

УДК 523.94 + 523.98 + 52-337

## Проблемы диагностики мелкомасштабных магнитных полей на Солнце

*Д.Н. Рачковский*<sup>1</sup>, *Т.Т. Цан*<sup>1</sup>, *В.Г. Лозицкий*<sup>2</sup>, *У.М. Лейко*<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный

<sup>2</sup>НДЛ “Астрономическая обсерватория” кафедры астрономии и физики космоса Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

Поступила в редакцию 1 марта 2006 г.

**Аннотация.** Анализируются проблемы диагностики предельно мелкомасштабных (пространственно неразрешимых) магнитных полей в атмосфере Солнца. Показано, что заключения Семеля (1986) а также Зирин и Камерона (2002) о субкилогауссовом диапазоне напряженностей в таких полях являются недостаточно убедительными. Обсуждается вопрос наблюдательных проявлений эволюции мелкомасштабных полей.

PROBLEMS OF DIAGNOSTICS OF THE SOLAR SMALL-SCALE MAGNETIC FIELDS, by *D.N. Rachkovsky, T.T. Tsap, V.G. Lozitsky, U.M. Leyko*. Problems of diagnostics of the small-scale (spatially unresolved) magnetic fields in solar atmosphere are analyzed. It was shown that conclusions by Semel (1986) as well as Zirin and Cameron (2002) about subkilogauss magnetic field range of such fields are not convincing enough. The problem of observational manifestations of the small-scale magnetic field evolution is discussed.

**Ключевые слова:** Солнце, магнитные поля, пространственно неразрешимая структура, килогауссовые поля.

---

## 1 Введение

В настоящее время мельчайшие неоднородности солнечных магнитных полей (их характерный размер  $d \leq 50$  км) еще не разрешаются пространственно при прямых наблюдениях на крупнейших солнечных телескопах (Бергер и др., 2004). По образному изречению Стенфло (1989), метод “грубой силы” (т. е. прямого пространственного разрешения) пока еще не действует. Нужны какие-то косвенные, более тонкие методы для измерений действительных величин магнитного поля в субтелескопических масштабах.

Один из таких методов – метод “отношения линий” (Stenflo, 1973). В нем используются две спектральные линии, имеющие близкие глубины формирования и температурные чувствительности, но различные факторы Ланде. Наиболее часто используемые для этой цели линии FeI 5247.1 и 5250.2 Å, имеющие факторы Ланде  $g = 2.0$  и  $3.0$  соответственно. Оказалось, что измерения продольного магнитного поля  $H_{\parallel}$  по этим линиям систематически различаются: линия с большим фактором Ланде дает меньшее измеренное поле. При слабых и умеренных магнитных полях ( $< 500$  Гс) этого не должно быть, так как стандартная процедура калибровки измерений автоматически учитывает различия в факторах Ланде. Но поскольку эффект

расхождений в полях  $H_{\parallel}$  (5247.1) и  $H_{\parallel}$  (5250.2) имеет место, был сделан вывод о существовании на Солнце (даже в сугубо “спокойных областях” – в фотосферной сетке) каких-то чрезвычайно мелкомасштабных полей, имеющих фактические напряженности в диапазоне 1.1–2.3 кГс, т. е. “килогауссового” диапазона (Стенфло, 1973; Виер, 1978; Рачковский и Цап, 1985 и др.).

Выводы метода “отношения линий” подвергались критике в основном в двух работах: Семелем (1986) а также Зириным и Камероном (2002). В первом случае использовалась альтернативная интерпретация наблюдений Фразье и Стенфло (1978), а во втором – собственные наблюдения авторов указанной работы с помощью спектровидеомагнитографа. Семель (1986) получил удовлетворительное согласие наблюдений и расчетов в предположении, что в солнечных факелах имеются пространственно неразрешимые магнитные структуры не с килогауссовыми, а с субкилогауссовыми полями (с напряженностью около 700 Гс). Зирин и Камерон (2002) повторили наблюдения в линиях FeI 5247.1 и 5250.2 Å (по методике, близкой к примененной Стенфло (1973)) и пришли к выводу, что нет указаний относительно насыщения измеренных потоков в диапазоне полей свыше 500 Гс. Они считают, что “...невидимые поля килогауссовой величины, постулированные Стенфло, не существуют в этих слабых элементах поля”.

Цель настоящего рассмотрения – выяснить, насколько обоснованными являются эти заключения, и наметить перспективы дальнейших исследований.

## 2 Анализ работы Зирина и Камерона (2002)

Авторы используют спектровидеомагнитограф обсерватории Биг Бэр, снабженный видеокамерой и узкополосным фильтром (с шириной полосы пропускания 150 мÅ), позволяющими наблюдать солнечные магнитные поля с высоким пространственным и временным разрешением. В отличие от классического магнитографа типа Беккока (1953), этот инструмент является, по существу, фильтровым магнитографом, т. е. магнитографом, в котором узкая спектральная область выделяется не дифракционным спектрографом, а узкополосным фильтром. Именно с учетом этого обстоятельства и был развит соответствующий метод анализа.

Зирин и Камерон (2002) записывают сигнал их инструмента  $M_{\lambda_I}$  в линии  $\lambda_I$  в виде:

$$M_{\lambda_I} = \int_{\lambda_l}^{\lambda_{v=0}} V / g_{\lambda_I} d\lambda - \int_{\lambda_{v=0}}^{\lambda_r} V / g_{\lambda_I} d\lambda, \quad (1)$$

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) ширины пропускания фильтра, здесь усредняется вся круговая поляризация и в сфере обоих крыльев линии, и в прилегающем к крыльям спектральном континууме.

При отсутствии зеемановского “насыщения” (линейный режим)

$$V = -\alpha_m \Delta\lambda_H \frac{\partial I_m}{\partial \lambda}, \quad (2)$$

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

$$\Delta\lambda_H = z\lambda^2 B = 4.67 \times 10^{-13} \lambda^2 g B. \quad (3)$$

В формуле (3) параметр  $I_m$  есть стоксовый профиль  $I$  магнитной компоненты. Попутно заметим, что, строго говоря, в формуле (3) недостает еще множителя  $\cos\gamma$ , где  $\gamma$  – угол между силовой линией магнитного поля и лучом зрения. Тем не менее, поскольку в методе отношения линий 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:

$$M = 2\alpha_m z \lambda^2 B (I_m(\infty) - I_m(0)) = 2\alpha_m z \lambda^2 B D_m, \quad (4)$$

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 величины  $\lambda$  и  $D_m$  практически совпадают (с точностью 1–2 %), так что указанный множитель отличается для этих линий в основном из-за  $z$ , т. е. факторов Ланде линий.

Из формул (2)–(4) следует, что вклад фонового поля авторы указанной работы не учитывают – иными словами, он полагается равным нулю. Заметим, что такое предположение значительно упрощает задачу, однако противоречит данным других авторов, полученным методом отношения линий. В работе Лозицкого и Цапа (1989) показано, что в спокойных областях Солнца магнитный поток фонового поля составляет почти половину общего потока через входную апертуру инструмента.

По измерениям, выполненным Зириным и Камероном (2002) на их инструменте (см. 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 (1973, 1979) и другие авторы при использовании классического метода “отношения линий”.

Зириным и Камероном (2002) 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, хотя оно было 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 (т. е. 300 Гс).

Анализируя эту работу, укажем, прежде всего, на вероятную методическую причину отличия выводов ее авторов от других исследователей. Напомним, что 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, полученные из наблюдений 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 зеэмановского расщепления. Если же, не

имея таких данных, анализировать лишь усредненную поляризацию и интенсивность по широким интервалам 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.

Поскольку в спектровидеомагнитографе усреднение сигналов производится на участке ширины пропускания фильтра (15 пм), тогда как при поле в 100 мТл (1000 Гс) соответствующее зеемановское расщепление для линии FeI 525.02 составляет 3.9 пм, в общем неудивительно, что Зирин и Камерон (2002) “не заметили” килогауссовые поля.

Эти предположения были проверены численными расчетами. Отношение измеренных в линиях FeI 5247.1 и FeI 5250.2 полей рассчитывалось на основании решения уравнения переноса излучения в магнитоактивной среде (Рачковский, 1967):

$$\cos \theta \frac{I_{\pm}(\tau, \theta)}{d\tau} = (1 + \eta_0 \sigma_{\pm}) I_{\pm} - (1 - \varepsilon) \eta_0 \frac{3}{8\pi(k_l + k_r + k_p)} \int_{4\pi} (\sigma_+ I_+ + \sigma_- I_-) d\omega - \frac{1}{2} (1 - \varepsilon \eta_0 \sigma_{\pm}) (1 + \beta \tau) B_0. \quad (5)$$

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 «±»,  $\varepsilon$  – 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 (5) зависит также от параметра  $a$  функции Фойгта и доплеровской ширины контура  $\Delta\lambda_D$ .

Первым этапом в наших вычислениях была возможно более точная подгонка теоретического профиля линии к наблюдаемому. Наблюдаемые профили были получены на башенном солнечном телескопе БСТ-1 Крымской астрофизической обсерватории. Поскольку профили обеих линий FeI 5250 и FeI 5247 оказались практически одинаковыми, рассматривался лишь профиль линии 5250. Для нее были найдены такие аппроксимирующие параметры:  $\eta_0 = 10$ ,  $\varepsilon = 0.05$ ,  $\beta = 2$ ,  $a = 0.35$ ,  $\Delta\lambda_D = 2.5$  пм.

Расчеты отношения сигналов в линиях производились в предположении, что на фоне слабого магнитного поля имеются магнитные элементы с более сильным полем. Кроме того, предполагалось, что в пределах формирования линий магнитное поле постоянно по величине. В этом случае, отношение сигналов определяется отношением:

$$k = \frac{S_L \times V_1(H_L) + S_B \times V_1(H_B)}{S_L \times V_2(H_L) + S_B \times V_2(H_B)} = \frac{1 + x \frac{V_1(H_B)}{V_1(H_L)}}{1 + x \frac{V_2(H_B)}{V_2(H_L)}}, \quad (6)$$

где  $V_1$  и  $V_2$  – параметр Стокса V для линии 525.0 и 524.7 соответственно;  $S_L$ ,  $H_L$ ,  $S_B$ ,  $H_B$  – площадь и напряженность слабого и сильного магнитных полей соответственно. Здесь величина  $x$  определяется выражением:

$$x = \frac{S_B}{S_L}. \quad (7)$$

Результаты сопоставления наблюдаемых и вычисленных отношений сигналов продольного поля в указанных линиях приведены в таблице 1. Для сравнения в этой же таблице приведены также наблюдательные данные, полученные в 1978 и 1991 гг. Для наглядности на рис. 1 эти данные сопоставлены с теоретическими для случая  $\Delta\lambda_D = 2.2$  пм,  $x = 0.012$  и  $H_B = 5 \div 200$  мТл.

На основании всех полученных нами зависимостей, подобных представленной на рис. 1, можно сделать такие выводы.

Во-первых, действительные напряженности в сильной компоненте  $H_B$  должны быть в довольно узком интервале ДНВ, примерно 20 мТ. Действительно, из рис. 1 мы видим, что все полученные из наблюдений зависимости  $k = f(\Delta\lambda)$  группируются в довольно узкой и практически прямолинейной полосе, ширина которой примерно соответствует ошибкам наблюдений. Здесь все теоретические зависимости для  $H_B < 100$  мТл и  $H_B > 120$  мТл идут мимо этой 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 (табл. 1), тем не менее интервал вероятных значений ДНВ остается и тогда достаточно узким, около 20 мТ.

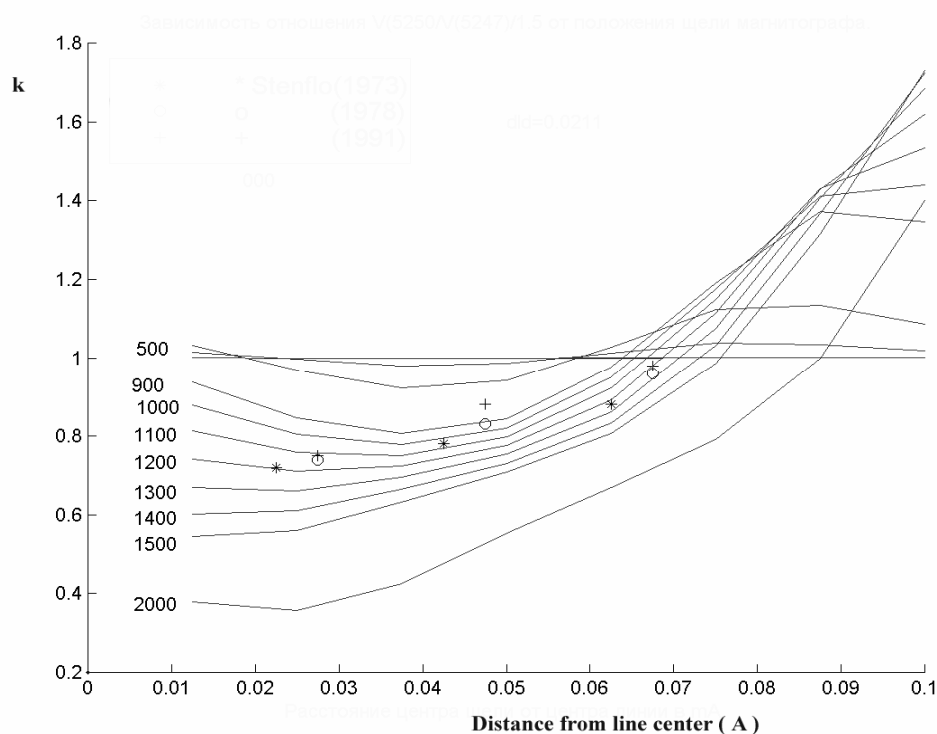
**Таблица 1.** Сопоставление полученных из наблюдений значений параметра  $k$  с результатами расчетов

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

Во-вторых, наши наблюдения свидетельствуют в пользу существенного вклада в магнитографические сигналы также более слабой компоненты магнитного поля. Действительно, если для краткости переобозначить  $\Delta\lambda \equiv l$ , то для полученной из наблюдений 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 1), так что мы имеем все большее приближение к полученной из наблюдений 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, если предположить прямоугольную форму бокового распределения магнитного поля в каждом элементе. При рассмотрении более реалистичного распределения магнитного поля получаем примерно в 1.5 раза более сильные поля (Лозицкий и Цап, 1989). Наилучшее согласие теории и наблюдений выполняется при  $\Delta\lambda_D = 2.5$  пм, что соответствует эффективной температуре  $T \approx 6000 \pm 600$  К. Оказалось также, что вариация параметров линии  $\eta$ ,

$\varepsilon$ ,  $\beta$ ,  $a$  и  $\Delta\lambda_D$  весьма незначительно (примерно на 10–15 %) влияет на величину  $H_B$ . Теория определенно 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 (2004) о том, что в сетке и внутрисеточных областях имеется повсеместная 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.



**Рис. 1.** Сопоставление полученных из наблюдений и теоретических зависимостей параметра  $k$  от расстояния от центра линии. Здесь  $\circ$  и  $+$  – данные наблюдений на магнитографе КрАО в 1978 и 1991 гг.,  $*$  – наблюдения Стенфло (1973). Теоретические зависимости показаны тонкими линиями с указанием величины магнитного поля в Гс

Рис. 1 позволяет объяснить также результат  $M_{5247} / M_{5250} \approx 1$ , полученный Зириным и Камероном (2002). Действительно, из этого рисунка 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 были 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 Зирина и Карона (2002). Таким образом, результаты этой работы имеют весьма естественное объяснение, которое вовсе не исключает существования мелкомасштабных силовых трубок с килогауссовой напряженностью.

### 3 Модель Семеля (1986)

Семелем (1986) использована схема расчетов, предложенная Stenflo (1973). Магнитное поле предполагалось двухкомпонентным, состоящим из мелкомасштабной компоненты с более сильным полем и более слабой фоновой компоненты противоположной полярности. Доплеровские ширины  $\Delta\lambda_D$  линий FeI 5250 и FeI 5247 в фоновой компоненте считались равными 3.19 пм, тогда как в сильной компоненте – 5 пм. Постоянная затухания в обеих компонентах принималась равной  $a = 0.2$  при коэффициенте поглощения  $\eta_0 = 2.2$  в фоновой компоненте и  $\eta_0 = 0.5$  в сильной компоненте. Считалось, что напряженность фонового поля (по модулю) пропорциональна магнитному полю в сильной компоненте:  $B_i = -bB_0$ .

Семель (1986) показал, что если  $b = 0$  (т. е. отсутствует вклад фонового поля), то рассчитанные зависимости заметно отличаются от полученных из наблюдений: возникает их характерный дугообразный вид, заметный также на рис. 1. Однако при  $b = 0.2$  теоретические значения отношения  $k = H_{\parallel}(525.02)/H_{\parallel}(524.71)$  достаточно хорошо соответствуют полученным из наблюдений. При этом напряженность магнитного поля в сильной компоненте оказывается равной  $B_0 = 675$  Гс.

Поскольку в работе Семеля значения  $k$  даны лишь для четырех значений расстояния от центра линии  $\Delta\lambda$ , нами были выполнены дополнительные расчеты также для промежуточных расстояний. Результаты представлены на рис. 2 вместе с данными наблюдений, а также расчетами для других моделей магнитного поля.

Из рис. 2 видно, что модель Семеля (1986) дает зависимость (представленную здесь пунктиром 4), которая хотя и проходит весьма близко от четырех точек, полученных Фразье и Стенфло (1978), но имеет слишком волнистый, несколько неустойчивый ход. Хотя, правда, теоретическая зависимость Фразье и Стенфло (1978), показанная кривой 3, вообще расходится с 4-й точкой ( $\Delta\lambda \approx 100$  мА), полученной из наблюдений.

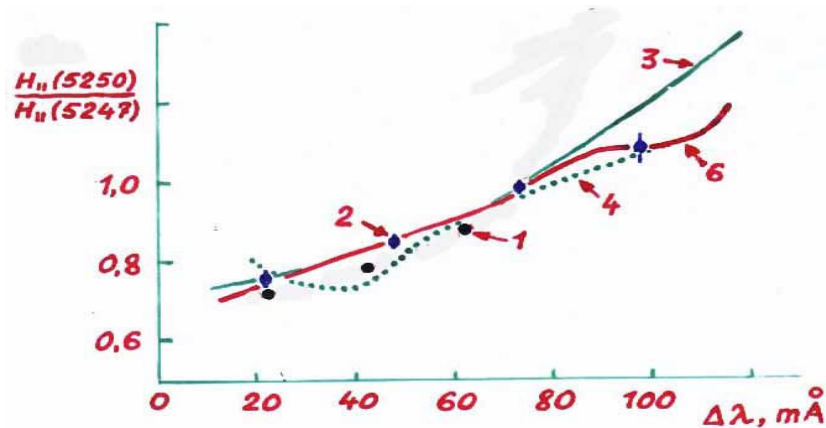
Для согласования теоретических зависимостей с полученными из наблюдений был произведен в предположении трехкомпонентной структуры магнитного поля. Оказалось, что можно получить полное согласие теории и наблюдений, если считать, что в фоновом поле напряженности  $B_i$  имеются мелкомасштабные силовые трубки двух типов: с полем  $B_1 = 1.9$  кГс и полем  $B_2 = 3.6$  кГс. Как и в работе Лозицкого и Цапа (1989), напряженность фонового поля пропорциональна здесь фактору заполнения, а боковой профиль поля близок к профилю поля в порах. Заметим, что использованное здесь предположение о двух типах (модах) силовых трубок согласуется с данными спектральных наблюдений (Лозицкий, 1986; Соловьев и Лозицкий, 1986), согласно которым в мелкомасштабных полях может существовать дискретность напряженностей на осях соответствующих силовых трубок.

Были рассчитаны также профили параметра Стокса  $V$  (рис. 3). Видно, что модель Семеля (1986) дает картину типа “двойной волны” (благодаря депрессии на  $\Delta\lambda \approx 40$  мÅ), которая не видна ни у полученных из наблюдений профилей, ни у теоретических профилей, рассчитанных нами в предположении трехкомпонентной модели.

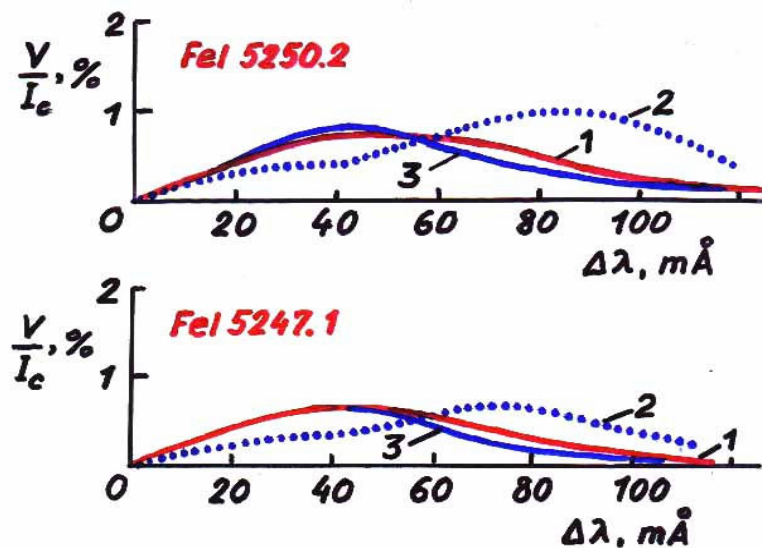
Таким образом, в целом модель Семеля (1986) не согласуется со всеми имеющимися в настоящее время наблюдательными данными, и поэтому следующий из нее вывод о субкилогауссовом диапазоне напряженностей мелкомасштабных полей следует считать необоснованным.

### 4 Заключение и дискуссия

Несмотря на то, что в последнее время предложены новые методы измерений мелкомасштабных полей, классический метод отношения напряженностей в линиях FeI 5247.1 и 5250.2 все еще остается привлекательным для диагностики субтелескопических структур. Это



**Рис. 2.** Сопоставление полученных из наблюдений и теоретических зависимостей параметра  $k$  от расстояния от центра линии. Здесь 1 – наблюдения Стенфло (1973), 2 – наблюдения Фразье и Стенфло (1978), 3 – модель Фразье и Стенфло (1978), 4 – модель Семеля (1986), 6 – расчеты настоящей работы для трехкомпонентной модели (см. текст).



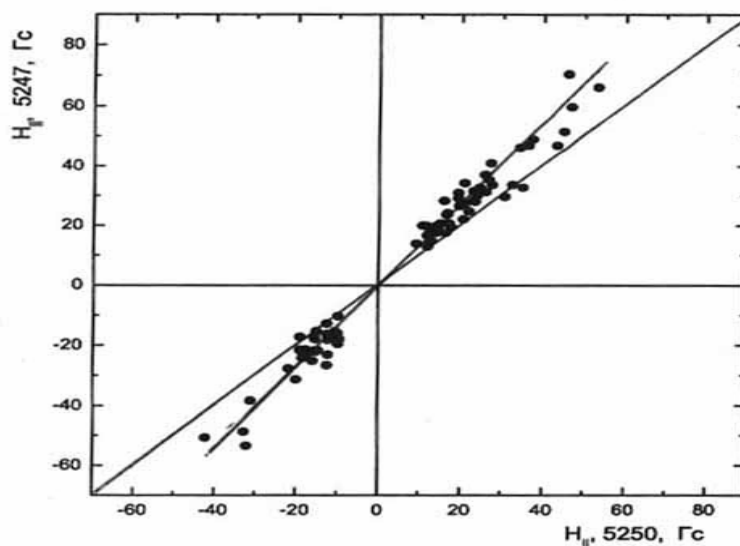
**Рис. 3.** Полученные из наблюдений и теоретические профили круговой поляризации: 1 – параметр Стокса  $V$  в факелах согласно данным Фурье-спектрометра (Стенфло и др., 1984), 2 – модель Семеля (1986), 3 – расчеты настоящей работы в предположении трехкомпонентной модели (слабое фоновое поле + мелкомасштабное поле  $H_1 = 1900$  Гс + мелкомасштабное поле  $H_2 = 3600$  Гс).

связано с тем, что к настоящему времени имеются лишь отрывочные данные о мелкомасштабных полях, полученные одним и тем же методом. По таким данным невозможно проследить, например, возможные эволюционные изменения характеристик мелкомасштабных полей в течение солнечного 11-летнего цикла. Для солнечных пятен такие изменения действительно существуют (Лозицкая, 2005), и вполне возможно, что они имеют место 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 Стенфло (1973) могут служить основой для соответствующего банка данных.

В частности, важно исследовать вид “диаграмм рассеяния” (рис. 4) в линиях FeI 5247.1 и 5250.2 в спокойных областях (сетке), а также на разных стадиях возникновения, развития и распада активных областей.



**Рис. 4.** “Диаграмма рассеяния” значений напряженностей в линии 5247 относительно линии 5250, полученная одним из авторов (Т.Т. Цап) на магнитографе КрАО. Видно, что большинство точек группируются вдоль прямой с наклоном, отличным от  $45^\circ$ , хотя отдельные точки ложатся на прямую именно с таким наклоном, что может указывать на присутствие субкилогауссовых полей в апертуре инструмента.

По данным различных авторов получалось, что все данные очень тесно группируются вдоль прямой линии с небольшим разбросом. Это может указывать на то, что для интерпретации наблюдений достаточно одной модели. Значит ли это, что в субтелескопических магнитных элементах всегда одинаковые напряженности? Если это так, то почему мы “не видим” эволюционных изменений?

В этом отношении интересно, что при наблюдениях на двойном магнитографе КрАО были зафиксированы случаи, когда некоторые единичные точки все-таки ложатся на прямую с наклоном  $45^\circ$ . Это может означать, что а) либо щель магнитографа попадала в места, где вообще не было мелкомасштабных структур с килогауссовыми полями, либо б) это были места, где мелкомасштабные структуры только-только начали образовываться, и напряженность в них еще не достигла килогауссовых значений. Если последнее верно, то могут быть справедливы некоторые теоретические модели, согласно которым тонкие силовые трубки образуются движениями плазмы непосредственно в поверхностных слоях атмосферы Солнца (Шюсслер, 2003). Здесь, очевидно, необходимы дополнительные исследования.

## Литература

- Бабкок (Babcock H. W.) // *Astrophys. J.* 1953. V. 118. P. 387.
- Бергер и др. (Berger T.E., Rouppe van der Voort L.H.M., Lofdahl M.G. et al.) // *Astron. Astrophys.* 2004. V. 428, P. 613.
- Виер (Wiehr E.) // *Astron. Astrophys.* 1978. V. 69. No 2. P. 279.
- Гарви и Ливингстон (Harvey J. and Livingston W.) // *Solar Phys.* 1969. V. 10. P. 283.
- Зирин и Камерон (Zirin H., and Cameron R.) // *IL Nuovo Cimento.* 2002. 25 C. No. 5–6. P. 557.
- Лозицкая (Lozitska N.I.) // *Kinem. & Physics of Celest. Bodies. Suppl.* 2005. P. 151.
- Лозицкий В.Г. // *Кинематика и физика небес. тел.* 1986. Т. 2. № 1. С. 28.
- Лозицкий В.Г., Цап Т.Т. // *Кинематика и физика небес. тел.* 1989. Т. 5. № 1. С. 50.
- Рачковский Д.Н. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1967. Т. 37. С. 56.
- Рачковский Д.Н., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1985. Т. 71. С. 79.
- Семель (Semel M.) // *Proc. Workshop in Göttingen.* 1986. P. 39.
- Сокас-Наварро и Литес (Socas-Navarro H. and Lites B.W.) // *Astrophys. J.* 2004. V. 616. P. 587.
- Соловьев А.А., Лозицкий В.Г. // *Кинематика и физика небес. тел.* 1986. Т. 2. С. 80.
- Стенфло (Stenflo J.O.) // *Astron. Astrophys. Rev.* 1989. V.1. P. 3.
- Стенфло (Stenflo J.O.) // *Solar Phys.* 1973. V. 32. P. 41.
- Стенфло Дж.О. // *Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце В сб. “Проблемы солнечной активности”*. М.: “Мир”. 1979. С. 75.
- Стенфло и др. (Stenflo J.O., Harvey J.W., Brault J.W., Solanki S.) // *Astron. Astrophys.* 1984. V. 131. P. 333.
- Фразье и Стенфло (Frazier, E.N. and Stenflo J.O.) *Astron. Astrophys.* 1978. V. 70. P. 789.
- Шюсслер (Schüssler M. et al.) // *Astrophys J.* 2003. V. 597. L. 173.