

УДК 523.6; 523.98

**Солнечная активность и ее влияние на Землю.** – Владивосток: Дальнаука, 2011. 128 с. (Ежегодник Уссурийской астрофизической обсерватории ДВО РАН, вып. 14).

Сборник содержит статьи по физике Солнца и гелиосферы. В статьях описаны результаты исследований структуры магнитного поля и динамических процессов в солнечных активных областях, долговременных вариаций солнечной активности, турбулентности солнечного ветра.

Сборник статей предназначен для научных работников и студентов, специализирующихся в области астрономии и геофизики, а также для тех, кто интересуется воздействием космических факторов на Землю.

**Solar activity and its influence on the Earth.** – Vladivostok: Dalnauka, 2011. 128 p. (Annual of Ussuriisk astrophysical observatory, issue 14).

This issue contains the articles in field of solar and heliospheric physics. The articles describe results of investigations of structure of magnetic field and dynamical processes in the solar active regions, long-term variations of solar activity, fluctuations of interplanetary plasma.

The collection of the articles is addressed to scientists and students who specialize in fields of astronomy and geophysics, and to those who take interest in influence of cosmic factors on the Earth.

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

Рецензенты: Демидов М.Л., Севрюк В.П.

Утверждено к печати Ученым советом  
Уссурийской астрофизической обсерватории

© УАФО ДВО РАН, 2011

© Дальнаука, 2011

УДК 523.98

*А.В. Баранов, Н.Н. Баранова, С.Г. Можаровский*

## **ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ТОНКОСТРУКТУРНОГО ЭЛЕМЕНТА СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЫ. ВЛИЯНИЕ НА МОДЕЛЬ НАБЛЮДАЕМЫХ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

Нами была предложена модель элемента тонкой структуры факела, описывающая связь напряженности магнитного поля  $H$  и эквивалентной ширины линий  $W$ . Её особенность – большие температуры и меньшие градиенты температуры по высоте в атмосфере элемента по сравнению с обычными моделями. Для анализа модели использованы решения системы уравнений переноса излучения в спектральных линиях с учетом аномальной дисперсии.

Анализируются площади профилей круговой поляризации линий, нормированные на площадь профиля круговой поляризации линии FeI 525.35 нм (величины  $K$ ). Сравнивались с теоретически рассчитанными профилями для  $H$  в пределах 100 – 2200 Э. Всего использована 21 спектральная линия. Рассмотрены параметры связи величин:  $S1$  – среднее отношение рассчитанных и наблюдаемых  $K$ ,  $S2$  – среднеквадратическое отклонение теоретических  $K$  от экспериментальных,  $S3$  – коэффициенты их корреляции. Подбор модели осуществлялся из тех соображений, что величины  $S1$  и  $S3$  в ней максимально близки к 1, а  $S2$  минимален. Дополнительно принималось, что отношение  $K$  линий FeI 525.02 нм и 524.71 нм должно быть близко к наблюдаемому.

Наилучшая расчетная связь  $H$  и  $W$  отмечена при  $H = 600 – 800$  Э, постоянной по высоте. Учет аномальной дисперсии предполагает изменение модели в сторону некоторого уменьшения температуры. Наименьшие значения  $S2$  получены при  $H = 1500$  Э на нижнем и  $1000$  Э на верхнем уровне модели. Это соответствует градиенту  $H = -0.9$  Э/км (уменьшение поля с высотой). С учетом этих результатов модель необходимо скорректировать.

Зависимость наблюдаемой напряженности магнитного поля  $H$  от эквивалентной ширины  $W$  в фотосфере хорошо известна. Она была обнаружена М. Семелем [29] в сильном и слабом факелах. В работах С.И. Гопасюка [10–11, 23] найдена тесная связь  $H$  и  $W$  в невозмущенных областях Солнца, которая интерпретируется как рост  $H$  с высотой.

В. Г. Лозицким и Т. Т. Цапом [13] по результатам изучения связи  $H$  и  $W$  по 6 линиям в спокойных областях атмосферы Солнца отмечено, что предложенная ими модель элемента тонкой структуры фотосферы хорошо объясняет совокупность наблюдаемых данных без каких-либо особых предположений о зависимости  $H$  от высоты.

Все это показывает, что профили Стокса многих фотосферных линий сильно зависят от физических условий в солнечной атмосфере. Так, из наблюдений следуют факты усиления и ослабления линий в спектре солнечного пятна (см. например [16]), ослабления линий во флоккулах (сводку ссылок см. в [17]), изменения профилей линий во время вспышек [1,2]. В [2] получено, что характер изменения профилей магнитоактивных линий во время вспышек в значительной мере определяется изменениями температуры, плотности и поля скоростей в фотосфере. Изменение температурного распределения с высотой во вспышке (согласно построенным полумпирическим моделям) отмечено в [14].

К настоящему времени для анализа таких параметров как зависимость от высоты температуры, вектора магнитного поля, лучевой скорости и скоростей макро- и микротурбулентности, широкое распространение получил метод, основанный на инверсии профилей Стокса спектральных линий. Он был предложен в 1977 году [18] и развит до мощного инструмента анализа спектральных линий [21, 28]. Были предложены и другие, достаточно результативные методы анализа профилей, позволяющие определять физические условия в солнечной атмосфере (см. напр. [19]). Далее, мы обсудим некоторые особенности метода инверсии профилей Стокса спектральных линий.

В цитируемых работах [9–11, 13, 23] при наблюдениях в основном использовались линии железа, среди которых наиболее полно представлены линии мультиплета Fe I № 553. Он замечателен тем, что состоит из линий разной силы, которые имеют близкие потенциалы возбуждения нижнего уровня и триплетное расщепление с одинаковым фактором Ланде  $g = 1.5$ . Поэтому нами, для построения модели ТС–элемента, при анализе наблюдений и теоретических расчетах, сведения о физических условиях получались путем сравнения параметров других линий Fe I с параметрами линий данного мультиплета. В дальнейшем к анализу привлекались и линии других элементов

В работах [4–5] А.В. Барановым предпринята попытка объяснить существующую связь  $H$  и  $W$  в фотосфере по ряду линий. Были выполнены расчеты зависимости величины сигнала магнитографа  $I_i$  от силы осцилляторов  $gf_i$  линий со значительным расщеплением, находящихся в диапазоне длин волн 514 – 540 нм. Анализировалась зависимость величины  $K_i = H_i/H_0$  (отношения напряженности магнитного поля, измеренной по данной линии, к напряженности магнитного поля, измеренной по линии Fe I  $\lambda$  525.3 нм), от величины  $\lg W_i$ . При этом полагалось, что величина  $H$  прямо пропорциональна площади  $W_{vi}$  профиля круговой поляризации линии (далее  $g_v$ -профиля). Производился подбор такой зависимости температуры от оптической глубины, при которой наилучшим образом согласуются наблюдаемые и расчетные  $K_i$ . Величина магнитного поля принималась равной 600 Э, постоянной по высоте.

В результате построена модель элемента тонкой структуры фотосферы (ТС–элемента), которая вполне удовлетворительно описывает наблюдаемую связь  $H$  и  $W$  в солнечной фотосфере [5, 6]. Её особенность – большие температуры  $T^\circ$  и меньшие градиенты температуры по высоте в нижних слоях атмосферы элемента по сравнению с обычными моделями [24]. Работа [6] выполнена с использованием расчётов профилей Стокса линий для системы уравнений переноса излучения, полученной Унно и меняющихся с глубиной параметров атмосферы. Распределение температуры  $T^\circ$  с оптичес-

кой глубиной континуума  $\tau$  для длины волны 500 нм в моделях [1] и [24] показано на рис. 1.

В данной работе сделана попытка изучить роль магнитного поля и его градиента по высоте в построении температурной модели ТС-элемента, для которой выполняется существующая связь  $H$  и  $W$ .

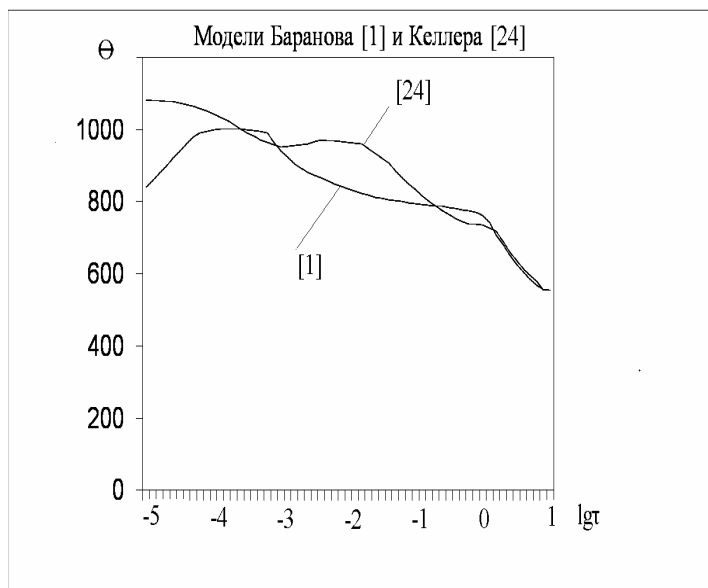


Рис.1. По вертикальной оси приведена величина  $\Theta = 5040^\circ/\text{T}^\circ$ , показанная в тысячных долях ее значений. По горизонтальной оси задана величина  $\lg\tau$ .

### МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Нами использовалась система уравнений переноса излучения в спектральных линиях (в форме, соответствующей локальному термодинамическому равновесию, для случая истинного поглощения), учитывающая аномальную дисперсию (см. напр. [16]). Параметры линий взяты из работ [8, 15] и баз атомных параметров линий [25-26]. При расчетах использованы опубликованные в [6, 9-11, 13, 23]

данные измерений. Выбрана 21 спектральная линия, из которых 20 линий железа FeI и одна – линия титана Ti I  $\lambda$  519.30 нм. Сведения о линиях приведены в табл.1 ( $K_{in}$  – наблюдаемое значение  $K_i$ , остальные обозначения общепринятые). Для них выполнен анализ расчетной площади  $W_{vi}$  профилей круговой поляризации, нормированных на площадь  $r_v$ -профиля линии Fe I  $\lambda$  525.35 нм  $K_{ip}$ . Площади наблюдаемых профилей сравнивались с аналогичными величинами тех же линий, теоретически рассчитанными для модели [5, 6] и модели фотосферы [27]. Принимались значения  $H$  в диапазоне 100-2000 Э, различные градиенты  $H$  по высоте, угол наклона силовых линий к лучу зрения  $\gamma = 45^\circ$ , микротурбулентная скорость 1 км/сек, постоянная Ван-дер-Ваальса использовалась с множителем 2. Интегрирование системы уравнений переноса велось в диапазоне оптических глубин от  $\lg\tau = 1$  на нижнем уровне до  $\lg\tau = -7$  на верхнем методом Рунге-Кутты с переменным шагом.

Совокупность имеющихся у нас наблюдательных данных включает в себя все измерения, выполненные вне солнечных пятен. В работах [10-11, 23] данные приведены для магнитного поля в невозмущенной атмосфере Солнца, работы [9, 25] приводят данные измерений  $H$  в факелах, а нами по 4 относительно слабым линиям FeI были получены  $K_i$  в активной области вблизи нейтральной линии магнитного поля [6]. В каждой из этих работ получен рост  $H$  с увеличением  $W$ , что свидетельствует об определенной схожести физической ситуации в указанных областях атмосферы. В этой работе нами использованы данные из [11, 23, 29], где опубликованы результаты измерений по наибольшему числу линий. По сравнению с [6] для большей однородности материала из рассмотрения исключены линии, имеющие длины волн  $\lambda$ , значительно отличающиеся от  $\lambda$  основного массива линий (514 – 540 нм).

Для определения степени соответствия рассчитанных и измеряемых по спектральным линиям значениям магнитного поля использовалась следующая, изложенная нами в [5, 6] методика. Рассмотрены три параметра связи наблюдаемых и теоретически рассчитанных величин:  $S_1$  – среднее по всем линиям отношение рассчитанных и наблюдаемых  $K_i$ ,  $S_3$  – коэффициент корреляции величин  $K_{in}$

и  $K_{ip}$ ,  $S_2$  – среднее квадратичное отклонение экспериментальных профилей от теоретических

$$S_2 = \sqrt{\sum \frac{1}{i} (K_{ii} - K_{ip})^2}. \quad (1)$$

**Таблица 1**  
**Основные характеристики спектральных линий,**  
**использованных в работе**

№	Линия $\lambda, \text{Å}$	$\text{Lg}(gf)_i$	$\epsilon_i, \text{mÅ}$	Фактор Ланде	$\text{Lg}$ W	$K_{ин}$	Источник
1	5145.1	-3.22	2.20	1.833	1.64	0.69	[11, 23]
2	5162.3	-0.10	4.18	1.400	2.19	1.49	-“-
3	5166.3	-4.20	0.00	1.800	2.06	1.22	-“-
4	5193.0	-1.03	0.02	1.083	1.90	1.03	-“-
5	5217.4	-1.19	3.28	1.500	2.01	1.35	-“-
6	5219.7	-2.03	0.02	1.500	1.40	0.58	-“-
7	5229.9	-1.10	3.28	1.500	2.09	1.41	-“-
8	5247.1	-4.95	0.09	2.000	1.78	0.63	-“-
9	5250.2	-4.94	0.12	3.000	1.81	0.55	-“-
10	5253.5	-1.72	3.28	1.500	1.90	1.00	-“-
11	5269.5"	-1.32	0.86	1.200"	2.68	2.28	-“-
12	5302.3	-0.89	3.28	1.500	2.20	1.62	-“-
13	5324.2"	-0.32	3.21	1.500	2.52	2.22	-“-
14	5367.5	0.23	4.41	0.875"	2.20	1.81	-“-
15	5397.1"	-1.99	0.91	1.425"	2.38	2.20	-“-
16	5225.5	-4.79	0.11	2.250"	1.85	0.71	[29]
17	5226.9	-0.77	3.04	2.167"	2.20	2.09	-“-
18	5242.5	-1.00	3.63	1.000"	1.90	1.21	-“-
19	5243.8	-1.25	4.26	1.500"	1.80	0.74	-“-
20	5250.6	-2.19	2.20	1.500"	2.02	1.42	-“-
21	5232.9"	-0.10	2.94	1.261		2.25	-“-

Выражение (1) аналогично соответствующему критерию, который использован во многих работах для согласования экспериментальных и теоретических профилей линии (см. напр. 19, 21, 28). В нашем

случае оно используется для согласования интегральных характеристик, таких как площади наблюдаемых и теоретически рассчитанных площадей профилей круговой поляризации линий.

Как и в [6], при расчетах для разных  $N$  предпочтение отдавалось тому варианту, при котором величина  $S_2$  была меньше, чем в предыдущем, а хотя бы один из двух других параметров, а, как правило, оба, были ближе к 1.

При использовании системы переноса излучения В.Унно по 21 линии для  $N = 600 \text{ Э}$  в [6] нами было найдено температурное распределение по высоте, при котором

$$S_1=1.001, S_2=0.185, S_3=0.988. \quad (2)$$

В случае учета аномальной дисперсии в системе уравнений переноса излучения для той же модели и напряженности магнитного поля были получены близкие результаты:

$$S_1=0.924, S_2=0.189, S_3=0.962. \quad (2)$$

Несовпадение  $S_1$  в формулах (2) и данных расчета, приведенных в табл. 2 связано с тем, что в [6] нами использованы 4 относительно слабые линии диапазона 629.1– 630.3 нм, а в данной работе вместо них приведены 4 достаточно сильные линии железа, которые в табл. 1 помечены знаком «"» для длины волны. Этим же знаком, но в столбце, где указан фактор Ланде, помечены линии со сложным расщеплением, измерение поля по которым может быть отягощено систематическими погрешностями, связанными с определениями их эффективных факторов Ланде. Этот вопрос нами изучается отдельно.

Определение параметров связи производилось для величин  $N$  от 100 до 2200 Э на уровне  $\text{lg}t = 1$ . На верхнем уровне атмосферы,  $\text{lg}t = -4$ , который рассматривался при анализе вопроса (не интегрирования системы уравнений переноса излучения!), величина  $N$  менялась от соответствующих значений на нижнем уровне (однородное поле), до 0.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И АНАЛИЗА

Основные особенности, выявленные при расчетах, приведены в табл.2., где в первой графе приведены значения напряженности магнитного поля на нижнем,  $I_{gt} = 1$ , и верхнем уровне,  $I_{gt} = -4$ . Изменение магнитного поля с  $I_{gt}$  предполагалось линейным. Остальные параметры расшифрованы в тексте.

Таблица 2

Параметры связи для различных величин  $H$  и ее градиентов

Интервал $H$	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$K$
2000-0	0.685	0.327	0.854	1.31
2000-500	0.871	0.233	0.953	1.32
2000-1000	0.933	0.186	0.966	1.37
2000-1500	0.974	0.231	0.979	1.45
2000-2000	1.006	0.244	0.983	1.46
1500-500	0.894	0.206	0.966	1.26
1500-1000	0.961	0.168	0.973	1.31
1500-1500	1.006	0.212	0.973	1.39
100-100	1.039	0.196	0.983	1.02
200-200	1.042	0.206	0.978	1.05
300-300	1.039	0.193	0.979	1.06
600-600	1.030	0.188	0.968	1.09
800-800	1.024	0.189	0.978	1.18
1000-1000	1.017	0.194	0.979	1.24

Анализируя данные табл. 2, можно отметить, что при практически любых заданных значениях поля, независимо, однородного или уменьшающегося с высотой, существует очень высокая корреляция наблюдаемых и рассчитанных величин магнитного поля. Исключения подчиняются следующим закономерностям. При  $H = 2000$  Э на нижнем уровне, уменьшение величины  $S_3$  отмечается при увеличении разности  $H$  на верхнем и нижнем уровнях, при  $\Delta H \geq 1000$  Э. При меньших  $\Delta H$  величина  $S_3$  находится в пределах 0.966–0.983, то есть практически постоянна. Та же самая картина отмечается для  $H = 1500$  Э на нижнем уровне. В случае однородного поля мы имеем

такой же высокий коэффициент корреляции при самых разных величинах  $H$ , от 2000 до 100 Э.

Уменьшение  $S_3$ , как правило, сопровождается уменьшением параметра  $S_1$ . При этом величина  $S_2$  растет, то есть растут различия между наблюдаемыми и рассчитанными значениями  $H$ .

Из этого можно сделать следующий предварительный вывод. Поскольку изменение логарифма оптической глубины на единицу соответствует, для модели фотосферы, величине  $\sim 110$  километров, предположим в ТС–элементе малого диаметра такую же ситуацию. Сказанное, в случае  $H \geq 1500$  Э, ограничивает возможные градиенты магнитного поля величиной  $\Delta H/\Delta h \geq -1.8$  Э/км (уменьшение с высотой).

Из анализа приведенных в таблице значений параметров связи следует, что величина  $H$  в нашей модели ТС–элемента может быть практически любой, от 100 до 2000 Э. В итоге, сравнение наблюдаемых и расчетных  $H$  показывает жизнеспособность предлагаемой модели, но не дает ответа на вопрос о величине магнитного поля в ТС–элементах. Следовательно, необходимо ввести некоторые дополнительные критерии сравнения линий.

Начиная с пионерских работ по изучению тонкой структуры с помощью сравнения напряженности поля в разных спектральных линиях, наибольший материал был получен при анализе  $H$  в линиях железа FeI 524.71 и 525.02 нм, принадлежащих одному мультиплету и имеющих очень близкие физические параметры. Отношение в этих линиях обозначим как  $K$ . Эта величина подробно изучалась в работах М.Л. Демидова и др. (см. напр. [12]) для крупномасштабных магнитных полей. В невозмущенной фотосфере величина  $K$  может быть получена из работы С.И. Гопасюка [11], где приводятся результаты измерений  $H$  с достаточно высоким,  $\sim 1''$ , пространственным разрешением. Мы видим, что результаты были получены из наблюдений очень разного вида. Наблюдения крупномасштабных полей выполнены с пространственным разрешением  $\sim 100''$  и, соответственно, в апертуру инструмента попадали активные образования различного типа. Кроме того, эти наблюдения выполнены на различных гелиоцентрических углах, что подразумевает получение сигнала от ТС–элементов, находящихся под разным углом к лучу

зрения. В этом случае профили спектральных линий образуются в среде с физическими свойствами, существенно отличающимися от тех, при которых профили образуются в центре. Во втором случае разрешение инструмента позволяло изучать области без активных образований, находящиеся в центральной части солнечного диска. Но величина  $K$  в первом случае составляет 1.092, во втором – 1.145, т.е. ее значения достаточно близки.

В последней графе табл. 2 приведены значения  $K$  для соответствующих значений  $H$ . Можно видеть, что при больших  $H$  величины  $K$  значительно больше, чем это следует из наблюдений. При малых,  $\leq 500$  Э, значениях  $H$  величины  $K$  явно меньше наблюдаемых. Экспериментальные  $K$  хорошо согласуются с рассчитанными для однородного поля при  $H$  в пределах от 600 до 800 Э, то есть для поля значительной величины, но явно меньшего, чем обычно принимаемые значения 900–1200 Э [12].

Причина указанных различий, на наш взгляд, достаточно проста. Подбор распределения температуры с использованием различных спектральных магнитоактивных линий выполнен в предположении, что  $H \sim 600$  Э и не меняется с высотой. Соответственно, решение обратной задачи – нахождение  $H$  по разработанной модели – привело к заданным при построении модели параметрам магнитного поля.

Однако, анализ данных табл. 2 показывает, что наименьшая разность наблюдаемых и рассчитанных значений  $H$ , характеризуемая параметром  $S_2$ , отмечается, все-таки, не при 600 Э, а в ситуации, когда  $H$  составляет 1500 Э на нижнем и 1000 Э на верхнем уровне граничных слоев фотосферы, принятых в расчетах профилей линий. Подобные величины  $H$  дают возможность предполагать величину градиента напряженности магнитного поля  $-0.9$  Э/км (уменьшение поля с высотой).

Обобщая полученные результаты, можно предположить, что ТС–элементы не имеют строго фиксированных значений  $H$  и возможная в них величина напряженности магнитного поля может варьироваться от достаточно слабых,  $H \sim 100$  Э, магнитных полей до полей значительной величины, характерной для солнечных пятен. В этом случае логично предположить, что элементы тонкой структуры имеют и очень значительные различия размеров, а не строго фикси-

рованную малую величину, как это предположено в многочисленных работах, посвященных изучению ТС–элементов.

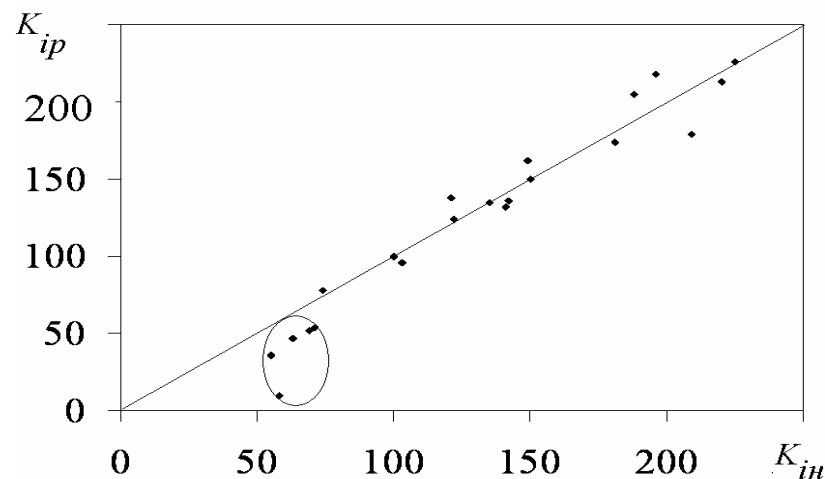


Рис.2. По осям рисунка отложены величины  $K_{in}$  и  $K_{ip}$ , приведенные в сотых долях их величины. Расчет сделан для случая 1500 Э на нижнем и 1000 Э на верхнем уровне атмосферы, и соответствует минимальным различиям  $K_{in}$  и  $K_{ip}$ .

В работе [7] отмечено, что расчет параметров связи по профилям магнитоактивных спектральных линий, рассчитанных с учетом аномальной дисперсии показывает, что модель [6] нуждается в некоторой коррекции в сторону уменьшения температуры. Последнее наглядно подтверждается при рассмотрении рис. 2, на котором видно, что все линии с близким к 0 потенциалом возбуждения нижнего уровня (это 4 линии мультиплета №1 железа и линия мультиплета №4 титана) имеют малые расчетные и наблюдаемые площади  $r_v$ –профиля и, соответственно, наименьшие величины  $K_{in}$  и  $K_{ip}$ . При хорошем совпадении данных у относительно сильных линий, для данной модели показывают величины  $K_{ip}$ , меньше наблюдаемых. На рис. 2 овалом отмечена область значений  $K_{in}$  и  $K_{ip}$  для указанных линий, прямая соответствует равным значениям  $K_{in}$  и  $K_{ip}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный нами метод построения модели ТС-элемента позволил построить модель, качественно и количественно объясняющую связь величины магнитного поля и эквивалентной ширины линий. В диапазоне оптических глубин  $-1 \leq \lg \tau \leq 1$  она хорошо согласуется с известной моделью [24], а максимальные различия отмечаются при  $\lg \tau \sim -2.0$ .

Однако выявлено довольно существенное различие расчетных величин  $K_{ip}$ , полученных с учетом и без учета аномальной дисперсии в линиях [7]. Используя полученный в [5,6] вариант модели ТС-элемента, найдено, что она позволяет объяснить существующую связь  $K_{in}$  и  $K_{ip}$  линий для широкого диапазона значений магнитного поля, однако наименьшие различия  $K_{in}$  и  $K_{ip}$  найдены для случая 1500 Э на нижнем и 1000 Э на верхнем уровне атмосферы. Мы предполагаем, учитывая эти обстоятельства, построить температурную модель ТС-элемента, пригодную для более значительных  $H$ .

При этом возникает вопрос о некоторой корректировке методики построения модели. Наиболее популярной в настоящее время является метод инверсии параметров Стокса линии [18-19, 21, 28]. Он основан на специфическом анализе формы и глубины профилей некоторых избранных линий. Несмотря на его популярность, он не лишен определенных недостатков, главным из которых, на наш взгляд, является зависимость получаемых результатов от степени блендирования используемых линий молекулярными линиями. Это хорошо заметно при анализе приводимых в цитируемых работах профилей Стокса линий. Кроме того, метод применяется к ограниченному числу линий, что повышает вероятность систематических ошибок из-за указанного эффекта. Не изучено и влияние атмосферных помех, имевших место при получении спектров с большими экспозициями.

Наш метод подразумевает анализ интегральных величин – площадей профилей круговой поляризации максимально возможного числа линий. Это позволяет в значительной мере избавиться от искажений из-за блендирования и не предъявляет очень жестких требований к спектральному разрешению используемых инструментов,

что делает возможным использовать для анализа величин  $H$  результаты наблюдений на небольших инструментах. Заметим, что используемые в работе величины  $K$  – это коэффициент наклона прямой, связывающей наблюдаемые значения площади профилей круговой поляризации, нормированных на площадь  $r_v$ -профиля линии Fe I  $\lambda$  525.35 нм для различных величин напряженности магнитного поля. Эта величина получена из сотен отдельных наблюдений. За счет этого ее значения определяются достаточно точно. Однако представляется разумным ввести в нашу методику элементы используемой в [18, 20-21, 28] расчетной схемы, в частности, более широкое применение так называемой «функции отклика», хотя, фактически, подбор температурных распределений у нас уже подразумевает анализ изменений величин  $K$  при изменениях физических условий на той или иной оптической глубине. Несовпадения величин  $K$  у некоторых линий, вполне возможно, связаны с ошибками атомных параметров, таких как силы осцилляторов линий.

Следует отметить, что по мере совершенствования указанных методов, они должны давать близкие величины физических условий в одинаковых изучаемых объектах.

С учетом сказанного можно определить основные задачи коррекции нашей модели:

1. Рассмотрение вариантов модели с сильным,  $\sim 1500$  Э, магнитным полем.
2. Введение градиента магнитного поля по высоте.
3. Рассмотрение вариантов температурного распределения на уровнях, близких к уровню образования непрерывного спектра. Некоторое уменьшение температуры в модели на этом уровне позволит лучше согласовать наблюдаемые и рассчитанные  $K$  для линий с малым потенциалом возбуждения нижнего уровня.

Предварительно можно предположить, что одна и та же наблюдаемая зависимость  $H$  и  $W$  будет иметь место в ТС-элементах с достаточно мало отличающимися физическими условиями, но существенно разной напряженностью магнитного поля. Вопрос, несомненно, требует тщательного анализа.

Работа выполнена при поддержке Программы N 16 Президиума РАН и грантов ДВО РАН 09-I-P7-01, 09-II-CO\_02-002, 09-III-A-02-49.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аликаева К. В., Ганджа С. И., Кондрашова Н. Н. и др. Об изменениях фраунгоферовых линий нескольких активных областей в связи со вспышками в период ГСМ // Год солнечного максимума. М., 1981. Ч.2. С. 53-58.
2. Аликаева К. В., Полупан П. Н., Ганджа С. И. и др. К вопросу о фотосферных магнитных полях в области вспышек // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. 1985. №27. С.3-7.
3. Баранов А. В. К вопросу о зависимости наблюдаемой напряженности магнитного поля от эквивалентной ширины линий в солнечной атмосфере // Глобальные вариации Солнца и физика активных областей. Владивосток: Дальнаука, 1993. С. 14-29.
4. Баранов А. В., Баранова Н. Н. О влиянии температурного распределения в солнечной атмосфере на зависимость измеряемой напряженности магнитного поля и эквивалентной ширины спектральных линий // там же. С. 30-54.
5. 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. 3-15.
6. Баранов А. В., Баранова Н. Н. Особенности модели магнитного поля элемента тонкой структуры солнечной фотосферы, найденные по зависимости магнитного поля от эквивалентной ширины линий. // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 3-14.
7. Баранов А. В., Баранова Н. Н., Можаровский С. Г. Анализ модели элемента тонкой структуры солнечной фотосферы по связи магнитного поля и эквивалентной ширины линий // Всероссийская конференция "Солнечно-земная физика", посвященная 50-летию создания ИСЗФ СО РАН. Тезисы докладов. Иркутск. 2010. С. 14.
8. Боярчук А. А., Саванов И. С. Силы осцилляторов для нейтрального железа и его содержание в атмосфере Солнца // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 70. С. 57-128.
9. Ганджа С. И. Измерение солнечных магнитных полей во флоккуле по линиям железа разной силы // Солнечные магнитные поля и корона: Тр. XIII консульт. совещ. по физике Солнца. Новосибирск: Наука, 1989, С.99-104.
10. Гонасюк С. И., Северный А. Б. Некоторые общие особенности солнечных и звездных магнитных полей // Письма в Астрон. журн. 1983. 9, №2. С.120-124.
11. Гонасюк С. И. Измерения солнечных магнитных полей вне пятен по линиям разной силы // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т.72. С.159-171.

12. Демидов М. Л., Верецкий П. М., Пещеров В. С. Особенности пространственного распределения по диску Солнца отношений напряженности магнитных полей в различных комбинациях спектральных линий // Солнечно-Земная физика. 2004. Вып.6. С.29-31.

13. Лозицкий В. Г., Цан Т. Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца // Кинематика и физика небесных тел. 1989. том 5, №1. С.50-58.

14. Лозицкий В. Г., Барановский Э. А., Осыка О. Б. Магнитные поля в солнечных вспышках: Данные спектрально-поляризационных измерений и полуэмпирические модели // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 2007. Т.103, №4. С. 167-172.

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

16. Обридо В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 256 с.

17. Стенфло Я. О. Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце // Проблемы солнечной активности. М.: Мир, 1979. С.73-120.

18. Auer L., House L. L., Heasley J. N. The determination of vector magnetic fields from Stokes profiles // Solar phys. 1977. Vol. 55, P.47-61.

19. Cabrera Solana D., Bellot Rubio L. R., del Toro Iniesta J. C. Sensitivity of spectral lines to temperature, velocity, and magnetic field // Astron. and Astrophysics. 2005. V.439. P. 687-699.

20. Caccin B., Severino G. On the continuum diagnostics of photospheric faculae // Astrophys. J. 1979. V. 232, №1.P. 297-304.

21. Carroll T. A., Staude J. The inversion of Stokes profiles with artificial neural networks // Astron. and Astrophysics. 2001. V.378. P. 316-326.

22. Chapman G. A. New models of solar faculae // Astrophys. J. 1979. V.232, P. 923-928.

23. Gopasyuk S. I. Changes wirh height of longitudinal magnetic field in active regions // The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active Regions. ASP conf. Series. 1993. Vol.46. P.24-31.

24. Keller C. U., Solanki S. K., Steiner O. et al. Structure of solar magnetic flux-tubes from the inversion of Stokes spectra at disk center // Astron. and Astrophys. 1990. V. 233, P. 583-597.

25. <http://kurucz.harvard.edu/lineslists.html>

26. <http://ams.astro.univie.ac.at/>

27. Holweger H., Muller E. The photospheric barium spectrum: solar abundance and collision of Ba II lines by hydrogen // Solar Phys. 1974. V.39, N1. P. 19-30.

28. Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J. C. Inversion of Stokes profiles // Astrophysical J. 1992. Vol. 398. P. 375-385.

29. Semel M. Magnetic fields observed in a sunspot and faculae using 12 lines simultaneously // Astron. and Astrophysics. 1981. V.97, N1. P. 75-78.

30. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Rev. 1993. Vol.31. P.1. 188 p.