

Солнца. Поскольку в настоящей работе также найдены особенности в распределениях пятен в 17, 18 и 22 циклах, то это может быть следствием таких изменений дифференциального вращения Солнца.

2. Возможно, эти особо большие пятна образовались в дискретной области конвективной зоны, где условия генерации сильных магнитных полей существенно отличаются от обычных. При подъеме соответствующих магнитных комплексов на поверхность, они при прохождении через толщу конвективной зоны частично меняли статистику обычных пятен (как предположено выше).

3. Особо большие пятна могут быть своеобразными кусками «реликтовых» магнитных полей солнечного ядра, всплывающих на поверхность транзитом сквозь зону лучистого переноса и конвективную зону.

На данный момент, по-видимому, еще рано судить, какая из этих гипотез представляется более вероятной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Бабій В.П., Лозицький В.Г.* Особливості інтегрального розподілу діаметрів сонячних плям у 20-23 циклах сонячної активності // Вісник Київського нац. ун-ту ім. Т.Шевченка. Астрономія. – 2009. – Вип. 45. – С. 43–46.
2. *Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 296 с.
3. *Гершберг Р.Е.* Вспыхивающие звезды малых масс. – М.: Наука, 1978. – 127с.
4. *Ишков В.Н.* Двадцать третий цикл солнечной активности // Земля и Вселенная. – 2001. – № 2. – С. 3–12.
5. *Курочка Л.Н.* Распределение по энергиям 15000 солнечных вспышек // Астрон. журн. – 1987, Т. 64, № 2. – С.
6. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. – М.: Наука, 1985. – 256 с.
7. *Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.* Развитие диффузионной модели солнечного цикла: новый взгляд на структуру и природу хэйловской магнитной пары // Труды IX Пулковской Международной конференции по физике Солнца “Солнечная активность как фактор космической погоды”, ГАО РАН, Санкт-Петербург, 4-9 июля 2005 г. – С. 447–452.
8. *Javaraiah J.* Prediction of strengths of long-term variations in sunspot activity // Solar Phys. – 2003. – Vol. 212. – P. 23–49.

УДК 523.98

*А. В. Баранов, Л. Ф. Лазарева*

#### АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛИНИЙ Fe I 609.365 и 609.437 нм В СПЕКТРАХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Для измерения магнитного поля в пятнах часто используют линии с малым фактором Ланде  $g$ , в частности Fe I  $\lambda\lambda$  609.37 ( $g=0.33$ , линия 1) и 609.42 ( $g=-0.25$  нм, линия 2). Они показывают в пятне расщепление одного знака. Для анализа этого эффекта выполнено интегрирование уравнений переноса излучения. Изменение температуры с  $\tau$  полагалось равным  $\Theta(\tau) = \Theta_p(\tau) + \Delta\Theta$  в модели пятна Книра. Форма  $g_v$ -профилей зависит от  $\Theta(\tau)$  и при определенных условиях они могут показать расщепление другого знака. Причина – структура расщепления линии: ((-11, 0), -7, 4, 15)/6 с интенсивностью компонент ((6, 4), 6, 3, 1)/20 соответствует линии излучения. Если же профили заданы формулами Унно, магнитное поле продольно,  $\mu = \cos\theta = 1$ ,  $\beta_0 \gg 1$  имеем  $g_v = 0.5[1/(1 + \eta_r) - 1/(1 + \eta_l)]$ ,  $\eta_l$  и  $\eta_r$  – отношения коэффициентов поглощения в группах  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$ -компонентов к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Если для самого слабого из  $\sigma_-$ -компонент линии  $\eta_0 > 10$ , то «солнечное» значение  $g \approx 0.6$ . Кажущийся рост  $g$  в 2 раза отмечен и для линии 1.

Большинство исследователей физических условий в солнечной атмосфере предпочитают использовать, при измерении напряженности магнитного поля  $H$  и лучевых скоростей  $V_z$ , спектральные линии с большим фактором Ланде. Однако оптимальным подобный выбор является не всегда. Так, для широко используемых линий Fe I 525.02 и 630.25 нм в магнитографических измерениях возникают определенные сложности использования калибровочной кривой при измерениях напряженности магнитного поля в солнечном пятне, возникающие из-за смещения точки максимальной крутизны профиля линии по отношению к щели магнитографа. По той же причине

возникают неопределенности измерения лучевой скорости. В ряде случаев бывает предпочтительнее, для измерения продольной составляющей магнитного поля и лучевой скорости в пятнах в областях сильного магнитного поля, использовать линии с малым фактором Ланде  $g$ , которых в солнечном спектре достаточно много. Так, в диапазоне длин волн 605.6 – 617.5 нм линий с  $g \geq 1.5$ , пригодных для измерения магнитных полей, по нашим оценкам, насчитывается 12. В этом же диапазоне длин волн присутствует 15 линий с  $g \leq 1$ .

Интерес представляют расположенные рядом по длине волны линии Fe I  $\lambda\lambda$  609.365 и 609.437 нм. Они принадлежат одному мультиплету и имеют самые маленькие факторы Ланде в указанном диапазоне длин волн. Данные о них сведены в таблицу, где также приведена линия Fe I  $\lambda\lambda$  609.825 нм, использованная нами для сравнения с профилями круговой поляризации  $g_v$  указанных линий.

**Таблица**

N	Линия, Нм	Мультиплет	$e_i$ , эВ	$Lg(gf)_i$	$D_i$ , ph	$W_i$ , ph $\text{m}\text{\AA}$	$h$ , км	$g_t$	$g_e$	$g_{ph}$
1	609.365	1177	4.61	-1.44	0.300	26.5	147	0.33	0.33	0.7
2	609.437	1177	4.65	-1.64	0.189	19.6	134	-0.25	-0.22	0.6
3	609.825	1200	4.56	-1.88	0.155	14.5	133	1.67	-	-

В таблице обозначено:  $g_t$  – теоретические (эффективные) факторы Ланде линий,  $g_e$  – их экспериментальные значения,  $g_{ph}$  – значения фактора Ланде, оцениваемые из наблюдений солнечных магнитных полей [12]. Остальные обозначения общеприняты, а величины  $D$ ,  $W$  и  $h$  приведены для невозможной фотосферы согласно [4].

Анализируя данные таблицы, можно видеть, что теоретические и лабораторно полученные факторы Ланде близки. В то же время, анализ профилей интенсивности  $g_i$  и  $g_v$  – профилей в сильном факеле, проведенный с помощью Фурье-спектрометра [11,12], показал, что факторы Ланде линий 1 и 2 значительно выше, причем у линии 2 он вообще имеет другой знак. Подобная же картина – другой знак фактора Ланде в линии 2 – отмечена и в [6] при анализе  $g_v$  – профилей в тени солнечных пятен.

Мы решили проанализировать  $g_v$  – профили Стокса этих линий. Обработывались поляризационные спектрограммы высокого качества, полученные на Уссурийской астрофизической обсерватории в августе-октябре 1989 г. Материал получен на ГСТ АЦУ-5 в купе со спектрографом АСП-20. Дисперсия в диапазоне длин волн 605.6 – 617.5 нм составляла 2.44 мм/ $\text{\AA}$ , полуширина инструментального контура 26  $\text{m}\text{\AA}$ . Использована поляроидная оптика, состоящая из пластинки  $\lambda/4$  и призмы Волластона.

Проанализированы спектрограмм 10 крупных (более 400 м.д.п.) солнечных пятен. Результаты анализа таковы. Всего из 10 случаев в 3 отмечена форма  $g_v$  – профилей Стокса линии 2, которая соответствует отрицательному значению фактора Ланде линии, что находится в согласии с лабораторными и теоретическими значениями величины. В 5 случаях  $g_v$  – профили Стокса линии 2 соответствует положительному значению фактора Ланде линии, в двух – отрицательному, в трех наблюдаемые  $g_v$  – профили Стокса показывали структуру, по которой уверенно говорить о его знаке нельзя. Здесь следует отметить тот факт, что величина расщеплений линий 1 и 2 в поле напряженностью 2600 Э, если верить теоретическим и лабораторным  $g_i$ , составляют 15.0 и 11.2 миллиангстрем соответственно. Это ненамного выше, чем реально измеряемые величины  $g_v$  – профилей при наблюдениях фотографическим методом. Отметим, что при фотометрии спектров шаг вдоль дисперсии в нашем случае составлял около 4  $\text{m}\text{\AA}$  и, соответственно, суммарная ошибка при совмещении ортогональных спектров может достигать 8  $\text{m}\text{\AA}$ , что сравнимо с самим расщеплением линии 2. Кроме того, линии 1 и 2 в спектрах солнечных пятен профили Стокса имеют малую глубину (остаточная интенсивность  $g_i \geq 0.8$ ) и, соответственно, ошибка определения формы  $g_v$  – профилей может оказаться значительной. То же, видимо, справедливо и для измерений, представленных в [6].

Мы провели сравнение экспериментальных и теоретических  $g_v$  – профилей линий для тени солнечных пятен. Было выполнено численное интегрирование системы уравнений переноса излучения в линиях с учетом аномальной дисперсии для моделей пятен Книра, Мое-Мальтби и Стельмахера-Вира. Для сравнения профили рассчитаны также и для модели фотосферы Нолму. Использовались свод-

ные таблицы параметров моделей, приведенные в [8]. Расчет выполнен для случаев  $H=2100$  и  $2600$  Э. постоянных по высоте, угол наклона силовых линий магнитного поля к лучу зрения в первом случае полагался равным  $\gamma=60^\circ$ , во втором принималось значение  $\gamma=30^\circ$ . Значения микротурбулентной скорости принималось равным  $1$  км/сек. Шаг вдоль дисперсии, составляла  $4$  мÅ.

Основные результаты расчетов таковы.

Для линии 1 расстояние максимума  $r_v$  –профиля от её центра при  $H=2100$  Э и  $\gamma=60^\circ$  близко для всех моделей, в том числе и модели фотосферы, и составляет  $64-72$  мÅ. Эта величина, выраженная в единицах измерения напряженности магнитного поля, при использовании лабораторных факторов Ланде составляет  $11400-12400$  Э. Понятно, что это не истинная величина напряженности поля.

Для линии 2 расстояние максимума  $r_v$  –профиля от её центра составляет  $64-72$  мÅ.

Мы видим, что несмотря на заметные различия факторов Ланде линий, расстояния максимумов  $r_v$  –профиля от центра линии примерно одинаково, хотя сами  $r_v$  –профиля имеют различный знак. Указанные величины вполне согласуются с картиной, описанной нами в [1], где отмечено, что при малых расщеплениях спектральной линии поглощения в условиях солнечной атмосферы, положение максимума  $r_v$  –профиля слабо зависит от напряженности и угла наклона силовых линий магнитного поля и, в основном, определяется значением доплеровской полуширины линии.

В [2] нами было показано, что форма профилей Стокса магнитоактивных линий в солнечном активном образовании сильно зависит от температурного распределения с высотой  $T(\tau)$ . Поэтому мы выполнили ряд расчетов для случая, когда изменение температуры с оптической глубиной  $\tau$  меняется по закону

$$\Theta(\tau) = \Theta_p(\tau) + \Delta\Theta, \quad \Theta(\tau) = 5040 / T(\tau), \quad (1)$$

где  $\Theta_p(\tau)$  определяется конкретной моделью пятна. В нашем случае использовалась модель пятна Книра [8,10]. Величина  $\Delta\Theta$  варьировалась от  $0$  до  $-0.4$ . При этом предполагалось, что  $H=2600$  Э и  $\gamma=30^\circ$ . Анализ показал, что в общих чертах картина сохраняется, хотя у ли-

ний 1 и 3 расстояние максимума  $r_v$  –профиля от центра растет до  $\approx 64-72$  мÅ, а положение максимума  $r_v$  –профиля линии 2 остается прежним. Однако у линии 2 начинает проявляться на первый взгляд необычная картина: особенность  $r_v$  –профиля, заключающаяся в том, что в крыле линии профиль меняет знак. Это соответствует не отрицательному фактору Ланде, как это следует из лабораторных измерений и теоретических расчетов, а положительному, как это следует из анализа профилей Стокса в солнечной атмосфере, проведенному в [6,11-12].

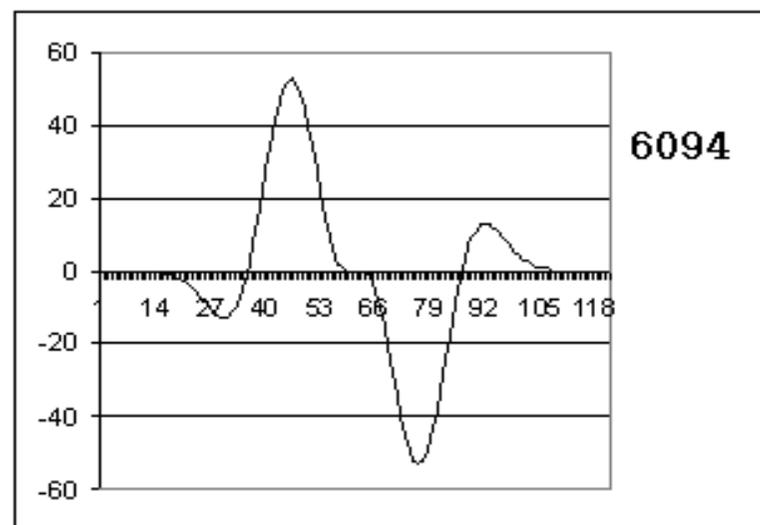


Рис 1.  $r_v$  –профиль линии 6094 для модифицированной модели Книра (см. текст) при  $H=2600$  Э и  $\gamma=30^\circ$ . Мсшаб по горизонтальной оси: 1 деление =  $4$  мÅ, по вертикальной оси данные приводятся в тысячных долях интенсивности непрерывного спектра

Сказанное иллюстрирует рис. 1, на котором приведен расчетный  $r_v$  –профиль линии 2 для случая, когда  $\Delta\Theta$  принято равным  $-0.3$ . Максимальная глубина  $r_v$  –профиля в области его инверсии составляет в нашем случае  $0.25$  от глубины основного максимума ( $r_{vm2} = 1.3\%$  по сравнению с  $5.2\%$ ). Второй максимум находится от

центра линии на расстоянии, в среднем, в 2.1 раза большем, чем основной и если определять по нему эмпирический фактор Ланде, то получится не отрицательное значение, а положительная величина  $g = 0.525$ , что согласуется с найденными в [12] эмпирическими значениями  $g$ . Соответственно, при магнитографических наблюдениях  $H$ , если щель расположена на крыле данной линии, а фактор Ланде принят равным его теоретическому значению  $-0.25$ , мы получим сигнал, соответствующий полю обратной полярности, т. е. картину, аналогичную описанной в [6,11-12].

Расчеты показали, что, непосредственно при  $\Theta_p(\tau)$ , соответствующей моделям пятен и фотосферы [8-10] указанный эффект практически отсутствует. При  $\Delta\Theta = -0.1$  в модели Книра появляются признаки второго максимума,  $r_{vm2} = 0.2\%$ , а максимальные значения  $r_{vm2} = 1.3\%$  достигаются при  $\Delta\Theta$  от  $-0.3$  до  $-0.35$ . Эти значения  $\Delta\Theta$  характерны для полутени [8]. Здесь уместно отметить, что как по нашим расчетам, так и из анализа наблюдений следует, что все данные линии, благодаря значительным потенциалам возбуждения нижнего уровня, усиливаются непосредственно в полутени и ослабевают в тени пятна и в невозмущенной фотосфере. Благодаря этому в тени ряда пятен эффект инверсии  $r_v$ -профиля будет также иметь место, но в этом случае его появление будет преимущественно обусловлено не физическими условиями, а рассеянным из полутени светом. Однако в нашем случае при получении спектрограмм качество изображения было достаточно высоким, чтобы этим эффектом можно было пренебречь. Более реальным нам представляется присутствие в пятне второго компонента, более горячего, чем остальная часть тени. Соответствующие расчеты выполнены нами для двухкомпонентной модели Обридо [8]. Полученная для горячей компоненты модели картина в линии 2 очень хорошо согласуется с картиной, показанной на рис.1, хотя глубина  $r_v$ -профиля в области его инверсии примерно в 2 раза меньше, чем для модифицированной модели Книра.

Попробуем разобраться в причинах найденных расхождений. В работе [6] перечислены возможные причины различия теоретических (экспериментальных) и эмпирических факторов Ланде линии, однако они представляются либо малоубедительными, либо предпо-

лагают «действие частичного эффекта Пашена-Бака в мелкомасштабных особо сильных полях порядка нескольких сот тысяч гаусс» (цитата). На наш взгляд, трудно представить существование в солнечной фотосфере силовой трубки с характерным размером 100 км и подобной напряженностью поля (см. напр. [13]).

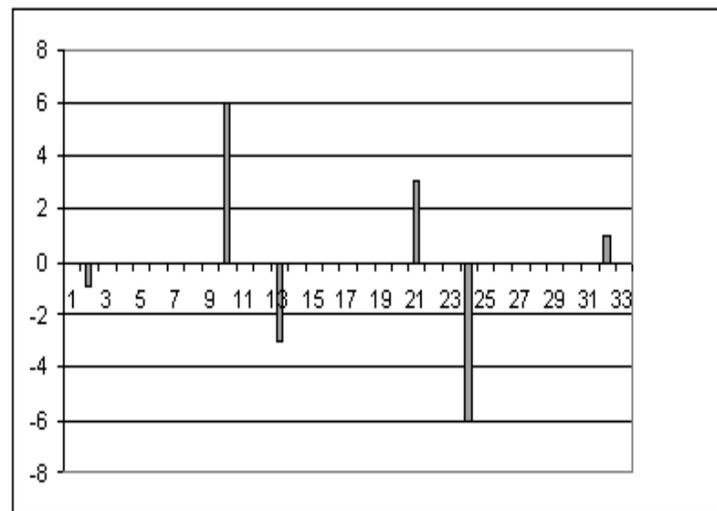


Рис. 2. Теоретическая структура расщепления линии 2. Указаны положения только  $\sigma$ -компонентов линии. Длина вертикальных отрезков пропорциональна интенсивности компонентов. Отрезки разного знака соответствуют  $\sigma$ -компонентам разной круговой поляризации. Картина соответствует чисто продольному полю

Мы будем искать причину несоответствия в свойствах атмосферы и в особенностях расщепления данной линии. Сложная структура расщепления линии может быть представлена следующей схемой, согласно приведенным в [5] условным обозначениям:

$$\frac{(-11, 0), -7, 4, 15}{6}$$

с относительной интенсивностью компонент расщепления

$$\frac{(6, 4), 6, 3, 1}{20}$$

Для наглядности структура расщепления  $\sigma$ -компонентов линии 2 представлена на рис.2.

Здесь необходимо отметить, что расчет структуры линии выполнен согласно [5] для линии излучения. Для фотосферной линии поглощения рис.2 отражает структуру линии излучения и коэффициента поглощения в линии, но никак не структуру самой **линии поглощения**. Сказанное поясним на простом примере. Предположим, что профили линий описываются формулами Унно (см. напр. [8]), магнитное поле продольно,  $\mu = \cos\theta = 1$ , а  $\beta_0 \gg 1$ . Для  $r_v$  –профиля линии в этом случае справедлива формула

$$r_v = \eta_v / [(1 + \eta_l)^2 - \eta_v^2], \quad (2)$$

где

$$\eta_l = (\eta_+ \eta_-) / 2, \quad \eta_v = (\eta_l - \eta_r) / 2. \quad (3)$$

Здесь  $\eta_l$  и  $\eta_r$  – отношения коэффициентов поглощения в  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  компонентах к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Для случая сложных расщеплений величины  $\eta_l$  и  $\eta_r$  представляют собой суммы всех коэффициентов поглощения в  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  компонентах с учетом весов отдельных компонентов и их расстояний от центра линии.

Подставляя (3) в (2), после несложных преобразований имеем

$$r_v = 0.5 (\eta_l - \eta_r) / [(1 + \eta_r)(1 + \eta_l)],$$

или, преобразуя,

$$r_v = 0.5 [1 / (1 + \eta_r) - 1 / (1 + \eta_l)]. \quad (4)$$

Согласно [6] для модели атмосферы Милна-Эддингтона профиль спектральной линии описывается формулой Миннарта:

$$r_i(\lambda) = 1 / (1 + \eta_0 H(a, \lambda)), \quad (5)$$

где  $r_i(\lambda)$  – остаточная интенсивность линии на длине волны  $\lambda$ ,  $\eta_0$  – отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре,  $H(a, \lambda)$  – функция Фойгта, которая при постоянной затухания  $a=0$  совпадает с обыкновенной гауссианой. Очевидно, что в случае, описываемом формулой (4) мы имеем разность двух профилей соответствующих формуле (5) и относящихся к профилям линии в двух разных поляризациях.

Общие предпосылки анализа рассмотрим для случая, описываемого формулой (5).

Предположим, что в линии происходит полное разделение компонентов расщепления. В этом случае приведенная формула будет справедлива для каждого из компонентов расщепления в отдельности. Если предположить для самого слабого из  $\sigma$ -компонентов линии величину  $\eta_0$  порядка 10, что, согласно реальным расчетам, близко к истине, то остаточные интенсивности всех трех компонентов будут меньше 0.1, а их глубины – больше 0.9, то есть примерно одинаковы. Исходя из этого, по аналогии с линией излучения, определим эффективный фактор Ланде линии поглощения по формуле

$$g_{\text{eff}} = (\sum g_i \cdot d_i) / (\sum d_i),$$

которая отличается от аналогичной формулы монографии [5] тем, что в ней задействованы глубины компонентов линии поглощения, тогда как в формуле из [5] даны интенсивности компонентов линии излучения. Для  $\eta_0 = 10$ , используя даваемые теорией расстояния компонентов расщепления от центра линии, получаем значение  $g \approx 0.62$ , что очень хорошо согласуется с полученным в [12] значением. Несмотря на примитивность проведенной оценки, она показывает, что возможно построение такой модели активного образования, в которой линия со сложным расщеплением имеют такие изменения профилей Стокса, которые не соответствуют их лабораторным и теоретическим факторам Ланде для линии излучения.

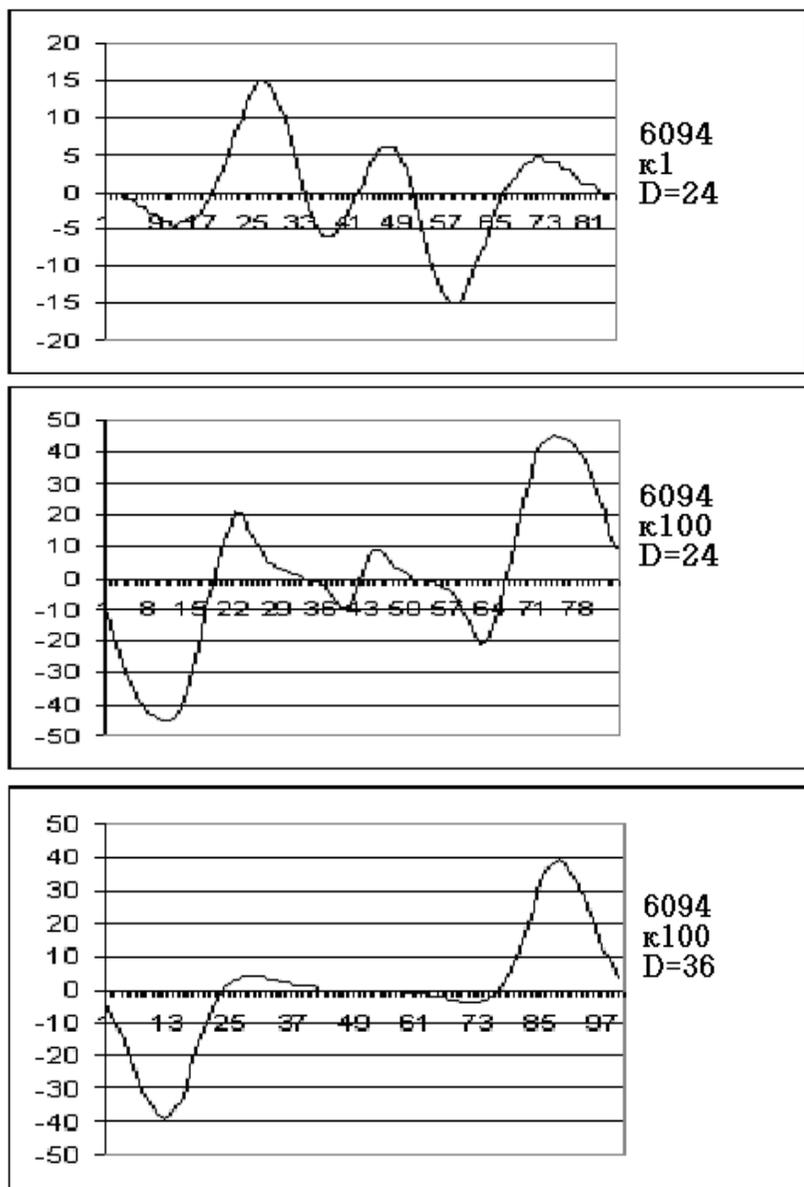


Рис. 3. Пояснения в тексте

Кроме того, возникает вопрос о правомерности использования эффективных факторов Ланде для линий со сложным расщеплением, не имеющих компактных групп  $\sigma$ -компонентов. Подобный же вывод был получен нами при анализе профилей Стокса линий со сложной структурой расщепления в [3]. Понятно, что для  $r_v$ -профиля, рассчитанного по формуле (4) можно оценить, что значение «солнечного» фактора Ланде линии будет примерно той же величины. Покажем это на конкретных примерах. На рис.3 а,б приведены  $r_v$ -профили линии 2, рассчитанные по формуле (4) для случая  $N=2600$  Э,  $\eta_0=1$  и 100 и доплеровской полуширины  $\Delta\lambda_D=24$  mÅ. На рис. 3 с с показан профиль линии 2 при  $N=2600$  Э,  $\eta_0=100$  и доплеровской полуширине  $\Delta\lambda_D=36$  mÅ. Хорошо заметно, что  $r_v$ -профили сильно зависят как от  $\eta_0$ , так и  $\Delta\lambda_D$ . Очевидно, что подбирая эти параметры (включая также коэффициент потемнения к краю солнечного диска  $\beta_0$ , который влияет только на глубину, но не форму  $r_v$ -профиля) мы задаем определенную модель атмосферы, в данном случае Милна-Эддингтона, которая полностью объясняет наблюдаемую форму  $r_v$ -профиля, не предполагая каких-либо существенных нарушений LS-связи. Понятно, что и более реалистические модели атмосферы могут показывать картину инверсии  $r_v$ -профиля и кажущегося изменения фактора Ланде от отрицательного на заметное положительное значение.

Картина кажущегося роста фактора Ланде примерно в 2 раза отмечается для линии 1.

Это иллюстрирует рис. 4, на котором приведен  $r_v$ -профиль линии 1 для теоретической структуры расщепления (LS-связь) при  $N=2600$  Э,  $\eta_0=100$ , доплеровской полуширины  $\Delta\lambda_D=36$  mÅ и модели Милна-Эддингтона.

Описываемая картина подтверждает данные нашей работы [3] о том, что при использовании в измерениях солнечных магнитных полей линий со сложной структурой расщепления необходимо сравнение их измеряемых профилей Стокса с рассчитанными теоретически.

То обстоятельство, что в поляризационных спектрах отмечается наличие  $r_v$ -профилей линии 2 разного знака, может вполне логично объясняться определенными физическими условиями в атмо

сфере пятна, но никак не нарушениями рессел-саундеровской связи, которые нужно предполагать для получения фактора Ланде  $\sim 0.6$ . Последнее предположение не может объяснить наличие в магнитном поле одной полярности  $\gamma_v$  –профилей разного знака у одной линии.

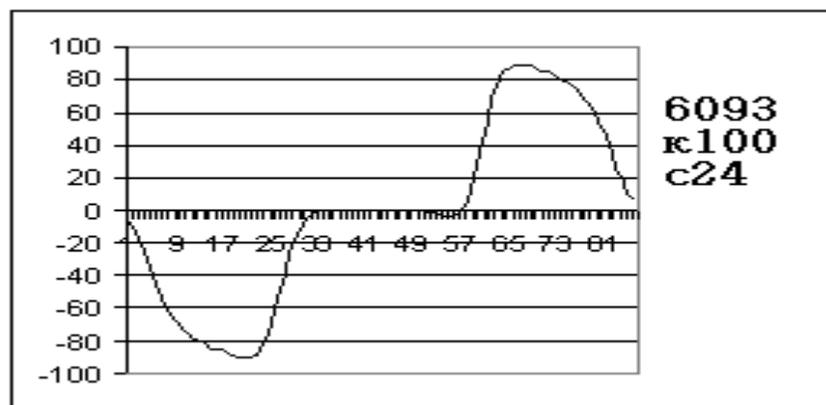


Рис. 4. Профиль круговой поляризации линии 1

Авторы благодарны С.Г.Можаровскому за предоставление профилей линий, рассчитанных для солнечного пятна с учетом аномальной дисперсии и плодотворную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке Программы N 16 Президиума РАН и грантов ДВО РАН 09–I–П7–01, 09–II–СО\_02–002, 09–III–А–02–49.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов А.В. Поведение экстремумов профилей Стокса магнитоактивных линий в спокойной солнечной фотосфере // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2005. Вып. 8. С. 3-14.
2. Баранов А.В., Баранова Н.Н. Зависимость измеряемой напряженности магнитного поля от эквивалентной ширины спектральных линий и ее связь с температурным распределением в солнечной атмосфере // Магнитные поля и активные процессы на Солнце. Владивосток: Дальнаука, 1995. С. 5-12.
3. Баранов А.В., Григорьев В.М. Особенности поведения магнитоактивных линий со

сложным расщеплением и проблема интерпретации по ним магнитного поля // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. Вып. 9. С. 3-14.

4. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. Киев: Наукова думка, 1989. 200 с.

5. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. Москва: Государственное издательство физ. – мат. литературы, 1962. 892 с.

6. Лозицкий В. Г., Шеминова В. Н. Сравнительные особенности магнитного расщепления линий Fe I 6093.66 и 6094.419 в спектрах солнечных пятен // Год астрономии: Солнечная и солнечно-земная физика. Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца. 5-11.07.2009. С.-Пб, Тезисы докладов. С. 84.

7. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы. Москва: Государственное издательство физ. – мат. литературы, 1960. 444 с

8. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука. 1985. С. 256.

9. Holweger H., Muller E. A // The photospheric barium spectrum: solar abundance and collision of Ba I lines by hydrogen // Solar Phys. 1974. V. 39, No. 1. P. 19-30.

10. Kneer F. Line Profiles in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, № 2. P. 39-47.

11. Srenflo J. O., Harvey J. W., Brault J. W. and Solanki S. Diagnostics of solar magnetic fluxtubes using Fourier transform spectrometer // Astron. Astrophys. 1984. V. 131. P. 333-346.

12. Solanki S. and Srenflo J. O. Properties of solar magnetic fluxtubes by Fe I lines // Astron. Astrophys. 1984. V. 140. P. 185-198.

13. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: An overview // Space Sky review. 1993. No. 63. P.1-188.