

Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. 121 с. (Тр. УАФО; Т.9, вып.9). ISBN

В сборнике содержатся статьи, посвященные различным проблемам физики Солнца: теории образования спектральных линий в магнитном поле и интерпретации результатов магнитографических измерений, статистике солнечных пятен и анализу вариаций солнечной активности, методике измерения радиопотока Солнца, исследованию колебательных процессов, связанных со вспышками. Кроме того, в выпуске представлены исследование глобального потепления тропосферы Земли и результаты наблюдений объектов ночного неба на 40-см двойном астрографе УАФО.

Для научных работников и студентов, специализирующихся в области астрономии и астрофизики.

Solar activity and its influence on the Earth. Vladivostok: Dalnauka, 2006. 121 p. (Transactions of Ussuriisk astrophysical observatory; Vol.9, issue 9). ISBN

This issue contains the articles dealing with different problems of solar physics: the theory of spectral lines formation in magnetic field and interpretation of the magnetographic measurements, spot statistics and analysis of solar activity variations, technique of measurements of solar radio emission, and a study of the flare-associated oscillations. Moreover, the issue includes an investigation of the global warming of the Earth's troposphere and results of the night-sky objects observations carried out with using the UAFO 40-cm double astrograph.

The collection of the articles is addressed to scientists and students who specialize in fields of astronomy and astrophysics.

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

Рецензенты: В.П. Севрюк, В.С. Лоскутников

Утверждено к печати Ученым советом
Уссурийской астрофизической обсерватории

© УАФО ДВО РАН, 2006
© Дальнаука, 2006

А.В. Баранов, В.М. Григорьев

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЛИНИЙ СО СЛОЖНЫМ РАСЩЕПЛЕНИЕМ И ПРОБЛЕМА ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ ПО НИМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Нами было показано (см. ст. А.В. Баранова, Л.Ф. Лазаревой в наст. сб.), что попытка измерения магнитного поля солнечного пятна с использованием теории Унно и эффективных факторов Ланде линий приводит к удовлетворительным результатам, показывая близкие значения напряженности магнитного поля в различных спектральных линиях с различиями ~10 %. При этом попытка «прямых» – по расстоянию между центром линии и минимумом интенсивности группы σ -компонент линии – измерений приводит к различию измеренных по ним величин магнитного поля до 1000 Э, что явно свидетельствует не в пользу таких измерений. Однако при подборе теоретических профилей линии для триплетных линий с большим фактором Ланде реальная точность их сравнения с наблюдаемыми обычно оценивается в 2–3 %, что гораздо лучше, чем это получено для линий с многокомпонентным расщеплением.

Попробуем разобраться в причинах подобного различия. Для простоты предположим, что магнитное поле продольно, а профили спектральных линий описываются формулами Унно при $\beta_0 \gg 1$. В этом случае для коэффициентов поглощения записываем (обозначения общепринятые)

$$\eta_I = (\eta_l + \eta_r)/2; \quad \eta_V = (-\eta_l + \eta_r)/2. \quad (1)$$

Формулы Унно будут иметь вид

$$r_I = (1 + \eta_I) / [(1 + \eta_I)^2 - \eta_V^2]; \quad r_V = \eta_V / [(1 + \eta_I)^2 - \eta_V^2]. \quad (2)$$

Знаменатель в формулах можно преобразовать. Используя (2), имеем

$$(1 + \eta_x)^2 - \eta_V^2 = 1 + \eta_l + \eta_r + \eta_l \cdot \eta_r. \quad (3)$$

Для спектра левокруговой поляризации имеем

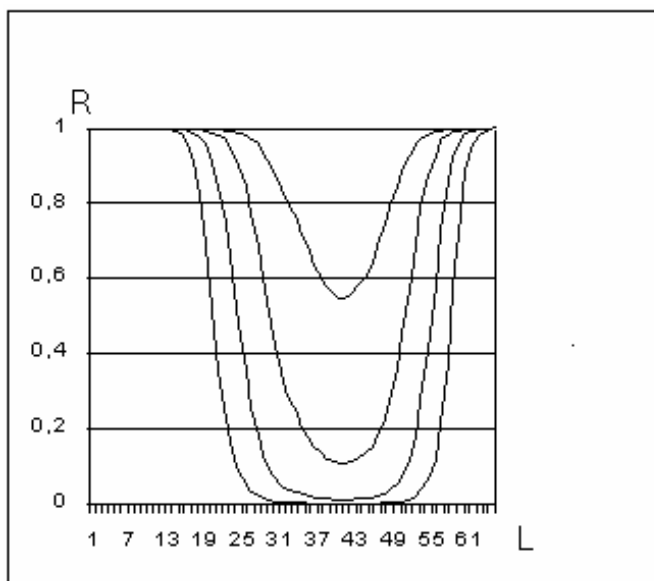
$$r_l + r_V = (1 + \eta_l + \eta_V) / [(1 + \eta_l)^2 - \eta_V^2]. \quad (4)$$

Подставляя в (4) выражения (1) и (3), после простых преобразований получаем

$$r_i + r_V = 1 / (1 + \eta_l). \quad (5)$$

Для спектра правокруговой поляризации аналогичные выкладки приводят к формуле

$$r_l - r_V = 1 / (1 + \eta_r). \quad (6)$$



Профили круговой поляризации спектральной линии для значений $\eta_0 = 1, 10, 30, 100$ (большая остаточная интенсивность по оси ординат R соответствует меньшему значению η_0). Одно деление по оси абсцисс L (по шкале длин волн) составляет $4 \text{ m}\text{\AA}$. Остальные пояснения см. в тексте

Выражения (5, 6) есть не что иное, как формулы Миннарта, полученные им для спектральной линии в модели атмосферы Милна-Эддингтона [3]. Величины $\eta_{l,r}$ для линии со сложным расщеплением обычно определяются выражением

$$\eta_{l,r} = \sum I_i \eta'_{l,r,i}, \quad (7)$$

где $\eta'_{l,r}$ – функция, описывающая форму i -й σ -компоненты и её положение по шкале длин волн, I_i – её амплитуда.

Пользуясь приведенными формулами, рассчитаем профиль правокруговой поляризации линии ($r_l - r_V$), имеющей ту же структуру расщепления и интенсивности компонент, что и одна из «проблемных» линий со сложным расщеплением – FeI $\lambda \quad 632,27 \text{ nm}$. Она имеет структуру расщепления $(0, 2, 4, 6), 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21$ с интенсивностью компонент $(32, 30, 24, 14), 1, 3, 6, 10, 15, 21, 28$.

Расчет выполнен для величины $H = 2570 \text{ \AA}$. Результаты расчетов приведены на *рисунке*, где предположена величина доплеровской полуширины $\Delta\lambda_D = 24 \text{ m}\text{\AA}$, значения η_0 принимались равными 1, 10, 30, 100, деление по оси абсцисс составляет $4 \text{ m}\text{\AA}$. Положения σ -компонент на рисунке соответствуют отсчетам 31, 33, 35, 37, 39, 41, 43, положение центра линии – отсчету 22, положение центра тяжести, рассчитанное по формулам [2] – отсчету 40. Анализируя *рисунки*, можно видеть следующее. Для относительно слабой линии ($\eta_0 \sim 1$) положение максимума суммарной σ -компоненты соответствует центру тяжести σ -компонент, рассчитанному как средневзвешенное по интенсивности значение согласно [2]. Отметим, что формулы [3] справедливы для линий излучения, а для линий поглощения они дают правильные результаты в случае, если $1/(1 + \eta_r) \approx 1 - \eta_r$. Для линий с $\eta_0 \gg 1$ на *рисунке* мы видим, что происходит смещение наблюдаемого центра суммарной σ -компоненты в сторону компонент с малой интенсивностью. Для линии с $\eta_0 \gg 1$ положение суммарной σ -компоненты соответствует положению суммарной σ -компоненты линии с $g=1,25$, а не $1,5$.

Рассмотрим случай поперечного поля. Для простоты предположим, что, как и в предыдущем случае, профили спектральных линий описываются формулами Унно при $\beta_0 \gg 1$. В этом случае для формул Унно записываем (обозначения общепринятые)

$$\eta_I = \eta_p/2 + (\eta_l + \eta_r)/2; \quad \eta_Q = \eta_p/2 - (\eta_l + \eta_r)/2 \quad (8)$$

Формулы Унно будут иметь вид

$$r_I = (1 + \eta_D) / [(1 + \eta_D)^2 - \eta_Q^2]; \quad r_Q = \eta_Q / [(1 + \eta_D)^2 - \eta_Q^2]. \quad (9)$$

Для спектра линейной поляризации имеем

$$r_I + r_Q = (1 + \eta_l + \eta_Q) / [(1 + \eta_D)^2 - \eta_Q^2]$$

или

$$r_I + r_Q = 1 / (1 + \eta_l - \eta_Q). \quad (10)$$

Подставляя в (5) выражения (2) и (4), после простых преобразований получаем

$$r_I + r_Q = 1 / (1 + \eta_p). \quad (11)$$

Для ортогонального спектра аналогичные выкладки приводят к формуле

$$r_I - r_V = 1 / [1 + (\eta_l + \eta_r)/2]. \quad (12)$$

Выражения (11) и (12) опять же являются формулами Миннарта. В результате особенности поведения линии со сложным расщеплением будут теми же, что и в случае продольного поля.

Все эти особенности характерны для значительных расщеплений, соответствующих магнитным полям солнечных пятен и пор. В случае малых расщеплений картина более проста и использование для линий со сложным расщеплением эффективного фактора Ланде вполне оправдано. Рассмотрим этот вопрос в рамках теории Унно. Величина η_v для линии со сложным расщеплением, если предполагать простейший случай чисто доплеровского профиля коэффициента поглощения, описывается формулой

$$\eta_v = -\{I_1 \cdot \exp[-(v - v_h \cdot g_1/g_1)^2] + I_1 \cdot \exp[-(v - v_h \cdot g_2/g_1)^2] + \dots + I_n \cdot \exp[-(v - v_h \cdot g_n/g_1)^2] - I_1 \cdot \exp[-(v + v_h \cdot g_1/g_1)^2] - I_2 \cdot \exp[-(v + v_h \cdot g_2/g_1)^2] - \dots - I_n \cdot \exp[-(v + v_h \cdot g_n/g_1)^2]\} \cdot \eta_0 \cdot \cos \gamma \quad (13)$$

В формуле (13) приняты следующие условные обозначения (помимо общепринятых). Величина I_i – доля вклада i -й компоненты в суммарную интенсивность. При этом $\sum I_i = 1$.

Положено, что g_i – это фактор Ланде i -й компоненты расщепления. Для определенности полагаем, что внешняя, самая далёкая от центра линии компонента – первая и имеет фактор Ланде g_1 . Можно принять и наоборот, но это только усложнит доказательство и приведет к тому же результату. Если величина расщепления $\Delta\lambda_H \ll \Delta\lambda_D$ ($\Delta\lambda_D$ – доплеровская полуширина), то $v_h = \Delta\lambda_H / \Delta\lambda_D \ll 1$ и величина $\exp(-v_h^2)$ стремится к 1. Это тем более справедливо для компонент расщепления, которые находятся ближе к центру линии, чем внешняя компонента. Учитывая эти обстоятельства и разлагая составляющие (13) в ряды, ограничиваясь в разложении членами первого порядка малости, имеем выражение

$$\eta_v = -\{I_1 \cdot (1 + 2 \cdot v \cdot v_h \cdot g_1/g_1) + I_2 \cdot (1 + 2 \cdot v \cdot v_h \cdot g_2/g_1) + \dots + I_n \cdot (1 + 2 \cdot v \cdot v_h \cdot g_n/g_1) - I_1 \cdot (1 - 2 \cdot v \cdot v_h \cdot g_1/g_1) + I_2 \cdot (1 - 2 \cdot v \cdot v_h \cdot g_2/g_1) + \dots + I_n \cdot (1 - 2 \cdot v \cdot v_h \cdot g_n/g_1)\} \cdot \eta_0 \cdot \cos \gamma \cdot \exp[-(v^2)]/2,$$

и после преобразований

$$\eta_v = -v_h \cdot v \cdot (\sum I_i \cdot g_i) \cdot \eta_0 \cdot \cos \gamma \cdot \exp[-(v^2)]/g_1,$$

Поскольку величина $\sum I_i = 1$, то величина $\sum I_i \cdot g_i$ есть не что иное, как эффективный фактор Ланде. В итоге имеем выражение

$$\eta_v = -v_h \cdot \eta_0 \cdot \cos \gamma \cdot v \cdot \exp[-(v^2)] \cdot g_{\text{эфф}}/g_1, \quad (14)$$

аналогичное соответствующему выражению работы [1] для триплета.

Из всего сказанного следует, что линия с любым сложным расщеплением в малых полях ведет себя так же, как и триплет с фактором Ланде, равным его эффективному значению для линии со сложным расщеплением.

Отметим еще одну особенность поведения линий в малых полях. Формулы Унно для профилей линии при малых расщеплениях в магнитном поле $\delta\lambda_H \ll \delta\lambda_D$ и $\beta_0 \gg 1$ имеют вид

$$r_I = 1/(1 + \eta_D), r_Q = \eta_Q/(1 + \eta_D)^2, r_V = \eta_V/(1 + \eta_D)^2. \quad (15)$$

Обозначения здесь и далее общепринятые.

Из формул (15) сразу имеем

$$f = r_V/r_I^2 = \eta_V, s = r_Q/r_I^2 = \eta_Q. \quad (16)$$

Значение

$$\eta_V = (-\eta_l + \eta_r) \cdot \cos\gamma / 2.$$

Используя уже примененный ранее прием разложения выражений для коэффициентов поглощения в ряды и ограничиваясь членами первого порядка малости, имеем

$$f = 2 \cdot \eta_0 \cdot v_H \cdot \cos\gamma \cdot v \cdot \exp(-v^2)$$

и, находя положение экстремума функции по шкале длин волн из выражения $f' = 0$, сразу имеем

$$2v^2 - 1 = 0. \quad (17)$$

Мы видим, что положение максимума величины $f = r_V/r_I^2$ по шкале длин волн в случае малых расщеплений не зависит не только от величины напряженности поля, но и от η_0 -отношения коэффициента селективного поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Поскольку величина $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$, положение максимума r_V/r_I^2 определяется величиной доплеровской полуширины линии, которая в фотосфере с высотой меняется относительно слабо.

Для определения положения по шкале длин волн величины $s = r_Q/r_I^2 = \eta_Q$, выполнив сходные с вышеприведенными расчеты, достаточно легко получаем соотношение

$$v \cdot (v^2 - 1) = 0. \quad (18)$$

Соотношение (18) также показывает зависимость только от доплеровской полуширины.

Представляется перспективным использовать функции f и s для расчета калибровочных кривых для измерения магнитных полей при сравнении величин магнитных полей, полученных по магнитоактивным линиям, заметно отличающимися по своей эквивалентной ширине.

Здесь мы вынуждены напомнить, что при выводе формул Унно для модели Милна–Эддингтона величина η_0 предположена постоянной, а изменение функции источника с глубиной линейно. Несмотря на то что практически все результаты, полученные с использованием формул Унно были подтверждены при более точных измерениях с использованием теории образования линий в реальной солнечной атмосфере, приведенные выше выкладки необходимо проверить прямыми расчетами. Нами проведено интегрирование системы уравнений переноса излучения Унно для модели пятна Книра [4] и для популярной при измерениях магнитного поля пары линий Fe I $\lambda\lambda$ 630,15 и 630,25 Å. Данные расчетов положения максимума величины f относительно центра линии приведены в графах 2–8 таблицы.

Таблица

$\Delta\lambda_H$	630,25			630,15			
	-0,94	-1,24	-1,54	-0,64	-0,94	-1,24	-1,54
0,001	40,5	37,6	32,6	43,5	41,4	38,4	33,6
0,003	40,3	37,1	32,4	43,4	40,6	37,9	33,6
0,005	39,3	35,7	31,2	42,6	40,4	37,4	32,6
0,007	37,6	34,4	30,1	40,7	39,6	36,6	32,1
0,010	34,6	31,6	28,6	40,4	38,4	34,9	30,6
0,015	31,6	31,4	33,5	37,4	34,8	31,6	28,6
0,0175	33,5	36,7	40,5	34,8	33,4	30,6	29,0
0,019	36,8	41,7	44,6	35,2	32,4	30,4	29,4
0,020	40,5	44,4	47,4	34,6	32,4	30,4	30,4

А.В. Баранов, Н.Н. Баранова, В.М. Григорьев

ОЦЕНКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ В РАЙОНЕ МАЛЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

В первом столбце даны величины расщепления в условных единицах, при этом величина 0,001 соответствует значению напряженности поля 52 Э. Во второй строке даны наборы логарифмов сил осцилляторов, для которых приведены расчеты положения максимумов f в миллиангстремах. Реальные значения $\lg(gf)$ составляют для линии 630,25 нм -1,24, а для линии 630,15 нм $\lg(gf) = -0,94$. Остальные данные для различных $\lg(gf)$ приведены для оценки влияния коэффициента поглощения на положение максимумов f в реальной атмосфере. Мы видим, что при изменении величины поля в 20 раз – от 52 до 1040 Э – изменение расстояния максимума f от центра линии не превышает 50 %. Изменение gf линии 630,15 в 8 раз может приводить к различиям до 30 %. Таким образом, мы видим, что для реальной атмосферы положение максимумов величин f и s все-таки зависит от H и η_0 , однако зависимость эта слаба и формулы (17) и (18) в значительной мере отражают картину и для реальной атмосферы. Несомненно, что расчеты должны проводиться для каждого конкретного случая сравнения величин магнитных полей в разных линиях.

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. С. 3-14. (Тр.УАФО; т.8, вып. 8).
2. Ельяшевич М. А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Государственное издательство физ. – мат. литературы, 1962. 892 с.
3. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы. М.: Государственное издательство физ. – мат. литературы, 1960. 444 с.
4. Kneer F. Line Profiles in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, N 2. P. 39-47.

Малые солнечные вспышки составляют подавляющее большинство явлений этого класса, т. е. именно они являются типичным процессом энерговыделения в атмосфере Солнца. Соответственно механизм вспышки прежде всего должен объяснить особенности малых и маломощных процессов этого типа.

В работе [2] А.В. Барановым и Н.Н. Барановой был подтвержден известный факт возгорания узлов микровспышек в H_α вблизи нулевой линии продольного поля. Кроме того, было найдено, что возгорание вспышек происходит там, где близки к нулю градиенты вертикальных составляющих напряженности магнитного поля и электрического тока.

Целью данной работы было изучение особенностей электрических токов \mathbf{j} и электромагнитных сил \mathbf{F} в районах, непосредственно прилегающих к местам активной области (АО), где происходили малые солнечные вспышки.

Методика расчета \mathbf{j} и \mathbf{F} приведена в работе [3] и вкратце сводится к следующему.

На некотором уровне l в атмосфере Солнца, где энергия магнитного поля много больше газового давления, можно принять, что магнитное поле близко к потенциальному. Тогда применим следующий метод расчета \mathbf{j} и \mathbf{F} .

Из уравнения $\operatorname{div}\mathbf{H} = 0$ имеем

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = -\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y}.$$

Следовательно, на высоте l получаем

$$H_z(l) = H_z(0) + \frac{\partial H_z}{\partial z} l.$$