло, следует, что функция распределения напряженностей в фотосферной сетке является в первом приближении двухмодальной, т. е. имеет два преобладающих значения магнитного поля.

Создается также впечатление, что альтернативная работа Зирина и Камерона [39] недостаточно адаптирована методически на случай вероятного объекта исследования, и, по-видимому, именно в том состоит основная причина отрицательного вывода ее авторов о существовании тонкоструктурных килогауссовых полей вне пятен.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. Исследование глобальных колебаний Солнца. I. Метод и инструмент // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1982. Т. 65. С. 3–34.

2. *Лоцицкий В.Г.* Диагностика маломасштабных магнитных полей у двух солнечных спалахах разной мощности // *Вісник Київський ун-т ім. Т. Шевченка. Астрономія.* 2001. Вип. 37. С. 38-43.

3. *Лоцицкий В.Г., Цан Т.Т.* Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // *Кинематика и физика небес. тел.* 1989. Т. 5, № 1. С. 50-58.

4. *Лоцицкий В.Г., Лоцицкая Н.И., Гордовский Н.Ю.* Сравнение напряженностей магнитных полей солнечных пятен для различных циклов солнечной активности // *Modern Problems of Physics and Dynamics of Solar System, Proc. Intern. Astron. Conf. Fourth Vsekhsvyatsky Readings, Oct 4-10, 2000, Kyiv.* 2001. С. 283-287.

5. *Рачковский Д.Н.* Образование линий поглощения в солнечных пятнах с учетом рассеивания и поглощения // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1963. Т.29. С. 97-117.

6. *Рачковский Д.Н.* Образование линий поглощения в неоднородном магнитном поле // *Известия Крым. астрофиз. обсерватории.* 1969. Т.40. С. 127-137.

7. *Рачковский Д.Н.* Уравнения переноса излучения в сильном магнитном поле // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1974. Т. 49. С. 51-57.

8. *Рачковский Д.Н.* Учет аномальной дисперсии в теории образования линий в магнитном поле // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1967. Т. 37. С. 56-61.

9. *Рачковский Д.Н., Цан Т.Т.* Изучение магнитных полей методом отношения измеренных напряженностей в линиях вне активных областей // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1985. Т. 71. С.79-87.

10. *Северный А.Б.* Некоторые результаты исследований нестационарных процессов на Солнце // *Астрон. ж.* 1957. Т. 34, № 5. С. 684-693.

11. *Северный А.Б.* О природе магнитных полей на Солнце (тонкая структура поля) // *Астрон. ж.* 1965. Т. 42, Вып. 2. С. 217-232.

12. *Северный А.Б.* О магнитных полях на разных глубинах солнечной атмосферы // *Астрон. ж.* 1966. Т. 43, Вып. 3. С. 465-479.

13. *Северный А.Б.* Магнитные поля Солнца и звезд // *Усп. физ. наук.* 1966. Т. 88, № 1. С. 3-50.

14. *Северный А.Б.* Калибровка сигналов магнитного поля солнечного магнитографа // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1967. Т. 36. С. 22-50.

15. *Северный А.Б.* Некоторые инструментальные вопросы измерения магнитных полей Солнца и звезд // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1977. Т. 56. С. 142-148.

16. *Северный А.Б.* Некоторые проблемы физики Солнца.- М.: Наука, 1988. 224с.

17. *Стенфло Дж.О.* Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце // В сб.: *Проблемы солнечной активности.* М.: Мир, 1979. С. 75-120.

18. *Цан Т.Т.* Магнитографические наблюдения магнитных полей в невозмущенных и активных областях на Солнце // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1979. Т. 60. С. 128-134.

19. *Шеминова В.А.* Двумерные МГД-модели солнечной магнитогрануляции // *Динамика магнитных элементов // Кинематика и физика небесных тел.* 2004. Т.20, № 1. С. 3-26.

20. *Babcock H. W.* The solar magnetograph // *Astrophys. J.* 1953. V. 118. P. 387-396.

21. *Berdyugina S.V., Fluri D.M.* Evidence for the Hanle effect in molecular lines // *Astronomy and Astrophysics.* 2004. V.417. P.775-784.

22. *Dominguez Cerdena J., Sanches Almeida J., Kneer F.* Inter-network magnetic fields observed with sub-arcsec resolution // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 407. P. 741-757.

23. *Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.* The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // *Solar Phys.* 1973. Vol. 31, N. 2. P. 307-316.

24. *Harvey J., Livingston W.* Magnetograph measurements with temperature-sensitive lines // *Solar Phys.* 1969. V. 10, N. 2. P. 283-293.

25. *Howard R., Stenflo J.O.* On the filamentary nature of solar magnetic fields // *Solar Physics.* 1972. V. 22, N 2. P. 402-417.

26. *Khomenko E.V., Collados M., Solanki S.K., Lagg A., Trujillo Bueno J.* Quiet-Sun inter-network magnetic fields observed in the infrared // *Astronomy and Astrophysics.* 2003. V. 408. P. 1115-1135.

27. *Leka K.D., Steiner O.* Understanding small solar magnetic structures: comparing numerical simulations to observations fields // *Astrophys. J.* 2001. 552, N 1. P. 354-371.

28. *Lites B.W., Socas-Navarro H.* Characterization of magnetic flux in the quiet Sun. II. The internetwork fields at high angular resolution // *Astrophys.J.* 2004.V. 613. P. 600-609.

29. *Lozitska N., Lozitskij V.* Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in a solar flare // *Solar Physics.* 1994. V.151, N 2. P.319-331.

30. *Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M.* Observations of magnetic field evolution in a solar flare // *Solar Physics.* 2000. V.191, N 1. P. 171-183.

31. *Lozitsky V.G., Staude J.* Multi-component magnetic field structure in solar flares // *ASP conf. Ser. 307, Solar Polarization Workshop 3, Eds. J.Trujillo-Bueno & J.Sanches Almeida (San Francisco: ASP),* 2003. P. 378-381.

32. *Severny A.* Solar magnetic fields // *Space Sci. Rew.* 1964. V. 3, N 4. P. 451-486.

33. *Schüssler H., Shelyag S., Berdyugina S., Vögler A., Solanki S.K.* Why solar magnetic flux concentrations are bright in molecular bands // *Astrophys. J.* 2003. V. 597. P. 173-176.

34. *Socas-Navarro H.* Multiline Stokes analysis for the study of small-scale solar magnetic fields // *Astrophys.J.* 2004. V. 613. P. 610-614.

35. *Socas-Navarro H., Lites B.W.* Observational evidence for small-scale mixture of weak and strong fields in the quiet Sun // *Astrophys. J.* 2004. V. 616. P. 587-593.

36. *Stenflo J.O.* Magnetic-field structure of the photospheric network // *Solar Physics*. 1973. V. 32, N 1. P. 41–63.

37. *Stenflo J.O., Harvey J.W., Brault J.W., Solanki S.* Diagnostics of solar magnetic fluxtubes using a Fourier transform spectrometer // *Astron. and Astrophys.* 1984. V. 131, N 2. P. 333-346.

38. *Wiehr E.* A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions // *Astron. and Astrophys.* 1978. V. 69, N 2. P. 279-284.

39. *Zirin H., Cameron R.* Properties of the quiet Sun magnetic fields as revealed through the Spectrovideomagnetograph // *IL Nuovo Cimento*. 2002. V. 25C, N.5-6. P. 557–575.

*М.И. Фисенко*

## **ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ СОЛНЦА, ПРЕДШЕСТВУЮЩИЕ СОЛНЕЧНЫМ ВСПЫШКАМ**

### *ВВЕДЕНИЕ*

В солнечной атмосфере инфракрасное излучение возникает в условиях термодинамического равновесия, характеризуется истинной кинетической температурой и образуется в различных слоях солнечной атмосферы – от самых глубоких, наблюдаемых на 1,6 мкм частей фотосферы, до уровня температурного минимума в хромосфере, наблюдаемого в миллиметровой области.

Из-за ограниченного пространственного разрешения многих инфракрасных измерений в качестве хорошей оценки  $B_{\lambda}(\mu=1)$  часто берется  $F_{\lambda}$ , поскольку значение  $R_{\lambda}(\mu)$  по поверхности диска мало меняется из-за малости градиента  $\partial T(\tau_{\lambda}=1)/\partial \lambda$ .  $B_{\lambda}(\mu=1)$  - монохроматическая яркость в центре диска,  $F_{\lambda}$  - полный солнечный поток и относительное изменение яркости от центра к лимбу  $R_{\lambda}(\mu) = B_{\lambda}(\mu) / B_{\lambda}(1)$ , где  $\mu = \cos \theta$  [2].

### *НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ*

Наблюдения проведены на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ–5 в параллельном пучке в период с 1980 по 1984 г. фотоприемником, имеющим максимальную чувствительность на 1,6 мкм. Для наблюдений на длинах волн меньше 5 мкм можно использовать обычный телескоп [5]. Методика работы описана в [6]. При измерениях был использован компенсационный метод, он позволил уверенно выделять компоненту ИК-потока, связанную с активными процессами в солнечной атмосфере без всякой предварительной обработки записей. Постоянная времени на записях солнечного потока 1 с, поэтому разрешить более тонкую временную структуру