

Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2004. с. (Тр. УАФО; Т.8, вып.8)

Из сопоставления модели элемента тонкой структуры магнитного поля с наблюдениями получены ограничения на параметры этой модели. Исследована связь долговременных (периоды более 1 года) вариаций межпланетного магнитного поля и вариаций магнитной асимметрии Солнца. Проанализированы характеристики колебаний эмиссии H_{α} во вспышках с использованием вейвлет-разложения и преобразования Фурье. Обнаружена связь между характеристиками пятенной активности в соседних циклах, подтверждающая модель динамо Лейтона-Шили. Описана применяемая в Уссурийской обсерватории с 2002 г. методика наблюдений фотосферной активности с использованием цифровой камеры. В статьях по солнечно-земным связям рассматриваются долговременные вариации климата Земли и влияние геомагнитных возмущений на точность спутниковой системы навигации GPS.

Сборник статей предназначен для научных работников и студентов, специализирующихся в области солнечной и солнечно-земной физики.

Solar activity and its influence on the Earth. Vladivostok: Dalnauka, 2004. p. (Transactions of Ussuriisk astrophysical observatory; Vol.8, issue 8).

Comparison between the model of the fine structure element of the magnetic field and observations made it possible to obtain the restrictions which should be imposed on the model parameters. The relationship has been investigated between the long-term (periods larger than 1 y) variations of the interplanetary magnetic field and those of the magnetic asymmetry of the Sun. Variations of H_{α} emission of solar flares have been analyzed by using both the wavelet decomposition and Fourier transform. Connection between sunspot activity in neighbouring cycles has been found which confirmed the Leighton-Sheeley dynamo model. Description is presented of the technique of the photospheric activity observations with a digital camera applying at Ussuriysk Observatory from year 2002. Studies of solar-terrestrial connections concern the long-term variation of Earth's climate and influence of geomagnetic disturbances on the accuracy of the spacecraft navigation system GPS.

The collection of the articles is addressed to scientists and students who specialize in fields of solar and solar-terrestrial physics.

Редакционная коллегия: А.В. Баранов, Г.И. Корниенко,
Д.В. Ерофеев (отв. редактор)

Рецензенты: А.Г. Суханов, В.М. Никифоров

Утверждено к печати Ученым советом
Уссурийской астрофизической обсерватории

© УАФО ДВО РАН, 2004 г.
© Дальнаука, 2004 г.

ПОВЕДЕНИЕ ЭКСТРЕМУМОВ ПРОФИЛЕЙ СТОКСА МАГНИТО-АКТИВНЫХ ЛИНИЙ В СПОКОЙНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЕ

Используя систему уравнений переноса излучения в магнитном поле Унно и линии Fe I $\lambda\lambda$ 5247,1, 5250,2, 6301,5 и 6302,5 Å (в дальнейшем для обозначения этих линий приняты целые значения длин волн λ), мы сравнили теоретические и наблюдаемые γ_V -профили этих линий для трехкомпонентной модели фотосферы следующего типа: элемент тонкой структуры (ТС) с магнитным полем Н (температурное распределение модели Келлера [7]) + область с малыми Н + невозмущенная фотосфера. Результаты расчетов таковы.

В рамках трехкомпонентной модели фотосферы удается объяснить наблюдаемые положения максимумов γ_V -профилей указанных фотосферных спектральных линий для факела и фотосферной сетки и получить следующие результаты.

1. Величина магнитного поля в ТС-элементе близка к значениям, описываемым формулой $H(\text{Э}) = 1716 + 104 \cdot x$, где $x = \lg t$ – логарифм оптической глубины. Отсутствие инверсий γ_V -профилей у центра линий тоже свидетельствует о том, что $H < 2000$ Э. Это не исключает наличие в центре ТС-элемента магнитных полей большей напряженности.

2. Попытка аппроксимировать наблюдаемые γ_V -профили суммой профилей от ТС-элементов и от областей со слабым магнитным полем другой полярности приводит к рассогласованию расчетных и наблюдаемых профилей линий.

3. При значении фактора заполнения f (доли ТС-элементов от общей площади) = 0,06–0,09 и доли фонового поля $p = (0,06–0,10) \cdot 52/H(\text{Э})$ с точностью лучше 5% можно согласовать наблюдаемые γ_V -профили обеих пар линий, если предполагать в ярком факеле присутствие областей слабого поля той же полярности. Хорошее

соответствие теоретических и наблюдаемых в узлах фотосферной сетки r_V -профилей достигается при $f = 0,01-0,03$ и доли фонового поля $p = (0,05-0,18)*52/H(\Theta)$.

Причиной, обуславливающей результаты п.п. 2 и 3 является то, что величина смещения максимума r_V -профиля от центра линии L_{V_m} при расщеплениях $\delta\lambda_H \ll \delta\lambda_D$ не зависит от величины H , а глубина r_V -профиля практически линейно растет с ростом H . Величина L_{V_m} определяется доплеровской полушириной линии $\delta\lambda_D$ на уровне ее эффективного образования и отношением коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре η_0 . Рассмотрим один из простейших случаев, поясняющих сказанное. Формулы Унно для профилей линии в случае малых расщеплений в магнитном поле $\delta\lambda_H \ll \delta\lambda_D$ при $\beta_0 \gg 1$ (последнее принято для простоты изложения и на описываемую картину не влияет) имеют вид

$$\begin{aligned} r_I &= 1/(1 + \eta_I), \\ r_Q &= \eta_Q/(1 + \eta_I)^2, \\ r_V &= \eta_V/(1 + \eta_I)^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Обозначения здесь и далее общепринятые.

Нам необходимо изучить свойства параметра круговой поляризации r_V в случае малых расщеплений линии. Значение

$$\eta_V = (-\eta_I + \eta_r) * \cos\gamma / 2,$$

где профили коэффициентов поглощения для σ -компонент линии в простейшем случае, когда профиль линии является доплеровским, определяются выражениями

$$\eta_I = \eta_0 * \exp(-(v + v_H)^2) \quad \text{и} \quad \eta_r = \eta_0 * \exp(-(v - v_H)^2),$$

где $v = \delta\lambda/\delta\lambda_D$, $v_H = \delta\lambda_H/\delta\lambda_D$, а для π -компонента расщепления профиль коэффициента по-глощения определяется выражением

$$\eta_p = \eta_0 * \exp(-v^2).$$

Подставляя эти выражения в формулу для r_V -профиля, учитывая, что $\delta\lambda_H/\delta\lambda_D \ll 1$ и ограничиваясь величинами первого порядка малости, имеем выражение

$$r_V = \eta_0 * v_H * \cos\gamma * v * \exp(-v^2)/(1 + \eta_0 * \exp(-v^2))^2.$$

В уравнении переменные v_H и v разделяются и, находя положение экстремумов величины r_V по шкале длин волн из выражения $dr_V/dv = 0$, имеем, для определения точки L_{V_m} , трансцендентное уравнение (в точке экстремума значение $v = L_{V_m}$)

$$(2v^2 - 1)/(2v^2 + 1) * \exp(v^2) = \eta_0, \quad (2)$$

из которого и следует зависимость положения точки максимума r_V -профиля только от величин $v = \delta\lambda/\delta\lambda_D$ и η_0 . В предельном случае, при $\eta_0 \ll 1$ имеем $L_{V_m} = 0,71$. Выражение (2) можно записать в логарифмическом виде:

$$\ln \eta_0 = \ln [(2v^2 - 1)/(2v^2 + 1)] + v^2.$$

При $\eta_0 \gg 1$ имеем выражение

$$L_{V_m} \sim (\ln \eta_0)^{1/2}, \quad (3)$$

из которого несложно найти положение v_m . Для линий средней силы, которыми являются большинство наиболее интересных линий железа, $\eta_0 \sim 100$ и величина $L_{V_m} \sim 2$. Для самых сильных линий железа в видимой области спектра $\eta_0 > 10^3$ и величина $L_{V_m} \sim 3$.

Запишем выражение

$$\eta_Q = [\eta_p/2 - (\eta_I + \eta_r)/4] * \sin^2\gamma,$$

определяющее особенности γ_Q -профиля. Учитывая вышеприведенные выражения для η_p , η_l и η_r , а также то, что $\exp(-v_H^2) \sim 1$ вследствие малости расщеплений, выражение переписываем в виде

$$\eta_Q = [1 - (\exp(-v_H * v) + \exp(v_H * v))/2] * \exp(-v^2) * \eta_0 * \sin^2 \gamma / 2.$$

Разлагая выражения в скобках в соответствующие ряды, имеем, пренебрегая малыми величинами

$$\eta_Q = 2 * v^2 * \exp(-v^2) * v_H^2 * \eta_0 * \sin^2 \gamma.$$

Используя формулы (1), из выражения $dr_Q/dv = 0$, для определения положения точки экстремума величины r_Q (далее обозначена как L_{q_m}), помимо тривиального $v=0$, соответствующего экстремуму γ_Q -профиля в центре магнитоактивной линии, имеем трансцендентное уравнение

$$(v^2 - 1) * \exp(v^2) = \eta_0, \quad (4)$$

В предельном случае, при $\eta_0 \ll 1$ имеем $v_m = 1$. Выражение можно записать в логарифмическом виде:

$$\ln \eta_0 = \ln(v^2 - 1) + v^2$$

Учитывая, что величина $\ln(v^2 - 1)$ явно меньше v^2 , для грубой оценки положения максимума γ_Q -профиля при $\eta_0 \gg 1$, имеем то же самое выражение

$$L_{q_m} \sim (\ln \eta_0)^{1/2}, \quad (5)$$

Из вышесказанного можно сделать вполне определенные выводы.

Большинство линий солнечного спектра, пригодных для наблюдений магнитного поля, в фотосфере со слабым магнитным полем будут иметь максимумы γ_V - и γ_Q -профилей, отстоящие от центра линий на расстояние, превышающее доплеровскую полуширину этих линий. Профили самых сильных линий, рассчитанные в рамках теории Унно-Степанова для случая малого поля, могут иметь миниму-

мы, отстоящие от центра линий на расстояния до 3-4 $\delta \lambda_D$. Так, если мы предполагаем справедливым механизм истинного поглощения и справедливость формул Унно для такой сильной линии, как $H\alpha$, имеющую доплеровскую полуширину больше 200 mÅ, то будем иметь положение максимумов γ_V - и γ_Q -профилей на расстоянии 0.6–0.8 Å от центра линии, что соответствует измеряемой по ним величине магнитного поля в 30–40 тысяч эрстед, при реальных его значениях, равных нескольким эрстедам.

Нами выполнены расчеты нескольких наиболее популярных при измерениях магнитного поля линий. Использовалась система уравнений переноса излучения в форме Унно-Степанова, модель фотосферы HOLMU [6]. Вначале мы рассчитали, при каких параметрах магнитного поля расстояние максимумов γ_V - и γ_Q -профилей от центра линии L_{v_m} и L_{q_m} остается неизменным с точностью лучше 2%, что для используемых линий соответствует изменениям указанных величин ~ 1 mÅ. Это примерно равно ошибке сравнения профилей для принятой нами схемы расчетов. В табл.1 приведены максимальные значения величины поля H_m , при которых указанное условие для данных линий еще выполняется. Отметим, что указанные величины для максимумов γ_V - и γ_Q -профилей практически совпадают и по этой причине в таблице приведены значения H_m , справедливые для обоих профилей.

Таблица 1

Линия, λ Å	H_m , Э $\gamma < 30^\circ$	H_m , Э $\gamma > 30^\circ$	$L(dI/d\lambda)_m$, Э	H_m , Э
5247	350	200	160	400
5250	160	100	100	160
6301	350	200	160	360
6302	160	100	90	170

Мы видим, что для различных углов наклона силовых линий значения H_m заметно отличаются, но, тем не менее, диапазон значений H , в котором величины L_{v_m} и L_{q_m} практически постоянны, достаточно широк.

Основной причиной различий величин $L(dI/d\lambda)_m$ и величин L_{v_m} , L_{q_m} при больших величинах поля является то, что профиль интен-

Таблица 2

сивности в области его наибольшего градиента, искажается σ -компонентом магнитоактивной линии, что сначала приводит к смещению от центра линии максимума $dI/d\lambda$ а, при дальнейшем росте H , к появлению в области максимальных градиентов профиля интенсивности, двух экстремумов $dI/d\lambda$. Это делает весьма проблематичным измерение величин напряженности магнитного поля с помощью измерений $dI/d\lambda$ при величинах H_{m1} больших, чем это указано в таблице.

Нами выполнен ряд расчетов положений максимумов γ_V - и γ_Q -профилей. Численное интегрирование уравнений переноса излучения проводилось для значений $H = 156$ Э и $\gamma = 30^\circ$. В процессе расчетов подтвердилась следующая из выражений (2) и (4) сильная зависимость величин Lv_m , Lq_m от η_0 и $\delta\lambda_D$. Поскольку для каждой конкретной линии величина η_0 задается, то зависимость Lv_m и Lq_m от $\delta\lambda_D$ должна проявляться в полной мере.

В графах табл.2 приведены максимальное значение параметра круговой поляризации v_m , величина Lv_m , максимальное значение параметра линейной поляризации q_m , величина Lq_m , максимальное значение градиента профиля интенсивности по длине волны $(dI/d\lambda)_m$ и положение этого максимума относительно центра линии $L(dI/d\lambda)_m$.

Расчеты выполнены для различных величин микротурбулентной скорости E_t , значения которой приведены в последней графе табл.2. Величина $E_t = 1,6$ км/с – это наибольшее из обычно используемых значений микротурбулентной скорости. $E_t = 1,0$ км/с - это наиболее часто используемое в различных расчетах и оценках значение. Кроме фиксированных значений E_t , мы провели расчеты для трех вариантов зависимости E_t от оптической глубины (в таблице они обозначены как а-с). Они имеют вид

$$E_t = 1.0 + 0.05*x - 0.01*x^2 \quad (a)$$

$$E_t = 1.4 + 0.8*x + 0.18*x^2 \quad (b)$$

$$E_t = 1.4 + 0.8*x + 0.15*x^2 \quad (c)$$

Здесь величина $x = \lg t$.

Линия, λ	$v_m, \%$	$Lv_m,$ $m\text{\AA}$	$q_m, \%$	$Lq_m,$ $m\text{\AA}$	$(dI/d\lambda)_m$ $\%$	$L(dI/d\lambda)_m$ $m\text{\AA}$	$E_t,$ км/с
5247	6,85	51,5	0,13	56,5	1,95	51,5	1,6
5250	9,96	51,0	0,28	56,5	1,85	51,0	–
6301	6,22	83,0	0,15	86,5	1,47	83,0	–
6302	8,82	74,2	0,28	78,5	1,36	74,0	–
5247	8,98	42,5	0,23	46,5	2,52	43,0	1,0
5250	12,96	42,2	0,48	45,5	2,32	42,5	–
6301	7,18	68,3	0,23	70,0	1,68	68,0	–
6302	10,59	61,2	0,44	64,0	1,60	61,5	–
5247	9,20	41,2	0,25	44,0	2,58	41,0	(a)
5250	13,27	40,7	0,52	44,0	2,37	41,0	–
6301	6,99	67,0	0,23	68,5	1,64	67,0	–
6302	10,46	59,6	0,44	63,0	1,58	60,0	–
5247	9,38	38,6	0,26	41,0	2,62	39,0	(b)
5250	13,52	38,6	0,56	41,5	2,42	38,5	–
6301	5,91	64,0	0,19	63,5	1,40	64,5	–
6302	9,35	57,4	0,40	58,5	1,44	57,5	–
5247	9,42	37,8	0,27	40,0	2,64	37,9	(c)
5250	13,60	37,6	0,58	40,2	2,43	37,7	–
6301	5,72	63,6	0,19	62,5	1,36	63,5	–
6302	9,16	56,6	0,40	57,5	1,42	56,5	–

Первая из указанных зависимостей близка к приводимой в монографии [4] и использована нами в [3], где в рамках трехкомпонентной модели атмосферы удалось объяснить наблюдаемые положения максимумов γ_V -профилей приведенного в табл.2 набора линий как в факеле, так и в узлах фотосферной сетки.

Зависимость (b) использовалась нами при разработке модели элемента тонкой структуры солнечной фотосферы с сильным магнитным полем, которая объясняет наблюдаемую в спокойной фотосфере зависимость величины магнитного поля от эквивалентной ширины линий [1,2]. Её основное отличие от зависимости (a) заключается в том, что она показывает рост микротурбулентной скорости в области образования относительно сильных линий железа.

Зависимость (с) была подобрана с учетом полученных в данной работе результатов, которые изложены далее. По существу, она дает для линий 5247 и 5250 результаты, очень близкие к тем, которые получаются при использовании зависимости (b), однако заметно влияет на условия образования двух других линий. Её отличие от зависимости (b) в более медленном росте E_t и, соответственно, доплеровской ширины линий на малых оптических глубинах.

Анализируя данные табл.2 мы видим, что величина $L(dI/d\lambda)_m$ численно равна расстоянию максимума r_v -профиля от центра линии и ни в коей мере истинное значение величины H не отражает. Отметим, что расчетное расстояние максимума r_v -профиля, с использованием, к примеру, зависимости (с), для линии 5250 соответствует 978, а для линии 6302 – 2060 Э при реальном значении поля 156 Э. Использование остальных зависимостей приводит к еще большим значениям «поля» и большому их разбросу.

Величины Lv_m , Lq_m и $L(dI/d\lambda)_m$ при $E_t = 1,6$ км/с составляют примерно $2 \delta\lambda_D$ ($v \sim 2$). Приведенные в табл.2 расчеты при остальных значениях микротурбулентной скорости показывают, что величины v для каждой из линий примерно одинаковы. Более слабые линии – 5247 и 5250 – имеют значения величин $Lv_m \sim 1,6$. Более сильные линии – 6301 и 6302 – имеют $Lv_m \sim 2,36$ и $2,40$ что согласно формулам (2), соответствует величинам $\ln \eta_0 \sim 5$. Собственно, подобную оценку можно провести более корректно. Известно, что диапазон эффективного образования слабых линий и линий средней силы $\Delta x \sim 1$. Однако в пределах такого диапазона x функцию источника и величину η_0 для конкретной линии можно принять постоянными. Остальные величины в атмосфере с оптической глубиной меняются мало и их в малом интервале оптических глубин также можно считать постоянными. Следовательно, в рамках теории Унно-Степанова можно задать некоторое эффективное значение η_0 , при котором будет удовлетворительно аппроксимироваться весь профиль линии. Ввиду малости принимаемых значений H профиль интенсивности Стокса линии практически не отличается от профиля нерасщепленной линии. Используя формулу (2) и приведенные в табл.2 значения Lv_m , мы можем вычислить значения η_0 для каждого уровня атмосферы и сравнить их с величинами η_0 , найденными с

помощью расчетов по обычным формулам, использующим физические свойства атмосферы и параметры линии. Оптическая глубина, при которой расчетный и определенный по формуле (2) параметры η_0 совпадут, очевидно, будет глубиной эффективного образования линии τ_3 , а найденная таким образом величина $\lg \eta_{03}$ - ее эффективным значением.

Таблица 3

Линия, λ Å	1,6 км/с	1,0 км/с	(a)	(b)	(c)	$\lg \eta_{03}$	$\delta\lambda_D$, mÅ
5247	-3,00	-3,45	-2,60	-1,15	-0,98	1,36	23,6
5250	-2,95	-3,42	-2,51	-1,14	-0,98	1,35	23,6
6301	-	-	-	-	-3,34	2,69	26,5
6302	-	-	-	-	-2,64	2,20	25,0

Соответствующие расчеты величины $x = \lg \tau_3$ для уже указанных величин микротурбулентной скорости приведены в табл.3, которая позволяет дополнить проведенный анализ. Учитывая то, что для линии можно, достаточно грубо, записать соотношение $\tau_3 * \eta_{03} \sim 1$ (где τ_3 и η_{03} – значения этих величин на уровне эффективного образования линии), или, в логарифмическом виде, $x = \lg \tau_3 \sim \lg \eta_{03}$. Обратимся к данным таблицы. При $E_t = 1,6$ км /с для линий 5247 и 5250 величина $x \sim -3,0$. Прочерки в графах, соответствующих линиям 6301 и 6302 означает, что эффективная глубина образования этих линий находится вне диапазона, принятого при расчетах ($1 < x < -5$), т. е. в данном случае для них $x < -5$. Подобное различие между двумя парами линий находится в противоречии с элементарными оценками величин их η_0 , которые в этом случае должны превышать 10^5 . То же самое можно сказать и для случая $E_t = 1,0$ км/с. Из трех зависимостей, использованных в работе, наилучшее согласие с прямыми расчетами уровней эффективного образования линий дает зависимость (с), которая показывает реальные значения x для всех четырех линий. Для нее в седьмой и восьмой графах табл. 3 приведены соответственно значения η_{03} и $\delta\lambda_D$ на уровне эффективного образования линий. Учитывая многочисленные упрощающие предположения, сделанные при выводе формул (2) и (4), соответствие $\lg \tau_3$ и $\lg \eta_{03}$

можно считать вполне удовлетворительным. При этом, зависимость $E_t(x)$, использованная нами в [1,2] для согласования наблюдаемой и расчетной связи величины магнитного поля с эквивалентной шириной линии W в фотосфере, на малых оптических глубинах должна быть уточнена. В принципе, противоречий между $E_t(x)$, приведенными в [4] и заданными зависимостью (с) нет. Заданный нами в (с) рост $E_t(x)$ на малых оптических глубинах должен был отражать отмечаемый многими исследователями данный факт (см. напр. [5]). Отметим, что на рассчитываемую связь H и W в спокойной фотосфере задание зависимости $E_t(x)$ в виде (с) практически не влияет.

Полученные результаты показывают, что ряд измерений H , выполненных при помощи анализа r_v - и r_Q -профилей различных спектральных линий, требует уточнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов А. В., Баранова Н.Н. Особенности модели магнитного поля элемента тонкой структуры солнечной атмосферы, найденные по зависимости магнитного поля от эквивалентной ширины линий // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 3–14.
2. Баранов А. В., Баранова Н.Н. Модель тонкоструктурного элемента солнечной атмосферы по данным анализа профилей Стокса различных спектральных линий // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1999. Вып. 3. С. 5–14.
3. Баранов А. В. Об ограничениях, накладываемых на модель фотосферного ТС-элемента с сильным магнитным полем // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2004. Вып. 8. В печати.
4. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. Киев: Наукова думка, 1989. 200 с.
5. Canfield R. C., Beckers J. M. Observational evidence for unresolved motions in the solar atmosphere // Physique des Mouvements dans les Atmospheres Stellaires. Paris, 1976. P. 291–330.
6. Holweger H., Müller 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.
7. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: An overview // Space Sky review. 1993. No. 63. P.1–188.

А. В. Баранов, Н. Н. Баранова

ОБ ОГРАНИЧЕНИЯХ, НАКЛАДЫВАЕМЫХ НА МОДЕЛЬ ФОТОСФЕРНОГО ТС-ЭЛЕМЕНТА С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В последние десятилетия опубликовано множество работ, посвященных различным аспектам изучения элементов тонкой структуры (ТС) солнечной атмосферы и анализа профилей спектральных линий, по особенностям профилей Стокса которых и получены все основные свойства ТС-элементов. Обзор значительного их количества дан в [11], где приведены все еще основные на сегодняшний день результаты. Позднее исследования этого вопроса сместились в сторону анализа асимметрии V-профиля Стокса отдельных линий, как правило, имеющих большой фактор Ланде и небольшую эквивалентную ширину. Появился ряд новых моделей элемента ТС (см. напр. [4–5,8]), в том числе объясняющие смещение V-профиля в красную сторону спектра и его асимметрию. В работе [5] хорошее соответствие с наблюдениями получено при использовании трех и четырехкомпонентной модели флоккула. В четырехкомпонентной модели предположено присутствие ТС-трубок двух типов, отличающихся температурным распределением и другими физическими параметрами. Вполне понятно что, вводя многокомпонентную модель со множеством варьируемых параметров, каждый из которых в той или иной степени участвует в формировании профилей Стокса наблюдаемых линий, можно достичь очень хорошего совпадения теории и наблюдений, особенно в том случае, если используется небольшое число линий, как в [5]. Все упомянутые выше модели, вполне удовлетворительно описывая особенности применяемых в анализе линий (Как правило, это пары линий Fe I $\lambda\lambda$ 5247,1 и 5250,2 Å, либо Fe I $\lambda\lambda$ 6301,5 и 6302,5 Å. В дальнейшем для удобства линии обозначаются целыми величинами λ), дают не очень хорошие результаты в применении к сильным линиям и линиям средней силы.