АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXVIII

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1983

УДК 523

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),
член-кор. АН СССР А. А. БОЯРЧУК
(заместитель ответственного редактора),
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),
канд. физ.-мат. наук П. П. ДОБРОНРАВИН,
канд. физ.-мат. наук И. Г. МОИСЕЕВ,
член-кор. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,
доктор физ.-мат. наук В. Б. НИКОНОВ,
доктор физ.-мат. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,
доктор физ.-мат. наук Н. В. СТЕШЕНКО

И $\frac{1705000000-544}{042(02)-83}$ без объявления

© Издательство «Наука» 1983 г.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXVIII, 1983 г.

УДК 523.98

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В СВЯЗИ СО ВСПЫШКАМИ

А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян

Исследуются поляризационные спектрограммы пятен, полученные на БСТ-2 Крымской обсерватории с временны́м разрешением 1) около 1 ч и 2) 1—7 мин. Измерение напряженности магнитных полей пятен проводилось по зеемановскому расщеплению восьми спектральных линий, образующихся на разных высотах в атмосфере Солнца (от 60 до 1200 км).

Анализ наблюдательного материала, полученного с временны́м разрешением ~1 ч, показывает следующее.

1. В пятнах наблюдается несколько видов распределения магнитного поля с высотой, но наиболее часто встречается такое, когда максимум напряженности находится на высоте 400—600 км.

2. Вспышки совпадают по времени с ростом поля близлежащих пятен. После вспышки поле уменьшается. Наибольшие изменения поля происходят на высотах $h = 400 \div 600$ км.

3. Средние скорости изменений магнитного поля пятен перед вспышками (или во время их), после вспышек и в спокойные периоды соответственно равны: 356 ± 75, -324 ± 64 и -48 ± 23 Гс/ч для $h = 400 \div 600$ км.

Подробное изучение магнитных полей пятен в двух группах во время вспышек балла 1 B и 2 N с временны́м разрешением 1—7 мин показало:

1) наибольшие изменения поля происходят в ядрах, расположенных вблизи линии раздела полярностей, при этом поле одной полярности усиливается, а другой уменьшается;

2) во время вспышки происходило смещение нулевой линии, при этом величина смещения была различной на разных высотах в атмосфере Солнца; это можно интерпретировать как изменение наклона трубок силовых линий во время вспышки;

3) меняется соотношение полей, определенных по линиям, которые образуются на одной глубине, но имеют разную температурную чувствительность;

4) По зеемановскому расщеплению эмиссионных линий металлов определена напряженность магнитного поля во вспышке, которая оказалась по величине такой же или даже выше, чем полученная по линиям поглощения в пятне, над которым эмиссия располагалась.

VARIATIONS OF THE MAGNETIC FIELDS OF SUNSPOTS RELATED TO FLARES, by *A. N. Koval* and *N. N. Stepanjan*.— The spectrograms of sunspots obtained at the tower telescope BST-2 of the Crimean observatory with polarization analizer have been examined. We have measured the magnetic fields of sunspots by Zeeman splitting of eight spectral lines originated at different depths in the solar atmosphere (from 60 to 1200 km).

The consideration of the observational data obtained with 1^h time resolution showed, that:

1) In sunspots there are several kinds of magnetic field distribution with height, but mostly the maximum magnetic field strength occurs at the height of 400—600 km.

2) There is time coincidence of the flare appearance with the increase of magnetic field in the adjucent sunspots. After the end of the flare the field decreases. The maximum change of the field occurs at heights $h = 400—600$ km.

3) The averaged rates of sunspot magnetic field variations for $h = 400-600$ km level before (or during) the flare, after the flare and in the absence of the flare are 356 ± 75, -324 ± 64 and -48 ± 23 Gs·h^{-1}, correspondingly.

The detailed study of the magnetic field of two sunspot groups during the flares of importance 1B and 2N with time resolution 1—7 min permits us to conclude, that:

1) The most pronounced field variations take place in the umbrae which are located on both sides of the line of polarities reversal and their magnetic fields evolve in opposite directions: one polarity is increasing while the other is decreasing.

2) The displacement of the neutral line occured during the flare. Its value varied with the height of solar atmosphere. It may be interpreted as a change of the force tubes inclination during the flare.

3) The relationships between the strengths of field change, which were determined by lines, originated at the same depth but with different temperature sensitivities.

4) By Zeeman splitting of the metal emission lines the magnetic field is the same or even stronger than that derived by the absorption lines in the sunspot below the emission.

Из многочисленных наблюдений следует, что магнитное поле играет активную роль в образовании вспышек. Еще в 1939 г. Джиованелли [1] нашел зависимость между сложностью магнитного поля в группах пятен и частотой вспышек. Затем тесная связь вспышек со структурой магнитного поля активной области, а также изменения магнитных полей, связанные со вспышками, были обнаружены А. Б. Северным [2], при наблюдениях с магнитографом. Исследования изменений продольной и поперечной составляющих магнитного поля в активных областях, в которых наблюдались большие вспышки, были проведены в [3—5].

Был также выполнен ряд работ с целью изучения изменений магнитных полей пятен со временем, и эти изменения сопоставлялись с вспышечной активностью [6—8]. Однако в одних случаях точность измерений была недостаточна, в других было плохое временнóе разрешение, так что невозможно четко отделить изменения магнитных полей, связанные со вспышками, от эволюционных изменений магнитного поля. Проанализировав имеющиеся наблюдательные данные, Раст [9] приходит к выводу, что скорость изменения магнитных полей пятен не различается при вспышках и в отсутствие вспышек, за исключением больших протонных вспышек. Так, в [10] найдено, что магнитные поля в области, которая дала протонную вспышку 7.08 1972 г., ослабевали в течение 1,5 ч после начала вспышки со скоростью, превышающей изменения полей в пятнах без вспышек. В [11] отмечено уменьшение напряженности магнитного поля пятен $\sim$300 Гс/ч после протонной вспышки 4.07 1974 г. Увеличение магнитной энергии в активной области перед большими вспышками и уменьшение после них были обнаружены ранее [4] при изучении карт магнитного поля активных областей.

Чтобы отделить эволюционные изменения магнитных полей пятен от изменений, связанных с небольшими вспышками нужны измерения магнитных полей с частотой не менее одного измерения в час [9]. Во всех рассмотренных исследованиях также не разделялись пятна, близкие к вспышке и удаленные от нее.

В [12] нами было изучено изменение магнитных полей пятен на двух уровнях в атмосфере Солнца в связи с развитием активных областей: появлением и ростом пятен, возникновением усов и выбросов и вспышечной активностью. Статистически было получено, что перед вспышкой в пятнах, близких к месту возникновения вспышки, разность $\Delta H = H_{\text{в}} - H_{\text{н}}$ растет, а после вспышки уменьшается и становится отрицательной, а затем принимает прежнее значение. $H_{\text{в}}$ и $H_{\text{н}}$ — напряженности магнитного поля, определенные по линиям λ 6102,72 Ca I, образующейся на высоте $\sim$1200 км, и λ6136,99 Fe I, образующейся на высоте $\sim$200 км. Изменения магнитных полей более значительны на верхнем уровне. Пятна, далекие от вспышки, не показывают таких изменений.

Так как в [12] измерения магнитных полей пятен проводились 2—4 раза в день и только в двух линиях, мы решили продолжить начатые исследования с большим разрешением по высоте и по времени.

Наблюдательный материал

Для измерения магнитных полей были выбраны 8 линий, образующихся на разной глубине в атмосфере Солнца (от 60 до 1200 км), а также с разной чувствительностью к температуре. Список линий и их характеристики приведены в табл. 1 (λ — длина волны, элемент, $g\lambda^2$ — величина магнитного расщепления, $I_ф$ — интенсивность линии в невозмущенной фотосфере, $I_п$ — интенсивность линии в пятне, h — высота образования

Таблица 1

№ п/п	λ, Å	Элемент	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$	$I_ф$	$I_п$	h, км
1	6102,72	Ca I	74	9	25	1200
2	6108,15	Ni I	40,4	6	8	400
3	6111,05	Ni I	46,6	2	0	60
4	6119,54	V I	41,6	1	8	400
5	6128,99	Ni I	56,5	1	2	120
6	6136,99	Fe I	75,3	3	4	200
7	6141,72	Ba II	41,4	7	12	630
8	6151,63	Fe I	69,2	4	6	290

линии). Высоты образования линий в пятне определены по [13]. Две линии (первая и третья) являются простыми триплетами, остальные имеют сложную картину расщепления в магнитном поле. Три линии (первая, четвертая, седьмая) заметно усиливаются в пятне, т. е. чувствительны к изменению температуры. Особенно чувствительной к изменению температуры является линия ванадия λ6119,54 Å (четвертая). Одна линия (третья), λ6111,05 Ni I, ослабевает в пятне. Интенсивность остальных линий слабо изменяется при переходе от фотосферы к пятну. Таким образом, по выбранным линиям мы можем получить распределение магнитного поля пятен с высотой от нижних слоев фотосферы (60 км) до хромосферы (1200 км), а также попытаться разделить высотные и температурные эффекты изменений магнитных полей.

Наблюдения проводились на башенном телескопе БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории. Спектрограммы пятен с применением поляризационной оптики получены в четвертом порядке дифракционного спектрографа с дисперсией 0,37 Å/мм. Одновременно на пластинке (пленке) получался участок длин волн λ6102—6153 Å.

Мы анализируем наблюдательный материал, полученный начиная с 1972 г. Особенно подробные наблюдения магнитных полей выполнены для большого комплекса пятен, наблюдавшегося в мае-июне 1980 г. по программе ГСМ. Поляризационные спектрограммы всех пятен комплекса получались с интервалом около 1 ч в течение 8—10 ч ежедневно. Летом 1981 г. проведены наблюдения магнитных полей пятен во время вспышек. Спектрограммы получались с интервалом 1—7 мин на протяжении всей вспышки.

Измерения и результаты

Измерения магнитных полей пятен проводились на двух приборах: «Мир-12» и Аскорекорд. В обоих случаях выполнялось визуальное наведение нити прибора на σ-компоненты расщепленных в спектре пятна линий на двух соседних полосках спектра с противоположной поляризацией. Разность этих отсчетов затем переводилась в напряженность магнитного поля в гауссах по известной формуле.

Средняя квадратическая ошибка одного измерения магнитного поля имеет значения от 50 до 100 Гс в зависимости от резкости линии (соотношения ее глубины и полуширины) и величины магнитного расщепления. При определении напряженности магнитного поля, усредненной по нескольким линиям, образующимся на близких высотах (о чем будет сказано ниже), ошибка возрастает до 150 Гс.

Для всех изученных пятен по данным для всех восьми линий были построены графики, показывающие ход напряженности магнитного поля с высотой. Этот ход поля с высотой оказался разным для разных пятен. На рис. 1 представлены типичные примеры распределения напряженности магнитного поля с высотой. В исследованных нами пятнах наиболее часто встречается распределение поля с максимальной напряженностью на высотах 400—600 км.

Рассмотрим соотношение магнитных полей, измеренных по линиям, разбитым попарно на следующие группы: 1) линии образуются примерно на одной высоте и имеют одинаковую температурную чувствительность (линии 6 и 8); 2) линии образуются на разных высотах, но их температурная чувствительность одинакова (линии 2 и 6);

3) линии образуются на одной высоте, но имеют разную температурную чувствительность (линии 2 и 4).

На рис. 2 представлены соотношения магнитных полей пятен, полученные из измерений этих линий. Из графиков видно, что: 1) измеренные по линиям 6 и 8 магнитные поля практически одинаковы; 2) определенные по линии 2 магнитные поля в основном выше на ~500 Гс, чем по линии 6 для пятен с любыми напряженностями. Это свидетельствует о наиболее частой встречаемости распределения поля в пятнах с

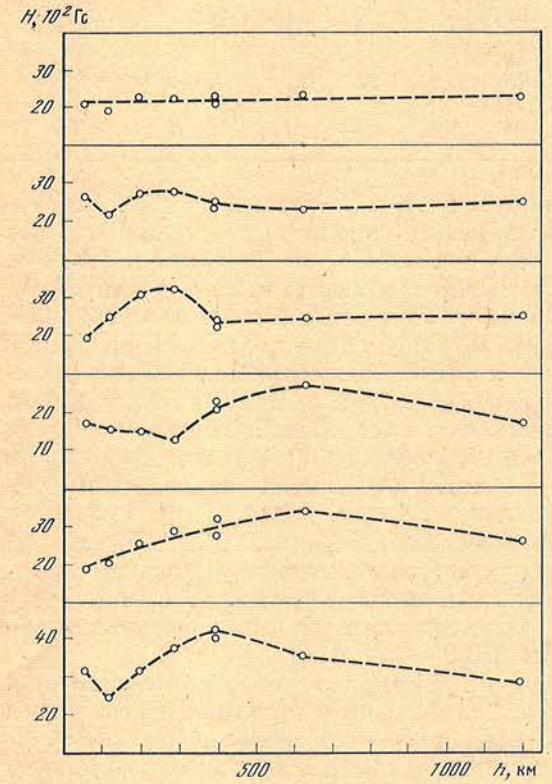


Рис. 1. Примеры наиболее часто встречающегося распределения магнитного поля с высотой в изученных пятнах

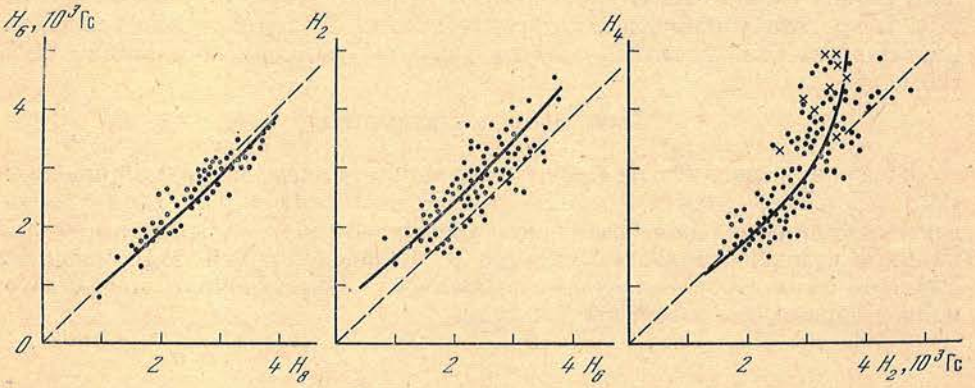


Рис. 2. Соотношения магнитных полей пятен, измеренных по разным линиям

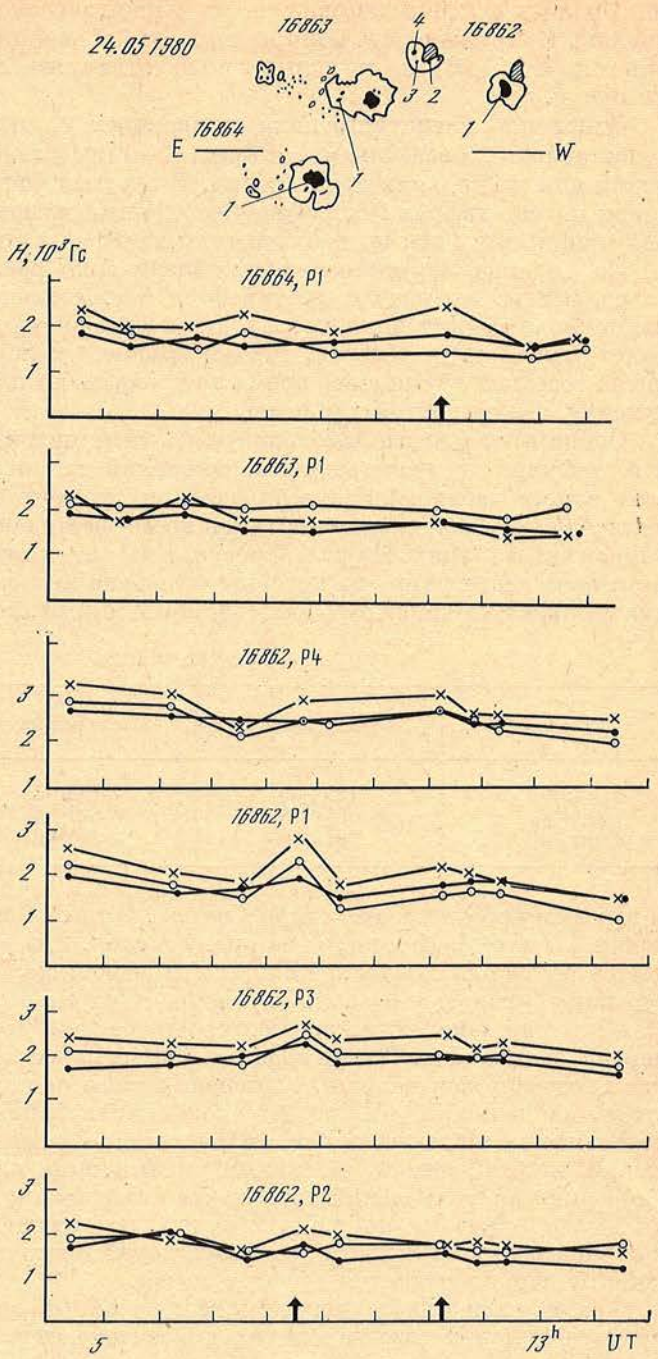


Рис. 3. Изменение со временем магнитного поля пятен на трех уровнях в комплексе групп пятен 24.05 1980 г. и его сопоставление со вспышками

Точки — нижний уровень, крестики — средний, кружки — верхний. Моменты вспышек отмечены стрелками на оси абсцисс. Положения узлов вспышек нанесены штриховкой на зарисовках групп пятен. Цифрами обозначены исследуемые ядра пятен. Значок P с цифрой обозначает номер ядра, к которому относятся измерения

максимумом на высоте 400—600 км; 3) измеренные по линиям 2 и 4 магнитные поля в пятнах с напряженностью $\leqslant 3000$ Гс различаются, в основном не сильно. При $H \geqslant 3000$ Гс появляется значительное число пятен, в которых поле, измеренное по линии 4, более чувствительной к температуре, существенно больше, чем по линии 2. К этому графику мы вернемся позднее.

Чтобы уменьшить влияние ошибок в определении высот образования линий при изучении изменений магнитных полей пятен со временем, мы разделим линии на три группы в зависимости от высоты их образования: нижний уровень ($h = 60 \div 300$ км), средний уровень ($h = 400 \div 630$ км) и верхний уровень ($h = 1200$ км). Поля измерялись по всем линиям, за-

тем бралась средняя напряженность магнитного поля по линиям данной группы. Напряженность поля на нижнем уровне определялась по четырем линиям (3, 5, 6, 8), на среднем — по трем линиям (2, 4, 7) и на верхнем — по одной.

Изменения магнитного поля со временем на этих трех уровнях были сопоставлены со вспышками. На рис. 3—6 представлены результаты измерений для нескольких групп пятен. В верхней части рисунка даны зарисовки пятен, цифрами отмечены исследуемые разрезы, а также нанесены положения вспышек по наблюдениям на КГ-1 и КГ-2.

Из анализа изученного материала можно сделать вывод: вспышки совпадают по времени с ростом поля близлежащих пятен. Чаще всего максимальный рост поля происходит на среднем уровне. После вспышки поле уменьшается. Пятна в той же группе, удаленные от вспышки, или пятна соседних групп в это время не показывают изменений поля, или изменения имеют другой характер.

Оценим реальность изменений магнитных полей в связи со вспышками и их отличие от эволюционных изменений магнитных полей пятен. Для всех наших наблюдений мы определили скорость изменения магнитного поля ΔH Гс/ч перед вспышками (во время вспышек), после них и для периодов без вспышек. На рис. 7 результаты таких определений представлены в виде гистограмм, на которых отложено число случаев (в процентах) для каждого значения ΔH для этих трех интервалов на нижнем, среднем

Таблица 2

Уровень	Перед вспышкой	После вспышки	Без вспышки
Нижний	165±49	—198±39	—38±15
Средний	356±75	—324±64	—48±23
Верхний	291±56	—340±61	—40±19

и верхнем уровнях в атмосфере Солнца. В табл. 2 приведены средние значения ΔH (Гс/ч). Как видно из рис. 7 и табл. 2, в период вспышек наблюдается рост поля со средней скоростью несколько сот гаусс в час, а после вспышки уменьшение поля происходит со скоростью того же порядка. Наибольшие изменения происходят на среднем уровне, наибольшая дисперсия значений ΔH наблюдается для периода перед вспышкой. В период без вспышек скорость изменения поля около 50 Гс/ч, что соответствует найденной в [14] средней скорости изменения поля в пятнах. Отрицательное значение, возможно, объясняется ухудшением качества изображений, приводящим к фиктивным уменьшениям поля от утра к полудню (большинство наблюдений проводилось в первую половину дня).

Таким образом, из табл. 2 видно, что изменения магнитных полей в период вспышки и после нее существенно превосходят изменения в спокойный период развития группы пятен.

Анализ наших наблюдений также показал, что значительные изменения магнитных полей пятен происходят в течение небольших интервалов времени, порядка часа и меньше. Поэтому следует еще более улучшить временно́е разрешение, чтобы получить более подробную картину изменений магнитного поля в связи со вспышками.

Результаты измерений магнитных полей пятен с высоким временны́м разрешением во время вспышек

Летом 1981 г. мы провели ряд наблюдений магнитных полей пятен во время вспышек с временны́м разрешением 1—7 мин. Для двух вспышек получены наблюдения с самого начала, они были изучены нами в первую очередь.

Вспышка балла 1В 23.07 1981 г. Вспышка началась в 7^h10^m, достигла

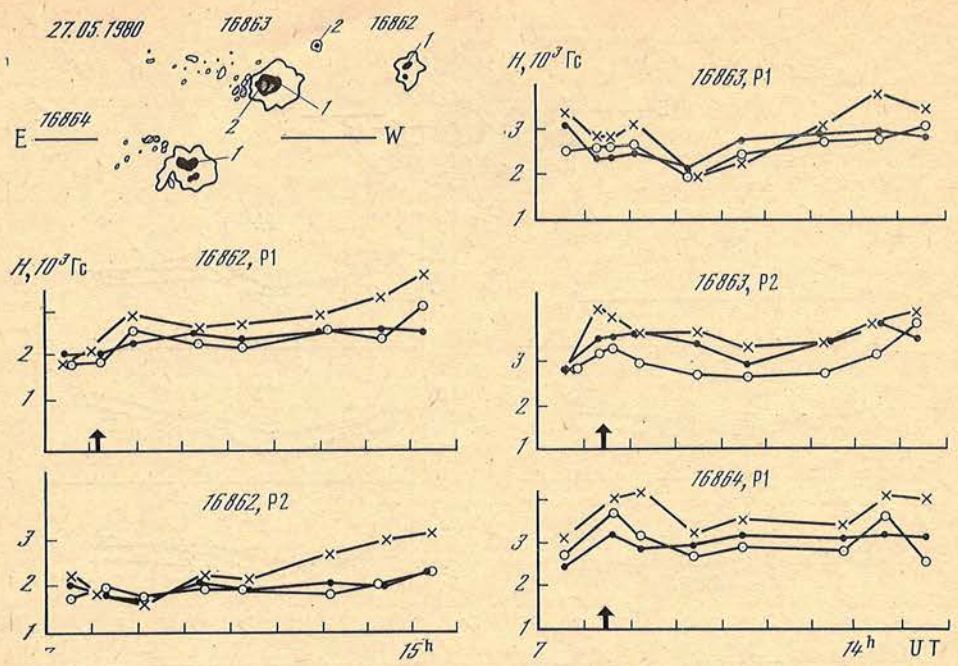


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для комплекса 27.05 1980 г.

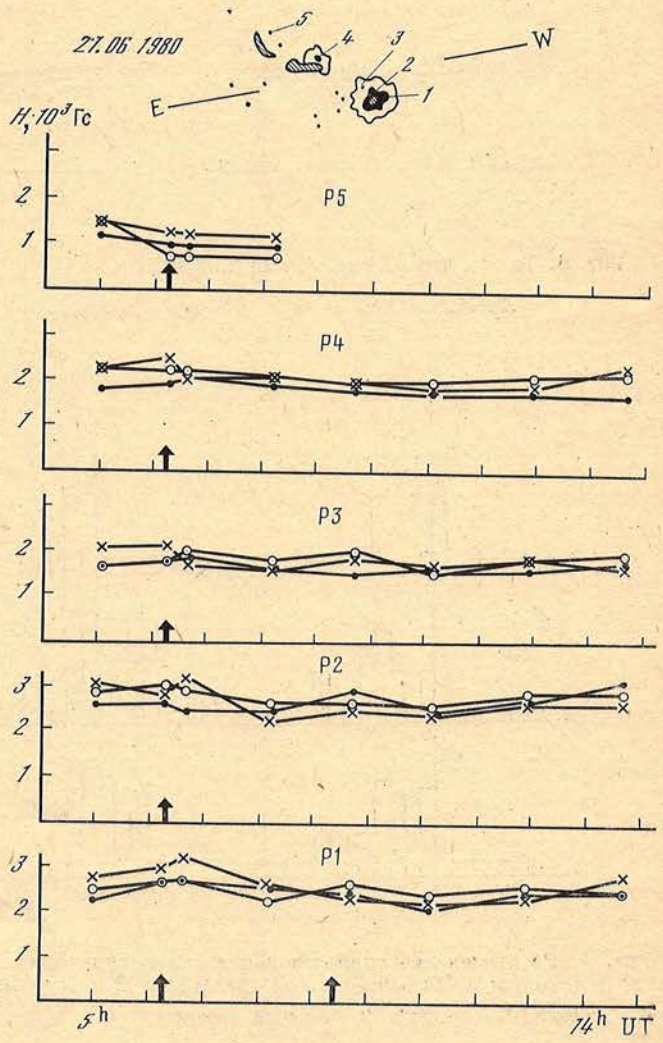


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для 27.06 1980 г.

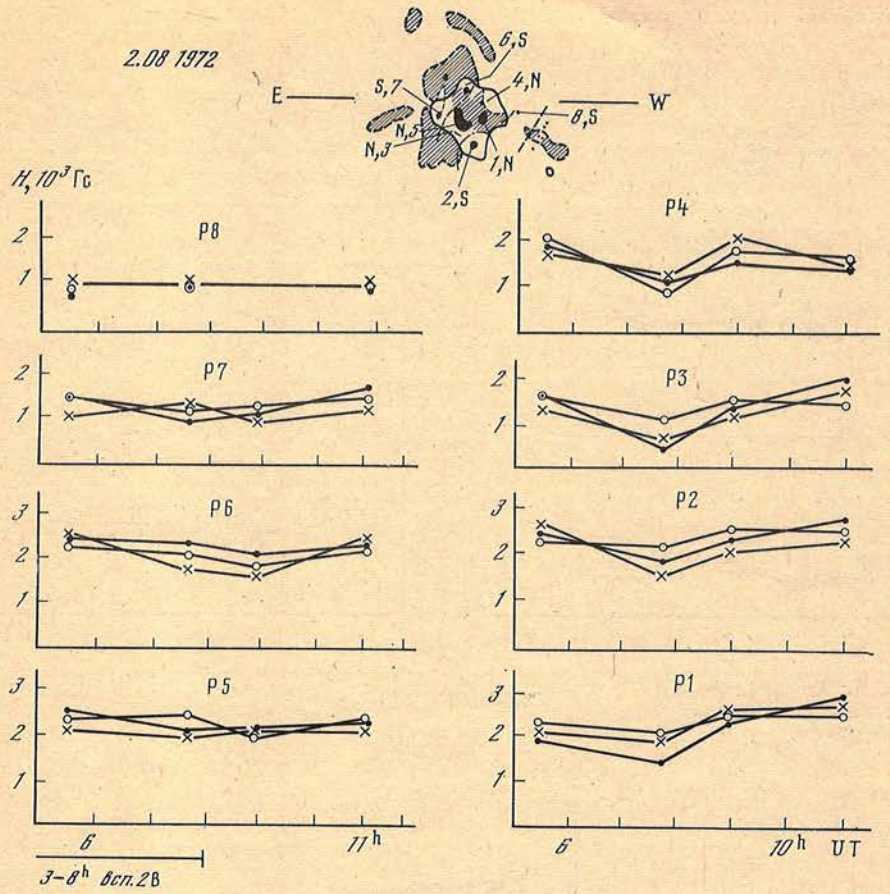


Рис. 6. То же, что на рис. 3, для 2.08 1972 г.

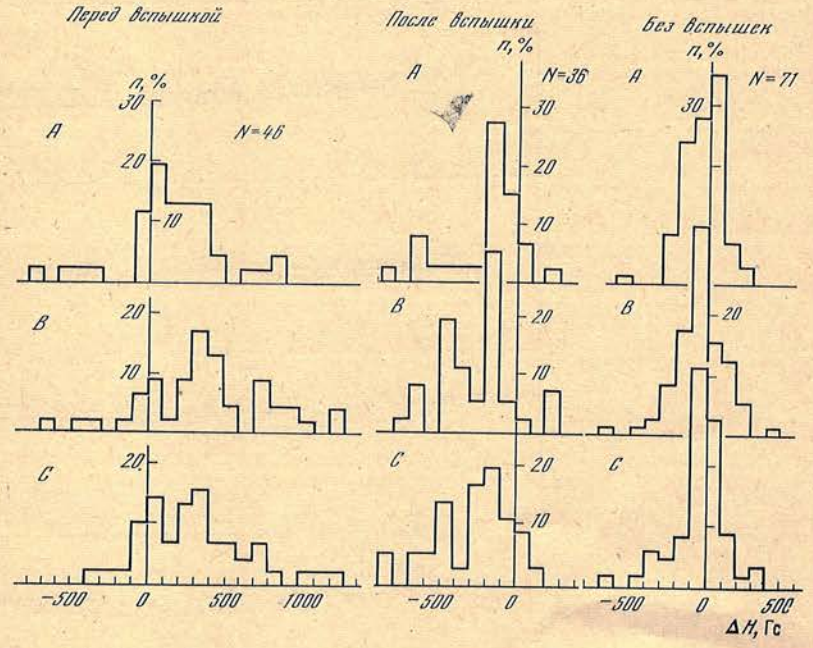


Рис. 7. Распределение скорости изменения магнитного поля пятен перед вспышкой, после вспышки и без вспышек для трех уровней в атмосфере Солнца

A — нижний, *B* — средний, *C* — верхний уровни

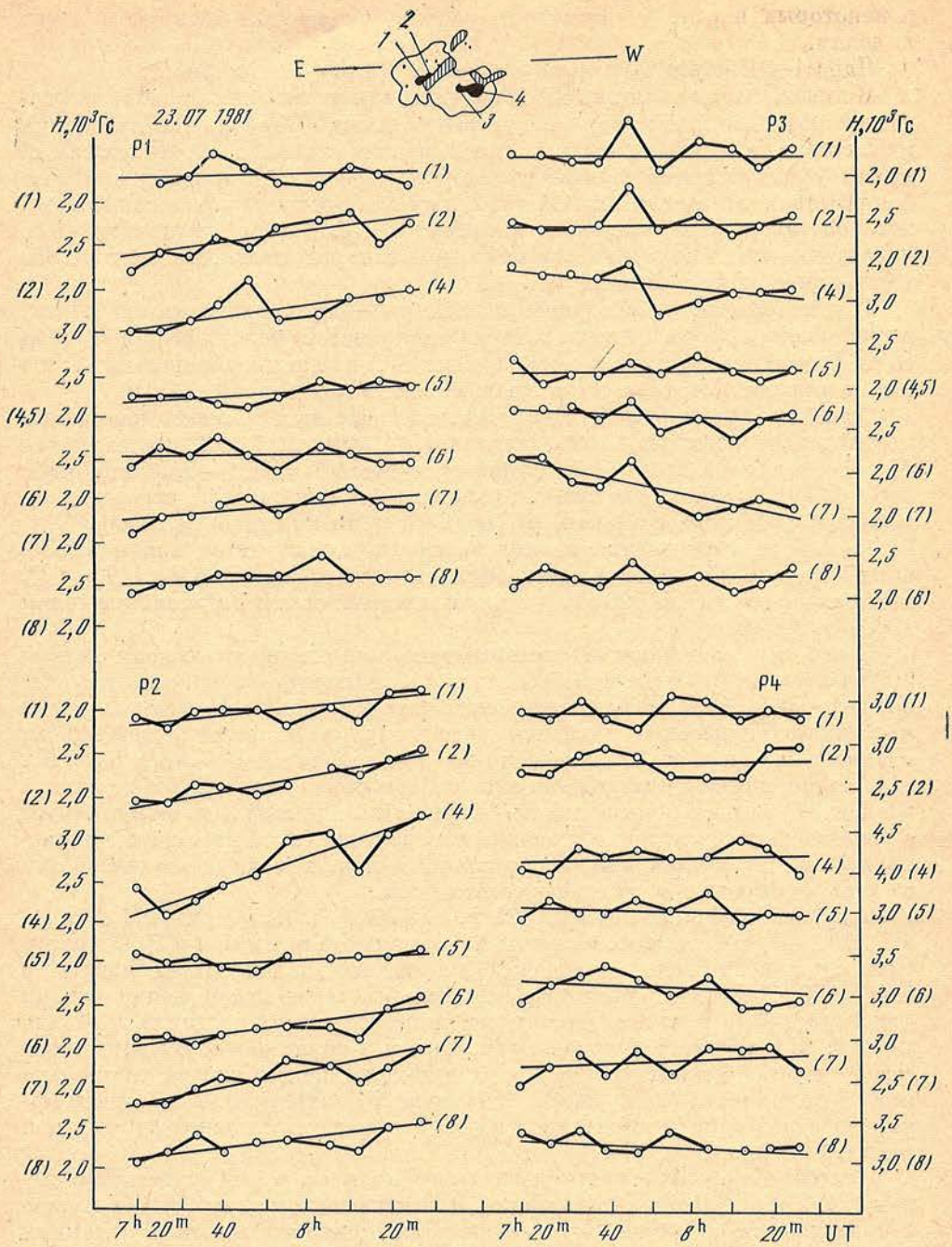


Рис. 8. Изменения магнитных полей в группе пятен во время вспышки балла 1В 23.07 1981 г.

В скобках — [номера линий, по которым определялось поле (согласно табл. 1)]

максимума в 7^h20^m, закончилась в $\sim 8^h15^m$UT. Наблюдения магнитных полей пятен начаты через 10 мин после начала вспышки.

Результаты измерений магнитных полей пятен во время вспышки представлены на рис. 8. В верхней части рисунка приведена зарисовка группы пятен, отмечены исследуемые ядра, штриховкой нанесено положение узлов вспышки. Наиболее яркие узлы вспышки были расположены вблизи ядра 2. Без детального сравнения с развитием вспышки мы пока не будем рассматривать колебания магнитного поля, которые хорошо видны

в некоторых ядрах, а рассмотрим картину изменения магнитного поля в целом.

Ядра 1 и 2 имели N-полярность, ядра 3 и 4 — S-полярность.

В ядре 1 только для линий, образующихся на среднем уровне, наблюдается небольшой рост поля в течение вспышки. Наибольшие изменения магнитного поля происходили в ядре 2, вблизи которого находился самый яркий узел вспышки: поле растет на всех уровнях, но наибольший рост поля выявляется по линиям 2, 4 и 7. В ядре 3 происходит уменьшение поля, которое также более выражено в линиях 4 и 7. В ядре 4 напряженность магнитного поля во время вспышки практически не изменяется: слабое уменьшение поля в линиях 5, 6, 8.

Таким образом, наибольшие изменения поля происходили в ядрах, расположенных вблизи линии раздела полярностей (ядра 2 и 3), при этом поле N-полярности усиливалось, а поле S-полярности уменьшалось. Эти изменения поля соответствуют результатам, полученным в [15].

Одной из особенностей ядра *4* является огромная разность напряженностей магнитного поля, определенного по линиям 4 и 2, достигающая 1700 Гс. В других ядрах этой группы разность $\Delta H = H_4 - H_2$ была около 300—1000 Гс. Эффект увеличения разности ΔH в пятнах, на которых располагалась эмиссия вспышек, наблюдался нами для ряда вспышек. Так, 27.06 1980 г. в спокойный период развития группы пятен при наблюдениях с 5 до 15^h UT (шесть измерений магнитных полей) $\Delta H = H_4 - H_2$ изменялась от 300 до 500 Гс, а во время вспышки 1 В достигла значений 1000—1200 Гс.

Выше мы уже говорили, что в пятнах с напряженностью поля больше 3000 Гс линия 4, более чувствительная к температуре, чаще показывает более высокое значение напряженности поля (см. рис. 2). На этом же рис. 2 крестиками нанесены измерения магнитных полей пятен, относящиеся к моментам вспышек. Практически все они находятся в области $H_4 > H_2$.

Так как линия 4 усиливается в пятне, т. е. образуется в более холодных элементах, то рост поля в ней по сравнению с линией 2 свидетельствует о росте магнитного потока от холодных элементов. Такой рост может происходить за счет увеличения относительного числа холодных элементов или за счет повышения в них магнитного поля.

Вспышка балла 2N 12.08 1981 г. В 5^h30^m начал ярчать флоккул, в 6^h20^m — 6^h30^m вспышка достигла максимальной яркости и к 7^h UT практически закончилась. Измерения магнитных полей пятен начаты в 5^h45^m UT. Наиболее яркий узел вспышки был расположен между ядрами 4 и 5 (рис. 9), а в момент максимума яркости эмиссия частично заливала ядро 4. Ядро 4 было N-полярности, ядро 5 S-полярности. В промежутке между ядрами 4 и 5 поле еще два раза меняло знак: к ядру 4 примыкало поле S-полярности (P4a), затем шло поле N-полярности, т. е. самый яркий узел вспышки располагался в области с очень сложной структурой магнитного поля.

Исследовались изменения магнитного поля во время вспышки в ядрах 1, 4, 5 и в области S-полярности, примыкающей к ядру 4 (P4a). В ядре 1 происходили небольшие изменения поля, наиболее заметные в линиях 1 и 7 : небольшое падение напряженности поля к моменту максимума вспышки и последующее восстановление к прежнему значению. В ядре 5 заметных изменений поля не происходило. Наибольшие изменения поля были в ядре 4 и в области примыкающей к нему S-полярности. В ядре 4 во время вспышки поле уменьшается во всех линиях, а к концу вспышки начинает восстанавливаться. В примыкающей области S-полярности (P4a) поле растет на всех уровнях (см. рис. 9).

Кроме роста поля S-полярности, во время вспышки происходило смещение нулевой линии между ядром 4 и P4a. Причем это смещение в спектральных линиях 2 и 6 (их можно отнести в среднем к высоте 300 км) отличалось от смещения в линиях 1 и 7 (образующихся в среднем на высоте 1000 км).

Изменение расстояния нулевой линии от центра ядра 4 Δl на этих

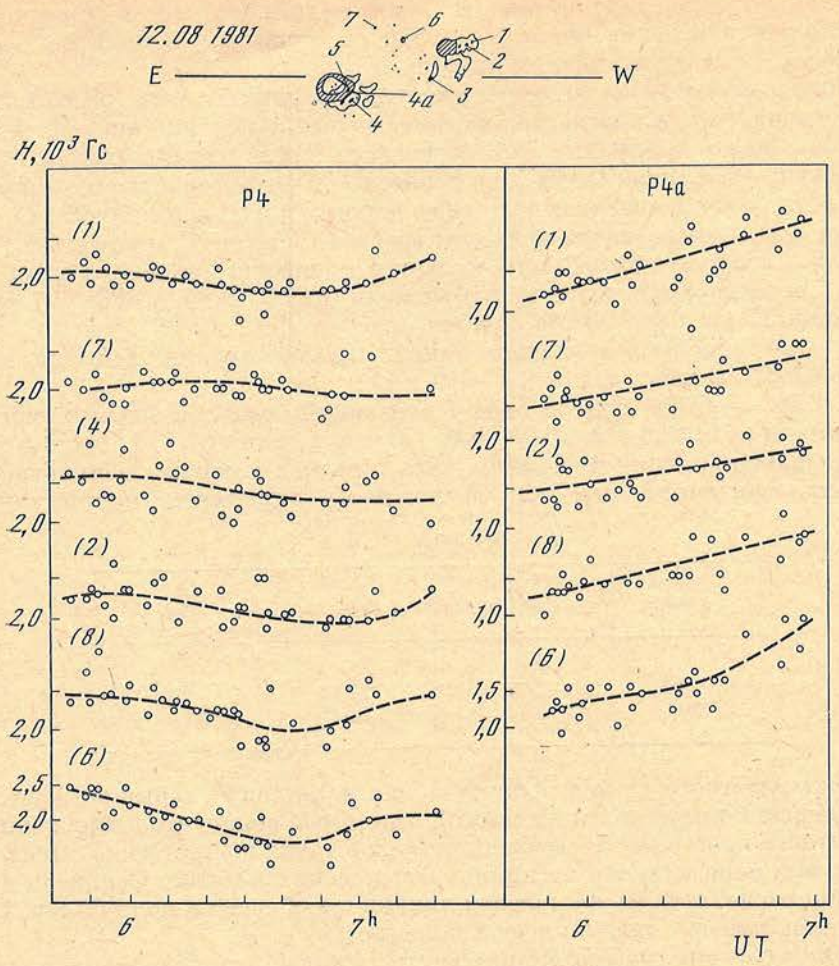
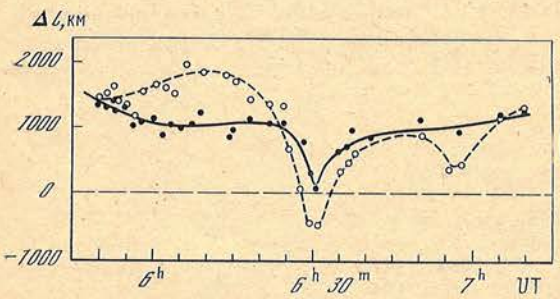


Рис. 9. Изменение магнитного поля в ядре 4 и области S-полярности (P4a) во время вспышки балла 2 N 12.08 1981 г.



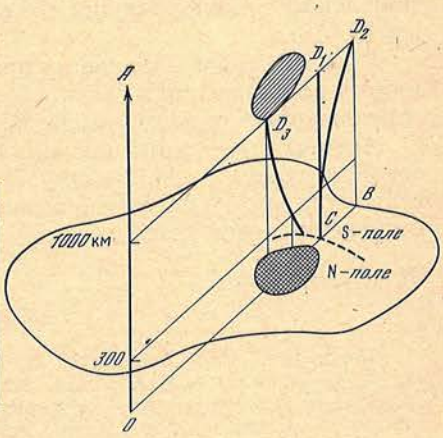


Рис. 10. Изменение со временем положения границы раздела полярностей относительно центра ядра 4 12.08 1981 г.

Точки — положения границы в линиях 6, 8; кружки — в линиях 1, 7

Рис. 11. Схематическое изображение сдвига нулевой линии магнитного поля в плоскости, проходящей через щель спектрографа и луч зрения

Заштрихованный сеткой овал — ядро 4, заштрихованный — эмиссия вспышки

двух уровнях показано на рис. 10. Такой вид кривых можно интерпретировать как изменение наклона трубок силовых линий поля во время вспышки. Схематически это показано на рис. 11.

Использование спектральных линий, образующихся на разных высотах, позволяет нам проследить картину сдвига нулевой линии магнитного поля в плоскости, проходящей через щель спектрографа (линия *OB* на рис. 11) и луч зрения (линия *OA*). В плоскости фотосферы, перпендикулярной *OAB*, условно изображено пятно с ядром 4 и нулевой линией (штриховая линия), пересекающей щель спектрографа в точке *C*. Линии CD_1, CD_2 и CD_3 — сечения поверхности нулевого магнитного поля с плоскостью *OAB* в последовательные моменты времени (5^h50^m, 6^h20^m, 6^h30^m). К концу вспышки (7^h10^m) эта линия приблизилась к CD_1.

Оценки скорости движения линии раздела полярностей для высот около 1000 км дают величину ~10 км/с.

В 6^h28^m — 6^h30^m вблизи ядра *4* ряд линий металлов виден в эмиссии. В линиях Fe λ6136,6 Å и λ6137,7 Å, а также в линии Ba II λ6141,7 Å эмиссия довольно сильная и видна на двух соседних полосках поляризационной спектрограммы. Это дает возможность определить напряженность

Таблица 3

Время	H_{6137}, Гс	H_{6139}, Гс	H_{6142}, Гс
$6^h\ 28^m$	2100	2200	2200
6 29	3000	3100	—

и знак магнитного поля в месте свечения металлов во вспышке. Результаты измерений представлены в табл. 3, из которой видно, что напряженность магнитного поля в месте свечения металлов такая же или даже несколько выше, чем определенная по линиям поглощения в пятне. Основная часть эмиссии располагалась на нулевой линиии и в области S-полярности. Поле в области эмиссии также имеет S-полярность.

Таким образом, наблюдения магнитных полей пятен во время вспышек с высоким временным и пространственным разрешением на нескольких уровнях атмосферы Солнца подтверждают и частично дополняют картину изменений, происходящих в активной области в связи со вспышками [5, 16].

Существенные изменения происходят в магнитных полях пятен. Меняется величина поля, распределение его с высотой, наклон трубок поля, соотношение горячего и холодного компонентов в пятне.

Авторы благодарны академику А. Б. Северному за обсуждение результатов, а также А. Н. Бабину, Л. Г. Карташовой и М. Б. Огирь за предоставление материалов наблюдений на КГ-2 и КГ-1 для отождествления положений вспышек.

Ноябрь 1981 г.

Литература

1. *Giovanelli R. G.*— Astrophys. J., 1939, vol. 89, p. 555.
2. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1960, т. 22, с. 12.
3. *Howard R., Severny A.*— Astrophys. J., 1963, vol. 137, p. 1242.
4. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1964, т. 31, с. 159.
5. *Зверева А. М., Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз., обс., 1970, т. 41—42, с. 97.
6. *Вяльшин Г. А., Крюгер А.*— Солнечные данные, 1973, № 8, с. 68.
7. *Krüger A.*— Solar Phys., 1972, vol. 27, p. 217.
8. *Чистяков В. Ф.*— В кн.: Матер. междунар. симп. «Проблемы магнитных полей в космосе». Крым. 6—9 апреля 1976 г.— Крым. астрофиз. обс., 1978, с. 185.
9. *Rust D. M.*— Solar Phys., 1976, vol. 47, p. 21.
10. *Rust D. M.*— Solar Phys., 1973, vol. 33, p. 205.
11. *Livingston W. C.*— Proc. Mtg. on Flare associated magnetic field dynamics, Natl. Center Atmosph. Res. Boulder, Colo., USA, 1974, p. 269.

12. *Коваль А. Н., Степанян Н. Н.*— Солнечные данные, 1972, № 1, с. 83.
13. *Mattig W.*— Solar Phys., 1969, vol. 8, p. 291.
14. *Cowling T. G.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1946, vol. 106, p. 218.
15. *Ribes E.*— Astron. and Astrophys., 1969, vol. 2, p. 316.
16. *Гопасюк С. И., Огирь М. Б., Северный А. Б., Шапошникова Е. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1963, т. 29, с. 15.

УДК 523.75

О ХАРАКТЕРЕ АКТИВИЗАЦИИ ФЛОККУЛОВ НАКАНУНЕ И ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ

Л. Г. Карташова

Изучается характер активизации тонкоструктурных образований на отдельных участках флоккулов в центре линии H_α накануне и во время вспышки. Используются H_α-фильмы активных областей в процессе развития трех вспышек балла 2; 50 вспышек балла 1 и такого же числа субвспышек.

Обнаружено, что:

1) В период вспышечной активности в отдельных участках флоккулов образуются структуры, имеющие вид цепочек ярких узелков (длиной $(20 \div 80) \cdot 10^3$ км) или систем нескольких параллельных цепочек ярких узелков (расстояние между цепочками — несколько секунд дуги);

2) во время вспышки:

а) ядра вспышечной эмиссии развиваются вдоль цепочек системы, при этом полуширина (на 0,5 I) отдельных эмиссионных ядер изменяется в пределах $\pm 1''$,

б) поярчание в области систем цепочек развивается также вдоль цепочек и почти не затрагивает промежутков между ними.

в) иногда наблюдается последовательное поярчание цепочек одна за другой, скорость распространения поярчания составляет 5—30 км/с и близка к средней скорости раздвижения лент двухленточных вспышек.

ON THE ACTIVATION OF FLOCCULI IN PREFLARE AND FLARE SITUATION, by *L. G. Kartashova*.— The evolution of fine structure features in H_α center, in some plage regions before and during flares has been studied, using H_α-film of active regions for 3 flares of importance 2; 50 flares of importance 1 and 50 subflares.

It has been found that:

1) during flare activity in some parts of flocculi fine structures have been forming in a shape of bright chains of granules ($(20—80) \cdot 10^3$ km length) or a system of several parallel chains (separated by several arc sec);

2) during the flare:

a) bright emission grains are located along the chain axis, the size (on 0.5 intensity level) of a single emission grain vary within $\pm 1''$,

b) the brightening propagates along the chains with no impact in between,

c) sometimes the consecutive brightening of chains occurs, the rate of brightening propagation is 5—30 km/s which is close at the mean velocity of flare filaments expansion in two-ribbon flares.

Хорошо известно, что во время вспышки активизируется вся активная область, при этом изменяется магнитный поток [1] и поле скоростей [2], существенно ярчают флоккулы [3—6]. В то же время известно, что вспышка состоит из тонкоструктурных элементов [7—10]. Но своим характерным размерам (1—3″) [7, 10] ядра вспышечной эмиссии близки к величине флоккульных гранул. В этой связи представляет интерес исследование эволюции тонкоструктурных элементов флоккулов во время вспышки. В частности, важно проследить развитие ядер, вспышечной эмиссии относительно деталей тонкой структуры хромосферы. Особое внимание было уделено исследованию систем тонкоструктурных образований флоккулов, характер активизации которых напоминает процесс развития двухленточных вспышек.

1. Материал наблюдений и методика обработки

Материалом для исследования тонкой структуры флоккулов в период вспышечной активности послужили H_α-фильмы активных областей за период 1978—1981 гг. Наблюдения проводились на коронографе КГ-1 Крымской астрофизической обсерватории в линии H_α с ИПФ «Halle» с полосой пропускания 0,5 Å. Диаметр изображения Солнца на фильтрограммах составлял 120 мм [11] при угловом разрешении на пленке не хуже 1″, кружок рассеяния близок к теоретическому (1″,6) и составляет ~1″,9.

Кинематографирование проводилось на контрастную мелкозернистую пленку «изопанхром 18» при скорости съемки, за редким исключением, 8 кадр/мин и по возможности непрерывно в течение от одного до нескольких часов. Применяемая скорость съемки позволяет достаточно подробно проследить эволюцию самых короткоживущих элементов тонкой структуры хромосферы, время жизни которых исчисляется минутами. Использованные в работе H_α-фильмы активных областей включают в общей сложности наблюдения около ста вспышек. В их число входят три вспышки балла 2, около 50 вспышек балла 1, остальные — субвспышки. Большинство серий наблюдений активных областей во время вспышек захватывало предвспышечную ситуацию. Наиболее подробно исследовались отдельные участки флоккулов в четырех активных областях. Данные относительно времени наблюдения этих областей и вспышечной активности за этот период приведены в таблице.

Номер а. о. по СД	Дата	Интервал наблюдений, UT	Наблюдавшиеся вспышки
412	14.09 1979	06^h00^m—10^h30^m	1n, 2n
339	11.07 1980	08 50 —09 40	1n
385	13.08 1980	06 00 —07 20	1n, 1b
—	15.07 1981	08 00 —14 00	1n, 2n

Характерные особенности тонкой структуры флоккулов в период вспышечной активности выявлялись тщательным просмотром H_α-фильмов. Из рассмотрения исключались наиболее яркие участки флоккулов активной области и (за редким исключением) центральные районы вспышек, где изучение отдельных структур затруднено высокой плотностью почернения. Отдельные типичные примеры систем тонкоструктурных образований в центре линии H_α исследовались фотометрически. Целью фотометрии было определение характера эволюционных изменений яркости в различных тонкоструктурных образованиях флоккулов накануне и во время вспышки. Измерения проводились на микрофотометре МФ-4 и состояли в следующем.

1. Для различных моментов времени делались фотометрические разрезы вдоль и поперек как: а) компактных (отдельные узелки), так и б) протяженных (система узелков) образований флоккула. Размеры щелей выбирались в зависимости от размеров и формы исследуемых деталей и составляли $\sim(1{,}9 \div 2{,}5) \times 0''{,}5$ или $\sim(10 \div 13) \times (0{,}6 \div 0{,}7)''$.

2. Проводились измерения яркости отдельных узелков с квадратной щелью $1{,}2 \times 1{,}2$ и с шагом 3—5″ вдоль характерных направлений флоккула («поузелковая» фотометрия). Для отдельных групп узелков вычислялись средние значения относительной интенсивности I/I_0, где I_0 — интенсивность невозмущенного участка хромосферы.

3. Для ряда вспышек были получены световые кривые, усредненные для нескольких наиболее интенсивных узлов.

2. Некоторые особенности тонкой структуры флоккулов в период вспышечной активности

Просмотр H_α-фильмов показал, что в период вспышечной активности тонкоструктурные узелки флоккулов становятся более контрастными. Кроме этого, на отдельных участках флоккула и в самых различных местах активной области наиболее яркие узелки нередко образуют структуры, напоминающие цепочки. Пример таких цепочек показан на рис. 1, *а*, *б*. Для краткости будем называть данные структуры яркими цепочками. Некоторые участки ярких цепочек на рис. 1, *а* не разрешаются глазом на отдельные узелки; поэтому на рис. 1, *в* приведена кривая продольного фотометрического разреза небольшого ($\sim 25''$) прямолинейного участка цепочки (см. рис. 1, *б*). На ней видны мелкомасштабные флюктуации яркости с характерным размером $2-3''$. Длина цепочек узелков составляет обычно $(20 \div 80) \cdot 10^3$ км. Поперечный размер — несколько секунд дуги.

Иногда наблюдаются системы, состоящие из нескольких ярких цепочек, параллельных друг другу. Пример такой системы (15.07 1981) показан на рис. 2. Данная система состоит из трех ярких цепочек. В отдельных системах насчитывается до пяти цепочек. Расстояние между соседними цепочками обычно одного порядка и для различных систем составляет в среднем несколько секунд дуги. В промежутках между цепочками также наблюдаются узелковые образования. По аналогии назовем промежутки между яркими цепочками системы темными цепочками (см. рис. 2, *а*, *б*).

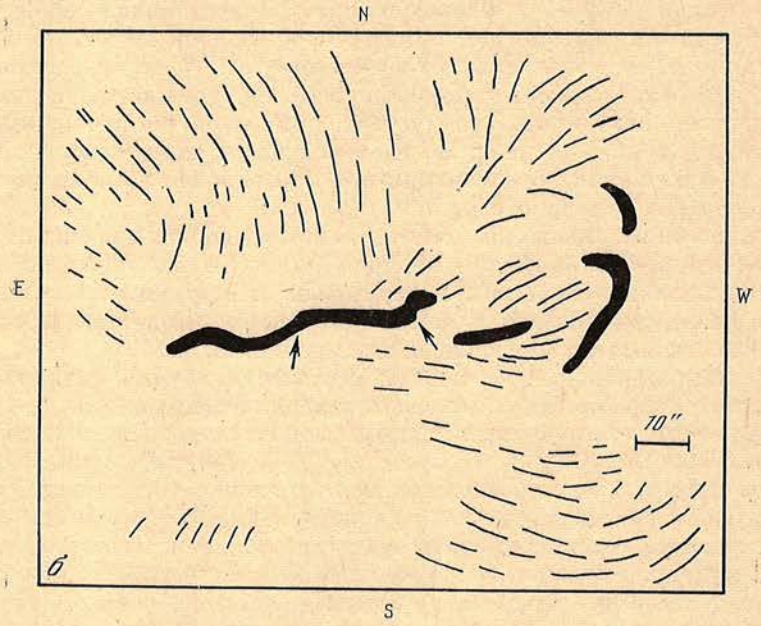
Яркость узелков вдоль цепочек системы изменяется довольно плавно, что хорошо видно на рис. 3. Кривые на рис. 3 представляют собой результаты «поузелковой» фотометрии ярких и темных цепочек системы, показанной на рис. 2, *а*, *б*, для трех моментов времени. Для упрощения точки вдоль оси абсцисс отложены равномерно, что не отражает взаимного расположения узелков. Из рис. 3 следует, что яркие цепочки интенсивнее темных в среднем в 1,2—1,3 раза. Во время вспышки это соотношение доходит до 1,4—1,5. Характер изменения яркости цепочек во время вспышки будет рассмотрен отдельно в п. 3.

Время жизни отдельных цепочек или систем цепочек зависит от характера вспышечной активности. В периоды развития отдельных небольших вспышек указанные особенности структуры наблюдаются в различных участках флоккулов обычно в течение 5—10 мин. Появляются они, как правило, за несколько минут до начала вспышки.

Во время повышенной вспышечной активности, когда в активной области развивается серия мелких вспышек, заканчивающаяся обычно крупной вспышкой, некоторые цепочки и системы цепочек прослеживаются в течение значительно более долгого времени. Так, системы, наблюдавшиеся 15.07 1981 и 11.07 1980, прослеживались в течение, по крайней мере, нескольких десятков минут, что можно видеть на рис. 4, 5, где приведены поперечные разрезы двух различных участков каждой из систем для нескольких моментов времени. В случае рис. 4, *а* отдельные элементы системы отождествлялись через пять с половиной часов после их образования накануне двухбалльной вспышки. Создается впечатление, что развитие ярких цепочек нередко происходит путем увеличения относительного контраста уже существующих мелкомасштабных неоднородностей яркости (см. стрелки на рис. 4, *а*; 08^h17^m и на рис. 5, *а*, *б*; 08^h56^m). Далее, на рис. 4, 5 (а также на рис. 3) видно, что при относительном постоянстве структуры системы яркость в отдельных ее участках претерпевает со временем заметные изменения, в особенности в период вспышки.

3. Развитие поярчаний и ядер вспышечной эмиссии в области систем цепочек

Характер изменения яркости в области сложных систем цепочек во время вспышек подробно исследовался на примере нескольких систем (15.07



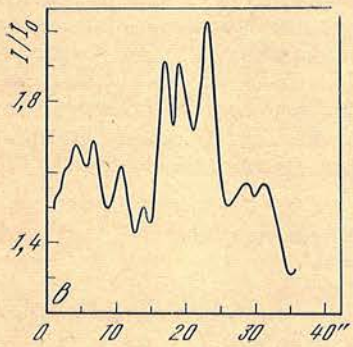


Рис. 1. Пример яркой цепочки во флоккуле гр. 342 по Солнечным данным 17.07 1980 г.

а — снимок в центре линии H_α, $t = 06^h50^m UT$; *б* — эскиз данного участка активной области. Яркие цепочки изображены темными полосками. Тонкими линиями показаны хромосферные волоконца. Стрелками ограничен участок цепочки, для которого был сделан продольный фотометрический разрез; *в* — продольный фотометрический разрез прямолинейного участка цепочки (см. стрелки на рис. 1, *б*)

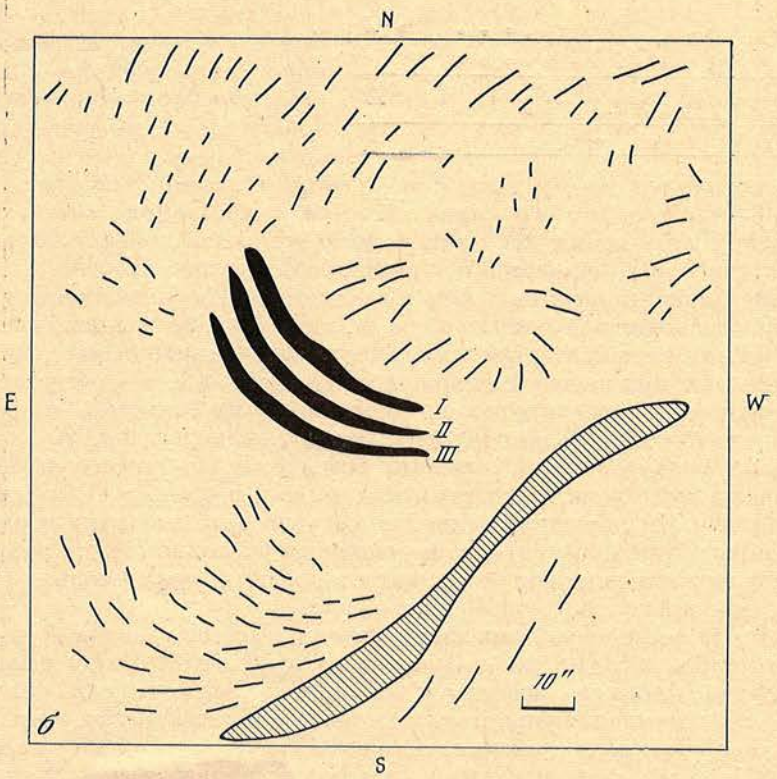


Рис. 2. Пример системы цепочек во флоккуле активной области 15.07 1981 г.

а — снимок в центре линии H_α, $t = 08^h50^m UT$; *б* — эскиз данного участка активной области; яркие цепочки изображены темными полосками, тонкими линиями нанесены хромосферные волоконца; заштрихована область волокна, яркие цепочки пронумерованы римскими цифрами

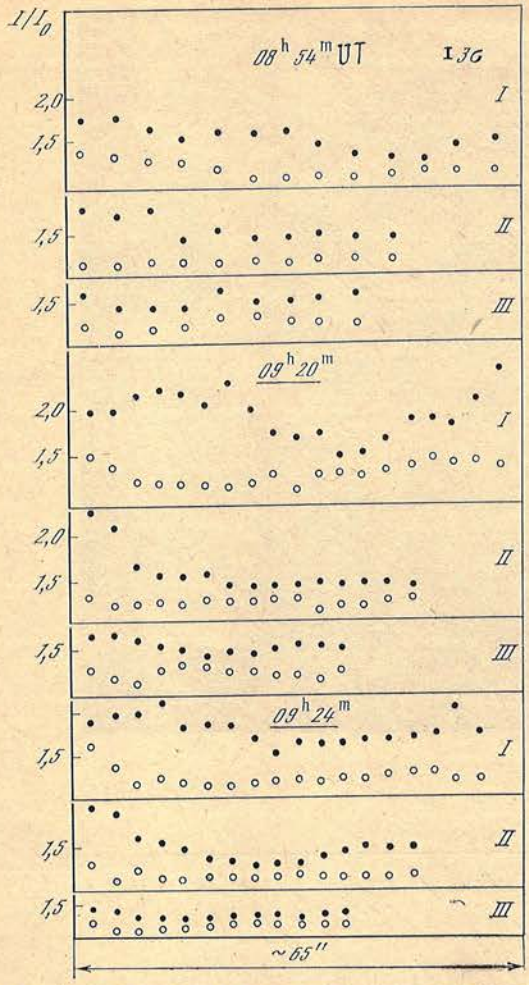


Рис. 3. Распределение яркости отдельных узелков вдоль ярких (точки) и темных (кружки) цепочек системы цепочек 15.07 1981 г. для нескольких моментов времени

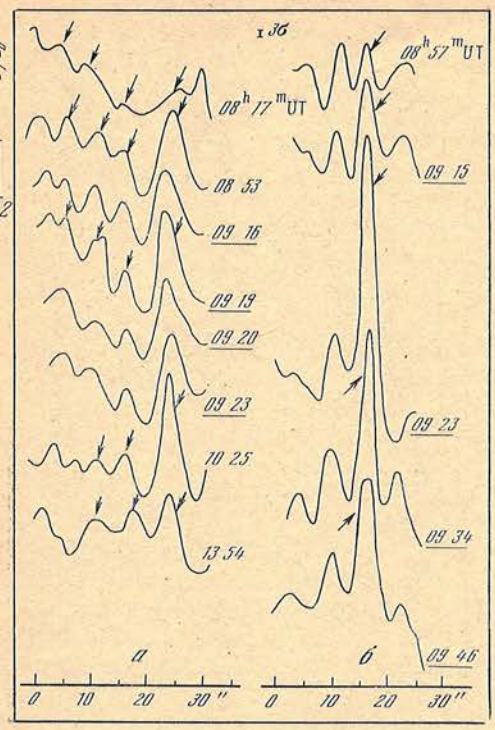
По оси абсцисс указана длина системы в угловых секундах. Римскими цифрами (*I*, *II*, *III*) обозначены кривые каждой пары яркой и темной цепочек в соответствии с порядком ее расположения в системе. Моменты времени, относящиеся к периоду вспышки (здесь и далее), подчеркнуты

1981; 11.07 1980; 13.08 1980), состоящих из трех ярких цепочек каждая и удаленных от центральных районов вспышек. Для характеристики яркости цепочки в целом бралась величина средней относительной интенсивности $\overline{I/I_0}$, определенная согласно описанию в п. 1. На рис. 6—8 сопоставляются значения $\overline{I/I_0}$ ярких и темных цепочек для каждой из указанных систем (рис. 6, *а* — 8,*а*) с кривыми яркости вспышек (рис. 6, *б* — 8, *б*) и с временным ходом качества изображений (рис. 6, *в* — 8, *в*).

Из кривых на рис. 6—8 прежде всего следует, что изменения яркости цепочек не определяются колебаниями качества изображений. Наиболее сильные возрастания яркости отдельных цепочек совпадают по времени с периодами развития вспышек. Далее, из рис. 6—8 видно, что при существенном возрастании интенсивности ярких цепочек во время вспышек яркость темных цепочек либо почти не меняется, либо увеличивается в значительно меньшей степени.

Избирательность по отношению к ярким цепочкам имеет место и в случае распространения вспышки на область, занятую системой цепочек. Вспышечные узелки располагаются при своем развитии приблизительно вдоль ярких цепочек, при этом увеличивается яркость цепочек и остается почти неизменным ее поперечный размер. Так, во время вспышки балла 2n на отдельном участке (~10″ длиной) одной из ярких цепочек системы 15.07 1981 развилась довольно сильная эмиссия. На рис. 4, *б* приведены поперечные разрезы этого участка системы как до, так и во время вспышки (высота щели 10″). Из измерений видно, что до вспышки полуширина (на уровне половины интенсивности) яркой цепочки в указанном месте составляет ~4″, во время вспышки она изменяется в пределах всего лишь ±1″, хотя яркость цепочки возрастает в несколько раз.

Структура вспышечной эмиссии в цепочках имеет узелковый характер (что отмечалось и в [10, 12]). Проследить отдельный узелок бывает довольно трудно, так как с развитием вспышки узелки почти сливаются между собой за счет увеличения межузелкового фона или образования новых ярких узелков вдоль цепочки. В одной из ярких цепочек системы 15.07 1981 г. удалось пронаблюдать эволюцию одного ядрышка эмиссии в течение десяти минут (09^h17^m — 09^h28^m). На рис. 9 приведен временной ход значений полуширины (r'') эмиссионного ядра на уровне половины интенсивности для двух поперечных сечений. В среднем $r \approx 4''$. На этом же рисунке помещена кривая изменения со временем максимальных значений



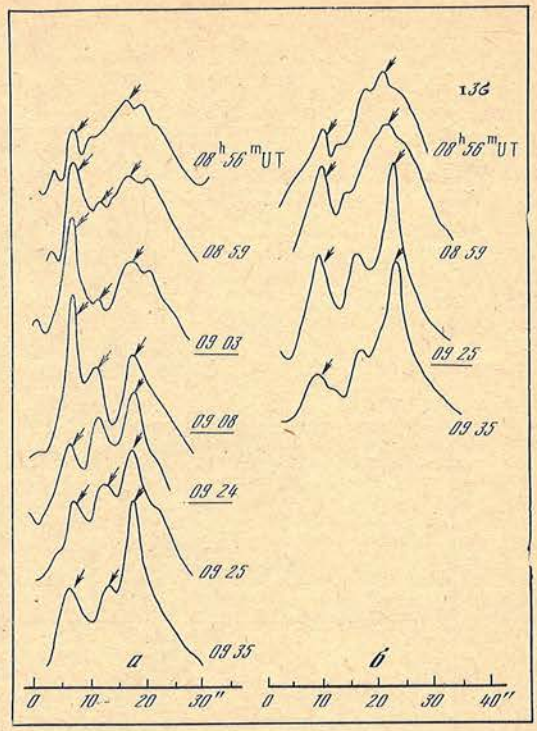


Рис. 4. Поперечные фотометрические разрезы системы цепочек 15.07 1981 г. в различные моменты времени

а — фотометрические разрезы одного из поперечных сечений системы для различных моментов времени; *б* — фотометрические разрезы другого поперечного сечения системы для нескольких моментов времени

Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для системы цепочек 11.07 1980 г.

относительной интенсивности узелка. На основании кривых на рис. 9 вряд ли можно говорить о наличии каких-либо характерных изменений полуширины узелка во время нарастания или спада его яркости. Изменения полуширины составляют $\pm 1''$ и в значительной степени могут определяться изменением качества изображений. Мы полагаем, что приведенные здесь результаты согласуются с выводом о приблизительном постоянстве размеров ядер вспышечной эмиссии с развитием вспышки, сформулированном в [10].

Далее было замечено, что поярчания различных участков систем цепочек во время вспышки происходят не совсем одновременно. Иногда наблюдается последовательное запаздывание усилений яркости соседних ярких цепочек. Так, во время наиболее мощных поярчаний, связанных со вспышками, максимальные значения яркости на кривых относительной интенсивности ярких цепочек на рис. 6—8 достигаются в различных цепочках неодновременно. Скорость распространения возмущения, определенная по времени запаздывания поярчания от I до III цепочек в трех исследуемых системах, 11.07 1980; 13.08 1980 и 15.07 1981, составляет 10; 30 и 21 км/с соответственно. Отметим, что эти величины близки к скорости раздвижения лент в двухленточных вспышках [13]. Учитывая также внешнее сходство двухленточных вспышек и характера активизации системы цепочек, можно предположить существование некоторой аналогии (за исключением, конечно, масштабов) обоих явлений.

В этой связи интересно было бы поискать в структуре флоккула особенности типа цепочек накануне развития в нем классической двухленточной вспышки. К сожалению, мы не располагали снимками таких вспышек с высоким угловым разрешением. Однако в случае двухбалльной вспышки

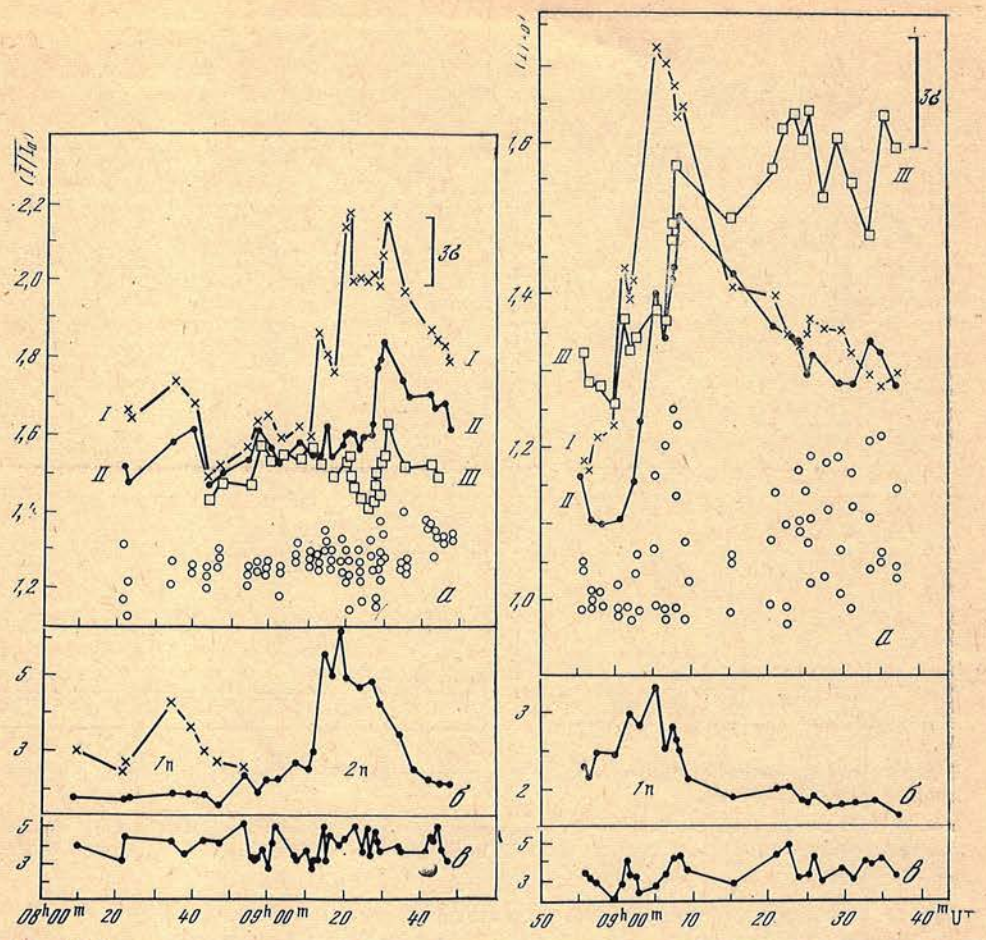


Рис. 6. Сопоставление кривых яркости ярких и темных цепочек системы, световых кривых вспышек и временнóго хода качества изображений 15.07 1981 г.

а — изменение со временем значений средней относительной интенсивности $(\overline{I/I_0})$ ярких и темных цепочек системы. Кривые средней относительной интенсивности ярких цепочек системы обозначены римскими цифрами *I*, *II*, *III* в соответствии с порядком расположения цепочек в системе. Кружками нанесены значения $(\overline{I/I_0})$ для всех темных цепочек; *б* — световые кривые вспышек; *в* — временной ход качества изображений в относительной пятибалльной шкале

Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для 11.07 1980 г.

14.09 1979 развитие вспышечной эмиссии наиболее яркого ее участка напоминает по своему характеру двухленточную вспышку. На рис. 10, *а* видно, что одна эмиссионная лента в этом месте передвинулась в процессе развития вспышки в среднем на ~12 000 км (со скоростью ~5 км/с.). Качественный анализ снимков показал, что в структуре флоккула на участке движения эмиссионной ленты перед вспышкой действительно наблюдалось несколько структур, напоминающих яркие цепочки. Оказалось, что при своем распространении вспышечная эмиссия развивалась, в основном вдоль них. На рис. 10, *б* яркие цепочки накануне вспышки (07^h20^m) изображены жирными линиями. Места развития наиболее яркой вспышечной эмиссии в различные моменты времени заштрихованы. Штриховой линией показано приблизительное положение нулевой линии магнитного поля. Вспышечная лента отодвигалась от нее, как это обычно бывает при развитии двухленточных вспышек [13]. Движение эмиссии остановилось на последней цепочке у края флоккула. Безусловно, полученный результат следует проверить на большем материале. Однако на основании всего изложенного, вероятно, можно высказать предположение об определяю-

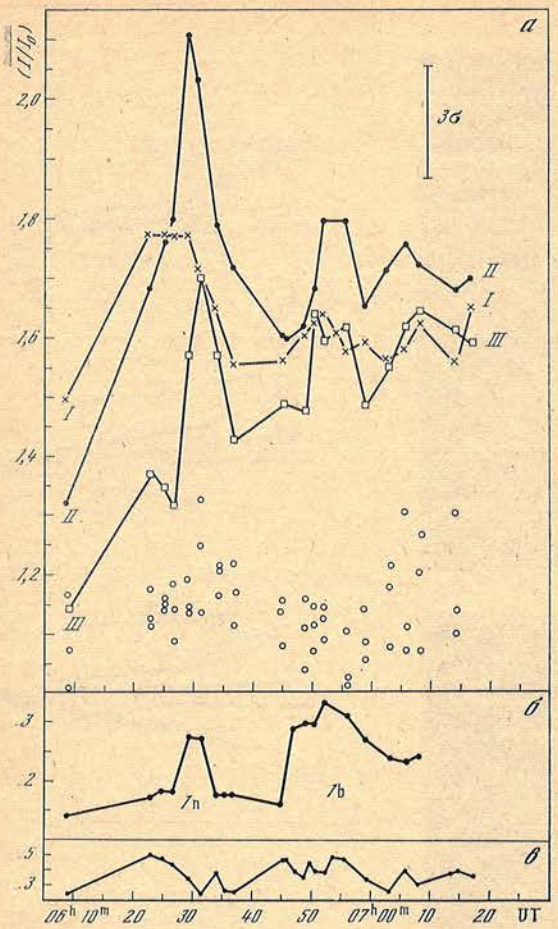


Рис. 8. То же, что и на рис. 6. для 13.08 1980 г.

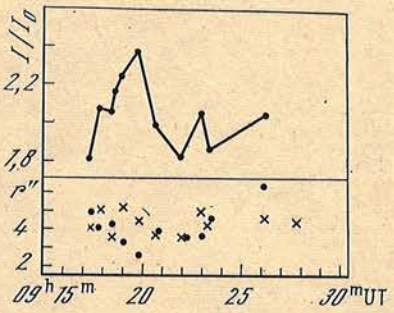


Рис. 9. Изменение максимальных значений относительной яркости I/I_0 и полуширины r'' отдельного эмиссионного узелка со временем

Значения полуширины приведены для двух произвольных сечений и обозначены разными значками

щей роли последовательной активизации ярких компонентов систем цепочек в процессе развития двухленточных вспышек. В этом случае можно было бы ожидать, что раздвижение вспышечных лент носит дискретный характер.

Выводы

В результате исследования характера активизации флоккулов в центре линии H_α в период вспышечной активности были сделаны следующие основные выводы.

1. В период вспышечной активности в отдельных участках флоккулов образуются структуры, имеющие вид цепочек ярких узелков (длиной $(20 \div 80) \cdot 10^3$ км) или систем нескольких параллельных цепочек узелков (с расстоянием между цепочками в несколько секунд дуги).

2. Во время вспышки:

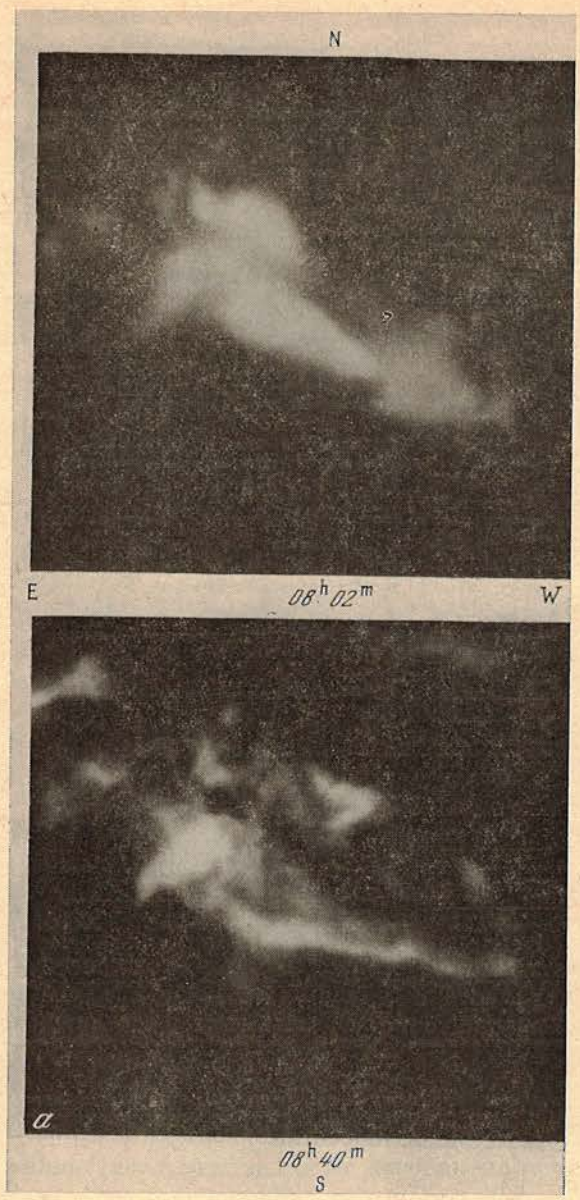
а) ядра вспышечной эмиссии развиваются вдоль цепочек системы, при этом полуширина (на 0,5 I) отдельных эмиссионных ядер изменяется в пределах $\pm 1''$;

б) поярчание в области систем цепочек развивается вдоль цепочек и почти не затрагивает промежутков между ними;

в) иногда наблюдается последовательное поярчание цепочек системы одна за другой; скорость распространения поярчания в четырех исследуемых случаях составляет 5—30 км/с и близка к средней скорости раздвижения лент двухленточных вспышек.

В заключение автор приносит глубокую благодарность академику А. Б. Северному и кандидатам физ.-мат. наук Т. Т. Цапу и А. Н. Бабину за очень ценные советы при обсуждении статьи.

Ноябрь 1981 г.



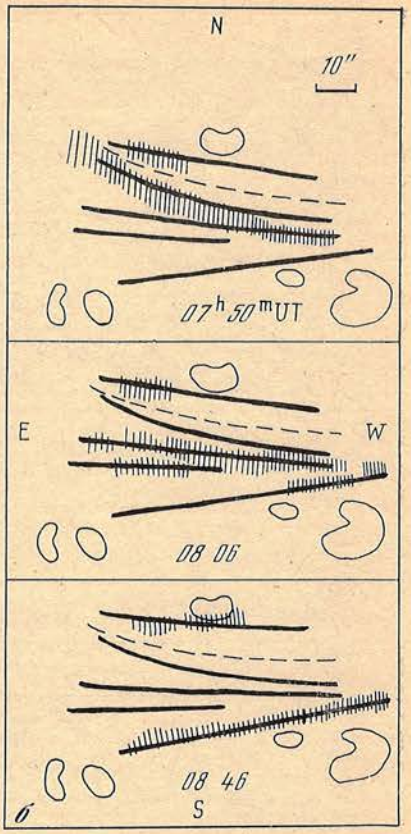


Рис. 10. Эволюция участка вспышки (балла 2n) 14.09 1979 г.

а — снимки данного участка вспышки в центре H_α; $t_1 = 08^h02^m$; $t_2 = 08^h40^m$ UT; *б* — развитие вспышечной эмиссии (для трех моментов времени — 07^h50^m; 08^h06^m; 08^h46^m UT) относительно ярких цепочек, наблюдавшихся в структуре флоккула накануне (07^h20^m) вспышки. Тонкой линией обведены пятна

Литература

1. *Зверева А. М., Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1970, т. 41—42, с. 97.
2. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1964, т. 32, с. 14.
3. *Северный А. Б., Шапошникова Е. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1954, т. 12, с. 3.
4. *Фисенко М. И., Чистяков В. Ф.*— В кн.: Исследования явлений на Солнце. Владивосток: ДВНЦ, 1975, с. 37.
5. *Огирь М. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 131.
6. *Бабин А. Н., Карташова Л. Г.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 67.
7. *Северный А. Б.*— Астрон. журн., 1957, т. 34, с. 688.
8. *Suemoto Z., Hiei E.*— Publ. Astron. Soc. Japan, 1959, vol. 11, p. 185.
9. *Loughhead R. E.*— Solar Phys., 1968, vol. 4, p. 422.
10. *Бабин А. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 152.
11. *Бабин А. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 52, с. 79.
12. *Moreton G. E., Severny A.B.*— Solar Phys., 1968, vol. 3, N 2, p. 218.
13. *Огирь М. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 37, с. 94.

УДК 523.98

ИЗМЕНЕНИЯ ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5; 3,2 И 3,5 СМ ВО ВРЕМЯ РАЗВИТИЯ ВСПЛЕСКОВ

А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев, В. П. Нефедьев, Л. И. Цветков

На материале наблюдений солнечного радиоизлучения на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см (РТ-22 КАО) и волне 3,2 см (поляриметр СибИЗМИРа) исследуются динамические особенности тонкой структуры в спектре излучения всплесков. Из сопоставления временны́х профилей всплесков на волнах 3,2 и 3,5 см следует, что в трех из пяти всплесков они заметно различаются. Показано, что это различие в записи всплесков реально, а не обусловлено аппаратурными эффектами. Делается вывод, что различие в записях всплесков на волнах 3,2 и 3,5 см, отличающихся на 10%, отражает наличие существенных градиентов в спектре радиоизлучения в начальной стадии развития некоторых сложных всплесков.

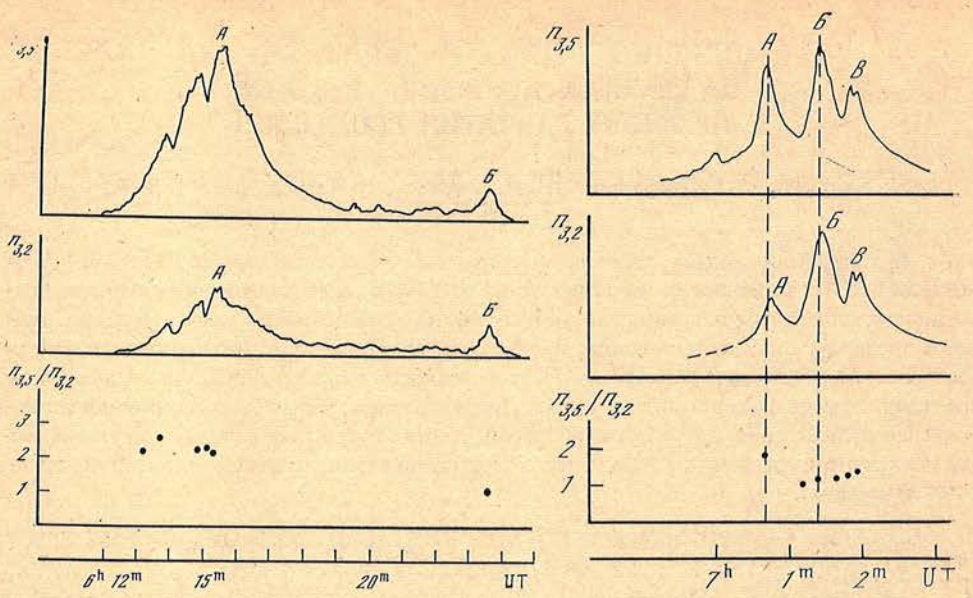
CHANGES OF RADIO EMISSION FLUX DURING BURSTS DEVELOPMENT AT WAVELENGTHS 1.9; 2.5; 3.2 AND 3.5 cm, by *A. F. Bachurin, A. S. Dvorjashin, N. N. Erjusev, V. P. Nefedjev* and *L. I. Tsvetkov.*— On the basis of solar radio emission data obtained at wavelengths 1.9; 2.5 and 3.5 cm (RT-22, CAO) and 3.2 cm (polarimeter, SIBIZMIR), dynamical fine structure properties in the spectra of bursts are investigated. The comparison of bursts time profiles at wavelengths 3.2 and 3.5 cm, shows, that three from five bursts differ noticeably. It is shown that the difference in bursts records in real and is not caused by apparatus effects. We conclude, that the difference between bursts records at wavelengths 3.2 and 3.5 cm being 10%, reflects the presence of some essential gradients in radio emission spectrum at the initial stage of a complicated burst.

На материале наблюдений солнечного радиоизлучения на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см (РТ-22 КАО) и волне 3,2 см (поляриметр СибИЗМИРа) исследуются динамические особенности тонкой структуры в спектре радиоизлучения всплесков. Сопоставление временны́х профилей всплесков на этих волнах показало, что в трех из пяти всплесков они заметно различаются. Показано, что различие в диаграммах антенн РТ-22 ($\theta_{0,5} \sim 6'$) и поляриметра СибИЗМИР ($\theta_{0,5} \sim 30'$) не сказалось на временны́х профилях записей всплесков. Таким образом, различие в записях всплесков на волнах 3,2 и 3,5 см, отличающихся на 10%, отражает появление существенных градиентов в спектре радиоизлучения на определенных стадиях развития сложных всплесков. При этом поток радиоизлучения на волне 3,5 см превосходит поток радиоизлучения на волне 3,2 см в начале всплеска в 1,5—2 раза. В дальнейшем, по мере развития всплеска, различие в потоках на этих волнах становится несущественным.

Спектр излучения всплесков в сантиметровом диапазоне волн обычно получают по наблюдениям, выполненным на частотах, различающихся в 2—3 раза. Из анализа таких спектров нельзя получить сведений о их тонкой структуре. Поэтому вопрос о тонкой структуре в спектре сантиметровых всплесков долгое время оставался открытым.

Впервые этот вопрос был исследован в [1], где указывается, что во время развития некоторых всплесков была зарегистрирована заметная разница в потоках на волнах 3,16—3,1 см. Из этого следует, что в спектрах всплесков в сантиметровом диапазоне волн может присутствовать тонкоструктурный компонент, т. е. спектр может иметь достаточно сложный вид. В [1] констатируется сам факт наличия в спектре тонкой структуры. Динамические же особенности не обсуждаются.

Предлагаемая работа является продолжением серии статей, опубликованных в Известиях КАО АН СССР [2—4] и посвященных исследованию локального источника и всплесков радиоизлучения, связанных с июльской группой пятен 1974 г. В дополнение к наблюдениям, выполненным на РТ-22 на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см, нами привлекаются наблюдения



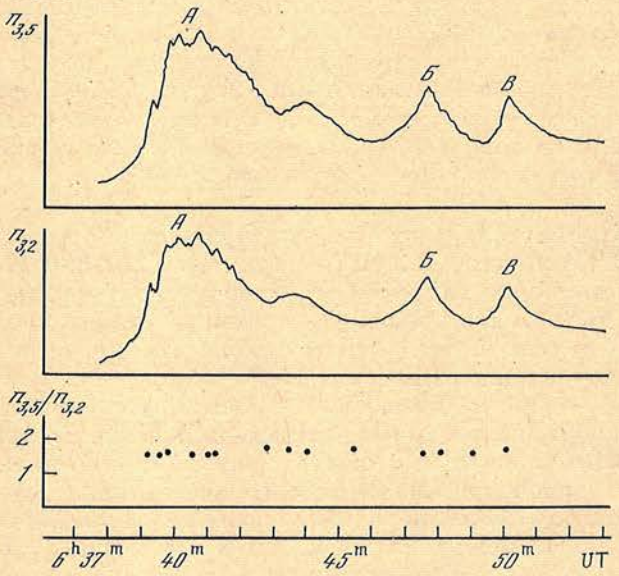


Рис. 1. Записи всплеска 2.07 1974 г. (06^h12^m — — 06^h25^m UT) по каналу I на волнах 3,5 и 3,2 см

Рис. 2. Записи всплеска 6.07 1974 г. (07^h01^m — — 07^h05^m UT) по каналу I на волнах 3,5 и 3,2 см и отношение их амплитуд в моменты максимумов *А*, *Б*, *В*

Рис. 3. Записи всплеска 2.07 1974 г. (06^h38^m — — 06^h52^m UT) по каналу I на волнах 3,5 и 3,2 см и отношение их амплитуд в моменты максимумов *А*, *Б*, *В*

солнечного радиоизлучения, проведенные с помощью поляриметра СибИЗМИРа на волне 3,2 см. Несмотря на большое различие долгот обсерваторий, удалось обнаружить пять всплесков сложной временнóй структуры, зарегистрированных одновременно на обоих инструментах. На материале этих наблюдений нами предпринята попытка исследовать динамические особенности тонкой структуры в спектре всплесков радиоизлучения.

Сопоставление временны́х профилей всплесков на волнах 3,2 и 3,5 см показало, что в трех случаях они заметно различаются. Примеры двух всплесков, наблюдавшихся 2.07 в интервале времени 06^h12^m — 06^h25^mUT и 6.07 в 07^h01^m — 07^h03^m, приведены на рис. 1 и 2. Видно существенное отличие в соотношениях амплитуд пиков на волнах 3,2 и 3,5 см. Количественно различие амплитуд характеризуется величиной отношения $n_{3,5}/n_{3,2}$ ($n_{3,5}$ и $n_{3,2}$ — амплитуды сигналов на волнах 3,5 и 3,2 см в миллиметрах от предвсплескового уровня). Отношение $n_{3,5}/n_{3,2}$ для некоторых пиков радиовсплесков обозначено точками в нижней части рис. 1—3. В двух других всплесках различий во временны́х профилях обнаружить не удалось. Пример одного из них дан на рис. 3.

Различие во временных профилях всплесков может быть вызвано двумя причинами. Первая — реальная. В этом случае различие в записях всплесков на волнах, отличающихся лишь на 10%, действительно отражает появление существенных градиентов в спектре радиоизлучения на определенных стадиях развития вспышек. Вторая причина — следствие большого различия в ширине диаграммы направленности радиотелескопов, на которых велись наблюдения (аппаратурная причина). Ширина диаграммы направленности РТ-22 по уровню 0,5 на волне 3,5 см $\sim 6'$, а антенны поляриметра СибИЗМИРа $\sim 30'$. Если область генерации всплеска состоит из нескольких центров яркости, вспыхивающих неодновременно, то может создаться такая ситуация, что один из центров яркости окажется на краю диаграммы направленности РТ-22, а второй — вблизи ее центра. При наблюдении тех же источников на поляриметре СибИЗМИРа оба источника будут, разумеется, в диаграмме направленности. В этом случае при последовательном разгорании центров яркости по мере развития всплеска наблюдаемая величина соотношения потоков $n_{3,5}/n_{3,2}$ будет изменяться, искажая истинный ход, определяемый спектральными особенностями источников излучения. Такое же перемещение центров яркости в пределах диаграммы направленности антенны СибИЗМИРа не может привести к заметным изменениям в величинах регистрируемых сигналов.

Для того чтобы решить вопрос о степени влияния аппаратурных эффектов на временной профиль всплеска на волне 3,5 см, необходимо знать пространственную структуру области генерации всплеска и ее изменение по мере развития всплеска относительно оси диаграммы направленности РТ-22.

Наблюдения, выполненные авторами [5], показали, что положение источника всплеска с точностью до нескольких секунд дуги совпадает с положением ядер хромосферной вспышки в H_α, т. е. пространственная структура области генерации всплеска в основных чертах повторяет пространственную структуру хромосферной вспышки (по крайней мере, для простых импульсных всплесков в сантиметровом диапазоне волн). Для четырех рассматриваемых всплесков нами изучены данные хромосферных наблюдений [1].

Области свечения всех четырех вспышек оказались достаточно компактными: их ядра отстояли друг от друга менее чем на $1'$. Для всплеска 6.07 1974 г., например, расстояние между яркими точками в H_α, лежащими в основаниях магнитной петли, «вспыхнувшей» во время всплеска, не превышало $10''$ [6]. Рассматриваемые здесь всплески кратковременны. Но, как показано А. Б. Северным и А. М. Зверевой [7], даже для мощных вспышек, самая начальная фаза развития которых состоит из отдельных ярких точек в H_α, расстояние между «вспыхивающими» точками не превышает двух десятков угловых секунд.

На рис. 4 показано положение ядер вспышек, с которыми были связаны всплески, наблюдавшиеся 2.07 в 06^h15^m — 06^h25^m UT (*а*), в 06^h40^m — 06^h50^m UT (*в*) и 6.07 в 07^h01^m — 07^h03^m UT (*б*). Положение центра яркости локального источника над группой пятен определялось по сканам, полученным на Большом Пулковском радиотелескопе на волне 3,2 см в моменты времени, близкие к моментам наблюдения всплесков, и с ним сравнивалось положение оси диаграммы направленности РТ-22. Из рис. 4 видно, что ядра вспышек по мере их развития остаются в пределах площади, ограниченной уровнем 0,8 диаграммы направленности РТ-22. Это значит, что уменьшение уровня регистрируемых сигналов от истинного порядка 10%, что значительно меньше обнаруженной разницы во временных профилях всплесков на волнах 3,2 и 3,5 см.

---

[1] Спектрогелиограммы вспышек 2.07 1974 г. получены Ц. С. Хецуриани на Абастуманской обсерватории АН ГССР, спектрогелиограммы 6.07 1974 г.— А. Н. Бабиным на коронографе КГ-1 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

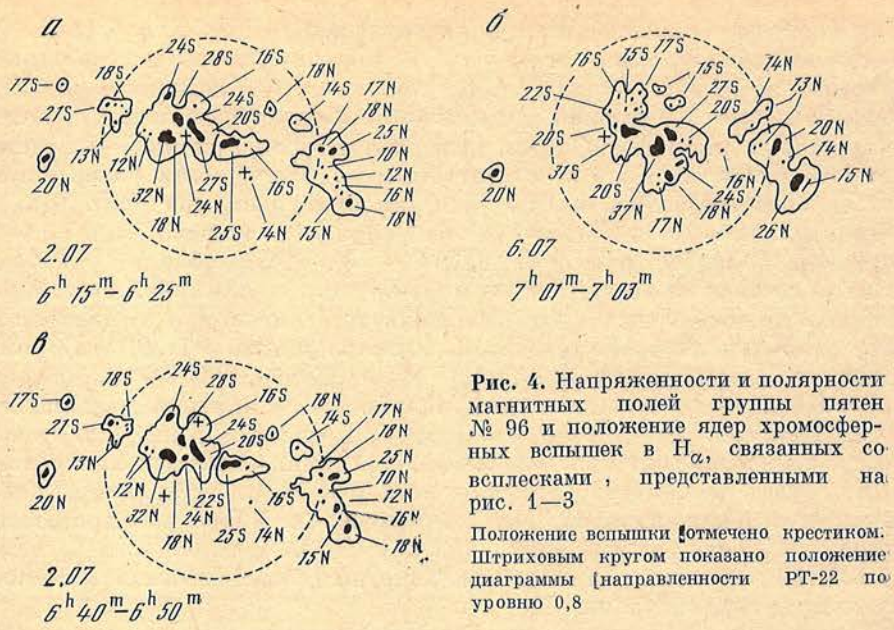


Рис. 4. Напряженности и полярности магнитных полей группы пятен № 96 и положение ядер хромосферных вспышек в H_α, связанных со всплесками, представленными на рис. 1—3

Положение вспышки отмечено крестиком. Штриховым кругом показано положение диаграммы направленности РТ-22 по уровню 0,8

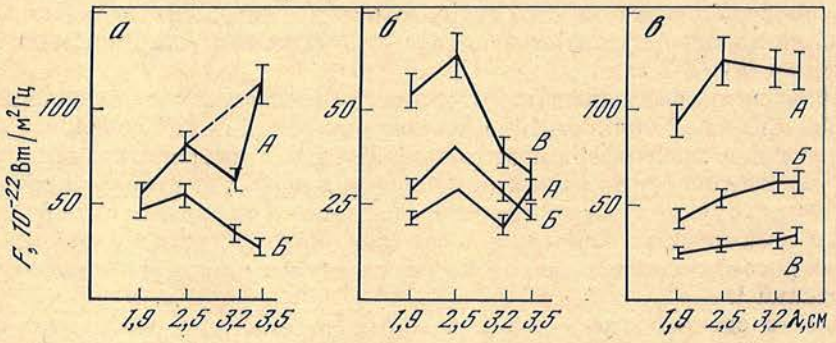


Рис. 5. Спектры излучения отдельных максимумов (*А*, *Б*, *В*) всплесков

а — 2.07 1974 г., *T* начала 06^h12^m; *б* — 6.07 1974 г., *T* — 07^h01^m; *в* — 2.07 1974 г., *T* начала 06^h38^m

Из этого следует, что различие в диаграммах антенн не сказалось на соотношении временных профилей всплесков, т. е. различие временных профилей на разных волнах, отмеченное в трех из пяти обработанных всплесков, действительно имеет место. Это означает, что в некоторых случаях по мере развития всплесков происходят существенные изменения в наклоне спектра даже на близких волнах [1, 8].

Для того чтобы оценить, сколь существенны эти изменения спектра на близких волнах, посмотрим, как они выглядят на более широком спектре, используя для этого наблюдения, проводившиеся на РТ-22 еще на двух волнах: 1,9 и 2,5 см. Наличие этих данных позволило нам наряду с анализом спектра в узком диапазоне волн проанализировать спектр всплесков в гораздо более широком диапазоне волн, в диапазоне 1,9—3,5 см, и получить более полное представление о динамическом спектре всплесков.

На рис. 5 приведены спектры излучения на моменты отдельных максимумов (*А*, *Б*, *В*) интенсивности всплесков, представленных на рис. 1—3. Источники ошибок в определении потоков на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см следующие: а) ошибка в определении антенной температуры, б) ошибка в определении эффективной площади антенны, в) неопределенность в определении коэффициента *g*, учитывающего соизмеримость размеров источника и сечение диаграммы направленности, г) неопределенность в положении оси диаграммы направленности относительно источника излуче-

ния. Две первые ошибки подробно исследовались в [9]. Ошибка, обусловленная этими причинами, не превышает 5%. Коэффициент g практически равен единице, так как угловые размеры источника излучения всплесков согласно [5] не превосходят 10—20″, что значительно меньше сечения диаграммы направленности. Для всплеска 6.07 (см. рис. 2) угловые размеры источника, оцененные по ядрам свечения H_α в основаниях петли, опирающейся на хромосферу по разные стороны от линии нулевого продольного поля, равны 2 и 5″ соответственно [6]. Неопределенность в положении оси диаграммы относительно источника излучения по нашим оценкам не должна превосходить 1′.

Таким образом, среднеквадратичная ошибка, обусловленная этими причинами, оценивается в 0,1 измеряемой величины.

Среднеквадратичная ошибка в определении потока излучения всплеска на волне 3,2 см также не превосходит 0,1 измеряемой величины, так как для определения потока радиоизлучения всплесков привлекались данные службы Солнца станции Toyokawa на волне 3,2 см. Известно, что ошибки в определении потока на этой станции не превосходят 1—2%. Другие источники ошибок, обусловленные неопределенностью в положении оси диаграммы относительно источников излучения, неточностью отсчетов, снимаемых с ленты самописца, не могут быть более 10% благодаря широкой диаграмме направленности антенны поляриметра и крупному масштабу записи всплесков.

На рис. 5, *а* приведены спектры излучения, определенные на моменты максимумов интенсивности во всплеске 2.07 (06^h15^m — 06^h24^m UT). Буквой *А* отмечен спектр первого пика, буквой *Б* — второго. Видно явное отличие спектра излучения первого пика от спектра второго пика: в спектре первого пика поток на $\lambda = 3{,}5$ см превосходит поток на $\lambda = 3{,}2$ см. В спектре второго пика потоки на этих волнах практически совпадают.

Если исключить поток на $\lambda = 3{,}2$ см, спектр первого пика станет принципиально иным: восходящим в сторону длинных волн. Наличие данных о потоке на волне 3,2 см, отличающемся всего на 10% от потока на волне 3,5 см, позволило установить, что характер спектра излучения в моменты максимумов первого и второго пиков на волнах 1,9; 2,5 и 3,2 см практически не изменился. Существенное отличие в спектре излучения первого и второго максимумов наблюдается при переходе от волны 3,2 см к волне 3,5 см.

Спектры излучения на моменты максимумов каждого из трех пиков всплеска 6.07 в 07^h01^mUT приведены на рис. 5, *б*. В спектре первого пика (кривая *А*), так же как и в спектре первого пика предыдущего всплеска, поток на волне 3,2 см ниже, чем на волне 3,5 см, хотя это различие и не столь значительно, как в первом пике предыдущего всплеска. На волнах 1,9; 2,5 и 3,2 см характер спектра по мере развития всплеска также сохраняется.

Спектры излучения для моментов максимума всплеска, в развитии которых заметных различий в профилях записей на волнах 3,2 и 3,5 см не наблюдается, приведены на рис. 5, *в*. Из них видно, что во всех трех спектрах потоки на этих волнах близки.

При том наборе волн, на которых мы исследовали спектры радиоизлучения, тонкая структура в спектре может быть обнаружена скорее всего между близкими волнами, т. е. между волнами 3,2—3,5 см. Не исключено, что при ином наборе волн тонкая структура может быть обнаружена и на других частотах.

Однако два обстоятельства позволяют нам предположить, что появляющаяся в спектре первых максимумов тонкая структура в диапазоне волн 3,2—3,5 см — явление не случайное. Первое: вид спектра на волнах 1,9; 2,5 и 3,2 см от максимума к максимуму сохраняется. Второе: во время спектрографических наблюдений всплесков, выполненных группой НИРФИ на РТ-22 КАО в июне 1980 г. в диапазоне волн 2,7—3,5 см [10], был зарегистрирован всплеск, в динамическом спектре которого был обнаружен участок с резким возрастанием потока. Это возрастание было

в диапазоне 3,2—3,5 см и направлено к волне 3,5 см. На этом основании мы предполагаем, что возрастание потока между 3,2 и 3,5 см, обнаруженное в трех из пяти всплесков, не случайно и отражает протекание процессов, свойственных именно начальной стадии развития некоторых хромосферных вспышек.

Спектр излучения первых максимумов во всплесках можно рассматривать как результат наложения спектров излучения двух разных по природе механизмов радиоизлучения. Первый механизм действует все время, пока развивается вспышечный процесс. Это тепловой, тормозной или магнитотормозной механизм. Спектр такого механизма излучения характеризуется наличием плавного максимума на определенной волне и спадом в сторону длинных и коротких волн [11].

Участок спектра с возрастанием потока между 3,2 и 3,5 см может быть обусловлен, по-видимому, синхротронным излучением слаборелятивистских электронов. Появление таких электронов в арках магнитного поля характерно как раз для начальной стадии развития вспышек [12]. Спектры излучения источников с синхротронным механизмом подробно изучены в [13]. Согласно выполненным оценкам источник с синхротронным механизмом излучения может дать достаточно резкий наклон спектра.

Мы рассмотрели один из вариантов объяснения полученных спектров. Недостаток наблюдательных данных не позволяет нам более детально рассмотреть вопросы интерпретации. Однако полученные нами наблюдательные данные с убедительностью показывают, что спектр всплесков в сантиметровом диапазоне волн может иметь тонкую структуру, исследование которой представляет несомненный интерес.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И. Г. Моисееву и Г. Я. Смолькову за внимание к работе и полезные обсуждения; М. А. Миронову за техническое обеспечение наблюдений; В. И. Боровик за сканы радиоизлучения Солнца на волне 3,2 см, полученные на Большом Пулковском радиотелескопе; Ц. С. Хецуриани за хромосферные данные, полученные на патрульном инструменте службы Солнца Абастуманской астрофизической обсерватории АН ГССР; А. Н. Бабину за H_α-фильмы, полученные на коронографе КГ-1 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, Е. М. Ерюшевой за оформление рисунков.

Ноябрь 1981 г

Литература

1. *Арбузов С. И.*— Изв. вузов. Радиофизика, 1979, т. 22, № 10, с. 1165.
2. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.*— Изв. Крым. астрофиз обс., 1977, т. 57, с. 156.
3. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 59, с. 111.
4. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 61, с. 37.
5. *Erskine F. T., Kundu M. R., Rao A. P.*— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 83, N 1—2, p. 256.
6. *Бабин А. Н., Дворяшин А. С., Карташова Л. Г.* Импульсные микроволновые всплески радиоизлучения на Солнце 6 июля 1974 г.: Докл. на XIII Всес. конф. по радиоастрон. исслед. Солнечной системы.— Тез. докл. Киев: Наукова думка, 1981 с. 39.
7. *Зверева А. М., Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1970, т. 41—42, с. 97.
8. *Кобрин М. М., Коршинов А. И., Пахомов В. В.* и др. Отчет по НИР «Исследование флуктуаций солнечного радиоизлучения (КАПГ)», № гос. рег. 76014807, НИРФИ, 1978.
9. *Цветков Л. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 189.
10. *Кобрин М. М., Арбузов С. И., Фридман В. М.* и др. Некоторые результаты измерений солнечных микроволновых всплесков на универсальном радиоспектрографе диапазона 8,5—10,5 ГГц: Докл. на XIII Всес. конф. по радиоастрон. исслед. Солнечной системы.— Тез. докл. Киев: Наукова думка, 1981, с. 45.
11. *Железняков В. В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964, с. 465.
12. *Kane S. R.* Coronal Disturbances, IAU Symp. 57, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht/Ed. G. Newkirk, 1974, p. 105.
13. *Ковалев В. А., Королев О. С.*— Астрон. журн., 1976, т. 53, № 1, с. 130.

УДК 523.745+523.746

СРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОПЕРЕК ТЕНИ ПЯТЕН ПО ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ С РАЗЛИЧНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ТЕМПЕРАТУРЕ

М. Дж. Гусейнов, В. И. Русских

По 158 поляризационным спектрограммам, полученным с 26.06 по 2.08 1957 г. на БСТ Крымской астрофизической обсерватории, измерены напряженности магнитных полей H в тени различных пятен. Сравниваются распределения H поперек тени пятен, определенные по линиям поглощения Fe I λ6302,5 Å, V I λ6285,2 Å и λ 6296,5 Å. Предполагается, что линия железа образуется в сплошном фоне, а линии ванадия — в темных узлах тени пятен.

Делается заключение, что:

1) напряженности магнитных полей H, измеренные по линиям ванадия, а также их распределения поперек тени пятен одинаковы;

2) места максимумов H поля по всем спектральным линиям, рассмотренным здесь, совпадают с точностью пространственного разрешения спектрограмм;

3) для разных пятен разница между H темных узлов и сплошного фона тени имеет различную величину; она в основном находится в пределах 100—300 Гс;

4) в темных узлах тени H в среднем на 200 Гс больше, чем в ее сплошном фоне; в направлении к центру тени эта разница медленно (с градиентом 0,003—0,01 Гс/км) растет.

THE COMPARISON OF THE DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD STRENGTH ACROSS THE SUNSPOT UMBRA USING DIFFERENT TEMPERATURE-SENSITIVE ABSORPTION LINES, by *M. J. Huseynov* and *V. I. Russkih.*— The magnetic field intensities H in the sunspot umbrae were measured using 158 polarized spectrograms obtained during 26.06—2.08 1957 at the Solar Tower Telescope of the Crimean astrophysical observatory. The distribution H in the spot umbra are compared, being determined by the absorption lines Fe I λ6302.5 Å, V I λ6285.2 Å and λ 6296.5 Å. We suppose, that iron line is formed in the continuous background, and vanadium lines in the dark umbral knots.

It is concluded, that:

1) the magnetic field strengths H, measured by vanadium lines as well as their distributions across the spot umbra are the same;

2) the maxima of H fields according all spectral lines considered here, coincide with the accuracy at the spatial resolution of spectrograms;

3) for separate spots, the difference between H of dark umbral knots and continuous qackground is not equal, but varies within the limits of 100—300 Gs.

4) in dark umbral knots, H is in average by 200 Gs larger, than in the continuous background; towards the center this difference slowly (with gradient 0.003—0.01 Gs/km) increases.

Исследование тонкой структуры магнитного поля в солнечных пятнах является важной задачей физики Солнца. По наблюдениям, выполненным с помощью магнитографа Крымской астрофизической обсерватории А. Б. Северным [1], было показано, что магнитное поле в тени пятна неоднородно и имеет мелкомасштабную структуру.

Однако измерить напряженности магнитного поля непосредственно в отдельных тонкоструктурных элементах тени, которые имеют очень малые характерные размеры (поперечники темных узлов составляют 1—2″, светлых точек 0,3—0″,5, см. обзор [2]), не удается. Это связано с большими трудностями получения зеемановских спектрограмм с достаточно высоким пространственным разрешением.

В последнее время для изучения тонкой структуры магнитного поля в тени пятен сравнивают напряженности полей, определенные по разным линиям поглощения, которые имеют различную чувствительность к

температуре [3—14]. Этот способ дает возможность в какой-то мере разделить магнитные поля, относящиеся к разным тонкоструктурным элементам («горячим» или «холодным») тени пятен даже в тех случаях, когда пространственное разрешение спектров не очень высокое. Таким путем найдено, что:

1) напряженность магнитного поля в темных узлах тени в среднем на 200—300 Гс превышает поле в ее сплошном фоне [3, 4, 7—10];

2) магнитное поле в горячих элементах (в светлых точках) в 1,5—2 раза слабее, чем в холодных (темных) элементах тени пятен [5, 6, 12].

Однако вопрос о распределении напряженностей магнитных полей поперек тени пятна, определенных одновременно по нескольким линиям поглощения с различной чувствительностью к температуре, изучен недостаточно. Нам известны только три таких исследования [4, 11, 12], где эта задача рассматривается лишь для нескольких пятен.

Здесь нами сравниваются распределения напряженностей магнитных полей поперек тени многочисленных пятен, наблюденных в период с 26.06 по 2.08 1957 г. Были измерены 158 поляризационных спектрограмм хорошего качества, снятых в этот период наблюдателями БСТ Крымской астрофизической обсерватории по международной программе службы магнитных полей солнечных пятен. Наблюдения проводились в оптической системе телескопа с эффективным фокусным расстоянием $f = 35$ м (описание телескопа см. в [15]). С целью получения спектрограмм пятен, удобных для измерения зеемановского расщепления линий поглощения, перед щелью спектрографа ставилась поляризационная насадка, состоящая из пластинки в $\lambda/4$ и поляроидной мозаики [16, 17]. Ширина каждой полоски этой мозаики равна 0,33 мм, что соответствует 2″ на диске Солнца при диаметре его изображения на щели спектрографа $D = 32$ см.

Спектры были получены в IV порядке дифракционной решетки в области длин волн λλ6280—6320 Å, где обратная линейная дисперсия спектрографа равна 0,265 Å/мм. На этом участке спектра мы выбрали три линии поглощения, удобные для измерения напряженности магнитного поля в тени пятен: Fe I λ6302,5 Å, V I λ6285, 2 Å и λ 6296,5 Å. Данные, характеризующие эти линии, приведены в [8].

Линия поглощения нейтрального железа λ6302,5 Å является простым зеемановским триплетом с большим магнитным расщеплением ($g\lambda_0^2 = 100 \cdot 10^{-10}$ см²). Ее потенциал возбуждения нижнего уровня $P_в = 3{,}7$ эВ, роуландовская интенсивность в спектрах фотосферы и тени пятен среднего размера примерно одинакова: $I_R = I_R^* = 4$. Однако в спектре более крупных пятен линия Fe I λ6302,5 Å несколько ослабевает, в очень больших пятнах роуландовская интенсивность ее может стать $I_R^* = 2$. Согласно [18] эта линия поглощения (по своей чувствительности к температуре) относится к V температурному классу. Следуя [8—10], мы полагаем, что линия Fe I λ6302,5 Å в основном образуется в сплошном фоне тени пятна.

Линии нейтрального ванадия λ6285,2 Å и λ6296,5 Å в магнитном поле показывают сложный эффект Зеемана, их эффективный фактор Ланде $g_{эф} = {}^3/_2$ (соответственно $g_{эф}\lambda_0^2 = 59 \cdot 10^{-10}$ см²). Схемы магнитного расщепления этих линий рассчитаны и приведены в [8]. Потенциалы возбуждения обеих линий ванадия малы ($P_в = 0{,}3$ эВ). Эти линии чрезвычайно слабы в спектре фотосферы и значительно усиливаются в спектре тени пятна, где их роуландовская интенсивность $I_R^* = 4$. Спектральные линии V I λ6285, 2 Å и λ6296,5 Å входят в I температурный класс [18]. Они наблюдаются в спектрах холодных звезд, например 105 Her K4 и εPeg K2, для которых температура возбуждения $T_в = 3400$ K [19, 20], но отсутствуют в спектре звезды γ Cyg F 8 с $T_в = 5200$ K [20]. Естественно полагать, что обе линии ванадия образуются в более холодных темных узлах тени пятен.

Из изложенного видно, что все три линии поглощения, выбранные нами для измерения напряженности магнитного поля H, в спектре тени пятна

имеют одинаковую роуландовскую интенсивность ($I_R^* = 4$). Согласно [21] имеется зависимость между высотой образования и роуландовскими интенсивностями линий поглощения в спектре тени пятен. Следовательно, можно полагать, что линии Fe I λ6302,5 Å, V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å образуются на одних и тех же высотах атмосферы тени пятна.

Таким образом, сравнивая распределения напряженностей магнитных полей поперек тени пятен, измеренных по линиям железа и ванадия, мы найдем различия между магнитными полями в темных узлах тени и ее сплошном фоне.

Напряженности магнитных полей H определялись по формуле

$$H = \frac{\Delta\lambda_H}{9{,}34 \cdot 10^{-5} \cdot g\lambda_0^2},$$

где λ_0 — длина волны линии поглощения, g — фактор Ланде, $\Delta\lambda_H$ — расстояние между центрами тяжести коротко- и длинноволнового σ-компонентов зеемановского расщепления. Для определения $\Delta\lambda_H$ на микроскопе МИР-12 измерялось относительное смещение σ-компонентов на соседних полосках спектрограмм с взаимно ортогональной поляризацией.

В соответствии с шириной каждой полоски поляризационных спектрограмм и диаметром изображения Солнца напряженность магнитного поля определялась через каждые 2″. Измерения по линии Fe I λ6302,5 Å проводились по всей высоте спектра, пока не началось значительное блендирование σ- и π-компонентов, а по линиям V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å там, где они значительно усилены и σ-компоненты видны отчетливо, т. е. только в тени пятен. Расщепления спектральных линий между каждыми двумя соседними полосками измерялись 5 раз, и определялись среднеарифметические значения напряженности магнитного поля H. Ясно, что это осредненные величины напряженности по определенному участку тени пятен, площадь которого в основном зависит от дрожания изображений Солнца на щели спектрографа во время наблюдений.

Среднеквадратические значения случайных ошибок, связанные с ошибками наведения нити микроскопа на центры тяжести σ-компонентов, для линии Fe I λ6302,5 Å находятся в пределах $\delta H = \pm (20 \div 30)$ Гс, а для V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å — $\delta H = \pm (40 \div 50)$ Гс. Различие среднеквадратических ошибок при измерении поля H по разным линиям, вероятно, связано со следующими причинами.

Во-первых, линия поглощения железа является простым триплетом, а линии ванадия в магнитном поле показывают сложный эффект Зеемана. Поэтому σ-компоненты последних могут быть несколько размытыми. Во-вторых, фактор магнитного расщепления $g\lambda_0^2$ для Fe I λ6302,5 Å в 1,7 раза больше, чем для V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å.

Вопрос о возможных источниках систематических ошибок при сравнении магнитных полей, измеренных в разных линиях поглощения спектрофотографическим методом, подробно рассмотрен одним из авторов в [10]. Однако здесь нужно отметить следующее.

1. Известно, что теоретические значения факторов Ланде g_t для отдельных термов в некоторых случаях существенно отличаются от их лабораторных значений g_l. Иногда это различие составляет 10% от g_t [22]. Поэтому в [10] для оценки влияния возможных различий g_t и g_l на величину напряженности магнитного поля H были вычислены лабораторные значения факторов Ланде g_l выбранных спектральных линий. Для этого были взяты лабораторные значения g_l для соответствующих термов, приведенные в [22]. Согласно [10] для фраунгоферовых линий, рассматриваемых нами здесь, теоретические значения g_t несколько больше, чем их лабораторные g_l, а именно: для линии Fe I λ6302,5 Å на 0,5%, V I λ6296,5 Å на 2,4% и V I λ6285,2 Å на 0,2%. Так как лабораторные значения факторов Ланде линий поглощения считаются более надежными, мы при вычислениях напряженности магнитного поля H пользовались величинами g_l, хотя различия их от g_t в нашем случае несущественны.

2. Как указывалось выше, линии поглощения V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å в магнитном поле показывают сложный эффект Зеемана. Это означает, что σ-компоненты их состоят из нескольких подкомпонентов с различной интенсивностью, сдвинутых по λ относительно друг друга, что приводит к некоторому уширению (размытию) компонента в целом. Поэтому при измерении магнитного расщепления этих линий, с одной стороны, несколько увеличивается величина случайных ошибок отдельных измерений, с другой стороны, могут иметь место и небольшие систематические ошибки. Однако, как было показано в [8], эти систематические ошибки несущественны при сравнении напряженностей магнитных полей, измеренных в разных линиях, изучаемых нами здесь.

Теперь рассмотрим результаты измерений напряженностей магнитных полей H в разных пятнах. Для этого мы построили графики распределения H поперек каждого наблюденного пятна по трем спектральным линиям. На рис. 1 приведен один из характерных графиков, где на оси абсцисс указаны порядковые номера пары полосок поляризационной насадки, между которыми измерено поле. Согласно ширине каждой полоски пространственный промежуток между двумя номерами на абсциссе соответствует 2″ на поверхности пятна. Точками (сплошная кривая) указаны значения H, измеренные по линии Fe I λ6302,5 Å, а кружками и крестиками соответственно по линиям V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å (штриховая линия, общая для линий ванадия).

Просмотр всех 158 таких графиков показал, что в 90% случаев имеет место следующее:

1) напряженности магнитных полей, измеренные по линиям V I λ6285,2 Å и λ 6296,5 Å, а также их распределения поперек тени пятен почти одинаковы;

2) напряженности магнитных полей H, определенные по линиям поглощения ванадия, на 100—300 Гс больше, чем по линии поглощения железа;

3) места максимумов поля H по всем линиям поглощения совпадают с точностью пространственного разрешения спектров.

Однако в шести случаях значения H по всем трем спектральным линиям очень близки, в одном случае напряженность поля в линиях ванадия на 500—600 Гс больше, чем поле, измеренное в линии железа. По-видимому, эти случаи указывают на то, что степень неоднородности магнитного поля для разных пятен может быть различной.

По нашему мнению, интересно знать, как меняется неоднородность магнитного поля поперек тени пятна. С этой целью мы определили разность напряженностей магнитных полей $\Delta H = H_V - H_{Fe}$ для каждого участка тени пятен, где измерено поле. Затем все наблюденные пятна округлой формы были объединены в пять групп согласно поперечникам их теней d, и в каждой группе для одинаковых расстояний от края тени r вычислены средние значения разности напряженностей магнитных полей, измеренных по линиям поглощения ванадия и железа:

$$\overline{\Delta H} = \frac{\sum_i^n \Delta H_i}{n} = \frac{\sum_i^n (H_V - H_{Fe})_i}{n},$$

где n — число пятен.

Отметим, что размеры теней пятен d нами определялись по протяженности линий поглощения ванадия поперек дисперсии спектра, поскольку они чрезвычайно слабы в спектре фотосферы и полутени, но отчетливо наблюдаются в тени пятна. Напомним, что напряженности магнитных полей H в тени по линиям ванадия также измерены в местах, где они значительно усилены и их σ-компоненты видны отчетливо. Точность оценки d и r ограничивается шириной полосок поляризационной мозаики, которая на поверхности Солнца соответствует 2″.

На рис. 2 для различного размера пятен приведены соотношения между

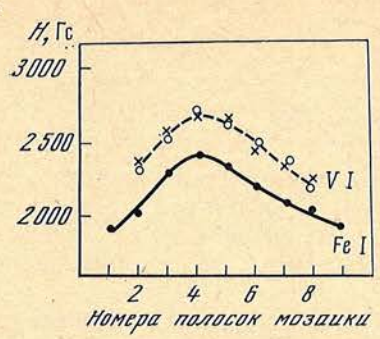


Рис. 1. Пример распределения напряженности магнитного поля поперек тени пятна по линиям поглощения Fe I λ6302,5 Å, V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å

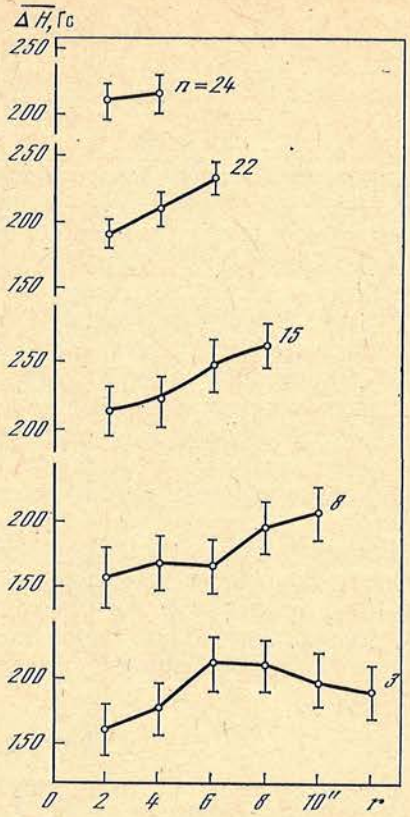


Рис. 2. Изменение с расстоянием от края тени разности между магнитными полями, измеренными в линиях ванадия и железа для различного размера пятен, наблюденных с 26.06 по 2.08 1957 г.

средними значениями различий полей $\overline{\Delta H}$ и расстоянием от края тени r. Среднеквадратические значения отклонений от среднего $\overline{\Delta H}$ для каждого расстояния r указаны вертикальными отрезками. На графиках также приведены числа пятен n. Рис. 2 показывает, что:

1) для малых пятен с поперечниками тени $d = 8''$ средняя величина разницы напряженностей магнитных полей $\overline{\Delta H}$ составляет примерно 220 Гс;

2) в пятнах с размерами тени $d = 12''$ от края к центру тени $\overline{\Delta H}$ растет: у края тени $\overline{\Delta H} = 190$ Гс, в центре $\overline{\Delta H} = 230$ Гс;

3) для пятен с $d = 16''$ также $\overline{\Delta H}$ растет к центру тени: у края тени $\Delta H = 220$ Гс, в центре $\overline{\Delta H} = 270$ Гс;

4) у края тени пятен с $d = 20''$ средняя разница полей $\overline{\Delta H} = 160$ Гс, а в центре их $\overline{\Delta H} = 210$ Гс, здесь рост $\overline{\Delta H}$ к центру тени происходит медленнее, чем в случаях пятен с $d = 12''$ или $16''$;

5) для наиболее крупных пятен с $d = 24''$ у края тени $\overline{\Delta H} = 160$ Гс, затем в направлении к центру пятна $\overline{\Delta H}$ растет и при $r = 6''$ становится равным 210 Гс, однако дальше остается почти постоянным.

Можно заметить, что имеется некоторая тенденция уменьшения величины ΔH и скорости ее роста от края к центру тени с увеличением размера пятен. По-видимому, это связано с заметным изменением глубины образования линии поглощения Fe I λ6302,5 Å. Как отмечалось выше, эта линия в спектрах очень больших пятен ослабевает, и ее роуландовская интенсивность вместо $I_R^* = 4$ становится $I_R^* = 2$. Поэтому вполне может оказаться, что для крупных пятен магнитные поля, измеренные по линиям поглощения ванадия и железа, относятся к разным глубинам атмосферы тени, поскольку ослабление линии Fe I λ6302,5 Å указывает на увеличение глубины ее образования. Известно, что в тени пятна магнитное поле с глубиной растет. Следовательно, увеличение глубины образования линии железа может привести к увеличению напряженности поля

H_{Fe}, т. е. уменьшению величины $\overline{\Delta H} = H_V - H_{Fe}$. Если магнитное поле H в тени больших пятен, измеренное по Fe I λ6302,5 Å, привести к уровню образования линий поглощения с $I_R^* = 4$, тогда значения $\overline{\Delta H}$ увеличатся и в зависимости от принятых величин вертикальных градиентов магнитного поля либо станут примерно такими же, либо даже несколько большими, чем $\overline{\Delta H}$ для пятен малого и среднего размеров.

Учитывая все изложенное, можно сделать следующее заключение.

1. Напряженности магнитных полей H, измеренные по линиям V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å, а также их распределения поперек тени пятен одинаковы.

2. Места максимумов поля H по всем трем линиям поглощения (Fe I λ6302,5 Å, V I λ6285,2 Å и λ 6296,5 Å) совпадают с точностью пространственного разрешения спектрограмм.

3. Разница между напряженностями магнитных полей темных узлов и сплошного фона тени имеет различную величину для разных пятен. Она в основном колеблется в пределах 100—300 Гс. Это указывает на то, что степень неоднородности магнитного поля в различных пятнах может быть разной.

4. В темных узлах тени напряженность магнитного поля H в среднем на 200 Гс больше, чем в ее сплошном фоне; в направлении к центру тени эта разница медленно (с градиентом 0,003—0,01 Гс/км) растет.

Авторы искренне благодарят А. Б. Северного за критические замечания и ценные советы при обсуждении и оформлении статьи.

Ноябрь 1981 г.

Литература

1. *Северный А. Б.*— Астрон. журн., 1959, т. 36, вып. 2, с. 208.
2. *Обридко В. Н., Теплицкая Р. Б.* Итоги науки и техники. Астрономия. М.: ВИНИТИ, 1978, т. 14, с. 7.
3. *Adam M. G.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1969, vol. 145, p. 1.
4. *Adam M. G.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1971, vol. 155, p. 169.
5. *Obridko V. N.*— Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1968, vol. 19, N 4, p. 183.
6. *Лямова Г. В.*— Астрон. цирк., 1971, № 662, с. 5.
7. *Zwaan C., Buurman J.*— Solar Magnetic Fields, IAU Symp. N 43, Paris, 1970. Dordrecht, 1971, p. 220.
8. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 49, с. 15.
9. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 168.
10. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1975, т. 53, с. 66.
11. *Расулов А. М.*— Солнечные данные, 1975, № 6, с. 61.
12. *Лямова Г. В., Плюснина С. Ю., Шукстова З. Н.*— Солнечные данные, 1979, № 7, с. 95.
13. *Mallia E. A.*— Solar Phys., 1970, vol. 14, N 1, p. 125.
14. *Wöhl H.*— Solar Phys., 1971, vol. 16, N 2, p. 362.
15. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1955, т. 15, с. 31.
16. *Северный А. Б., Степанов В. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1956, т. 16, с. 3.
17. *Степанов В. Е., Петрова Н. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1958, т. 18, с. 66.
18. *St. John C. E., Moore C. E., Ware L. M.* et al. Revision of Rowlands's preliminary table. Wash.: Carnegie Inst. Publ., 1928, N 396.
19. *Боярчук М. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 44, с. 18.
20. *Зейналов С. К.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1970, т. 41—42, с. 298.
21. *Mattig W.*— Solar Phys., 1969, vol. 8, N 2, p. 291.
22. *Moore C. E.* Atomic energy levels. Wash., vol. 1, 1949, vol. 2, 1952.

УДК 523.745+523.746

О ПОЛЯРНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕТЛЫХ ТОЧКАХ ТЕНИ ПЯТЕН

М. Дж. Гусейнов

Изучение эшельных поляризационных спектрограмм различных пятен, наблюденных на БСТ Крымской астрофизической обсерватории, показывает, что знаки зеемановского расщепления линий ионов и нейтральных атомов железа одинаковы. Предполагается, что присутствие линий ионов в спектрах тени пятен обусловлено сущест-

вованием светлых (горячих) точек в тени. Делается заключение о том, что полярность магнитного поля в светлых точках тени, по-видимому, такая же, как основного поля пятна.

ON THE POLARITY OF MAGNETIC FIELD IN BRIGHT UMBRAL DOTS OF SUNSPOTS, by *M. J. Huseynov.*— The study of echelle polarizational spectrograms of different spots observed at the Solar Tower Telescope of the Crimean astrophysical observatory, shows, that the signs of Zeeman splitting of Fe II and Fe I lines are the same. The presence of Fe II lines in the spectra of spot umbrae is supposed to be due the bright umbral dots. It might be inferred, that the magnetic field polarity in the bright umbral dots is the same as in the main spot's field.

Многочисленные исследования, проведенные на основе высококачественного материала наблюдений, показывают, что тень пятна по яркости неоднородна. Она состоит из сплошного темного фона, внутри которого имеются более темные узлы с размерами $d = 1 \div 2''$ и светлые точки с поперечником $d = 0{,}3 \div 0'',5$ (см., например, [1—3]).

А. Б. Северный [4, 5] убедительно показал, что и магнитное поле в тени пятен имеет тонкую структуру. Обридко [6] измерил магнитное поле в тени пятен по зеемановскому расщеплению линий ионов и нейтральных атомов. Предполагая, что линии ионов в тени образуются в светлых точках, он пришел к выводу: магнитное поле в светлых точках в 1,7 раза слабее, чем в темных участках тени. В дальнейшем этот результат был подтвержден [7, 8]. Согласно [6—8] можно считать, что напряженность магнитного поля в светлых точках тени в 1,5—2 раза меньше, чем в ее темных участках. Это означает, что в светлых точках тени величина напряженности магнитного поля может быть в пределах 1000—2000 Гс.

В некоторых случаях на поляризационных спектрограммах пятен в простых триплетах Зеемана с большими факторами магнитного расщепления (например, Fe I λ6302,5 Å, λ6173,3 Å и λ5250,2 Å), кроме основных σ-компонентов, на месте π-компонента обнаруживаются дополнительные два компонента (субкомпонента), которые также смещены относительно центра линии (см. рисунок). Это явление впервые наблюдено и описано Северным в [4], где оно было названо эффектом расщепления π-компонента. Затем этот эффект наблюдался многими исследователями (см., например, [9—13]). Более полный список исследований, посвященных изучению расщепления π-компонента, и их анализ проведен в обзоре [14]. Мы здесь коротко отметим следующее.

Во-первых, величина относительного смещения субкомпонентов в эффекте расщепления π-компонента в 5—10 раз меньше, чем расстояние между основными σ-компонентами линий поглощения [14].

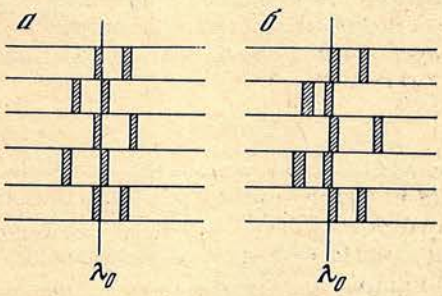
Во-вторых, смещения субкомпонентов в эффекте расщепления π-компонента в спектрах разных пятен имеют разное направление: в одних случаях направление этих смещений совпадает с направлением сдвигов основных σ-компонентов (график на рис., *б*), в других случаях они обратны (график на рис., *а*).

В [4, 10] во всех наблюденных случаях независимо от полярности магнитного поля пятен направления смещений субкомпонентов в эффекте расщепления π-компонента были обратны смещениям основных σ-компонентов. В [13] обнаружено, что между частотой встречаемости одного или другого направлений смещения субкомпонентов в эффекте расщепления π-компонента и полярностью магнитного поля пятен имеется некоторая зависимость. Для пятен с N-полярностью чаще наблюдаются случаи, когда направления смещений субкомпонентов обратны направлениям сдвигов основных σ-компонентов, а для пятен с S-полярностью, наоборот, направления смещений субкомпонентов и σ-компонентов чаще всего совпадают.

В [13, 15—17] показано, что аномальное расщепление π-компонента можно объяснить магнитооптическим эффектом.

Однако в [10, 11] делается предположение о том, что эффект расщепления π-компонента обусловлен слабым магнитным полем ($H = 300 \div 600$ Гс), сосредоточенным в светлых точках тени, которое к тому же имеет полярность, противоположную основному полю пятна.

Совместное исследование эффекта расщепления π-компонента, линий ионов и нейтральных атомов, как нам кажется, может выяснить справедливость последнего [10, 11] предположения. С этой целью мы изучили



Схематический вид простых триплетов Зеемана с большими факторами Ланде, когда на поляризационных спектрограммах тени пятен обнаруживается эффект расщепления π-компонента

а — знаки расщепления основных σ-компонентов и π-компонента обратны; *б* — совпадают

эшельные поляризационные спектрограммы 11 пятен, наблюденные на БСТ Крымской астрофизической обсерватории. Получены следующие результаты.

В семи случаях линии поглощения Fe I λ6302,5 Å, λ6173,3 Å, λ5250,2 Å показывают эффект расщепления π-компонента. Если напряженность магнитного поля определить по расстоянию между субкомпонентами, она составляет 120—300 Гс. Однако значения напряженностей магнитных полей, найденные по линиям ионов железа, оказываются равными $H = 1400 \div 1700$ Гс. Примерно такую же величину поля H показывают спектральные линии Fe II и в тех четырех случаях, когда не был обнаружен эффект расщепления π-компонента. Таким образом, значения H, получаемые по линиям ионов железа и эффекту расщепления π-компонента, отличаются на порядок.

Важно отметить, что во всех 11 случаях знаки расщепления линий ионов и нейтральных атомов оказались одинаковыми. Это означает, что магнитные поля в тени пятна, определяемые по расщеплению основных σ-компонентов указанных линий поглощения, имеют одну и ту же полярность.

Следовательно, предполагая (как это общепринято), что присутствие линий поглощения ионов в спектрах тени пятен обусловлено существованием светлых точек в тени и учитывая все изложенное, можно сделать следующее заключение.

1. Более правомерно как напряженность, так и полярность магнитного поля в светлых точках тени пятен определять по линиям ионов.

2. Полярность магнитного поля в светлых точках тени, по-видимому, такая же, как основного поля пятна.

3. Эффект расщепления π-компонента простых триплетов Зеемана, вероятно, не определяет величину и полярность магнитного поля в светлых точках тени пятен. Выяснение природы этого явления требует дополнительного исследования.

Выражаю искреннюю благодарность А. Б. Северному, Н. В. Стешенко и П. П. Добронравину за замечания и ценные советы.

Ноябрь, 1981 г.

Литература

1. *Брей Р., Лоухед Р.* Солнечные пятна. М.: Мир, 1967.
2. *Крат В. А.*— Вестн. АН СССР, 1971, № 12, с. 28.
3. *Обридко В. Н., Теплицкая Р. Б.* Физика солнечных пятен: Тр. VIII консультат. совещ. акад. наук соц. стран по физике Солнца. М.: Наука, 1976.
4. *Северный А. Б.*— Астрон. журн., 1959, т. 36, вып. 2, с. 208.
5. *Severny A. B.* Solar-Terrestr. Phys. Proc. Internat. Sympos. Leningrad, 1970. Dordrecht, 1972, pt. 1, p. 38.
6. *Obridko V. N.*— Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1968, vol. 19, N 4, p. 183.

7. *Лямова Г. В.*— Астрон. цирк., 1971, № 662, с. 5.
8. *Лямова Г. В., Плюснина С. Ю., Шукстова З. Н.*— Солнечные данные, 1979, № 7, с. 95.
9. *Deubner F. L.*— Mitt. Astron. Ges., Bd. 22, S. 33.
10. *Mogilevsky E. I., Demkina L. B., Ioshpa B. A., Obridko V. N.* Structure and development of solar active regions: Int. Astron. Union Symp. N 35, Budapest, 1967. Dordrecht, 1968, p. 215.
11. *Beckers J. M., Schröter E. H.*— Solar Phys., 1969, vol. 7, N 1, p. 22.
12. *Григорьев В. М., Кац И. М.*— В кн.: Исследование по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Иркутск, 1970, вып. 15, с. 37.
13. *Künzel H., Staude J.*— Astron. Nachr., 1975, Bd. 296, N 4, S. 171.
14. *Обридко В. Н., Теплицкая Р. Б.*— Итоги и науки и техники: Астрономия. М.: ВИНИТИ, 1978, т. 14, с. 7.
15. *Рачковский Д. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1962, т. 27, с. 148.
16. *Рачковский Д. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 44, с. 64.
17. *Beckers J. M.*— Solar Phys., 1969, vol. 9, N 2, p. 372.

УДК 523.94

О ВАРИАЦИЯХ ЛИНИИ He I λ10830 Å ПО ДИСКУ СОЛНЦА

А. Г. Щербаков, З. А. Щербакова

Изучались профили триплета He I λ10830 Å на 274 спектрограммах Солнца, полученных на высокочувствительной инфрахроматической пленке И-1060 В с дисперсией 0,83 Å/мм для экваториального и полярного направлений на диске.

Найдено, что существуют вариации глубины и полуширины линии по диску с характерными расстояниями 20—40 тыс. км. Основной вклад в изменение эквивалентной ширины линии вносит ее полуширина (исключая сильно возмущенные активные области). Наблюдаются более слабые вариации профиля линии на расстояниях около 2 тыс. км. Обнаружено, что профиль линии сильно зависит от размеров элемента разрешения на диске при наблюдениях. Измерения профиля линии на микрофотометре с элементом разрешения порядка тысячи километров на диске дают полуширину линии около 1,2 Å и оптическую толщину в центре компонента 10830,3 Å около 4,6, тогда как измерения, сделанные с разрешением 21 тыс. км на диске, дают значения около 0,8 Å для полуширины и 1,3 для оптической толщины.

Эти результаты наблюдений приводят к модели неоднородной хромосферы, состоящей из оптически толстых ($\tau_0 \sim 5$ в центре главного компонента) групп спикул, окруженных более прозрачным газом. Турбулентные скорости движений газа изменяются от 4—8 км/с в группах спикул до 15 км/с в окружающей среде. Максимальное поглощение в линии наблюдается на границах супергранул. Вероятно, вариации в числе поглощающих атомов связаны с вариациями электронной температуры и конфигурацией магнитного поля в хромосфере.

Интенсивность эмиссии He I над лимбом и ее полуширина максимальны на высоте 1500 км. На этой высоте максимальна и оптическая толща излучающего газа.

ON THE VARIATIONS OF THE HE I λ10830 Å LINE ON THE SOLAR DISK, by *A. G. Shcherbakov, Z. A. Shcherbakova.*— The profile of the He I triplet at λ10830 Å have been measured in 274 0.83 Å/mm spectra of the undisturbed solar disk. The spectra were obtained with the Soviet high speed infrared film on 8.08 1981.

It is shown that on the scale of about 20—40 thousand kilometers and 2 thousand kilometers exist centre-to-limb variations of the central depth and total half-width of the main line at λ10830.3 Å. Strong place to place fluctuations in the equivalent width of line over the solar disk are caused mainly by variations of the total half-width (except for strong active regions). Moreover it was found that the line profile depends strongly on the resolving power of the instrumentation. The measurements with microphometer slit one thousand kilometers dimension (reduced to the solar disk) gives the total half-width of about 1.2 Å and optical thicknesses in the centre of the 10830.3 line of about 4.6 whereas measurements with 21 thousand kilometers on disk gives 0.8 Å half-width and optical thicknesses of about 1.3.

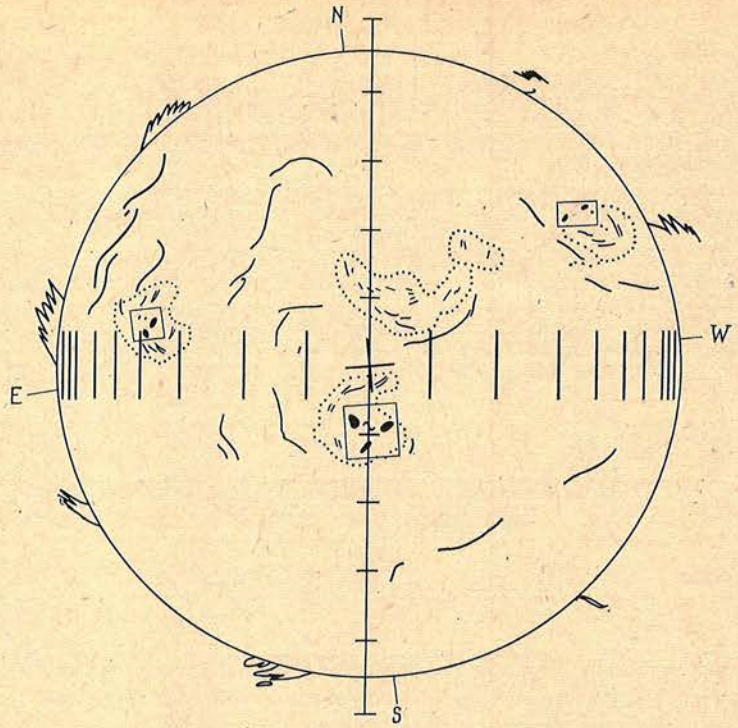


Рис. 1. Положения щели спектрографа на диске при наблюдениях
Прямоугольниками обозначены активные области, пунктиром — флоккулы

These observational results are interpreted in terms of a non-uniform chromospheric model being optically thick ($\tau_0 \sim 5$ at the centre of the main line) fine mottles (spicules) surrounded by optically fairly thin layers. The turbulent velocities of gas motions vary from 4—8 km/s in fine mottles to 15 km/s in surroundings. The integrated absorption in 10830 Å is stronger over supergranule boundaries then at the centres. Probably variations of the abundance of absorbing He I atoms depend on fluctuations of electron temperature and magnetic field configuration in the chromosphere.

The maximum of the intensity, total half-width and optical thickness of He I emission lies at 1500 km height above the limb.

Профиль линии гелия 10 830 Å в спектре Солнца изучался рядом авторов. Наиболее подробные исследования вариаций интенсивности линии в активных областях и на невозмущенном диске выполнены Намбой [1], Де Ягером, Намбой и Невеном [2], а также Джиованелли и Холлом [3]. Ряд деталей солнечного диска исследован нами ранее [4]. Измерения эквивалентных ширин линии выполнены Гуляевым [5].

Однако накопленная информация все еще недостаточна для однозначного выбора механизмов, ответственных за формирование этой крайне интересной линии в хромосфере Солнца. Существенными недостатками прежних работ являлись часто плохое разрешение деталей на диске, большие величины экспозиций, недостаточно высокое качество спектрального материала, полученного с электронно-оптическими преобразователями. Но основным недостатком всех прежних спектроскопических работ была, безусловно, большая скважность наблюдений на диске. Линия измерялась лишь в отдельных, далеко отстоящих друг от друга участках, и на основе таких наблюдений проводились попытки установить закономерности в ее поведении.

Между тем многочисленные спектрогелиограммы в линии 10 830 Å, полученные с использованием кремниевых фотодиодных матриц, показывают, что линия образуется в сильно неоднородной среде, имеющей весьма сложную тонкую структуру. Как видно из работ многих авторов, напри -

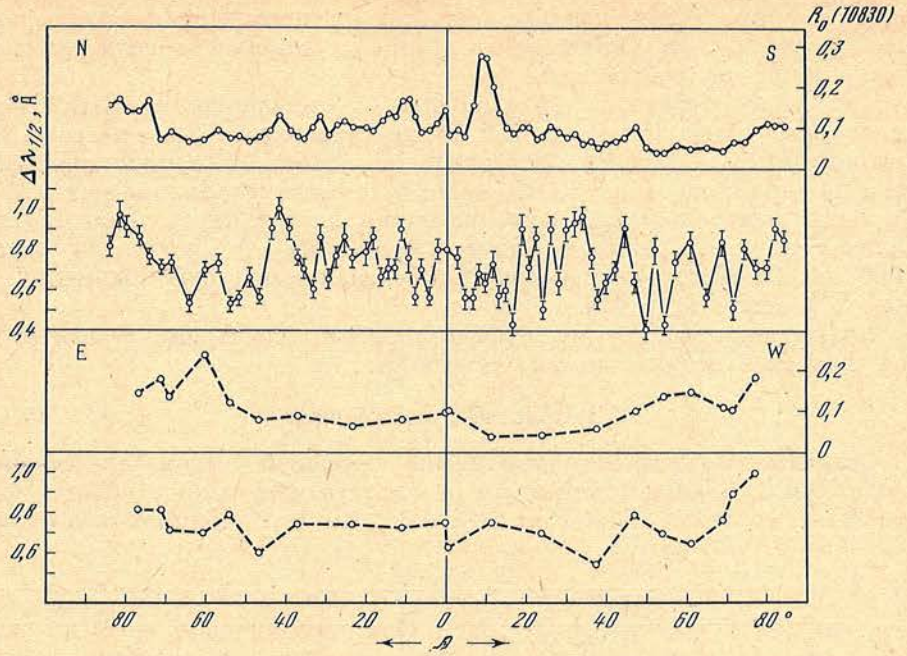


Рис. 2. Вариации глубины и полуширины линии в полярном и экваториальном направлениях

мер Шилея и др. [6], Шилея и Харвея [7, 8], Харвея и Холла [9], Харвея и Шилея [10], Раста и Бриджеса [11], спектрогелиограммы указывают на сильные вариации интенсивности линии по диску, тесно связанные с конфигурацией магнитного поля, что делает ее удобной для изучения магнитных полей в хромосфере. Здесь нами сделана первая попытка детального изучения вариаций профиля линии 10 830 Å на солнечном диске.

Наблюдения

Спектрограммы Солнца с дисперсией 0,83 Å/мм получены 8.06 1981 г. на телескопе БСТ-2 Крымской обсерватории. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа был равен 196 мм. Фотографирование участков солнечной поверхности производилось на инфрахроматической пленке И-1060 В [4] с высотой щели, приведенной к диску, равной 150 тыс. км. Положения щели на диске показаны на рис. 1.

Продолжительность экспозиций составляла от 3 до 10 с.

Обработка наблюдений

Так как линия 10 830 Å испытывает вариации интенсивности, связанные с тонкой структурой хромосферы, то, прежде чем выбрать высоту щели на микрофотометре для записи спектров и получения профилей линии, необходимо было оценить характерные размеры элементов, определяющих структуру. С этой целью для $\cos\theta = 1$ и 0,3 нами были записаны интенсивности ядра главного компонента линии 10 830,3 Å движением спектров на микрофотометре поперек дисперсии. Высота щели была выбрана равной 0,1 мм, что на диске Солнца соответствовало 700 км. Для этих записей были построены спектры мощности, полученные преобразованием Фурье.

На спектрах мощности были найдены характерные частоты, которые, как оказалось, соответствовали характерным размерам элементов 4000, 11 000, 16 500 и 47 000 км. Далее, для построения профилей линии спектры на микрофотометре записывались с двумя рабочими щелями, высота которых и шаг между последовательными разрезами на спектрах составляли примерно половину максимального и минимального характерных разме-

ров элементов. В первом случае высота щели, приведенная к диску, была равна 21 000 км, шаг 21 000 км, во втором случае высота щели равнялась 1400 км при шаге 2000 км.

Среднеквадратичная ошибка измерений интенсивности линии определялась нами ранее [4] по слабой фотосферной линии Fe I и составляла для щели высотой 1400 км 2%. Теперь эта ошибка была нами переопределена по обработке линии 10 830 Å He I на спектрах Солнца как звезды. По новым измерениям среднеквадратичная ошибка определения глубины линии составляет 5% при щели высотой 1400 км и 1% при щели высотой 21 000 км. Соответствующие ошибки определения полуширины линии оказались равными 10 и 6%.

Подробная методика дальнейшей обработки спектрограмм и построения профилей линии изложена нами в [4].

Результаты наблюдений

Основные наблюдаемые параметры профилей линии представлены в табл. 1 и 2. В табл. 1 помещены результаты измерений с высотой щели 21 000 км, а в табл. 2 — со щелью 1400 км. В обеих таблицах для направ-

Таблица 1

cos θ	N			S			E			W		
	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1,00	0,142	3,6	0,80	0,082	4,1	0,80	0,099	3,9	0,76	0,103	4,8	0,63
0,999	0,109	3,4	0,80	0,095	5,2	0,76						
0,997	0,094	3,8	0,56	0,078	3,3	0,56						
0,994	0,087	3,9	0,70	0,153	4,2	0,56						
0,990	0,125	4,8	0,57	0,274	4,1	0,68						
0,986	0,170	4,7	0,76	0,269	4,6	0,63						
0,981	0,168	4,6	0,90	0,205	5,0	0,73	0,085	4,1	0,73	0,041	3,8	0,76
0,974	0,127	5,9	0,70	0,137	6,0	0,57						
0,967	0,136	6,1	0,70	0,098	4,8	0,60						
0,958	0,116	4,0	0,66	0,084	5,9	0,43						
0,949	0,090	4,4	0,86	0,100	5,7	0,90						
0,938	0,100	4,4	0,78	0,099	4,5	0,71						
0,926	—	—	—	0,072	3,1	0,86						
0,915	0,101	4,4	0,75	0,077	2,9	0,50	0,068	4,6	0,75	0,046	5,5	0,70
0,901	0,116	1,5	0,86	0,104	3,0	0,90						
0,886	0,107	3,3	0,76	0,082	4,7	0,63						
0,869	0,078	4,5	0,65	0,074	2,9	0,90						
0,851	0,130	4,9	0,86	0,085	2,8	0,93						
0,831	0,100	5,4	0,60	0,061	2,3	0,96						
0,810	0,071	3,6	0,70	0,064	3,7	0,76						
0,795	0,078	3,0	0,76	0,050	3,4	0,55	0,094	4,3	0,75	0,058	5,4	0,55
0,770	0,091	5,2	0,90	0,061	2,3	0,63						
0,744	0,131	3,9	1,00	0,068	4,8	0,70						
0,715	0,094	2,7	0,90	0,076	4,5	0,90						
0,684	0,080	2,8	0,56	0,100	5,5	0,64	0,082	5,1	0,60	0,106	5,0	0,80
0,650	0,065	3,3	0,66	0,051	6,5	0,40						
0,612	0,080	3,7	0,56	0,040	4,5	0,80						
0,585	0,074	2,9	0,53	0,039	4,6	0,43	0,126	6,0	0,80	0,143	5,2	0,70
0,540	0,095	6,2	0,73	0,058	2,9	0,73						
0,489	0,072	3,9	0,70	0,048	4,0	0,83	0,241	4,5	0,71	0,150	4,2	0,65
0,430	0,062	6,5	0,53	0,056	4,3	0,56						
0,358	0,089	3,9	0,73	0,044	4,8	0,83	0,140	7,0	0,72	0,115	4,8	0,77
0,315	0,070	3,5	0,71	0,065	5,4	0,50	0,183	4,8	0,82	0,110	5,5	0,90
0,265	0,170	5,2	0,76	0,066	6,6	0,80						
0,224	0,139	3,8	0,86	0,097	8,0	0,70	0,148	5,5	0,82	0,187	3,1	1,02
0,174	0,139	5,6	0,91	0,110	5,5	0,70						
0,142	0,172	3,6	0,97	0,106	6,6	0,90						
0,104	0,158	4,0	0,81	0,105	5,7	0,84						

Таблица 2

cos θ	N			S			E			W		
	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1,00							0,080	2,0	0,81	0,143	2,6	0,96
							0,110	2,8	0,79	0,146	2,9	0,84
							0,130	2,6	0,53	0,145	3,3	0,64
							0,130	3,2	0,66			
0,995	0,105	2,9	0,33	0,136	4,7	0,59						
	0,072	3,0	0,53	0,112	3,4	0,73						
	0,084	3,0	0,75	0,135	3,3	0,77						
0,979							0,070	2,3	0,82	0,070	2,9	0,82
							0,080	3,0	0,51	0,056	3,0	0,86
							0,100	3,3	0,82	0,072	2,4	0,74
							0,080	2,7	0,51			
							0,080	2,7	0,89			
0,967	0,109	4,8	0,86	0,091	3,8	0,96						
	0,120	3,6	0,83	0,116	4,1	0,74						
	0,116	3,4	0,83	0,102	2,6	0,80						
0,934	0,127	3,6	0,96	0,095	3,0	0,94						
	0,145	4,0	0,83	0,090	3,7	0,84						
	0,146	4,5	0,81	0,073	3,5	0,91						
0,913							0,100	2,5	0,59	0,072	4,5	0,64
							0,060	3,0	0,63	0,054	2,3	0,60
							0,090	2,3	0,59	0,053	2,4	0,71
							0,070	3,5	0,89	0,064	3,0	0,82
							0,050	2,5	0,71	0,049	2,8	0,99
										0,052	3,0	0,79
										0,051	3,5	0,82
										0,069	2,7	0,82
										0,098	2,8	0,59
										0,071	2,3	0,71
										0,065	3,8	0,92
										0,067	3,0	0,86
0,888	0,116	2,4	0,60	0,081	3,3	1,07						
	0,083	2,1	0,70	0,070	3,6	1,11						
	0,070	3,6	0,76	0,086	3,6	1,06						
0,791							0,110	3,7	0,82	0,070	3,8	0,69
							0,130	3,2	0,79	0,073	3,0	0,89
							0,120	3,0	0,64	0,070	3,0	0,86
							0,100	3,3	0,68			
							0,100	3,3	0,64			
0,860	0,167	4,1	0,63									
	0,118	3,7	0,83									
	0,117	2,8	0,83									
0,828	0,106	3,4	0,60	0,089	4,5	1,01						
	0,086	3,4	0,70	0,058	2,9	1,34						
	0,080	3,0	0,76	0,079	2,7	1,21						
0,748	0,102	3,2	1,33	0,057	4,4	1,24						
	0,105	3,8	1,29	0,068	3,2	1,34						
	0,106	3,4	1,06	0,069	3,3	1,16						
0,700							0,080	2,3	0,86	0,110	4,2	0,96
							0,060	2,3	0,92	0,138	2,6	0,78
0,700							0,060	2,0	0,59	0,100	2,8	0,69
							0,080	4,0	0,66	0,093	2,9	0,81
							0,050	2,5	0,82	0,082	3,2	0,81
0,644	0,070	4,2	0,96	0,052	4,5	1,21						
	0,062	2,1	0,90	0,060	2,5	1,28						
	0,066	3,0	0,90	0,065	3,3	1,17						
0,578							0,095	2,6	0,96	0,143	2,7	0,92
							0,070	2,3	0,89	0,127	2,1	0,92
							0,075	2,3	0,59	0,129	3,6	0,86
							0,096	3,8	0,56			
							0,096	3,8	0,76			
0,498	0,086	4,4	0,73	0,040	4,4	1,17	0,105	5,0	0,63	0,143	4,6	0,76
	0,073	2,6	0,80	0,045	4,4	1,17	0,115	3,1	0,66	0,151	3,5	0,73
	0,073	3,6	0,56	0,042	4,8	1,31	0,103	3,2	0,69	0,152	3,3	0,88
										0,166	4,5	0,92

Таблица 2. *(окончание)*

cos θ	N			S			E			W		
	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	R_0 (10830)	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, Å
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
										0,165	3,8	0,95
0,396	0,118	4,2	0,90	0,079	4,2	1,11	0,145	6,0	0,59	0,067	4,8	0,59
	0,120	3,0	0,73	0,050	5,9	1,04	0,141	5,4	0,66	0,090	5,3	0,66
	0,084	2,9	0,81	0,074	3,2	1,34	0,138	4,6	0,89	0,092	4,8	0,73
										0,125	5,7	0,63
0,330	0,071	4,5	0,66	0,059	3,5	1,17	0,100	2,4	0,82	0,139	4,3	0,67
	0,086	5,7	0,83	0,089	2,9	1,28	0,112	4,7	0,66	0,087	3,2	0,63
	0,088	3,5	1,06	0,077	3,1	1,14	0,084	3,1	0,76	0,089	3,9	0,73
0,246	0,126	4,4	1,10	0,095	4,1	0,97	0,242	3,8	0,92	0,195	3,9	0,99
							0,242	2,6	0,99	0,176	3,0	0,99
							0,236	2,7	0,99	0,137	2,7	1,06
0,234	0,112	3,7	1,23	0,095	2,6	0,97						
0,211	0,102	2,7	1,10	0,120	3,7	0,87						
0,208	0,126	4,2	1,06	0,145	6,6	0,87						

лений N, S, E и W приведены значения cos θ, глубины главного компонента линии R_0 (10 830), величины отношения глубин компонентов $r_0 = R_0$ (10 830)/R_0 (10 829) и полуширины главного компонента $\Delta\lambda_{1/2}$ в ангстремах.

Вариации по диску. На рис. 2 показаны вариации параметров профиля линии по диску, соответствующие измерениям со щелью высотой 21 000 км.

Видно, что в направлении с севера на юг глубина линии испытывает незначительные колебания, которые, однако, превосходят ошибки измерений, характеризующиеся размером кружков. Вблизи центра диска R_0 имеет два максимума, соответствующие активной области к югу (см. рис. 1) и флоккулам к северу. В среднем линия к югу более слабая (около 5% от интенсивности континуума), чем к северу (~10%). Потемнение к краю в R_0 незначительно и становится заметным только при $\theta > 70°$.

Полуширина линии, напротив, испытывает значительные колебания, во много раз превышающие среднеквадратичные ошибки. При этом часто сильные колебания полуширины видны по 2—3 соседним точкам, что соответствует на диске расстояниям 20 000—40 000 км. В активной области полуширина линии в среднем меньше, чем в соседних невозмущенных областях, и имеет меньшую амплитуду колебаний. Полная амплитуда колебаний полуширины линии на диске в направлении N—S составляет 1,1—0,4=0,7 Å.

Из сравнения вариаций R_0 и $\Delta\lambda_{1/2}$ следует, что основной вклад в изменение эквивалентной ширины линии вносит не глубина, а полуширина (исключая сильно возмущенные активные области).

В направлении восток—запад наши наблюдения имели, к сожалению, большую скважность по диску. Нижние кривые на рис. 2 и есть тот случай, когда интерпретация результатов может оказаться ложной из-за большой скважности наблюдений. Все же можно заметить, что потемнение к краю в линии в направлении E—W больше, чем в направлении N—S. Гольдберг и Молер [12] также нашли, что поглощение в линии у полюсов несколько меньше, чем в экваториальной области. Вероятно, это объясняется тем, что вблизи экватора всегда присутствуют слабые активные области, которые трудно обнаружить при наблюдениях с большой скважностью на диске.

Отношение глубин компонентов линии $r_0 = R_0$ (10 830)/R_0 (10 829) изменяется по диску в широких пределах. Как видно из табл. 1, в отдельных элементах величина этого отношения очень мала (~ 2) и соответ-

ствует большому самопоглощению в линии, тогда как в других элементах r_0 становится близким к значению 8 для оптически тонкого газа. Вероятно, это связано с реальными изменениями оптической плотности элементов на диске. В центре диска среднее значение r_0 равно $4{,}1 \pm 0{,}5$ и очень хорошо согласуется со всеми прежними определениями [1—4].

Корреляция $R_0 \sim \Delta\lambda_{1/2}$. На рис. 3 показаны корреляционные зависимости для R_0 и $\Delta\lambda_{1/2}$, которые наглядно иллюстрируют представленные выше результаты. В северном направлении по диску наблюдается прямая зависимость $\Delta\lambda_{1/2}$ от R_0, причем коэффициент корреляции довольно велик и значим. Его величина указана на рисунке. В направлении на юг зависимости между этими величинами не существует. При мало меняющейся глубине линии полуширина меняется очень сильно. Светлые кружки соответствуют активной области к югу от экватора, в которой в основном переменна глубина линии. Последнее характерно и для экваториального направления. Возможно что корреляция $R_0 \sim \Delta\lambda_{1/2}$ на севере является результатом суперпозиции спокойных и факельных областей.

Вариации линии в элементах тонкой структуры. Интересно знать, как меняется профиль линии, если его измерять с высоким разрешением на диске. Поэтому для различных $\cos\theta$ мы сделали на спектрах по нескольку последовательных разрезов через 2000 км с высотой щели 1400 км. Высота щели 1400 км соответствовала угловому разрешению на диске около 2″ и, как будет показано ниже, соответствовала качеству изображения в момент фотографирования спектров.

Как видно из табл. 2, наблюдаются значительные изменения параметров профиля линии в различных участках солнечной поверхности. Глубина главного компонента меняется по диску от 5 до 15%, полуширина изменяется от 0,5 до 1,3 Å. Однако для каждого $\cos\theta$ разброс параметров, соответствующих последовательным разрезам, меньше, чем в целом по диску.

В среднем значения R_0, полученные со щелью 1400 км, мало отличаются от измерений, сделанных со щелью 21 000 км, тогда как полуширины линии из табл. 2 систематически выше, а отношения r_0 систематически меньше значений из табл. 1. Причины таких расхождений будут обсуждаться ниже.

Эмиссия на лимбе. Полуширина линии поглощения 10 830 Å растет по мере приближения к лимбу, а ядро постепенно заливается эмиссией, которая переходит в полностью эмиссионный очень широкий контур над лимбом так же, как это имеет место для других сильных линий, таких, как H_α, H и K Ca II и др. Мы исследовали профили этой линии над лимбом в северной и южной полярных областях.

Профили линии были построены по микрофотометрическим записям с высотой щели 1400 км (2″). Шаг между последовательными разрезами составлял 700 км. Для последующей обработки и учета рассеянного света необходимо знать амплитуду дрожания (качество) изображения. Если $I(h)$ есть истинное распределение яркости, то из-за дрожания наблюдаемое распределение будет иметь вид

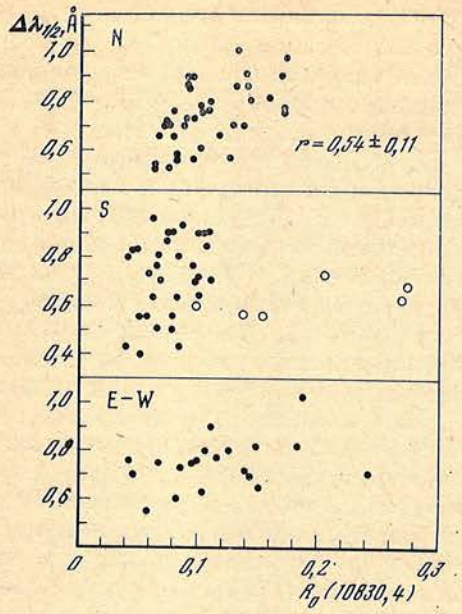
$$I_{\text{набл}}(h) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x)\,\varphi(h-x)\,dx. \tag{1}$$

Принято считать, что «размазывание» изображения из-за дрожания может быть описано гауссовой функцией

$$\varphi(h-x) = \frac{1}{\alpha\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{h-x}{\alpha}\right)^2\right], \tag{2}$$

где α — амплитуда дрожания.

Для определения α мы сделали фотометрические разрезы прилегающего к линии континуума перпендикулярно дисперсии. Высота щели была 0,″3. Полученные профили края диска, размазанные дрожанием, мы срав-



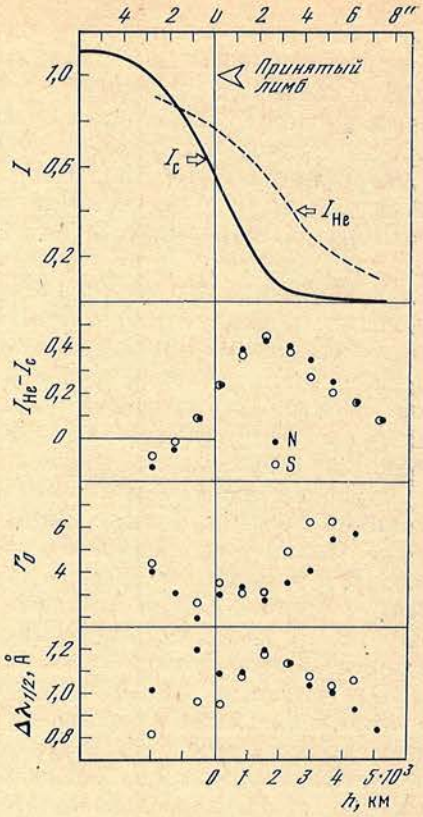


Рис. 3. Корреляция между полушириной и глубиной главного компонента 10830,4 А на диске

Рис. 4. Параметры эмиссии He I над лимбом

Черные кружки соответствуют северному лимбу, светлые — южному

нивали с теоретическими кривыми потемнения к краю, вычисленными Гуляевым [5] для различных значений α от $\alpha = 0''$ до $\alpha = 5''$.

Такое сопоставление дало нам возможность определить кривую реального потемнения к краю и найти, что в момент наблюдений амплитуда дрожаний была 2″. На рис. 4 показано положение лимба, принятого по этой методике, от которого мы отсчитывали шкалу высот в хромосфере. На этом же рисунке показано распределение яркости в континууме и в ядре главного компонента линии гелия для северного лимба. Интенсивность наблюдаемого континуума при $\cos\theta = 0{,}064$ принята за единицу.

Ниже показано распределение с высотой интенсивности ядра линии над лимбом, отношения компонентов r_0 и полуширины для обеих полярных областей. Значения этих величин помещены в табл. 3.

Таблица 3

h, км	h''	N			S		
		$I_{He} - I_C$	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, А	$I_{He} - I_C$	r_0	$\Delta\lambda_{1/2}$, А
	−2,8	−0,14	4,0	1,02	−0,08	4,4	0,82
	−1,8	−0,06	3,0	—	−0,02	—	—
	−0,8	0,08	1,9	1,20	0,09	2,6	0,97
150	0,2	0,23	3,0	1,09	0,23	3,5	0,95
850	1,2	0,39	3,3	1,08	0,37	3,0	1,08
1550	2,2	0,43	2,7	1,20	0,45	3,1	1,18
2300	3,2	0,40	3,5	1,14	0,39	4,9	1,14
3000	4,2	0,35	4,0	1,04	0,27	6,3	1,08
3700	5,2	0,25	5,5	1,00	0,20	6,3	1,03
4400	6,2	0,16	5,7	0,93	0,16	—	1,06
5100	7,2	0,08	6,7	0,84	0,08	—	—

Полученные зависимости показывают, что, во-первых, характеристики излучения в линии совпадают для обеих полярных областей. Разброс в r_0 может быть результатом принятой методики и точности измерений. Во-вторых, все зависимости достигают экстремальных значений при $h = 1500$ км. На этой высоте интенсивность и полуширина линии максимальны, следовательно, максимальна и излучаемая энергия. Значение r_0 на этой высоте минимально, равно примерно 3 и соответствует наибольшей оптической толщине излучаемого газа.

Результаты хорошо согласуются с данными других авторов. На основании фотоэлектрических измерений Джиованелли и Холл [3] получили значение $r_0 = 3{,}3$ для высоты 1700 км и $r_0 = 6{,}0$ для 6800 км. По данным Гуляева [5] эквивалентная ширина эмиссионной линии 10 830 Å достигает максимального значения на высоте 1500 км. Максимум в эмиссии линии D_3 соответствует высоте 1300 км согласно Мельникову и Перепелкину [13] и 1500 км согласно Уайту [14].

Обсуждение результатов

В настоящее время теория, удовлетворительно объясняющая формирование линии 10 830 Å в хромосфере Солнца, еще не создана. Главная трудность заключается в интерпретации глубины линии поглощения на диске.

Линия He I 10 830 Å образуется при переходе $2^3_sS_1 - 2^3_pP_{2,1,0}$ и состоит из трех компонентов с отношением значений gf 5 : 3 : 1. Два главных компонента разделены только на 0,09 Å и поэтому сливаются в одну линию 10 830,3 Å, на расстоянии 1,26 Å от которой наблюдается спутник 10 829,1 Å. Эффективное отношение значений gf двух разрешаемых компонентов составляет 8 : 1.

Наблюдаемое значение отношения $r_0 = R_0\,(10\,830)/R_0\,(10\,829)$ на диске близко к 4 и значительно меньше 8, что свидетельствует о сильном самопоглощении в линии. Основное противоречие заключается в том, что при большой оптической толщине наблюдаемая глубина линии очень мала и не превосходит в спокойном диске 5—12%. Де Ягер и др. [2] снимают это противоречие введением параметра скважности среды, формирующей линию. Они считают, что линия образуется в спикулах, а среда между спикулами не вносит своего вклада. Сравнивая в такой модели теоретические и наблюдаемые интенсивности линии, они получают значение скважности около 10%. Однако эта модель, по-видимому, слишком схематична.

Для проверки модели Де Ягера и др. [2] мы специально исследовали профили линии 10 830 Å на одном и том же участке солнечного диска, получив их с набором щелей различной высоты от 1000 до 21 000 км. Центр щели при записи этих спектров всегда соответствовал $\cos\theta = 0{,}91$ в направлении на восток от центра Солнца.

Если модель верна, то это значит, что при малой щели мы регистрируем профиль линии, образующийся преимущественно в спикулах, и линия должна быть глубокой (из-за большой оптической толщины). При увеличении щели линия должна становиться меньше из-за скважности среды, но ее полуширина и отношение компонент r_0 не должны зависеть от выбранной величины щели, так как в модели Де Ягера и др. они определяются только спикулами. Однако это не так.

На рис. 5 показано влияние выбранной высоты l щели на результаты измерений. Глубина линии почти не изменилась при увеличении высоты щели от 1000 до 21 000 км, а полуширины и r_0 претерпевают существенные изменения. Оказалось, что при большом разрешении на диске (щель 1000 км) линия получается очень широкой и с большим самопоглощением. Такой же результат уже обсуждался нами выше при сравнении табл. 1 и 2. Вероятно, линия формируется в сложной неоднородной хромосфере, в которой поглощение определяется не только плотными, оптически толстыми элементами (спикулами), но и более прозрачной средой между

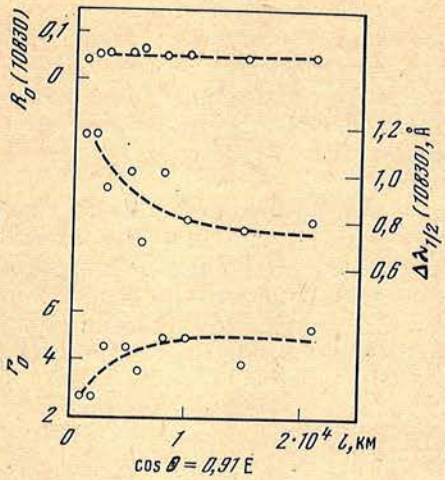


Рис. 5. Зависимость основных параметров линии от величины выбранной высоты щели l при наблюдениях

ними. Если самыми непрозрачными в линии элементами действительно являются спикулы, то при щели 1400 км (2″) мы получаем информацию о поглощении в группах спикул, так как элемент разрешения на диске ограничен качеством изображения 2″. Наблюдения на лимбе свидетельствуют, что эффективные высоты этих элементов в хромосфере близки к 1500 км.

При измерениях со щелью 21000 км профиль линии определяется усредненными по высоте щели физическими условиями в центрах или на границах супергранул. В действительности ситуация оказывается еще более сложной, так как и в оптически толстых группах спикул (на границах супергранул) глубина линии остается слишком малой. Это затрудняет построение детальной модели хромосферы для линии 10830 Å.

Однако мы можем приближенно оценить физические условия, усредненные по элементам разрешения на диске. Ниже будет показано, что оптическую толщину в центре линии τ_0, доплеровскую ширину $\Delta\lambda_D$ и число поглощающих атомов N_{2^3S} на луче зрения можно определить достаточно надежно по наблюдениям полуширины и отношениям компонентов r_0 независимо от глубины линии.

Ввиду того что системы триплетов и синглетов гелия совершенно не комбинируют, можно рассматривать ортогелий как некоторый элемент с потенциалом ионизации 4,7 эВ, а уровень 2^3S как основной. При таком низком ионизационном потенциале никаких аномалий, связанных с отклонениями от локального термодинамического равновесия, ожидать не приходится. Согласно расчетам Крата и Соболева [15], а также Джонсона [16] возбуждение ортогелия осуществляется преимущественно рассеянием фотосферного излучения с $T_{возб} = 4400$ К. Намба [1] нашел верхний предел $T_{возб}$ для факельных областей 4900 К.

Как было показано в [1, 2], если линия уширяется тепловыми и турбулентными движениями, то ее профиль может быть описан с помощью следующего выражения для оптической толщины:

$$\tau_\lambda = \tau_0(10829)[5\exp[-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2] + 3\exp[-(\Delta\lambda + 0{,}091)^2/\Delta\lambda_D^2] + \exp[-(\Delta\lambda + 1{,}260)^2/\Delta\lambda_D^2]], \quad (3)$$

где $\Delta\lambda = \lambda - 10\,830{,}341$ является расстоянием в ангстремах от центра самого сильного компонента триплета, члены 0,091 и 1,260 — расстояния (в Å) между компонентами триплета.

Оптическая толщина в центре слабого компонента определится из выражения

$$r_0 = R_0(10830)/R_0(10829) = \frac{1 - \exp[-8\tau_0(10829)]}{1 - \exp[-\tau_0(10829)]}, \quad (4)$$

а число поглощающих атомов на уровне 2^3S — из выражения

$$\tau_0(10829) = K_\nu(1 - \exp[-h\nu/kT_{возб}]) \times N_{2^3S}, \quad (5)$$

где K_ν — атомный коэффициент поглощения.

Нормированный профиль линии можно записать соотношением

$$R_\lambda/R_0 = (1 - e^{-\tau_\lambda})/(1 - e^{-\tau_0}). \quad (6)$$

Таблица 4

cos θ	N					S					E					W				
	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{23}S\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{23}S\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{23}S\times10^{-1}$	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{23}S\times10^{-12}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
1,00	2,32	2,32	0,35	9,7	2,75	1,84	1,84	0,37	10,2	2,31	2,00	2,00	0,35	9,7	2,37	1,28	1,28	0,31	8,6	1,35
0,999	2,48	2,48	0,34	9,4	2,86	1,12	1,12	0,38	10,5	1,44										
0,997	2,08	2,07	0,24	6,6	1,69	2,64	2,63	0,23	6,4	2,06										
0,994	2,00	1,99	0,32	8,9	2,17	1,76	1,75	0,25	6,9	1,49										
0,990	1,36	1,35	0,27	7,5	1,24	1,84	1,82	0,31	8,6	1,93										
0,986	1,36	1,34	0,37	10,2	1,71	1,44	1,42	0,30	8,3	1,46										
0,981	1,44	1,42	0,43	11,9	2,10	1,20	1,18	0,36	10,0	1,46	1,84	1,81	0,33	9,1	2,05	2,08	2,05	0,34	9.4	2,40
0,974	0,80	0,78	0,37	10,2	1,00	0,72	0,70	0,30	8,3	0,73										
0,967	0,64	0,62	0,38	10,5	0,82	1,36	1,32	0,29	8,0	1,34										
0,958	1,92	1,84	0,30	8,3	1,95	0,80	0,77	0,22	6,1	0,60										
0,949	1,60	1,52	0,40	11,1	2,17	0,80	0,76	0,47	13,0	1,27										
0,938	1,60	1,50	0,37	10,2	2,00	1,52	1,43	0,34	9,4	1,75										
0,926	—	—	—	—		2,88	2,67	0,35	9,7	3,42										
0,915	1,60	1,46	0,36	10,0	1,95	3,20	2,93	0,18	5,0	1,95	1,44	1,32	0,36	10,0	1,76	0,96	0,88	0,36	10,0	1,17
0,901	—	—	—	—	—	2,96	2,67	0,37	10,2	3,71										
0,886	2,64	2,34	0,32	8,9	2,86	1,36	1,20	0,30	8,3	1,38										
0,869	1,51	1,32	0,31	8,6	1,60	3,12	2,71	0,36	10,0	3,81										
0,851	1,20	1,02	0,42	11,6	1,71	3,36	2,86	0,37	10,2	4,21										
0,831	0,96	0,80	0,31	8,6	1,01	4,56	3,79	0,35	9,7	5,41										
0,810	2,32	1,88	0,30	8,3	2,35	2,16	1,75	0,34	9,4	2,49										
0,795	3,04	2,42	0,30	8,3	3,09	2,48	1,97	0,22	6,1	1,85	1,68	1,34	0,35	9,7	1,99	0,96	0,76	0,29	8,0	0,94

Т а б л и ц а 4 *(окончание)*

cos θ	N					S					E					W				
	τ_0 (10830)	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
0,770	1,12	0,86	0,45	12,5	1,71	2,56	3,51	0,23	6,4	3,56										
0,744	2,00	1,49	0,44	12,2	2,98	1,36	1,01	0,34	9,4	1,57										
0,715	3,52	2,52	0,35	9,7	4,18	1,52	1,09	0,42	11,6	2,16										
0,684	3,36	2,30	0,21	5,8	2,39	0,96	0,66	0,31	8,6	1,01	1,12	0,77	0,30	8,3	1,14	1,20	0,82	0,40	11,1	1,63
0,650	2,64	1,72	0,27	7,5	2,42	0,48	0,31	0,21	5,8	0,34										
0,612	2,24	1,37	0,24	6,6	1,82	1,52	0,93	0,38	10,5	1,96										
0,585	3,20	1,87	0,20	5,5	2,17	1,44	0,84	0,20	5,5	0,98	0,72	0,42	0,43	11,9	1,05	1,12	0,66	0,35	9,7	1,33
0,540	0,64	0,35	0,39	10,8	0,85	3,20	1,73	0,28	7,8	3,04										
0,489	2,00	0,98	0,32	8,9	2,17	1,92	0,94	0,38	10,5	2,47	1,52	0,74	0,34	9,4	1,75	1,76	0,86	0,30	8,3	1,79
0,430	0,48	0,21	0,30	8,3	0,49	1,68	0,72	0,25	6,9	1,42										
0,358	2,00	0,72	0,33	9,1	2,24	1,28	0,46	0,40	11,1	1,74	0,32	0,11	0,41	11,3	0,44	1,36	0,49	0,38	10,5	1,75
0,315	3,04	0,96	0,29	8,0	2,99	0,96	0,30	0,25	6,9	0,81	1,20	0,38	0,40	11,1	1,63	0,88	0,28	0,47	13,0	1,40
0,265	1,12	0,30	0,38	10,5	1,44	0,40	0,11	0,45	12,5	0,61										
0,224	2,08	0,47	0,39	10,8	2,75	0,08	0,02	0,42	11,6	0,11	0,88	0,20	0,42	11,6	1,25	2,88	0,64	0,42	11,6	4,10
0,174	0,80	0,14	0,48	13,3	1,30	0,96	0,17	0,36	10,0	1,17										
0,142	2,24	0,32	0,42	11,6	3,19	0,40	0,06	0,50	13,9	0,68										
0,104	1,84	0,19	0,38	10,5	2,37	0,80	0,08	0,44	12,2	1,19										

Таблица 5

$\cos\theta$	N					S					E					W				
	$\tau_0(10830)$	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times 10^{-12}$	$\tau_0(10830)$	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times 10^{-12}$	$\tau_0(10830)$	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times 10^{-12}$	$\tau_0(10830)$	$\overset{*}{\tau}_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times 10^{-12}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
1,00											3,36	3,36	0,31	8,6	3,53	3,76	3,76	0,37	10,2	4,72
											5,04	5,04	0,18	5,0	3,07	3,12	3,12	0,34	9,4	3,10
											2,80	2,80	0,27	7,5	2,56	2,64	2,64	0,27	7,5	2,42
0,995	3,20	3,18	0,15	4,2	1,63	1,36	1,35	0,28	7,8	1,29										
	3,04	3,02	0,20	5,5	2,04	2,48	2,47	0,30	8,6	2,60										
	3,04	3,02	0,30	8,3	3,09	2,64	2,63	0,33	9,1	2,95										
0,979											4,56	4,47	0,30	8,3	4,64	3,12	3,06	0,33	9,1	3,49
											2,96	2,90	0,20	5,5	2,00	3,04	2,98	0,35	9,7	3,60
											2,56	2,51	0,35	9,7	3,04	4,24	4,15	0,27	7,5	3,88
											3,52	3,45	0,18	5,0	2,15					
											3,52	3,45	0,35	9,7	4,18					
0,967	1,28	1,24	0,42	11,6	1,82	2,08	2,02	0,42	11,6	2,96										
	2,24	2,17	0,37	10,2	2,81	1,76	1,71	0,34	9,4	2,03										
	2,48	2,41	0,33	9,1	2,77	3,76	3,65	0,30	8,3	3,82										
0,934	2,24	2,08	0,42	11,6	3,19	2,96	2,75	0,38	10,5	3,81										
	1,92	1,78	0,38	10,5	2,47	2,16	2,01	0,37	10,2	2,71										
	1,52	1,41	0,38	10,5	1,96	2,32	2,16	0,39	10,8	3,07										
0,913											4,00	3,64	0,21	9,7	4,75	1,52	1,38	0,30	8,3	1,54
											2,96	2,69	0,25	6,9	2,51	4,48	4,08	0,22	6,1	3,34
											4,56	4,15	0,21	5,8	3,25	4,24	3,86	0,27	7,5	3,88
											2,32	2,11	0,39	10,8	3,06	2,96	2,69	0,33	9,1	3,31
											4,00	3,64	0,27	7,5	3,66	3,36	3,06	0,39	10,8	4,44
																2,96	2,69	0,33	9,1	3,31
																2,40	2,18	0,36	10,0	2,92
																3,52	3,20	0,32	8,9	3,81
																3,36	3,06	0,23	6,4	2,61
																4,48	4,08	0,27	7,5	4,10
																2,08	1,89	0,41	11,4	2,89
																2,96	2,69	0,35	9,7	3,51
0,888	4,24	3,77	0,23	6,4	3,30	2,56	2,28	0,44	12,2	3,82										
	5,12	4,56	0,25	6,9	4,34	2,24	1,99	0,47	13,0	3,57										

Таблица 5 (*продолжение*)

cos θ	N					S					E					W				
	τ_0(10830)	$^*\tau_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{29}S \times 10^{-12}$	τ_0(10830)	$^*\tau_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{29}S \times 10^{-12}$	τ_0(10830)	$^*\tau_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{29}S \times 10^{-12}$	τ_0(10830)	$^*\tau_0$ (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{29}S \times 10^{-12}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
0,888	2,32	2,06	0,33	9,1	2,60	2,24	1,99	0,45	12,5	3,42										
0,791											2,08	1,66	0,37	10,2	2,60	2,08	1,66	0,30	8,3	2,12
											2,72	2,18	0,33	9,1	3,04	3,04	2,43	0,36	10,0	3,71
											3,04	2,43	0,25	6,9	2,58	3,04	2,43	0,35	9,7	3,61
											2,64	2,11	0,29	8,0	2,60					
											2,64	2,11	0,27	7,5	2,41					
0,860	1,84	1,58	0,30	8,3	1,87															
	2,16	1,86	0,37	10,2	2,71															
	3,36	2,89	0,33	9,1	3,76															
0,828	2,48	2,06	0,25	6,9	2,10	1,52	1,26	0,47	13,0	2,42										
	2,48	2,06	0,30	8,3	2,52	2,96	2,47	0,52	14,4	5,22										
	3,04	2,52	0,31	8,6	3,19	3,52	2,92	0,46	12,7	5,49										
0,748	2,72	2,04	0,53	14,7	4,89	1,28	0,96	0,59	16,3	2,56										
	1,84	1,38	0,57	15,8	3,56	2,48	1,86	0,55	15,2	4,62										
	2,40	1,80	0,45	12,5	3,66	2,56	1,92	0,47	13,0	4,08										
0,700											4,56	3,19	0,31	8,6	4,79	1,68	1,18	0,44	12,2	2,51
											4,56	3,19	0,33	9,1	5,10	3,76	2,63	0,30	8,3	3,82
											5,36	3,75	0,21	5,8	3,82	3,36	2,35	0,27	7,5	3,07
0,700											1,92	1,34	0,30	8,3	1,95	3,12	2,18	0,33	9,1	3,49
											4,00	2,80	0,31	8,6	4,20	2,72	1,90	0,34	9,4	3,13
0,644	1,68	1,08	0,44	12,2	2,50	1,28	0,82	0,56	15,5	2,43										
	5,12	3,28	0,32	8,9	5,55	3,92	2,51	0,48	13,3	6,38										
	2,96	1,89	0,37	10,2	3,71	2,48	1,59	0,48	13,3	4,04										
0,578											3,76	2,26	0,37	10,2	4,71	3,52	2,11	0,36	10,0	4,30
											4,56	2,74	0,33	9,1	5,10	5,04	3,02	0,33	9,1	5,63
											4,56	2,74	0,21	5,8	3,25	2,32	1,39	0,38	10,5	2,99
											2,08	1,25	0,24	6,6	1,69					
											2,08	1,25	0,34	9,4	2,39					

Таблица 5 (*окончание*)

cos θ	N					S					E					W				
	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$	τ_0 (10830)	τ_0^* (10830)	$\Delta\lambda_D$, Å	ξ_0, км/с	$N_{2^3S}\times10^{-12}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
											1,20	0,60	0,32	8,9	1,30	1,44	0,64	0,36	10,0	1,75
											2,88	1,44	0,27	7,5	2,63	2,40	1,20	0,32	8,9	2,60
0,498	1,60	0,80	0,35	9,7	1,90	1,52	0,76	0,54	15,0	2,78	2,72	1,36	0,29	8,0	2,67	2,64	1,32	0,37	10,2	3,31
	3,76	1,88	0,30	8,3	3,82	1,52	0,76	0,54	15,0	2,78						1,52	0,76	0,43	11,9	2,21
	2,32	1,16	0,24	6,6	1,89	0,40	0,20	0,74	19,7	0,96						2,08	1,04	0,42	11,6	2,96
0,396	1,76	0,70	0,42	11,6	2,50	1,60	0,64	0,51	14,1	2,77										
	3,04	1,21	0,29	8,0	2,99	0,64	0,26	0,56	15,5	1,21						1,36	0,54	0,36	10,0	1,66
	3,12	1,25	0,33	9,1	3,49	2,48	0,99	0,55	15,2	1,62										
0,330	1,52	0,50	0,29	8,0	1,49	2,16	0,71	0,50	13,8	3,66										
	0,80	0,26	0,43	11,9	1,17	3,04	1,00	0,50	13,8	5,15										
	2,32	0,77	0,45	12,5	3,54	2,88	0,95	0,46	12,7	4,49										
0,246	1,44	0,35	0,50	13,8	2,44	1,84	0,45	0,44	12,2	2,74										
0,234	1,84	0,43	0,55	15,2	3,43	3,76	0,88	0,37	10,2	4,72										
0,211	3,36	0,74	0,43	11,9	4,90	2,16	0,48	0,38	10,5	2,78										
0,208	1,68	0,35	0,48	13,3	2,73	0,40	0,08	0,49	13,6	0,66										

Видно, что τ_0, $\Delta\lambda_D$ и N_{2^3S} можно определить из уравнений (3) — (5) независимо от глубины линии R_t (10 830), так как эта величина не входит явным образом ни в одно из уравнений.

Нами было рассчитано большое количество теоретических нормированных профилей для ряда значений $\Delta\lambda_D$ от 0,24 до 0,78 Å и ряда значений τ_0 (10 829) от 0,001 до 0,8. Для всех рассмотренных пар были построены номограммы: τ_0 (10 829) $= f(r_0, \Delta\lambda_{1/2})$ и $\Delta\lambda_D = f(\tau_0, \Delta\lambda_{1/2})$. С помощью номограмм для различных r_0 и $\Delta\lambda_{1/2}$ из табл. 1 и 2 были найдены значения τ_0 (10 830) $= 8\,\tau_0$ (10 829) и $\Delta\lambda_D$, которые приведены в табл. 4 для щели 21 000 км и в табл. 5 для щели 1400 км. Кроме того, в таблицах даны значения оптической толщины линии в радиальном направлении τ_0^* (10 830) $= \tau_0$(10 830) $\cos\theta$, доплеровского параметра $\xi_0 = c\Delta\lambda_D/\lambda$ (в км/с) и число поглощающих атомов на луче зрения N_{2^3S}.

На рис. 6 показаны корреляционные зависимости между τ_0^* (10830) и ξ_0 для различных направлений на солнечном диске. Как видно из рисунка, существует обратная корреляция между этими величинами для всех направлений на диске. Причем среднее значение оптической толщины при малой щели выше значений, полученных при большой щели, что естественно, так как при малой щели больше вклад от плотных, оптически толстых спикул.

Если ξ_0 характеризует турбулентные скорости, то можно считать, что в оптически толстых элементах, соответствующих группам спикул, скорости в среднем ниже, чем в промежутках между спикулами. В общем случае это физически правдоподобно, так как плотность хромосферы с высотой падает и турбулентные скорости должны возрастать.

Потенциал возбуждения метастабильного уровня 2^3S He I равен 19,7 эВ, следовательно, его населенность в хромосфере определяется электронной температурой. Максимальную интенсивность линия 10 830 Å имеет при $T_e \approx 20\,000$ К. При более низких температурах число атомов, у которых имеется достаточная энергия (20 эВ), слишком мало, а при более высоких температурах возрастает ионизация He I (I.P.= 24,6 эВ).

Из современных моделей хромосферы (например, Дубов [17]) известно, что поверхности равной температуры проходят на разной высоте в различных местах хромосферной сетки. А именно, над границами супергранул (группами спикул) слой с $T_e \approx 20\,000$ К должен быть расположен ниже в хромосфере, чем над серединами супергранул. Поэтому поглощение в линии 10 830 Å, определяемое оптически толстыми элементами (спикулами), на границах супергранул соответствует небольшим высотам в хромосфере, где турбулентные скорости малы. Элементы малой оптической толщины на рис. 6 соответствуют $T_e \approx 20\,000$ К над серединами супергранул, т. е. бóльшим высотам в хромосфере с большими турбулентными скоростями.

На рис. 7 по результатам, полученным при разрешении 21 000 км, показано распределение числа поглощающих атомов N_{2^3S} на участке солнечного диска, возмущенном активной областью ($0° \leqslant \theta \leqslant 20°$) и в соседней невозмущенной области. Обращает на себя внимание ряд обстоятельств.

В невозмущенной области наблюдаются пики в числе поглощающих атомов, расстояния между которыми близки к характерным размерам супергранул. Весьма вероятно, что эти пики соответствуют сильному поглощению в линии на границах супергранул. Такой же вывод об усилении линии 10 830 Å на границах супергранул сделан Джиованелли и Холлом [3] на основании фотоэлектрических наблюдений.

В активной области структура, характерная для супергранул, практически исчезает, а число поглощающих атомов значительно меньше, чем в спокойной области. Сравнение с данными для R_0 и $\Delta\lambda_{1/2}$ показывает, что такой ход N_{2^3S} определяется преимущественно полушириной линии. Возможно, что это обстоятельство связано с вариациями электронной температуры в хромосфере и разностью температур между спокойной и активной областями. Возможно также, что наблюдаемые особенности связаны

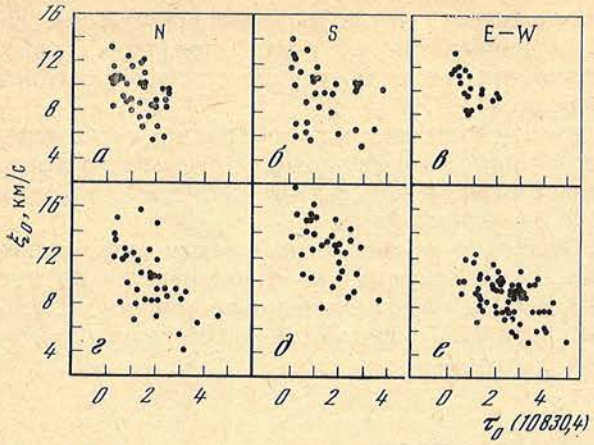


Рис. 6. Корреляция между допплеровским параметром и оптической толщиной в центре главного компонента линии для различных направлений на диске

Верхняя часть рисунка соответствует измерениям с высотой щели 21000 км, нижняя = 1400 км

$а - r = -0{,}47 \pm 0{,}13$, $\bar{\tau}_0 = 1{,}3 \pm 0{,}7$, $\bar{\xi}_0 = 9{,}4 \pm 1{,}9$;
$б - r = -0{,}31 \pm 0{,}16$, $\bar{\tau}_0 = 1{,}4 \pm 1{,}1$, $\bar{\xi}_0 = 9{,}2 \pm 2{,}4$;
$в - r = -0{,}53 \pm 0{,}16$, $\bar{\tau}_0 = 0{,}9 \pm 0{,}6$, $\bar{\xi}_0 = 10{,}1 \pm 1{,}4$;
$г - r = -0{,}60 \pm 0{,}11$, $\bar{\tau}_0 = 1{,}8 \pm 1{,}0$, $\bar{\xi}_0 = 10{,}0 \pm 2{,}7$;
$д - r = -0{,}59 \pm 0{,}11$, $\bar{\tau}_0 = 1{,}5 \pm 0{,}9$, $\bar{\xi}_0 = 12{,}4 \pm 3{,}2$;
$е - r = -0{,}49 \pm 0{,}09$, $\bar{\tau}_0 = 2{,}5 \pm 1{,}0$, $\bar{\xi}_0 = 8{,}7 \pm 1{,}7$

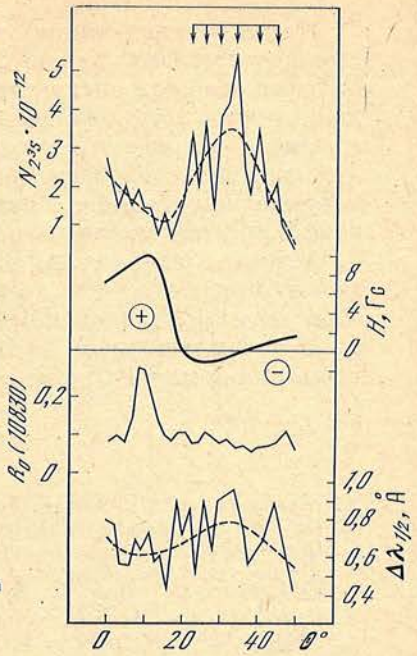


Рис. 7. Сопоставление числа поглощающих атомов He I и крупномасштабного магнитного поля с глубиной и полушириной главного компонента линии для участка солнечного диска к югу от экватора

Стрелками отмечено положение границ супергранул

и с вариациями магнитного поля. Харвей и Холл [9] установили, что наибольшее поглощение в линии 10 830 Å наблюдается в местах смены полярности продольного магнитного поля. Кроме того, по их данным, есть слабая корреляция и с величиной напряженности поля. Дальнейший прогресс в изучении этого вопроса достигнут в [6—11].

Кривая крупномасштабного магнитного поля для 8.06 1981 г. построена нами по Станфордским данным из [18]. Сравнение этой кривой с данными наших наблюдений не противоречит результатам Харвея и Холла.

Заключение

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

Наблюдаются вариации глубины и полуширины линии гелия по диску Солнца с характерными расстояниями 20—40 тыс. км. Основной вклад в изменение эквивалентной ширины линии вносит ее полуширина (исключая сильно возмущенные активные области).

Вариации профиля на расстояниях порядка 2000 км выражены значительно слабее, что, очевидно, связано с качеством изображения в момент наблюдений.

Существует зависимость результатов измерений параметров профиля линии от размеров элемента разрешения на диске при наблюдениях. При элементе разрешения порядка 1000 км линия оказывается значительно шире и с бо́льшим самопоглощением, чем при разрешении 10—20 тыс. км. При разрешении хуже 10 тыс. км параметры линии слабо зависят от размеров диафрагмы при наблюдениях.

Интенсивность эмиссии в линии над лимбом и ее полуширина максимальны на высотах около 1500 км. На этой высоте максимальна и оптическая толщина излучающего газа.

Формирование линии происходит в неоднородной хромосфере, состоящей из различных по прозрачности и плотности элементов. Турбулентные скорости оптически толстых элементов (групп спикул) в среднем ниже, чем в окружающей среде.

Число поглощающих атомов He I максимально на границах супергранул. Вероятно, вариации полуширины линии, которая определяет число поглощающих атомов, связаны с вариациями электронной температуры и конфигурацией магнитного поля в хромосфере.

Авторы благодарят А. Б. Северного за ряд ценных замечаний, высказанных при обсуждении статьи, Б. И. Шапиро, любезно предоставившего образцы инфрапленки И-1060 В, В. П. Маланушенко за помощь в обработке части материала на ЭВМ, Н. Н. Петрову и В. Т. Жоголеву за помощь в оформлении рисунков к статье.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Namba O.*— Bull. Astron. Inst. Neth., 1963, vol. 17, p. 93.
2. *De Jager C., Namba O., Neven L.*— Bull. Astron. Inst. Neth., 1966, vol. 18, p. 128.
3. *Giovanelli R. G., Hall D.*— Solar Phys., 1977, vol. 52, p. 211.
4. *Щербакова З. А., Щербаков А. Г., Шапиро Б. И., Хейнман А. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 66, с. 119.
5. *Гуляев Р. А.*— Астрон. журн., 1964, т. 41, с. 313.
6. *Sheeley Jr. N. R., Harvey J. W., Feldman W. C.*— Solar Phys., 1976, vol. 49, p. 271.
7. *Sheeley Jr. N. R., Harvey J. W.*— Solar Phys., 1978, vol. 59, p. 159.
8. *Sheeley Jr. N. R., Harvey J. W.*— Solar Phys., 1981, vol. 70, p. 238.
9. *Harvey J. W., Hall D.*— In: Solar Magnetic Field, IAU Symp./Ed. R. Howard, 1971, vol. 43, p. 279.
10. *Harvey J. W., Sheeley Jr. N. R.*— Space Sci. Rev., 1979, vol. 23, p. 139.
11. *Rust D. M., Bridges III. Ch. A.*— Solar Phys., 1975, vol. 43, p. 129.
12. *Goldberg L., Mohler O. C.*— Astrophys. J., 1956, vol. 124, p. 13.
13. *Перепелкин Е. Я., Мельников О. А.*— Изв. Пулков. обс., 1935, т. 14, с. 1.
14. *White O. R.*— Astrophys. J., 1963, vol. 138, p. 1316.
15. *Крат В. А., Соболев В. М.*— Изв. ГАО, 1960, т. 22, с. 6.
16. *Johnson H. R.* Thesis University of Colorado, 1960.
17. *Дубов Э. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 45, с. 20.
18. Solar Geophys. Data, prompt rep., 1981, N 444, p. 1.

УДК 523.745

ДИСКРЕТНОСТЬ ПЕРИОДОВ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО И МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. А. Котов, Л. С. Левицкий

Вращение солнечных магнитных полей на протяжении 27 лет исследуется на основе данных о полярности межпланетного магнитного поля (ММП, 1954—1980 гг.) и измерений общего магнитного поля Солнца как звезды (СМП, 1968—1980 гг.). При анализе каждый из двух рядов данных рассматривается как единая временна́я последовательность. Спектры мощности СМП и ММП обнаруживают дискретные пики мощности в районе 27—28-суточного периода вращения Солнца. Наиболее значимые пики мощности, в частности, отвечающие периодам ~26,30; 26,96; 27,40; 27,82; 28,16 и 28,46 сут, хорошо воспроизводятся в спектрах как СМП, так и ММП, что указывает на доминирующую роль некоторых определенных гелиоширот в появлении рекуррентных периодов солнечного и межпланетного магнитных полей.

Анализ данных показал, что дискретный характер спектров мощности не является результатом скважности данных или суперпозиции 27—28-суточной волны (двухсекторной структуры магнитного поля) с долговременными вариациями СМП и ММП (периодичностями ~ 1—11 лет).

Наиболее длинные значимые периоды около 30 сут, имеющиеся в спектрах СМП и ММП, интерпретируются как свидетельство того, что в сигнал магнитографа при измерениях СМП и в данные по ММП на орбите Земли существенный вклад вносят солнеч-

ные магнитные поля на высоких, от 40 до 50°, широтах. Заметные пики мощности в диапазоне от ~25,4 до 26,4 сут обусловлены, по-видимому, быстровращающимися магнитными структурами на экваторе.

THE DISCRETE FREQUENCIES OF SOLAR ROTATION AS DEDUCED FROM THE SOLAR AND INTERPLANETARY MAGNETIC FIELDS, by *V. A. Kotov* and *L. S. Levitsky*.— The rotation of the solar magnetic fields during the past 27 years has been investigated using the polarity of the interplanetary magnetic field (IMF, 1954—1980) and the measurements of the mean magnetic field of the Sun seen as a star (SMMF, 1968—1980). Each data set was treated as a single time series. The power spectra of these two different physical fields reveal the set of discrete peaks centered on the well known 27—28-day period of solar rotation. The most significant peaks, in particular those at 26.30, 26.96, 27.40, 27.82, 28.16 and 28.46-day periods, are well reproduced in both, of SMMF and IMF, spectra and favour certain heliolatitudes for the appearance of the recurrent periods in the solar and interplanetary magnetic fields.

The analysis showed that the concentration of power in the discrete lines can be explained neither by a sampling effect nor by the interference of the 27—28-day variation (associated with the two-sector structure) with long term evolution of the SMMF and IMF (at periods from 1 to 11 years).

The longest, yet significant, periods near 30 days as observed in the SMMF and IMF data sets indicate that solar magnetic fields originating at high latitudes, 40 to 50°, are still appreciably contribute to the SMMF measured by solar magnetograph and to the IMF observed at the Earth orbit. Several short-period peaks seen in the power spectra might be a reflection of some magnetic structures rapidly rotating near equator with synodic periods of about 25.4 to 26.4 days and pertaining significant phase coherency over 27 years.

В настоящее время имеется сравнительно большой ряд измерений магнитного поля Солнца (СМП) как звезды, впервые начатый А. Б. Северным в 1968 г. [1]. Наряду с этим материалом, дающим исключительно ценную информацию для исследования глобального солнечного магнетизма, существует еще более длинный ряд определений *знака* межпланетного магнитного поля (ММП), полученный с 1926 г. по геомагнитным данным [2, 3] и начиная с 1963 г.— по прямым измерениям в межпланетном пространстве. Как известно (см., например, [4, 5]), ММП на расстоянии ~1 а.е. от Солнца во многих деталях повторяет регулярные изменения и секторную структуру СМП, поэтому эти два ряда измерений существенно дополняют друг друга.

Обе временные последовательности позволяют применять статистические методы поиска различных периодичностей, в частности связанных с вращением Солнца. При таком (спектральном) анализе нас будут интересовать наиболее устойчивые периоды вращения секторных структур СМП и ММП, сохраняющие фазу на протяжении многих лет.

Мы отвлекаемся на время от факта существования в отдельные годы двух- или четырехсекторных структур магнитного поля [1, 6], поскольку все данные подвергаются, по существу, простому гармоническому анализу. Это, однако, не должно серьезно повлиять на физический смысл и достоверность получаемых результатов, поскольку спектр мощности в принципе достаточно полно выявляет наиболее значимые частоты (периоды), характеризующие вариации СМП и ММП.

Заметим, что интерес к изучению наиболее выраженных рекуррентных периодов вращения магнитного поля обусловлен такими фундаментальными проблемами физики Солнца, как его дифференциальное вращение и 11-летний цикл активности. В определенной мере данный вопрос связан также со следующими важными (но пока не вполне понятными) фактами, требующими дополнительных данных наблюдений и теоретического истолкования: а) различие периодов вращения магнитных структур N-полярности (~26ᵈ8) и S-полярности (~27ᵈ6), обнаруженное впервые Северным [7] по наблюдениям СМП; б) дуализм солнечного вращения, заключающийся в наличии у Солнца как дифференциального, так и твердотельного вра-

щения (по наблюдениям, например, магнитного поля [8] и интенсивности короны [9]); в) наличие у ММП (определенного по геомагнитным данным) одновременно двух доминирующих периодов, около $27^{d}_{,}0$ и $28^{d}_{,}5$ [5, 10]; г) изменение значения рекуррентного периода с фазой 11-летнего цикла (см., например, [10, 11]).

Здесь мы исследуем периоды СМП и ММП, устойчиво сохраняющиеся на протяжении многих лет (13 и даже 27 лет), которые мы будем интерпретировать как периоды *синодического* вращения крупномасштабных магнитный полей на Солнце.

1. Данные наблюдений и метод анализа

Магнитное поле Солнца как звезды (СМП) представляет собой некоторое интегральное для всей видимой полусферы значение продольного магнитного поля (подробнее см. [1, 5]). Рассматриваемый нами массив охватывает 13 лет (~170 оборотов Солнца), с 1968 по 1980 г., и получен в трех обсерваториях: КАО АН СССР (1968—1976 гг., число определений поля $N_1 = 1398$), Маунт-Вилсон (1970—1980 гг., $N_2 = 2000$) и Станфорд (1975—1980 гг., $N_3 = 1708$); полное число измерений $N = 5106$. Наблюдения проводились, как правило, раз в день, когда позволяла погода. Статистическая точность одного измерения составляет около $\pm 0{,}15$ Гс для данных Крыма и М. Вилсон, $\sim \pm 0{,}05$ Гс для Станфорда [5, 12].

Сведения о знаке ММП на каждый день за период 1954—1980 гг. (~ 360 оборотов Солнца) взяты из каталогов Свалгаарда [2] и Мансурова и др. [3]. Весь массив для ММП состоял из набора значений + 1, —1 и 0, которые соответствовали суткам с преобладающей полярностью «от Солнца», «к Солнцу» и «смешанная полярность»; всего 9734 значения ММП.

Для вычисления спектров мощности и поиска наиболее значимых периодичностей СМП и ММП в области 27—28 сут мы использовали программу, ранее разработанную с целью определения периода глобальных пульсаций Солнца [13, 14]. По этой программе методом наложенных эпох строились периодограммы (которые, как показано в [15], в принципе эквивалентны спектрам мощности, вычисляемым с помощью прямого фурье-преобразования) для пробных периодов (P) от $\sim 22^{d}$ до $\sim 34^{d}$ с инкрементом $\Delta P = 0^{d}_{,}02$. Для каждого значения P определялась амплитуда (A) результирующей волны (амплитуда синусоиды, проведенной методом наименьших квадратов через 16 точек, соответствующих 16 фазовым интервалам).

Выбор значимых периодов осуществлялся по трем критериям: амплитуде (A) волны, отношению двойной амплитуды к средней ошибке ($2A/\sigma$, где σ — средняя ошибка при свертке всех измерений с данным периодом P, см. [14]) и числу Фишера F, характеризующему близость средней кривой к синусоиде (подробнее см. [14]). Практика показала, что основным критерием для отбора наиболее значимых периодов является величина амплитуды A, что связано с обилием анализируемых данных (количество точек примерно от 5 до 10 тыс.).

Как отмечено выше, поскольку анализируются периоды в районе синодического вращения Солнца 27—28 сут, то применяемый метод автоматически выделяет только двухсекторные структуры, которые сохраняют фазовую когерентность на протяжении всего рассматриваемого интервала времени (т. е. от ~13 до 27 лет). Для изучения, например, четырехсекторной структуры необходимо было бы анализировать спектры мощности в диапазоне $13—14^{d}$. Однако, в [16] соответствующий анализ был выполнен для СМП (1969—1976 гг.), и он не показал наличия каких-либо существенных периодичностей в этом диапазоне. Нами также были построены спектры мощности СМП и ММП для всего имеющегося материала в диапазоне периодов от ~12 до $\sim 17^{d}$. Оказалось, что: 1) большинство пиков мощности здесь хорошо соответствуют половинным значениям периодов, которые наиболее значимы в области $27—29^{d}$ (см. рис. 1 и 4); 2) их мощность ($\sim A^2$) примерно в 3—4 раза меньше, чем мощность синодических периодов вращения $27—29^{d}$ (двухсекторной структуры); 3) существенно

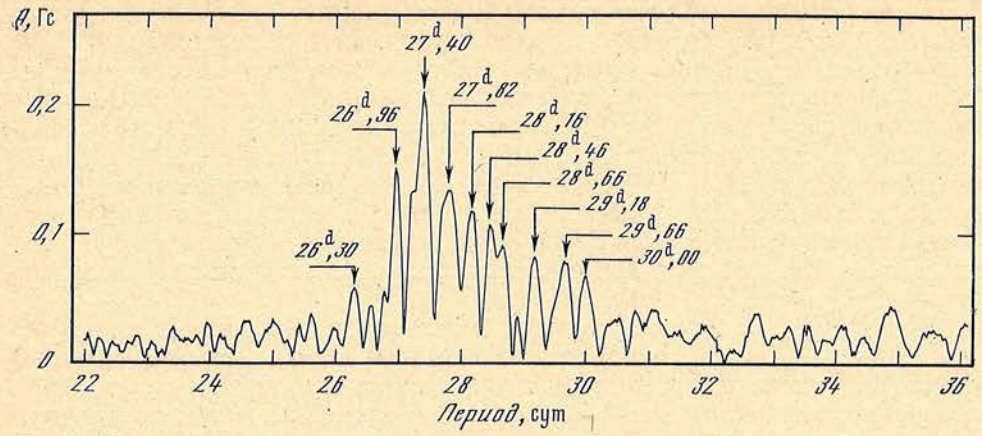


Рис. 1. Спектр мощности для солнечного магнитного поля (СМП) за период 1968—1980 гг.

Числа над стрелками — наиболее значимые периоды

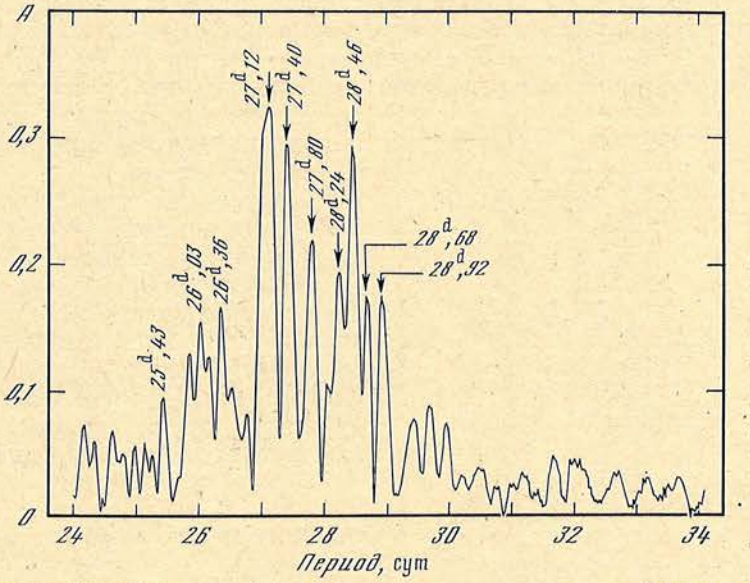


Рис. 2. Спектр мощности для межпланетного магнитного поля (ММП) за период 1968—1980 гг.

Обозначения те же, что на рис. 1

меньше также значение критерия $2A/\sigma$ (в случае СМП, например, для $2A/\sigma$ получены значения 3—7, тогда как для двухсекторной структуры $2A/\sigma \sim 5 \div 14$). По-видимому, спектр мощности в области 13—14^d в основном является набором первых гармоник ($^1/_2$) тех периодичностей, которые наиболее значимы в области синодического солнечного вращения 27—28^d, поэтому для выделения и анализа четырехсекторной структуры следует применять другие методы, как, например, было сделано в [17].

2. Дискретность периодов вращения

На рис. 1 и 2 приведены спектры мощности, полученные указанным методом, для СМП и ММП за один и тот же интервал времени (1968—1980 гг.). Обращает на себя внимание дискретный характер этих спектров: вместо ожидавшегося широкого максимума мощности в диапазоне $\sim$27—29^d мы видим сильную ее концентрацию в отдельных резко выражен-

ных линиях (пиках). Средняя полуширина линий на уровне 0,7 A, характеризующая неопределенность в значениях периодов, составляет $\sim 0^d,08$. При этом, что особенно важно отметить, статистическая значимость большинства пиков оказывается чрезвычайно большой: например, в спектре СМП (рис. 1) для периодов 26,96; 27,40; 27,82; 28,16 и $28^d,46$ отношение $2A/\sigma$ составляет 10,9; 13,8; 9,5; 7,8 и 6,5, а в спектре ММП (рис. 2) периоды 27,12; 27,40; 27,80; 28,24 и $28^d,46$ имеют значимость $2A/\sigma = 15,5$; 11,6; 8,2; 7,1 и 10,5 соответственно. Это обстоятельство приводит к мысли, что концентрация мощности на выделенных периодах не случайна и может быть отражением некоторой реальной закономерности, характерной как для СМП, так и для ММП.

Известно, что с течением времени, год от года и особенно с фазой 11-летнего цикла, значения рекуррентных (доминирующих) периодов у крупномасштабных магнитных полей Солнца заметно меняются. Согласно [10], например, в течение подъема активности от минимума до максимума (точнее — до смены знака полярного магнитного поля) в ММП преобладает период около $26^d,85$, а на остальной части цикла — период $\sim 27^d,15$. В [16] получено, что в 1969—1976 гг. СМП изменялось с двумя основными периодами, 27,04 и $27^d,44$. Крупномасштабное (так называемое фоновое) поле, определяемое по H_α-синоптическим картам, в 1973—1977 гг., т. е. перед минимумом, изменялось с периодом около 27,04—$27^d,15$, а перед максимумом, в 1976—1978 гг.,— с периодами $\sim 26,75$ и $29^d,30$ [11]; авторами это интерпретируется как следствие смещения магнитных структур старого 11-летнего цикла к экватору и появление высокоширотных структур нового цикла.

Казалось бы, что столь сильные изменения доминирующего периода с фазой цикла должны привести к сильному размытию (у нас за 13 лет) спектра мощности СМП (и ММП) в диапазоне 27—29^d. Этому должно способствовать также: а) сравнительно быстрый распад крупномасштабных структур, время жизни которых, как правило, меньше одного года;

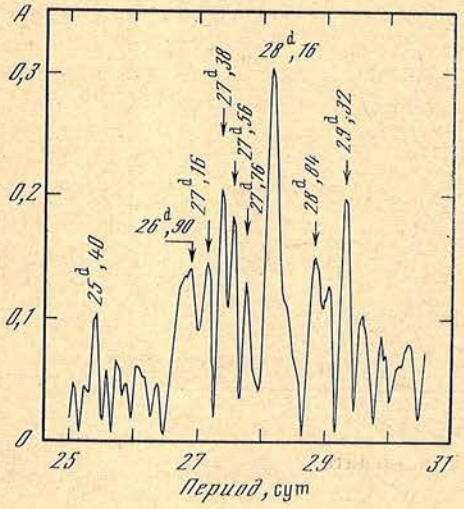


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для периода 1954—1967 гг.

Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для периода 1954—1980 гг.

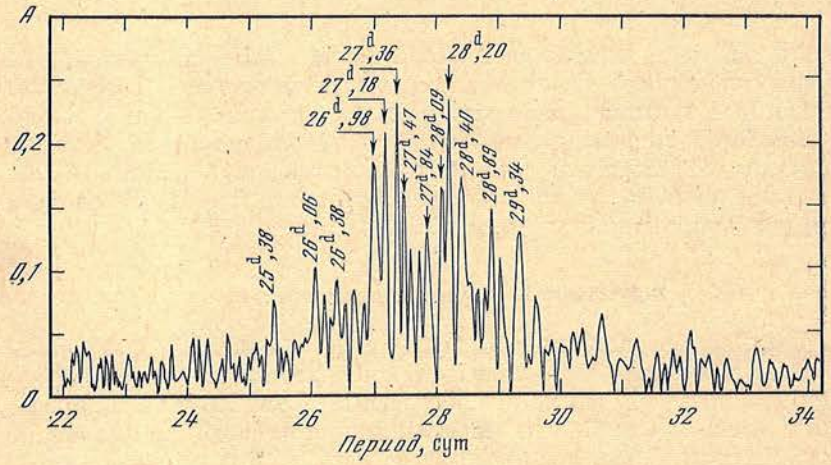


Таблица 1

СМП, 1968—1980 гг.				ММП, 1968—1980 гг.				ММП, 1954—1980 гг.				
Период, сут	A, Гс	$2A/\sigma$	F	Период, сут	A	$2A/\sigma$	F	Период, сут	A	$2A/\sigma$	F	$\lvert\varphi\rvert$, град
				25,43	0,09	4,2	9	25,38	0,08	3,9	38	
				26,03	0,15	5,9	18	26,06	0,10	5,4	14	
26,30	0,06	5,1	10	26,36	0,17	8,0	10	26,38	0,09	4,7	28	
26,96	0,15	10,9	64					26,98	0,18	9,7	94	0—10
				27,12	0,32	15,5	20					
								27,18	0,21	14,3	16	18
27,40	0,21	13,8	319	27,40	0,30	11,6	68	27,36	0,23	13,5	40	23
								27,47	0,16	10,5	14	25
27,82	0,13	9,5	29	27,80	0,22	8,2	27	27,84	0,13	6,4	76	30
								28,09	0,16	8,7	68	33
28,16	0,12	7,8	26	28,24	0,19	7,1	22	28,20	0,23	11,7	129	34
28,46	0,11	6,5	57	28,46	0,29	10,5	89	28,40	0,17	9,2	64	36
28,66	0,09	8,5	9	28,68	0,18	6,1	34					38
				28,92	0,18	6,3	24	28,89	0,14	7,1	96	40
29,18	0,08	5,7	20									41
				29,44	0,08	3,4	6	29,34	0,13	7,2	55	43
29,66	0,08	4,7	52	29,68	0,09	3,8	7	29,60	0,07	4,1	29	46
30,00	0,07	5,2	12	29,96	0,07	3,1	4					48

б) смещение, в течение цикла, магнитных структур к экватору, что должно приводить к их распаду из-за дифференциального вращения и потери фазовой когерентности. Поэтому добавление нового материала должно приводить к уменьшению статистической значимости ($2A/\sigma$) первоначально доминирующих периодов. Однако мы видим (см. рис. 1 и 2), что этого не происходит, и значимость отдельных пиков на протяжении 13-летнего интервала остается исключительно высокой ($\sim$10).

Дискретность характерна также для спектров мощности ММП, вычисленных для интервала 1954—1967 гг. (рис. 3) и полного массива 1954—1980 гг. (рис. 4). В последнем случае (из-за улучшившегося разрешения) линии спектра стали еще более узкими (средняя полуширина на уровне 0,7 A теперь равна $\sim 0^{d}_{,}04$), амплитуда их несколько понизилась (в $\sim$1,3 раза), а статистическая значимость возросла. Так, для 14-летнего интервала (1954—1967 гг.) периоды 26,90; 27,16; 27,38 и $28^{d}_{,}16$ имеют значимость $2A/\sigma = 8{,}4$; 7,8; 8,3 и 10,9, а для всего 27-летнего интервала (1954—1980 гг.) почти те же периоды 26,98; 27,18; 27,36 и $28^{d}_{,}20$ дают для отношения $2A/\sigma$ еще бóльшие значения: 9,7; 14,3; 13,5 и 11,7 соответственно.

Для наглядности в табл. 1 дана сводка всех периодов, доминирующих в спектрах СМП и ММП, с указанием амплитуды (A), критерия $2A/\sigma$ и числа Фишера (F). Величина амплитуды для СМП дана в гауссах, а для ММП — в безразмерных единицах, характеризующих преобладание одной из полярностей поля (для каждого фазового интервала средней для данного периода кривой определялась величина $k = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_- + n_0)$, где n_+ — число дней с полярностью поля «+», n_- — с полярностью поля «—» и n_0 — со смешанной полярностью).

В таблице также приводятся гелиошироты φ, соответствующие периодам дифференциального вращения крупномасштабных магнитных полей согласно [18]; эти значения φ хорошо согласуются со средним законом дифференциального вращения фоновых магнитных полей, полученным Степанян [19].

Наиболее примечательной особенностью спектров, показанных на рис. 1—4, является тенденция к совпадению большинства выделенных периодов (в пределах точности определения $\sim\pm 0^{d}_{,}08$). Это также следует из рассмотрения табл. 1, но особенно хорошо видно на рис. 5, где приве-

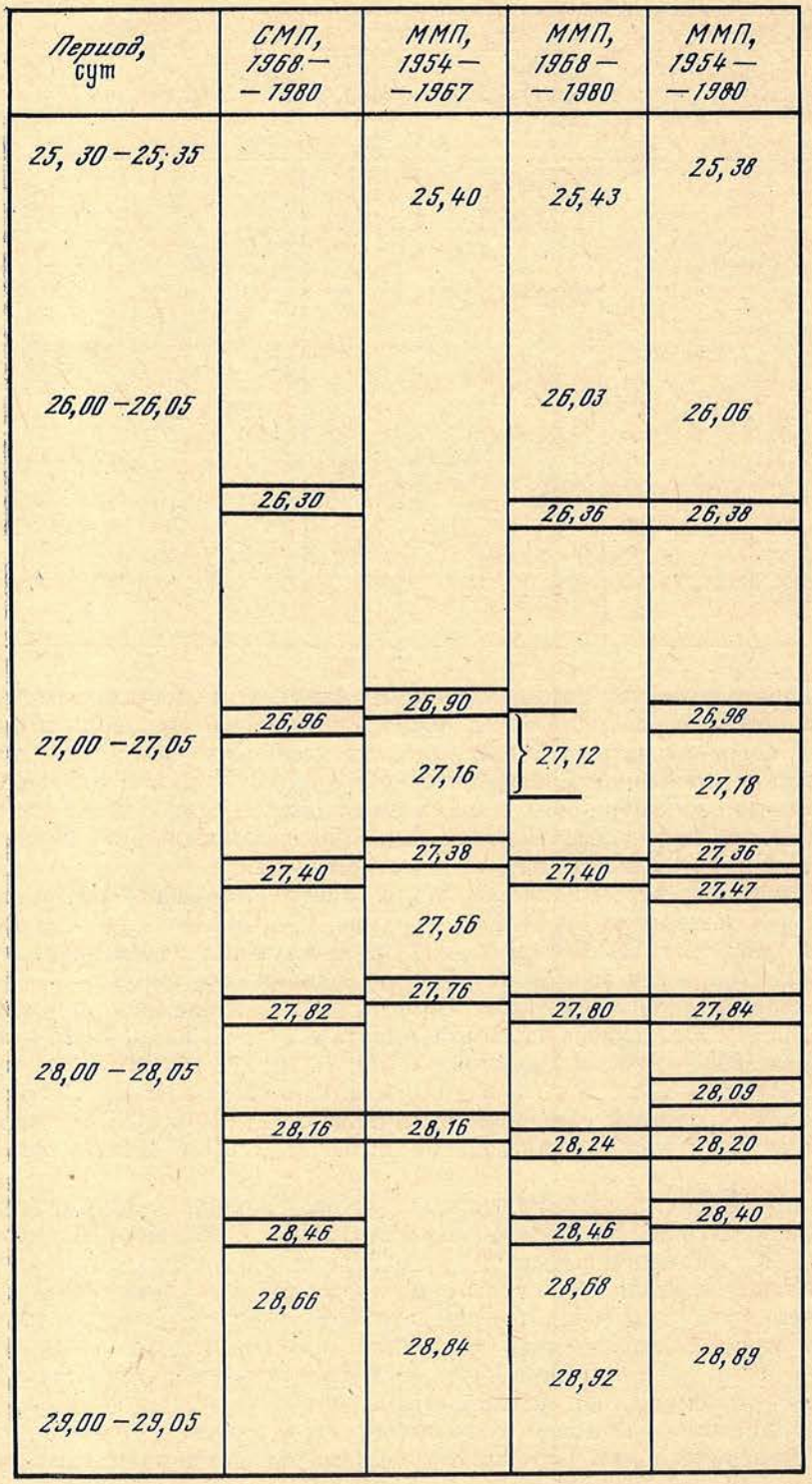


Рис. 5. Сравнение периодов P вращения солнечного (СМП) и межпланетного (ММП) магнитных полей

Первый столбец — шкала периодов с инкрементом $\Delta P = 0^{d},05$, четыре остальные столбца — значения P в спектрах СМП и ММП для различных интервалов времени

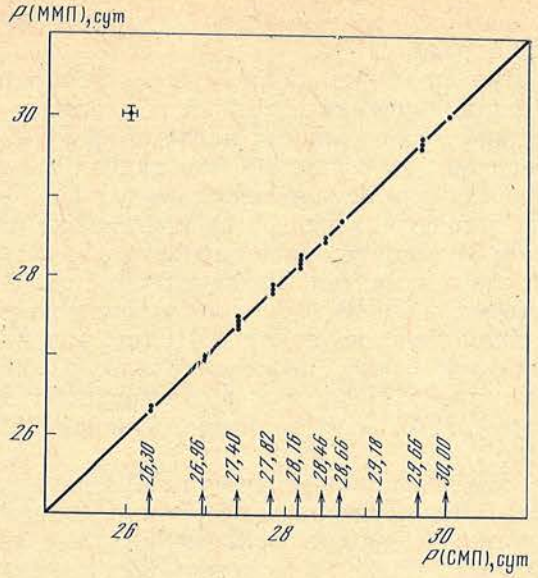


Рис. 6. Сравнение периодов P вращения солнечного и межпланетного магнитных полей

Стрелки и числа над ними — значения P (в сутках) в спектре СМП. Расположение точек на биссектрисе отображает соответствие периодов в СМП с периодами в спектрах ММП, полученных для различных интервалов времени (см. рис. 5). В левом верхнем углу показана ошибка в определении P

дены периоды всех наиболее значимых пиков мощности для четырех спектров в интервале $25^{d}_{,}30 \leqslant P \leqslant 29^{d}_{,}05$. Всем периодам СМП соответствуют практически такие же значения P в ММП, причем 6 из них (26,30; 26,96; 27,40; 27,82; 28,16 и $28^{d}_{,}46$) повторяются в двух или даже трех спектрах ММП (они отмечены горизонтальными линиями). Простой подсчет совпадений (в пределах $\sim\pm 0^{d}_{,}08$) показывает, что из 36 значений периодов (рис. 5) 35 (97%) повторяются в двух или более спектрах и 29 (81%) — в трех или четырех спектрах.

Этот же результат, но иным способом представлен на рис. 6, из которого следует, что только для одного (из 10) значения $P = 29^{d}_{,}18$ в СМП нет соответствующих пиков в ММП.

Отмеченные факты являются сильным аргументом в пользу реальности дискретного набора наиболее предпочтительных периодов вращения, практически одинакового (за немногими исключениями) для СМП и ММП.

Не менее важным обстоятельством, указывающим на солнечное (а не статистическое или геофизическое) происхождение дискретных пиков в спектрах ММП (и СМП), является хорошее согласие фаз результирующих кривых, вычисленных для совпадающих периодов вращения солнечного и межпланетного магнитных полей (фаза максимума результирующей гармонической волны относительно заданного начального момента определяется путем свертки всего временного ряда с интересующим нас периодом P). Оказалось, что эти фазы для ММП отстают от соответствующих фаз СМП на 3—6 сут (в среднем на 5 сут). Учитывая, что ошибка в определении фазы составляет 1—2 сут, полученное запаздывание можно считать близким к общепринятому значению $4^{d}_{,}5$, соответствующему средней скорости солнечного ветра.

Отметим также, что такое разумное запаздывание получается *только* для выделенных периодов СМП и ММП (см. рис. 5), и даже при малом смещении (на 0,06—$0^{d}_{,}08$) пробного периода от пикового значения разность фаз становится или слишком большой (до 10^{d}) или очень малой ($\sim 1^{d}$), порою даже отрицательной. Такое поведение разности фаз говорит о существовании общего источника доминирующих периодов вращения СМП и ММП и усиливает свидетельства в пользу реальности дискретного набора периодов.

Отметим другие особенности спектров, приведенных на рис. 1—4 и в табл. 1. Для СМП наиболее сильный пик мощности соответствует периоду $27^{d}_{,}40$, и с ростом периода амплитуда пиков постепенно падает, вплоть до наиболее длинного (заметно выделяющегося над шумами) пика $\sim 30^{d}_{,}00$. В области более коротких периодов наиболее четко выражен пик $26^{d}_{,}96$;

наименьшее значение P, которому еще соответствует значимый пик мощности, равно $26^{d}_{,}30$.

При интерпретации и объяснении *амплитуд* этих пиков (периодов) необходимо учитывать три обстоятельства: 1) амплитуды характеризуют средние напряженности магнитного поля, отвечающие данному периоду вращения (и соответственно данной гелиошироте, см. табл. 1); 2) они определяются «выживаемостью» (т. е. фазовой когерентностью) выделенных в спектре периодов на протяжении всего 13-летнего интервала времени; 3) распределение амплитуд в значительной мере определяется также площадями частей диска Солнца, охваченными данным вращением, и, конечно, для СМП функцией потемнения диска к краю.

В спектрах мощности ММП (см. рис. 2—4) выделяются две группы пиков, отвечающих периодам около: 1) 27,0—$27^{d}_{,}4$ и 2) 28,1—$28^{d}_{,}5$, а не один пик ($27^{d}_{,}40$), как в спектре СМП. На доминирование в структуре (знака) ММП двух периодов, близких к 27,0 и $28^{d}5$, указывалось ранее в [10].

Заметные пики мощности ММП доходят до $P \approx 30^{d}$, откуда следует, что ММП, регистрируемое у Земли, определяется солнечными магнитными полями, которые располагаются на гелиоширотах вплоть до $|\varphi| \approx 50°$ (см. табл. 1), как и в случае СМП. Наиболее короткий (значимый) период в спектрах ММП соответствует периоду $\sim 25^{d}_{,}40$, отсутствующему в спектре СМП.

Заметим, что отличие спектров ММП от спектра СМП в основном касается амплитуд отдельных пиков и связано, по-видимому, с существенным различием в усреднении двух физических полей, что нами обсуждалось в [20].

3. Обсуждение результатов

Присутствие в спектрах мощности СМП и ММП (см. рис. 1—4) заметных пиков в районе 29—30^{d} говорит о том, что: 1) в сигнал магнитографа при наблюдениях общего поля Солнца как звезды существенный вклад вносят магнитные поля на широтах ~ 40—$50°$, что соответствует расстояниям на видимом диске Солнца $\rho \approx (0{,}65 \div 0{,}75)\ R_{\odot}$; 2) секторная структура ММП вблизи орбиты Земли частично определяется высокоширотными ($|\varphi| \approx 40 \div 50°$) солнечными полями; последнее служит еще одним свидетельством сильного сжатия в среднем силовых линий межпланетного магнитного поля к плоскости солнечного экватора [21].

Самым мощным по амплитуде периодом изменения СМП в 1968—1980 гг. был период $P = 27^{d}_{,}40$, который выделяется также и в спектре ММП (27,36—$27^{d}_{,}40$). Этот период хорошо прослеживается во многих геофизических эффектах, а в геомагнитном C_i-индексе он устойчиво наблюдается с 1888 г. [22].

Второй (по величине амплитуды) период СМП, $26^{d}_{,}96$, практически совпадает с одним из наиболее значимых периодов ММП, 1954—1980 гг., $P = 26^{d}_{,}98$. Интересно отметить, что такое же значение, $26^{d}_{,}96$, недавно установлено для периода (синодического) вращения фотосферы на экваторе согласно доплеровским измерениям в Станфорде [23]; оно же присуще экваториальному периоду вращения солнечных пятен.

Особый интерес представляет существование значимых рекуррентных периодов в области $\sim 25{,}4$—$26^{d}_{,}4$, которые, по-видимому, соответствуют быстровращающимся структурам на экваторе и появляются как результат собственных (быстрее, чем вращение фотосферы на экваторе) движений этих структур. Их реальность подтверждается тем, что они наблюдаются также в фоновом магнитном поле [19]; согласно [24] ячейки супергрануляции на экваторе также вращаются быстро: $P \approx 26^{d}_{,}2$.

Спектры мощности как СМП, так и ММП носят явно выраженный дискретный характер, причем большинство наиболее значимых периодов хорошо воспроизводится на всех четырех спектрах (см. рис. 1—4). Имеется тенденция для пиков мощности группироваться возле шести (или более)

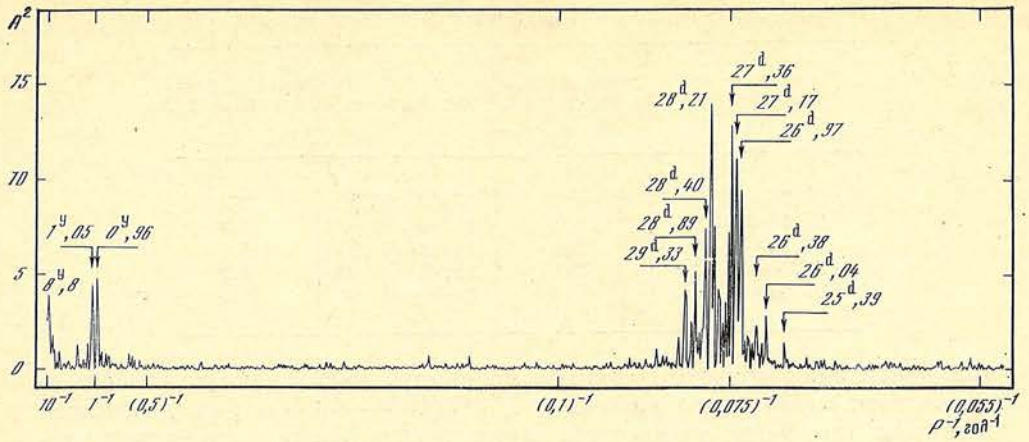


Рис. 7. Спектр мощности знака межпланетного магнитного поля (ММП, 1954—1980 гг.)
Вертикальная ось — мощность A^2 в относительных единицах, горизонтальная ось — частота P^{-1}, где P — период в годах

определенных, чем-то выделенных значений периодов (см. рис. 5 и 6); наиболее значимые периоды лежат в диапазоне от 26 до 29^d и равны: ~26,30; 26,96; 27,40; 27,82; 28,16 и 28^d,46 (значения даются согласно спектру СМП).

Метод обработки данных (вычисление спектров мощности) представляет собой хорошо известную линейную операцию, которая сама по себе не может из реального сплошного спектра сделать линейчатый спектр. Скважность в нашем случае также отсутствует (для $P \gtrsim 30^d$), особенно для ММП, где имеются определения знака магнитного поля на каждый день.

Расщепление частот в спектре мощности (появление линейчатого спектра вместо сплошного), вообще говоря, может быть вызвано некоторой модуляцией (амплитудной, частотно-фазовой или комбинированного типа) исследуемого сигнала с какими-либо другими характерными временами, например с периодами от ~0,5 до ~11 лет. Известно, что колебание с постоянной частотой, но с переменной, например, амплитудой (или частотой, или фазой) распадается на несколько гармонических колебаний (см. [25]), причем, кроме основной (несущей) частоты ω_0, в спектре появится множество боковых частот ($\omega_0 \pm \Omega$, $\omega_0 \pm 2\Omega$ и т. д., где Ω — частота модуляции).

Однако в нашем случае, чтобы объяснить дискретность частот и, главное, их преимущественное совпадение (в спектрах СМП и ММП), все равно необходимо было бы допустить существование одной или нескольких доминирующих частот в диапазоне ~26—29^d.

В пользу реальности дискретных периодов вращения говорит полный спектр мощности, вычисленный для периодов от ~20^d до ~13 лет для полярности ММП (см. рис. 7). Видно, что для периодов $P \gtrsim 30^d$ отсутствуют заметные пики мощности, кроме небольших пиков в районе ≈1 г. (результат эффекта Розенберга—Колемана [26] в знаке преобладающей полярности ММП; расщепление на два компонента обусловлено сменой знака этого эффекта вблизи максимума солнечной активности) и периода ~9 лет, причем мощность этих пиков существенно меньше, чем мощность пиков, отвечающих солнечному вращению. Поэтому ясно, что дискретность спектра нельзя объяснить взаимодействием (суперпозицией) частот солнечного вращения с долговременными ($P \gtrsim 0,5$ г.) вариациями СМП и ММП.

Рассмотрим возможность того, что появление дискретных линий обусловлено расщеплением частот из-за вероятной модуляции СМП и ММП с периодами от ~2 до ~11 лет (модуляция амплитудного и/или частотного типа; фазовая модуляция дает практически такой же эффект, как и частотная, см. [25]). (Заметим, что периоды амплитудно-фазовой модуляции

Таблица 2

Периоды, сут	Формула биений (периоды, в годах)	Периоды, сут	Формула биений (периоды, в годах)
27,36—27,18	11,3	27,18—28,20	2,1
27,36—26,98	5,3	27,18—28,40	1,7
27,36—28,20	2,5	26,98—28,20	1,7
27,36—28,40	2,0	26,98—28,40	1,5
27,18—26,98	10,0	28,20—28,40	11,0

при построении обычного спектра мощности, рис. 7, могут вообще не проявиться.) Обратимся к спектру ММП (1954—1980 гг., рис. 4), имеющему наиболее узкие дискретные линии, и попытаемся к значениям наиболее сильных пиков применить формулу биения двух гармонических колебаний, близких по частоте (см. [20]). Результат таких расчетов в качестве примера показан в табл. 2, из которой следует, что вариации солнечного магнитного поля (имеются в виду вариации амплитуды и/или фазы 27-суточной волны) с периодами от $\sim$1,5 до $\sim$11 лет (последние не будут заметны в спектре мощности, приведенном на рис. 7) могут быть результатом комбинации некоторых из рассматриваемых частот, и, естественно, наоборот. (Небезынтересно отметить, что в табл. 2 три комбинации дискретных частот дают периодичность (биения) $\sim$11 лет.) Однако против решающего влияния долговременных ($P \approx 1 \div 11$ лет) вариаций амплитудно-фазового типа у СМП и ММП на вид их спектров в диапазоне $\sim 26—30^d$ можно привести следующие аргументы: 1) среднегодичная напряженность ММП практически не изменяется с фазой 11-летнего цикла (см. [20, 27]), а изменения *знака* преобладающей полярности с периодами от $\sim 30^d$ до $\sim$13 лет (кроме отмеченных выше $P \approx 1$ г. и $\sim$9 лет) отсутствуют (см. рис. 7); 2) для того чтобы, например, 11-летняя модуляция достаточно хорошо проявилась в спектре, длительность временнóго ряда при нашем методе анализа должна быть по крайней мере около двух циклов, т. е. $\gtrsim$22 лет; у нас почти та же самая дискретность (только с разными амплитудами, но с близкими значениями периодов) имеется на спектрах СМП и ММП, полученных по реализациям длиной 13—14 лет (см. рис. 1—3).

Наконец, сильным аргументом в пользу реальности дискретных линий (частот) говорит хорошее согласие для всех спектров значений наиболее существенных периодов и их фаз (при сравнении СМП и ММП), а также высокая статистическая значимость (отношение $2A/\sigma$) этих периодов.

Все эти соображения заставляют предположить, что дискретность и наличие по крайней мере *некоторых наиболее выделенных частот* вполне реальны и являются внутренним свойством СМП (и, как его отражения,— ММП). В таком случае возникает вопрос о причинах возникновения такой дискретности и механизме поддержания фазовой когерентности в течение многих лет (в нашем случае — в течение 27 лет, т. е. около 365 оборотов Солнца) на отдельных, наиболее предпочтительных периодах вращения (и соответственно — гелиоширотах).

Особый интерес представляют быстровращающиеся (на экваторе) магнитные образования, существование которых следует из спектров (особенно для ММП), приведенных на рис. 1—4, и независимо отмечено недавно Степанян [19]. Для определения точной величины периода и изучения такого ускоренного вращения магнитных полей на Солнце может оказаться весьма важным тот факт, что согласно нашим данным (см. рис. 2—5) эти быстровращающиеся структуры могут обладать устойчивой (на протяжении $\sim$27 лет) фазовой когерентностью для очень коротких (синодических) периодов, близких к $25^d.4$.

Выводы

На основании спектрального анализа (в интервале периодов 22—34 сут) двух временных рядов — измерений напряженности СМП, 1968—1980 гг. и данных о полярности ММП, 1954—1980 гг.— получены следующие результаты.

1. Вместо одного какого-либо доминирующего периода вращения солнечных и межпланетных магнитных полей обнаружен *набор дискретных устойчивых периодов* как в СМП, так и в ММП, которые сохраняют свою фазовую когерентность на протяжении длительного времени (до 27 лет).

2. Наблюдается хорошее совпадение значений периодов, найденных для СМП, с аналогичными периодами в ММП, причем фазовый сдвиг ($\sim$5 сут) результирующих волн для пиковых значений этих двух физических полей хорошо соответствует средней скорости солнечного ветра, с которым ММП переносится от Солнца к Земле.

3. В спектре мощности знака ММП (см. рис. 7), вычисленном для полного диапазона частот, от $\sim(22^d)^{-1}$ до $\sim(13\ \text{лет})^{-1}$, доминирующими являются указанные выше дискретные частоты солнечного вращения (периоды от $\sim$27 до $\sim 29^d$) и отсутствуют сколько-нибудь значимые периодичности для $P \gtrsim 30^d$, кроме двух пиков мощности для $P = 0{,}96$ и 1,05 г. (известный эффект Розенберга — Колемана) и пика мощности $P \approx 8{,}8$ г.

4. Как в солнечное магнитное поле, так и в межпланетное поле, наблюдаемое вблизи Земли, заметный вклад вносят магнитные поля на гелиоширотах вплоть до 40—50°. В случае ММП это свидетельствует о значительном сжатии силовых линий межпланетного магнитного поля к плоскости солнечного экватора, на что неоднократно указывалось ранее (см., например, [21]).

5. В спектрах СМП (и особенно ММП) в области $\sim$25,4—26^d,4 имеется несколько заметных периодов, свидетельствующих о наличии устойчивых быстровращающихся (быстрее, чем фотосфера) структур вблизи экватора.

6. В отличие от СМП, где в интервале 1968—1980 гг. доминировал один период изменения, $P \approx 27^d{,}40$, в (знаке) ММП доминирующими были две группы периодов, $\sim$27,0—27^d,4 и 28,2—28^d,5. Для всего 27-летнего интервала (1954—1980 гг.) наиболее значимыми периодами синодического вращения ММП являлись два периода: $\sim$27,36 и $\sim 28^d{,}20$.

7. В спектре мощности (знака) ММП, 1954—1980 гг., отсутствует периодичность $\sim$11 лет; вместо этого имеется значимый пик мощности с периодом $\sim$9 лет и два пика, соответствующие $P \approx 1{,}05$ и 0,96 г. (эффект Розенберга—Колемана); такой же результат нами получен для массива ММП, охватывающего 37 лет (1944—1980 гг.).

В заключение авторы выражают глубокую признательность А. Б. Северному за ряд ценных замечаний и внимание к работе и А. А. Степаняну за полезное обсуждение результатов. Авторы благодарны Р. Говарду и Ф. Шерреру за предоставление новых данных по измерениям общего магнитного поля Солнца и Г. Я. Смирновой и С. А. Бондаренко за помощь в обработке материалов.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Severny A.* — Nature, 1969, vol. 224, p. 53.
2. *Svalgaard L.* — Stanford Univ. IPR rep., 1976, № 648.
3. *Мансуров С. М., Мансурова Л. Г., Окулова Л. С.* — Антарктика: Доклады комиссии. М.: Наука, 1978, вып. 17, с. 268.
4. *Severny A., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Colburn D. S.*— Solar Phys., 1970, vol. 15, p. 3.
5. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V.* et al.— Solar Phys., 1977, vol. 52, p. 3.
6. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.*— В кн.: Матер. Междунар. симп. «Проблемы магнитных полей в космосе», Крым, 6—9 апреля 1976.— Крым. астрофиз. обс., 1978, ч. 2, с. 38.
7. *Severny A. B.*— Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, vol. 12, p. 363.
8. *Wilcox J. M., Schatten K. H., Tanenbaum A. S.*— Solar Phys., 1970, vol. 14, p. 255.

9. *A ntonucci E., Svalgaard L.*— Solar Phys., 1974, vol. 34, p. 3.
10. *Svalgaard L., Wilcox J. M.*— Solar Phys., 1975, vol. 41, p. 461.
11. *Котов В. А., Степанян Н. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 117.
12. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L.* et al.— Solar Phys., 1977, vol. 54, p. 353.
13. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87.
14. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 66, с. 3.
15. *Абраменко В. И., Рачковский Д. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66.
16. *Котов В. А., Демидов М. Л.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 61, с. 3.
17. *Wilcox J. M., Gonzalez W.*— Science, 1971, vol. 174, p. 820.
18. *Howard R.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1971, vol. 83,p. 550.
19. *Степанян Н. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67.
20. *Котов В. А., Левицкий Л. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66.
21. *Левицкий Л. С., Владимирский Б. М.* — Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, т. 40, с. 161.
22. *Shapiro R., Ward F.*— J. Geophys. Res., 1966, vol. 71, p. 2385.
23. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.*— Astrophys. J., 1980, vol. 239, p. L89.
24. *Duvall T. L., Jr.*— Solar Phys., 1980, vol. 66, p. 213.
25. *Харкевич А. А.*— Спектры и анализ. М.: Физматгиз, 1962.
26. *Rosenberg R. L., Coleman P. J.*, Jr.— J. Geophys. Res., 1969, vol. 74, p. 5611.
27. *King J. H.*— J. Geophys. Res., 1979, vol. 84, p. 5938.

УДК 529.9-1/-8

ИЗМЕНЕНИЕ РАДИОРАДИУСА СОЛНЦА С ФАЗОЙ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ВОЛНАХ 2,25 И 3,5 СМ

А. Ф. Бачурин

Измерен радиорадиус Солнца в приполярных областях в 1980 г. и в начале 1981 г. на волнах 2,25 и 3,5 см. Величина радиорадиуса составляет $(1{,}031 \pm 0{,}002)\ R_\odot$ и $(1{,}043 \pm 0{,}004)\ R_\odot$ на волнах 2,25 и 3,5 см соответственно. Показано, что со сравнительно высокой вероятностью радиорадиус на этих волнах увеличился по сравнению с его значением в 1976 г. Увеличение среднего значения радиорадиуса составляет примерно $7 \cdot 10^3$ км на волне 2,25 см и 10^4 км на волне 3,5 см.

CHANGE OF SOLAR RADIO RADIUS WITH THE PHASE OF SOLAR ACTIVITY CYCLE AT WAVELENGTHS 2.25 AND 3.5 cm, by *A. F. Bachurin.*— Radio radius of the Sun near polar regions was measured in 1980 and at the beginning of 1981 at wavelengths 2.25 and 3.5 cm. Radio radius equals to $(1.031 \pm 0.002)\ R_\odot$ and $(1.043 \pm \pm 0.004)\ R_\odot$ at wavelengths 2.25 and 3.5 cm respectively. It is shown that with relatively high probability, radio radius is increased at these wavelengths in comparison with its value in 1976. The mean radio radius increased approximately by $7 \cdot 10^3$ km at wavelength 2.25 cm and by 10^4 km at wavelength 3.5 cm.

В [1,2] описан способ измерения солнечного радиорадиуса на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см, основанный на сравнении записей радиоизлучения слабо возмущенного Солнца, полученных из наблюдений при сканировании антенной солнечного диска, и расчетных кривых, построенных в предположении равномерного распределения радиояркости по диску Солнца. Описанные там наблюдения проводились с 2 по 12.11 1976 г., т. е. в период, близкий к минимуму 11-летнего цикла солнечной активности. Во время этих наблюдений пятен и пор на солнечном диске не было, а превышение яркостных температур радиоизлучающих областей, связанных с холмами магнитного поля и слабыми флоккулами, над уровнем спокойного Солнца составляло согласно [3] в среднем 3,8; 2,6 и 2% от его яркостной температуры на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно.

Наблюдения, их обработка и результаты

Описываемые ниже наблюдения охватывают периоды с 12 по 24.08 1980 г. на волне 2,25 см, а также 15.07 1980 г. и с 27.12 1980 г. по 13.01 1981 г.— на волне 3,5 см. Все эти наблюдения проводились на 22-м

радиотелескопе КАО АН СССР с использованием радиометров, описанных в [4,5], и заключались в сканировании диска Солнца антенной радиотелескопа вдоль круга склонения δ. Линии сканов проходили через центр солнечного диска.

Чтобы исключить влияние на результаты наблюдений собственного движения Солнца относительно экваториальной системы координат и отклонений в процессе сканирования электрической оси антенны от ее теоретического положения, учитывались только сканы с реверсом. Всего было обработано 267 таких двойных сканов на волне 2,25 см и 48 — на волне 3,5 см.

Основное выражение для расчета отклика антенны (антенной температуры $T_а$) при сканировании солнечного диска в предположении равномерного распределения по нему яркостной температуры $T_я$ имеет согласно [1] следующий вид:

$$T_а(x, y) = \frac{AT_я}{\lambda^2} \int\limits_{-R_г}^{R_г} \int\limits_{-\sqrt{R_г^2-\psi^2}}^{\sqrt{R_г^2-\psi^2}} F(\psi - x, \eta - y)\, d\psi d\eta, \qquad (1)$$

где $R_г$ — радиорадиус Солнца; A — эффективная площадь антенны; λ — длина волны; $F(\psi, \eta)$ — функция, описывающая нормированную диаграмму направленности (ДН) антенны; ψ, η — прямоугольные угловые координаты, начало отсчета которых совпадает с положением центра солнечного диска; x, y — угловые расстояния электрической оси антенны от центра диска Солнца по осям ψ и η соответственно.

ДН на волне 3,5 см и аппроксимирующая ее двумерная функция Гаусса описаны в [1]. На волне 2,25 см ДН определялась по дискретному радиоисточнику 3С 84 его сканированием антенной под различными углами (с интервалом через 30°) к линиям прямого восхождения α и склонения δ. Линии уровня этой полученной из наблюдений ДН представлены на рис. 1 сплошными кривыми. Штриховые линии на этом рисунке изображают диаграмму направленности, аппроксимирующую реальную ДН двумерной функцией Гаусса.

Радиорадиус Солнца определялся способом, несколько отличающимся от описанного в [1,2]. Расчеты показывают, что при равномерном распределении радиояркости по солнечному диску антенная температура ($T_{а\,кр}$) при направлении оси ДН строго на край диска Солнца на волнах 2,25 и 3,5 см составляет несколько менее половины от значения антенной температуры $T_{а\odot}$, получаемой в случае, когда ось ДН направлена на центр диска. Отношение $T_{а\,кр}/T_{а\odot}$ сравнительно слабо зависит от углового радиорадиуса $R_г$, несколько возрастая с его увеличением. Так, на волне 2,25 см при $R_г = 16'$ $T_{а\,кр}/T_{а\odot} = 0{,}4787$. Для диска с угловым радиусом $17'$ $T_{а\,кр}/T_{а\odot} = 0{,}4800$, а при $R_г = 18'$ $T_{а\,кр}/T_{а\odot} = 0{,}4812$.

Поэтому для определения радиорадиуса Солнца на волне 2,25 см было принято, что положение оси ДН соответствует направлению на край диска, когда $T_{а\,кр}/T_{а\odot} = 0{,}480$.

Исходя из сказанного, угловой радиодиаметр Солнца на этой волне можно определить при сканировании, измеряя угловое расстояние между точками на кривой записи скана, уровень антенной температуры в которых составляет 0,480 $T_{а\odot}$. Аналогичные рассуждения для волны 3,5 см показывают, что угловой радиодиаметр следует определить по точкам, в которых $T_{а\,кр}/T_{а\odot} = 0{,}470$.

Расстояние между указанными точками на записях сканов, измеренное на ленте самописца, переводилось в угловые величины с использованием координатных меток δ. Как показала обработка наблюдательных данных, величина радиорадиуса, определяемая таким способом, в среднем получается такой же, как и при способе, приведенном в [1,2]. В то же время на измерение радиорадиуса описанным здесь методом требуется значительно меньше времени.

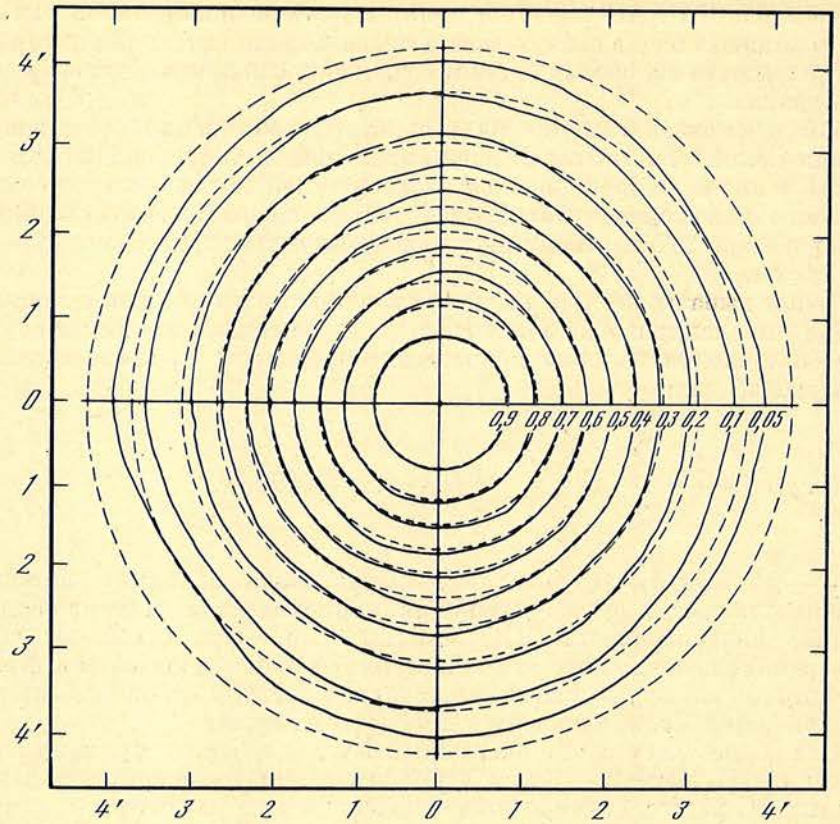
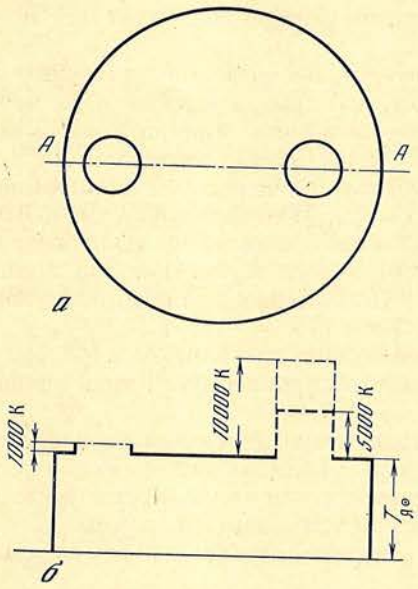


Рис. 1. Диаграмма направленности антенны на волне 2,25 см



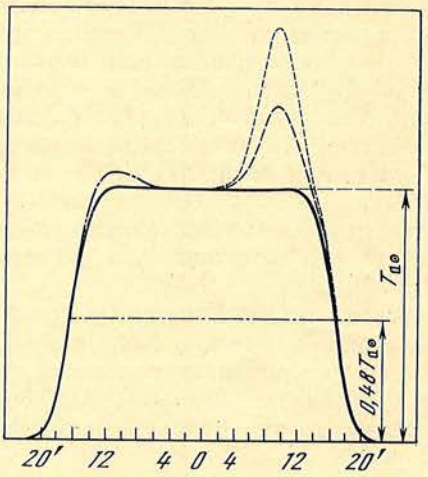


Рис. 2. Условное изображение солнечного диска и локальных радиоисточников на нем

Рис. 3. Расчетные кривые изменения антенной температуры при сканировании солнечного диска с локальными радиоисточниками, показанными на рис. 2

Штриховая, пунктирная и штрихпунктирная линии относятся к радиоисточникам, изображенным на рис. 2, *б* соответственно такими же линиями

Отметим следующее обстоятельство. В описываемые здесь периоды наблюдений на Солнце имелись сравнительно сильные локальные радиоисточники, связанные с пятнами и флоккулами. Поэтому, вообще говоря, модель диска с равномерным распределением по нему яркостной температуры для наблюдений 1980—1981 гг. в целом мало пригодна.

Однако для определения радиорадиуса Солнца эту модель все же можно использовать с некоторыми оговорками, в частности если локальные радиоисточники расположены сравнительно далеко от края солнечного диска. Чтобы пояснить это, обратимся к рисункам.

На рис. 2, *а* схематически изображен солнечный диск с двумя локальными радиоисточниками, имеющими форму круга диаметром 5′, центры которых удалены от центра диска на 9′ (правый источник) и на 11′ (левый источник). На рис. 2, *б* показано сечение диска по линии AA. По вертикали на последнем рисунке представлены с соблюдением пропорций яркостная температура спокойного Солнца ($T_{я\odot}$) на волне 2,25 см и превышения над ней яркостных температур локальных радиоисточников.

На рис. 3 приведены расчетные кривые, найденные согласно выражению (1) и описывающие изменение антенной температуры при сканировании солнечного диска. Сплошной линией показан отклик антенны на радиоизлучение диска с равномерным распределением яркостной температуры. Штриховой, пунктирной и штрихпунктирной линиями представлен ход изменения антенной температуры при сканировании солнечного диска с локальными радиоисточниками, показанными на рис. 2. Из расчета следует, что на уровне 0,480 $T_{а\odot}$ каждый из этих радиоисточников приводит к уширению записи сканов, соответствующему в угловой мере менее 1″. Ясно, что локальные радиоисточники, расположенные ближе к центру диска, дадут еще меньшее уширение записи.

В периоды, близкие по времени к максимуму 11-летнего цикла солнечной активности, на Солнце наблюдаются многочисленные локальные радиоисточники. Однако они располагаются обычно на сравнительно низких гелиоширотах. Из анализа записей радиоизлучения Солнца видно, что в указанные выше дни наблюдений в приполярных областях солнечного диска не было радиоисточников, которые были бы мощнее и расположены к его краю ближе, чем указано на рис. 2. Об этом косвенно свидетельствует и просмотр ежедневных карт Солнца, опубликованных в [6—9], так как границы групп пятен и флоккул, с которыми связаны локальные радиоисточники, в приполярных областях на этих картах удалены от центра солнечного диска на расстояния, не превышающие 10′.

Поэтому оказалось возможным определить радиорадиус Солнца вблизи его центрального меридиана. С другой стороны, наличие локальных радиоисточников на восточном и западном краях солнечного диска и близко от них не позволило измерить описанным способом радиорадиус в направлении экватора и вблизи его.

Результаты обработки наблюдательных данных на волне 2,25 см приведены в таблице.

Дата, 1980 г.	$R_г/R_\odot$	σ	P	n
12.08	1,0330	$\pm 1{,}3\cdot 10^{-3}$	+15°	19
13.08	1,0338	$\pm 8\cdot 10^{-4}$	+15,4	25
14.08	1,0323	$\pm 6\cdot 10^{-4}$	+15,7	22
22.08	1,0330	$\pm 9\cdot 10^{-4}$	+18,3	16
23.08	1,0314	$\pm 4\cdot 10^{-4}$	+18,6	95
24.08	1,0327	$\pm 4\cdot 10^{-4}$	+18,9	90
Среднее	1,0323	$\pm 2{,}3\cdot 10^{-4}$	+16,8	

Во втором столбце этой таблицы указано отношение радиорадиуса к оптическому радиусу ($R_\odot$) Солнца; в третьем — со знаком ± приведены среднеквадратичные ошибки среднего, в четвертом — взятые из Астро-

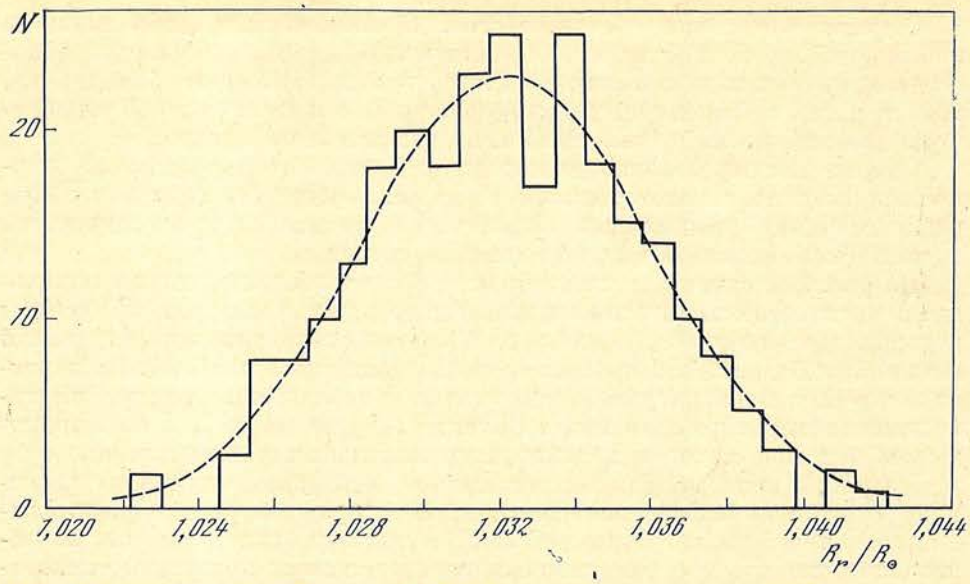


Рис. 4. Распределение 267 значений $R_r/R_\odot$, измеренных на волне 2,25 см

номического ежегодника значения P — угла положения оси вращения Солнца, считаемые к востоку от северной части диска. В последнем столбце указано число двойных сканов, по которым определялись на каждый день наблюдений средние значения отношений $R_r/R_\odot$ и σ.

На волне 3,5 см сканирование также проводилось вдоль линии склонения δ. Угол P во все дни наблюдений на этой волне заключался в интервале $\pm 4°,5$, т. е. линия сканирования практически совпадала с центральным меридианом Солнца. По измерениям 15.07 1980 г. на этой волне $R_r/R_\odot = 1{,}0465 \pm 0{,}0013$ ($n = 15$); по наблюдениям в период с 27.12 1980 г. по 13.01 1981 г. $R_r/R_\odot = 1{,}0435 \pm 0{,}0011$ ($n = 33$). Здесь со знаком $\pm$ указаны стандартные ошибки среднего, n — число двойных сканов.

Таким образом, можно считать, что на волне 3,5 см с учетом веса в среднем за указанные периоды наблюдений $R_r/R_\odot = 1{,}0445 \pm 0{,}0009$.

На рис. 4 представлена гистограмма измеренных значений радиорадиуса Солнца на волне 2,25 см. Штриховой линией показано нормальное распределение. Из сравнения этих распределений по критерию χ^2 следует, что отличие полученного распределения от нормального является статистически значимым на уровне значимости 0,03. На волне 3,5 см анализ распределения величины $R_r/R_\odot$ не проводился из-за сравнительно небольшого числа измерений.

Обсуждение результатов

Из рассмотрения карт Солнца, опубликованных в [6—9], видно, что почти во все дни описываемых наблюдений вблизи его полюсов в линии H_α наблюдались волокна и протуберанцы. Радиоизлучение волокон и протуберанцев рассмотрено в [10], где показано, что на рассматриваемых здесь волнах они являются оптически толстыми образованиями, размеры которых близки к размерам в H_α, а яркостная температура составляет около 8700 К на волне 2,25 см и примерно 10700 К — на волне 3,5 см. Учитывая это и угловые размеры протуберанцев, приведенных на картах Солнца, можно оценить антенную температуру их излучения и вклад ее в уширение записей сканов.

Если предположить, что радиоизлучение нижних, т. е. примыкающих к солнечному диску частей протуберанцев экранируется ближе расположенными к нам слоями хромосферы, то радиоизлучение неэкранируемых более высоких частей протуберанцев приводит к кажущемуся завышению величины радиорадиуса по сравнению с истинным его значением в сред-

нем на 2″ на обеих волнах. Если же излучение частей протуберанцев, примыкающих к диску Солнца, не экранируется внешними слоями хромосферы (протуберанец расположен к нам ближе, чем радиоизлучающие на наших волнах слои хромосферы), то, как показывает расчет, кажущееся увеличение радиорадиуса за счет излучения более высоких частей протуберанцев практически полностью компенсируется кажущимся уменьшением величины радиорадиуса, обусловленным излучением их более низких частей, так как яркостная температура последних меньше яркостной температуры спокойного Солнца.

Таким образом, существует некоторая неопределенность в оценке влияния радиоизлучения протуберанцев на величину радиорадиуса. Эту неопределенность можно учесть, уменьшив значение измеренного радиорадиуса на 1″ и одновременно введя ошибку в его величину, равную ±1″.

Кроме того, как показано в [3], на солнечном диске могут существовать области повышенного радиоизлучения, связанные с холмами магнитного поля с максимальными значениями поля, не превышающими 20 Гс. Такие магнитные поля не указываются в «Солнечных данных», а радиоизлучение этих областей трудно обнаружить на записи скана, если они расположены вблизи края солнечного диска. Поэтому не исключено, что такие области существовали в дни описываемых наблюдений около полюсов Солнца и радиоизлучение их могло привести к некоторому уширению записи сканов и, следовательно, к некоторому завышению радиорадиуса по сравнению с его истинным значением. Превышение яркостных температур таких слабых радиоизлучающих областей над уровнем спокойного Солнца равно, как указывалось выше, в среднем 3,8; 2,6 и 2% от его яркостной температуры на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно.

Как следует из [11], холмы магнитного поля с величиной поля, не превышающей 20 Гс, имеют угловой диаметр, который обычно не превышает 30″. Если принять, что радиоизлучающая область, связанная с этими холмами, имеет форму круга диаметром 2′ и расположена непосредственно у края солнечного диска, то, как следует из расчета, завышение значения радиорадиуса за счет излучения такой области составит около 0″,5 на волне 2,25 см и 0″,7 на волне 3,5 см при условии наличия этой области только у одного края диска.

Следовательно, уменьшив измеренный радиорадиус на указанные величины и одновременно расширив пределы возможных ошибок на такие же величины, мы охватим как случай наличия слабых радиоизлучающих областей у обоих краев солнечного диска, так и отсутствия их вообще.

При аппроксимации ДН одной двумерной функцией Гаусса обычно занижается уровень боковых лепестков, вследствие чего может появиться систематическая ошибка в определении радиорадиуса описанным методом. Оценка влияния этого фактора показывает, что неучет боковых лепестков ДН приводит к завышению значения радиорадиуса по сравнению с истинным не более чем на 2″.

Вторым фактором, вызывающим систематическую ошибку, является дифференциальная радиорефракция, которая всегда приводит к кажущемуся уменьшению радиорадиуса по сравнению с его истинным значением. Расчет показывает, что при тех зенитных расстояниях, при которых проводились наблюдения Солнца, уменьшение солнечного радиорадиуса за счет рефракции не превосходит 2″.

Таким образом, два последние фактора приблизительно взаимно компенсируют друг друга. Поэтому они не учитывались.

Принимая во внимание все сказанное выше, можно окончательно принять, что на волне 2,25 см $R_r = (1{,}031 \pm 0{,}002)\ R_\odot$, а на волне 3,5 см $R_r = (1{,}043 \pm 0{,}004)\ R_\odot$. Со знаком ± указаны предельные ошибки измерений.

Отношения $R_r/R_\odot$, полученные здесь, на обеих волнах примерно на 0,006 меньше соответствующих значений, приведенных в [12] для кривой, наилучшим образом аппроксимирующей данные затменных наблюдений. Отметим, что радиорадиус определялся при этих наблюдениях по момен-

там радиоконтактов Луны и Солнца, которые имеют место обычно на средних гелиоширотах, в то время как наши данные относятся к радиорадиусам в приполярных областях Солнца.

Сравнение с результатами работы [13] показывает, что значения радиорадиусов, приведенные здесь, в среднем на 7″ больше, чем указанные в [13] величины радиорадиусов вблизи полюсов Солнца, измеренные на 100-м Боннском радиотелескопе. Таким образом, полученные нами значения радиорадиусов на волнах 2,25 и 3,5 см согласуются с данными других авторов, занимая промежуточные значения между соответствующими величинами, указанными в [12] и [13].

Как следует из [2], в 1976 г., т. е. в период минимума цикла солнечной активности, радиоизображение Солнца в рассматриваемом диапазоне волн в первом приближении имело форму эллипса. На основании результатов [1, 2] можно найти, что в этот период радиорадиус Солнца на волне 2,25 см в направлении, составляющем угол 17° с центральным меридианом, равнялся примерно (1,021 ± 0,004) $R_\odot$. Таким образом, на этой волне среднее значение R_r в период, близкий к максимуму 11-летнего цикла солнечной активности, на 0,010 $R_\odot$ больше, чем среднее значение в минимуме. На волне 3,5 см радиорадиус в направлении центрального меридиана в 1976 г. составлял согласно [2] (1,028 ± 0,005) $R_\odot$. Следовательно, увеличение среднего значения радиорадиуса на этой волне в период, близкий к максимуму цикла солнечной активности, по сравнению с его значением в 1976 г. составляет 0,015 $R_\odot$. С вероятностью ошибки не более 0,05 можно утверждать, что это увеличение радиорадиуса на обеих волнах является реальным, а не следствием случайного разброса из-за ошибок измерения.

Таким образом, со сравнительно высокой вероятностью радиорадиус Солнца в приполярных областях на волнах 2,25 и 3,5 см изменяется с фазой цикла солнечной активности, возрастая от его минимума к максимуму.

Литературные данные по этому вопросу противоречивы. Одни авторы утверждают существование зависимости радиорадиуса в рассматриваемом диапазоне волн от фазы цикла солнечной активности (см., например, [14]), другие отрицают ее [15]. Поэтому весьма желательно дальнейшее изучение этого вопроса.

В заключение отметим, что отмечавшийся в [1] и другими авторами разброс данных затменных наблюдений о радиорадиусе Солнца в коротковолновой части сантиметрового диапазона, возможно, отчасти обусловлен как эллиптичностью радиоизображения, так и зависимостью радиорадиуса от фазы цикла солнечной активности. Однако этот вопрос требует специального рассмотрения.

Выводы

1. Весьма вероятно, что радиорадиус Солнца в приполярных областях на волнах 2,25 и 3,5 см изменяется с фазой 11-летнего цикла солнечной активности, возрастая от его минимума к максимуму.

2. Величина радиорадиуса составляла в августе 1980 г. на волне 2,25 см (1,031 ± 0,002) $R_\odot$, а на волне 3,5 см в июле и декабре 1980 г. и январе 1981 г. она равнялась в среднем (1,043 ± 0,004)$R_\odot$.

3. Увеличение средних значений радиорадиуса в эти периоды наблюдений по сравнению с его значениями в 1976 г. составляет $7 \cdot 10^3$ км на волне 2,25 см и 10^4 км на волне 3,5 см.

Автор благодарит Н. С. Нестерова за полезные дискуссии.

Ноябрь 1981 г.

Литература

1. *Бачурин А. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 65.
2. *Бачурин А. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67.
3. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64.

4. *Цветков Л. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 189.
5. *Цветков Л. И.*— Астрон. цирк., 1980, № 1113.
6. Солн. данные, 1980, № 7.
7. Солн. данные, 1980, № 8.
8. Солн. данные, 1980, № 12.
9. Солн. данные, 1981, № 1.
10. *Raoult A., Lantos P., Fürst E.*— Solar Phys., 1979, vol. 61, N 2, p. 335—343.
11. *Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1978, т. 58, с. 13—25.
12. *Swanson P. N.*— Solar Phys., 1973, vol. 32, N 1, p. 77—80.
13. *Fürst E., Hirth W., Lantos P.*— Solar Phys., 1979, vol. 63, N 2, p. 250—270.
14. *Су Ши-Вень, Сяо Гуан-Цзя, Троицкий В. С.* и др.— Изв. вузов. Радиофизика, 1962, № 4, с. 807—809.
15. *Боровик В. Н.*— Изв. Специальной астрофиз. обс., 1979, т. 11, с. 107—109.

УДК 523

ПУЛЬСАЦИИ С ПЕРИОДОМ 160 МИНУТ В ЗЕМНОЙ МАГНИТОСФЕРЕ, ВОЗМОЖНО ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯМИ СОЛНЦА

Б. М. Владимирский, В. П. Бобова, Н. М. Бондаренко, В. К. Веретенникова

С помощью косинор-анализа обработаны данные огибающей амплитуд геомагнитных микропульсаций Pc 3, 4 (геофизическая обсерватория Борок, 216 дней измерений 1974—1978 гг. [9]). Найдено, что амплитуда Pc 3, 4 модулирована с периодом, близким к $160^m,01$. Максимум огибающей Pc 3, 4 располагается спустя $\sim 20^m$ после максимума скорости расширения Солнца (для центральной зоны диска) в оптических наблюдениях. Такая модуляция амплитуд Pc 3, 4 могла бы быть обусловлена присутствием осциллирующего компонента солнечного ультрафиолетового излучения $\lambda < 100$ нм. Амплитуда вариаций яркости должна быть при этом 2—4%.

160^m PULSATIONS IN THE MAGNETOSPHERE OF THE EARTH POSSIBLY AUSED BY OSCILLATIONS OF THE SUN, by *B. M. Vladimirsky, V. P. Bobova, N. M. Bondarenko, V. K. Veretennikova.*— The measurements of the amplitudes envelo ping the geomagnetic micropulsations of Pc 3, 4 obtained at the Borok Geophysical Observatory were analysed by cosinor method to search for magnetospheric pulsations with the period about 160^m. The data for 216 days of observations compiled in 1974—1978 were used. It has been found that Pc 3, 4 amplitudes are modulated by the period $160^m,010$ with the stable phase. The maximum of Pc 3, 4 amplitudes follows that of solar expansion velocity in approximately 20^m (for the center of the disk) according to optical observations carried out by Severny et al. This modulation of Pc 3, 4 amplitudes could be probably aused by the presence of oscillating component in solar UV-radiation over the range $\lambda < 100$ nm. The amplitude of the UV flux variation may be as large as 2—4%.

Пульсации с периодом 160^m в лучевой скорости центр минус край солнечного диска, обнаруженные впервые в [1, 2], наблюдались в последующие годы в независимых измерениях [3, 4], и их реальность ныне не может вызывать сомнений. Возможным аргументом в пользу реальности этих пульсаций и одновременно свидетельством их солнечного происхождения является обнаружение точно такого же периода в других видах измерений, таких, как вариации яркости в инфракрасном диапазоне, общее магнитное поле Солнца, круговая поляризация солнечного радиоизлучения на длине волны $\lambda = 13{,}5$ мм [5, 6]. Тот же период 160^m найден и в дифференциальных (лимб минус центр диска) измерениях радиояркости в сантиметровом диапазоне [7, 8]. Известно, что интенсивность солнечного радиоизлучения в упомянутом диапазоне хорошо коррелирует с изменениями потока коротковолнового ультрафиолетового излучения. Это дает основание для предположения о возможном присутствии периода 160^m в ультрафиолетовом излучении Солнца. Указание на существование именно такого явления было получено в [9], где проводился поиск возможных

эффектов солнечных пульсаций с периодом 160^m в земной магнитосфере. Из-за ограниченности экспериментального материала результаты [9] носили предварительный характер. В настоящем сообщении вопрос о возможном присутствии 160^m-осцилляций в солнечном ультрафиолетовом излучении рассмотрен более подробно с привлечением данных дополнительных измерений.

1. Наблюдательный материал и его обработка

Как и прежде, исходным материалом для анализа служили данные по огибающей амплитуд дневных микропульсаций геомагнитного поля Pc 3, 4, измеряемых в геофизической обсерватории Борок ИФЗ АН СССР. Значения огибающей получались из аналоговой записи (чувствительность $6{,}5 \cdot 10^{-2}\ \gamma$ (мм) с шагом в 3^m в интервале $04—14^h$). Выбор такого интервала связан с оптимальным (для данной обсерватории) временем возбуждения (и наблюдения) этих микропульсаций. Массив данных включает 216 дней, распределенных в интервале август 1974 г.— ноябрь 1978 г. (ранее [9] использовалось 111 дней).

Для обработки применялся тот же метод, что и в [9],— косинор-анализ — аппроксимация точек огибающей за данный день косинусоидой по методу наименьших квадратов. Использовалась единая шкала времени с условным нулем 00^h00^m 1.01 1974 г. (как в оптических наблюдениях). В этом случае фаза для каждого отрезка данных (для каждого дня) имеет, очевидно, смысл интервала (измеряемого в долях периода или радианах) между условным нулем и моментом максимума (с точностью до целого числа периодов). В отличие от [9] данные предварительно были исправлены на линейный тренд. Степень выраженности переменной составляющей данного периода в том или ином отрезке данных можно было оценить из отношения вычисленной амплитуды пульсаций A к среднеквадратичной ошибке аппроксимации. При вычислении средних значений $\bar{A}$ и фазы $\bar{\varphi}$ за какой-то интервал времени (например, месяц) ежедневные амплитуды и фаза рассматриваются как совокупность двух случайных величин. Ошибка при этом находится из построения соответствующего эллипса рассеяния. Программа, реализующая описанный алгоритм, для всего массива данных требует на ЭВМ ЕС-1030 затраты около 2 мин машинного времени на один пробный период. Описанная процедура обработки была использована для независимой обработки данных оптических наблюдений солнечных пульсаций (материал был предоставлен А. Б. Северным, В. А. Котовым, Т. Т. Цапом, 325 дней наблюдений, 1974—1980 гг.). Полученные при этом результаты оказались в превосходном согласии с данными, полученными методом наложения эпох [3].

2. Результаты обработки огибающей амплитуд Pc 3, 4

Хотя из спектров мощности [10] видно, что модуляция амплитуд Pc 3, 4 с периодом $\sim 160^m$, видимо, частое явление, статистически значимые величины амплитуд A для этого периода получены только для отдельных дней. Следует специально подчеркнуть, что ежедневные вычисленные значения A_i и φ_i являются лишь оценками этих величин. Удобной формой их представления являются поэтому соответствующие частотные распределения (частота встречаемости). Частоты встречаемости фаз для некоторых значений периодов близ 160^m представлены на рис. 1. О присутствии некоторого периода с устойчивой фазой можно судить по степени концентрации значений фаз в определенном относительно узком интервале данного распределения. Степень отклонения этого распределения от равномерного может служить мерой степени выраженности данного пробного периода.

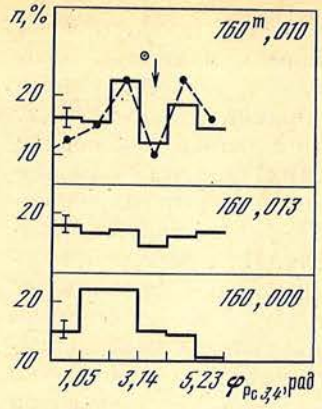
На рис. 2 показана полученная описанным путем периодограмма для некоторого интервала пробных периодов около 160^m000. По вертикальной оси здесь отложено отклонение фазового распределения для данного зна-

чения периода от равномерного, измеряемого величиной χ^2 (пять степеней свободы). Из рассмотрения рис. 2 видно, что основной максимум соответствует гармонике суток ($T = 160^m,000$). Появление суточной гармоники может быть обусловлено в данном случае двумя причинами: во-первых, фиксированным временем начала (конца) ежесуточной записи огибающей; во-вторых, присутствием в магнитосфере циклических вариаций с периодом около $180^m \pm 20^m$. Эти вариации хорошо видны в некоторых индексах высокоширотных геомагнитных обсерваторий [11, 12] и с малой амплитудой должны присутствовать и на средних широтах. Их природа остается пока невыясненной, однако известно, что они протекают по местному времени. Указанием на ощутимый вклад этих вариаций может служить то, что обе соседние гармоники (180 и 144^m) представлены в анализируемых данных по-разному: период 144^m выражен значительно слабее, чем период 180^m (амплитуды колебаний периодов 144, 160 и 180^m относятся соответственно как 1 : 3 : 4. Амплитуды $160^m,000$ и $160^m,010$ примерно равны).

Второй пик на периодограмме точно соответствует периоду $160^m,010$, найденному в оптических наблюдениях. Статистическая значимость этого пика невысока, но если он реален, то фазы, вычисленные для периода $160^m,000$, должны показывать систематическое смещение со временем (этот методический прием использован в [3] для выявления различия периода пульсаций $160^m,010$ от суточной гармоники). Зависимость величины фазы $\overline{\varphi}$ от времени при использовании периода $160^m,000$ в огибающей амплитуд Pc 3, 4 представлена на рис. 3 (использованы все данные, каждая точка является средней для группы в 10—20 сут). Среднее значение дрейфа фазы, найденное методом наименьших квадратов, составляет $1{,}69 \pm \pm 0{,}36$ рад/год. Для периода $160^m,010$ дрейф составляет 1,28 рад/год. Неопределенность в наклоне прямой рис. 3 на самом деле несколько больше приведенной формальной ошибки. Дело в том, что на значения амплитуд и фаз заметным образом влияют эффекты солнечной активности. Найдено, например, что дни с SC-магнитными бурями имеют иное распределение по фазам, чем все остальные дни. Обнаружено, далее, что повышение уровня вспышечной активности обычно сопровождается понижением амплитуды колебаний. Существенные изменения в фазовом распределении наблюдаются при классификации дней в зависимости от знака радиального компонента межпланетного магнитного поля. Ограниченность имеющегося материала не позволяет провести соответствующую редукцию данных.

Важно отметить, однако, что скорость смещения фазы не изменится сколько-нибудь существенным образом, если из данных исключить дни с SC-возмущениями (вносят наиболее заметные фазовые искажения) и пользоваться только данными, относящимися к одному и тому же сезону. Последнее исключает возможное объяснение смещения фаз как следствие неравномерного распределения дней измерений по месяцам и влияние эффекта уравнения времени (на важность этого эффекта обращается внимание в [13]). Величина периода, найденного по дрейфу фазы, составляет $160^m,012 \pm 0^m,004$.

В ситуации, когда имеются два периода, гармоника суток и искомый период $160^m,010$, в распределении по фазам (частоте встречаемости) для периода $160^m,010$ должно в принципе наблюдаться два максимума, один из которых должен быть устойчивым (соответствует искомому периоду), а другой смещаться со временем (суточная гармоника). Именно такая картина и видна на распределении в верхней части рис. 1. Для решения вопроса о том, какой именно максимум является стабильным, можно рассматривать распределения для разных лет и, кроме того, использовать редукцию данных, выбрав интервал времени, наиболее благоприятный для возбуждения микропульсаций Pc 3, 4 (см. [9]). Обе эти процедуры приводят к заключению, что стабильная фаза колебаний с периодом $160^m,010$ располагается около 4, 5 рад (правый максимум в распределении в верхней части (рис. 1). Это хорошо согласуется с положением мак-



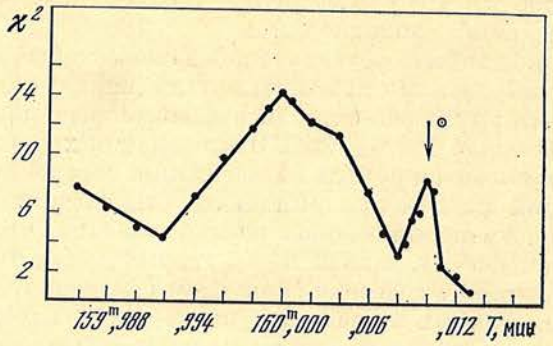
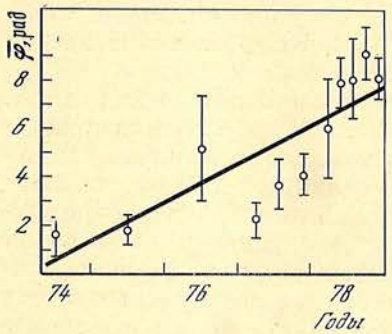


Рис. 1. Распределение фаз для периодов $160^m,000$; $160^m,010$ и $160^m,013$

Стабильная фаза для периода $160^m,010$ соответствует максимуму около 4,5 рад. Фаза максимума скорости расширения Солнца (центр диска) согласно измерениям Северного — Котова — Цапа (3, 70 рад) отмечена стрелкой. Число дней наблюдений $N = 216$, число использованных дней $N_1 = 118$. Точки — дни с магнитными возмущениями

Рис. 2. Зависимость между величиной пробного периода T и величиной отклонения фазового распределения от равномерного (χ^2 для пяти степеней свободы)

Стрелкой отмечено значение периода, найденного в оптических наблюдениях, $N = 216$ дней



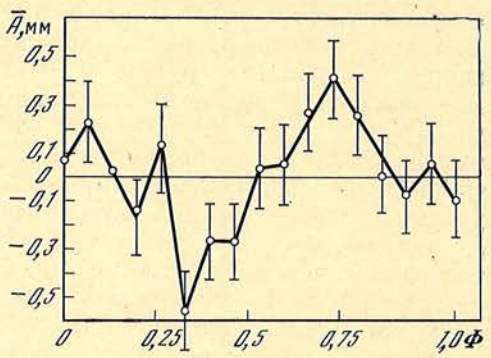


Рис. 3. Зависимость среднего значения фазы $\overline{\varphi}$ для отдельных групп дней от времени

Прямая проведена методом наименьших квадратов, $N = 216$ дней

Рис. 4. Модуляция огибающей амплитуд Pc 3, 4 периодом $160^m,010$, построенная по методу наложения эпох (начальная точка — 00^h 01.01 1974 г.)

Исключены дни с SC-бурями и высоким уровнем вспышечной активности. По оси абсцисс отложена относительная фаза (доли периода)

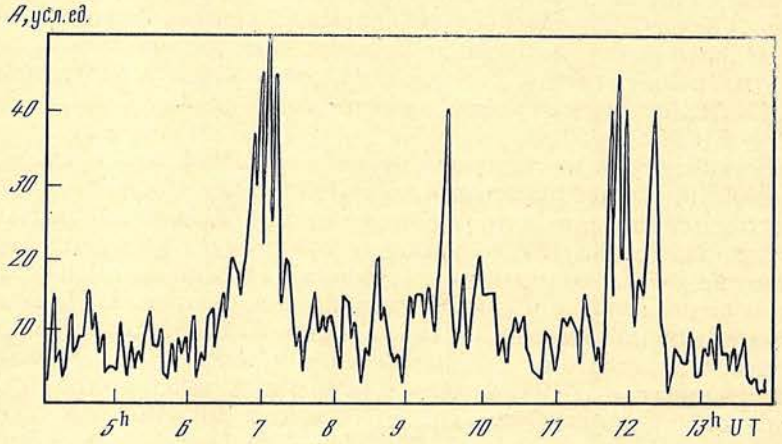


Рис. 5. Огибающая амплитуд Pc 3, 4 в интервале 04—14^h UT 10.03 1977 г.

Пиковые значения отстоят друг от друга на $\sim 160^m$

симума на суммарной кривой модуляции амплитуд Pc 3, 4, полученной методом наложения эпох (рис. 4). Для построения этой кривой использованы те же данные по огибающей амплитуд, исправленные на линейный тренд. Исключены дни с возмущениями, вносящими существенные амплитудно-фазовые искажения (SC-бури, дни со вспышечным индексом $F > 60$).

Амплитуда модуляции рассматриваемого периода, как оказалось, подвержена заметным флюктуациям. Распределение по величинам амплитуд (частота встречаемости) имеет ту особенность, что в небольшой доле случаев ($\sim 7\%$) встречаются относительно очень большие амплитуды. Один такой случай, пришедшийся на день без возмущений ($F = 0$), когда период 160^{m} виден на огибающей амплитуд Pc 3, 4 непосредственно, показан для иллюстрации на рис. 5. Был проведен специальный анализ, имевший своей целью поиск корреляции между амплитудой модуляции Pc 3, 4 (период $160^{\text{m}}_{,}010$) и значениями лучевой скорости, полученной в тот же интервал времени в оптических наблюдениях, проводимых в КАО (данные для сопоставления были представлены А. Б. Северным, В. А. Котовым и Т. Т. Цапом). Ни в одном из использованных методов поиска значимой корреляции обнаружено не было.

Среднее по всему массиву данных значение амплитуды составляет $0{,}30 \pm 0{,}15$ ед. Используя приведенную выше чувствительность данного канала флюксометра, получаем, что амплитуда модуляции Pc 3, 4 с периодом $160^{\text{m}}_{,}012$ равна $2{,}0 \cdot 10^{-2}\ \gamma$. Амплитуда самих микропульсаций Pc 3, 4 на обсерватории Борок обычно лежит в пределах $0{,}2$—$0{,}8\gamma$. Если принять, что среднее значение составляет $\sim 0{,}5\gamma$, то относительная амплитуда модуляции составит $\delta A/A \approx 0{,}04$.

Модуляция амплитуд Pc 3, 4 имеет место, видимо, и для периода около 80^{m}. Глубина модуляции для этого периода, однако, заметно меньше. Обладает ли указанный период стабильной фазой, пока неясно. Для решения вопроса требуются дополнительные исследования.

3. Обсуждение

Как отмечалось ранее [9], устойчивость фазы колебаний, модулирующих амплитуды микропульсаций Pc 3, 4, проще всего объяснить присутствием переменной составляющей (период $160^{\text{m}}_{,}010$) в потоке солнечного коротковолнового излучения. (Предположение о возможном присутствии в этом компоненте излучения более коротких периодов рассматривалось в [14].) Если полагать, как это делают некоторые исследователи, что амплитуда Pc 3, 4, измеряемая на Земле, зависит от параметров слоев E, F ионосферы, то такие вариации яркости должны иметь место в далеком ультрафиолете, $\lambda < 100$ нм.

Если в потоке ионизирующей радиации имеется синусоидальный сигнал, то такой же периодический сигнал должен присутствовать в электронной концентрации. Поток ультрафиолетового излучения $I = I_0 + \delta I \exp(i\omega t - \bar{i}k\bar{x})$, где $\omega = 2\pi/T$, I_0 — постоянная часть ультрафиолетового излучения. Уравнение баланса ионизации

$$\frac{\delta N_\varepsilon}{\delta t} = qI - \alpha N_\varepsilon^2$$

имеет решение

$$\frac{\delta N}{N_0} = \frac{1}{2}\frac{\delta I}{I_0} \exp[i(\omega t - \varphi)].$$

Здесь $T\alpha N \gg 1$, N — электронная концентрация, N_0 — постоянная составляющая, N_i — переменная часть. $N = N_0 + \delta N_i$, q — коэффициент ионизации, T — период, α — коэффициент рекомбинации (здесь использовано то, что $qI_0 - \alpha N_0^2 = 0$). Как видно, относительное изменение электронной концентрации в данном случае равно относительному изменению

потока ультрафиолетовой радиации. Сдвиг фаз φ между изменением величины потока излучения δI и изменением электронной концентрации δN

$$\varphi = \operatorname{arcctg} \frac{\alpha N_0 T}{\pi}$$

для $T = 160^{\text{m}}$ и обычных значениях $\alpha \approx 10^{-7}$ и $N = 10^5$ не более 10^{-2} периода, и его можно не учитывать. Если, далее, принять, что $\delta N = \delta A_{\text{Pc } 3,4}$ (как для эффектов ультрафиолетовых всплесков вспышек), то можно сделать грубую оценку изменений яркости ультрафиолетового излучения, положив просто

$$\frac{\delta I}{I_0} \approx \frac{\delta N}{N_0} \approx \frac{\delta A_{\text{Pc } 3,4}}{A_{\text{Pc } 3,4}} \approx 0{,}04$$

(последнее равенство справедливо, конечно, для определенных моделей прохождения микропульсаций через ионосферу, которые здесь не рассматриваются).

Если модуляция амплитуд Pc 3, 4 с периодом 160^{m} и в самом деле осуществляется через изменения ионосферных параметров, то этот период мог бы быть обнаружен в ионосферных измерениях. Указание на наличие периода в пределах $180—157^{\text{m}}$ в критических частотах слоя F_2 было получено в [15]. Измерения спектра флюктуаций электронной плотности на средних широтах с помощью геостационарного спутника [16] показали, что период $\sim 180^{\text{m}}$ присутствует почти постоянно и является значимым. Величина $\delta N/N_0$ для вариаций близ этого периода составляет около 0,02, что хорошо согласуется с оценкой, сделанной выше. Таким образом, предположение о том, что модуляция Pc 3, 4 с периодом $160^{\text{m}}010$ осуществляется через вариацию (с этим периодом) потока солнечного ультрафиолетового излучения, в общем удовлетворительно описывает данные измерений, если принять, что изменения яркости составляют 2—4%.

В то же время это объяснение сталкивается и с некоторыми трудностями. Отметим две из них, наиболее важные.

1. Случаи возбуждения 160^{m}-колебаний с большой амплитудой (типа представленного на рис. 5) требуют, очевидно, неправдоподобно больших вариаций ультрафиолетового излучения. В этом случае явно требуется какой-то механизм «усиления». Сразу же можно сказать, что предположение о модуляции частоты следования хромосферных вспышек этим периодом неприемлемо, ибо такие события наблюдаются и в отсутствие вспышек.

2. Период 160^{m}, видимо, присутствует в AE-индексе (флюктуации тока в полярной электроструе). Если выяснится, что колебания с этим периодом (найдены в [10, 15]) имеют устойчивую фазу, необходимо будет искать иной (или дополнительный к вариациям ультрафиолетового излучения) механизм передачи солнечных осцилляций в магнитосферу.

Стоит отметить, что обе эти трудности могут быть преодолены, если предположить, что колебания в потоке ультрафиолетового излучения (колебания в проводимости ионосферы) синхронизируют автоколебания частоты следования магнитосферных суббурь. Указание на существование такого автоколебательного режима магнитосферных возбуждений с периодами 320 и 160^{m} было получено в [17]. Недавно была построена модель таких автоколебаний [18]: «снос» магнитосферного поля солнечным ветром в магнитосферный шлейф, накопление там энергии и последующий сброс ее (в виде поля и плазмы) к Земле. Оценка для периода автоколебаний $\sim 2 \cdot 10^4$ с. Привлекательной стороной предположения о синхронизации является то, что амплитуда синхронизирующего сигнала может быть очень малой, важно только, чтобы автоколебательная система имела период (или гармонику), близкий к 160^{m}.

Заключение

Основной вывод проведенного анализа может быть сформулирован следующим образом. Подробный анализ 216 дней измерений модуляции амплитуд микропульсаций Pc 3, 4 показал, что Pc 3, 4 модулированы периодом $160^{m}.012 \pm 0,^{m}004$ с устойчивой фазой. Этот период совпадает с периодом, найденным в оптических измерениях пульсаций Солнца. Это явление может быть объяснено, если предположить, что в солнечном ультрафиолетовом излучении имеется тот же период $160^{m}.010$, причем амплитуда вариации потока излучения составляет 2—4%.

Фазы 160^{m}-пульсаций на Солнце для разных диапазонов частот располагаются следующим образом: максимумы яркости центра диска в ультрафиолетовом [1] и радиодиапазоне достигаются примерно одновременно спустя 0,12 периода ($\sim 20^{m}$) после максимума скорости расширения центра диска.

Авторы очень признательны А. Б. Северному, В. А. Котову и Д. Н. Рачковскому за ценные замечания.

Ноябрь 1981 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87.
2. *Brooks J. R., Isaak G. R., Raay H. B. van der.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 92.
3. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Severny A. B.* et al.— Astrophys. J., 1980, vol. 237, p. L97.
4. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M.*— Nature, 1980, vol. 288, p. 541.
5. *Koutchmy S., Koutchmy O., Kotov V. A.*— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 90, p. 372.
6. *Ефанов В. А., Котов В. А., Моисеев И. Г.* и др.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 67, с. 111.
7. *Ерюшев Н. Н., Котов В. А., Северный А. Б., Цветков Л. И.*—Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, с. 546.
8. *Цветков Л. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 118.
9. *Владимирский Б. М., Бобова В. П., Репин В. Н., Веретенникова В. К.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 64, с. 132.
10. *Гульельми А. В., Владимирский Б. М., Репин В. Н.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. 17, с. 930.
11. *Никольский А. П.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1980, т. 20, с. 889.
12. *Галкин Р. М.*— Труды Арктико-Антарктического НИИ, 1980, т. 366, с. 11.
13. *Котов В. А., Кучми С., Северный А. Б., Цап Т. Т.*— Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 421.
14. *Быстров М. В., Кобрин М. М., Снегиров С. Д.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1979, т. 19, с. 306.
15. *Гайваронская Т. В., Ляхова Л. Н.*— Геомагнетизм и аэрономия.— 1979, т. 19, с. 934.
16. *Titheridge J. E.*— Planet. Space Sci., 1971, vol. 19, p. 1593.
17. *Тверская Л. В., Хорошева О. В.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1975, т. 15, с. 573.
18. *Крымский П. Ф.*— В кн.: Магнитосферная суббуря и геофизические явления. Якутск, 1980, с. 3—7.

УДК 523.858

ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 3227

И. И. Проник

По наблюдениям спектра ядра галактики NGC 3227, полученным в 1971—1981 гг. на светосильных спектрографах 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна, а также опубликованным спектральным данным для этого ядра Дибаем, Проником, Андерсоном, Рубин, Фордом, Вамплером, Остерброком, де Бруйном и Саржентом [4—9, 12], обнаружено изменение относительных интенсивностей эмиссионных водородных и запре-

[1] Можно напомнить, что большинство эмиссионных линий для $\lambda < 100$ нм обнаруживает существенное потемнение к краю диска.

щенных линий в масштабе времени месяцы и годы. Наибольшее ослабление яркости в линии H_β было отмечено в начале 1974 г., которое по отношению к яркости этой линии в конце 1975 г. составляло 5—6 раз. Показано, что степень изменения бальмеровских линий растет от H_α к H_γ. Это свидетельствует о том, что водородная оболочка ядра NGC 3227 непрозрачна в бальмеровских линиях и неоднородна по физическим условиям.

Отмечено уменьшение относительных интенсивностей запрещенных линий $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ и $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ в момент времени, близкий к началу 1974 г. Характер переменности относительных интенсивностей всех эмиссионных линий позволил подтвердить предположение о стратификации физических условий в газовой оболочке ядра NGC 3227, выдвинутое ранее Дибаем и Проником на основании анализа спектров этого ядра.

Рассмотрены спектральные и фотометрические характеристики сейфертовского ядра NGC 3227. По спектральным характеристикам оно похоже на тип Sy 1, а по фотометрическим — на тип Sy 2. Сделано предположение, что ядро NGC 3227 находится в промежуточной стадии эволюции от типа Sy 1 к типу Sy 2.

VARIABILITY OF EMISSION LINE SPECTRUM IN THE NUCLEUS OF THE SEYFERT GALAXY NGC 3227, by *I. I. Pronik*.— The variation of relative intensities of hydrogen and forbidden emission lines in time scale of months and years is obtained using the observation of the spectrum of the galaxy NGC 3227 nucleus obtained in 1971—1981 on high speed spectrographs of 2,6-m Shajn telescope and published data by Dibay, V. Pronik, Anderson, Rubin, Ford, Wempler, Osterbrock, de Bruyn and Sargent [4—9, 12]. The strongest weakening (by 5—6 times) of H_β line was pointed at the beginning of 1974 relative to the brightness of this line at the end of 1975. It is shown that the degree of Balmer lines variations increases from H_α to H_γ. It is evidenced that the hydrogen envelope of NGC 3227 nucleus is opaque in Balmer lines and inhomogeneous by physical conditions.

The decrease of relative intensities of forbidden lines $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ and $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ at the moment around the beginning of 1974 is found. The character of variability of relative intensities of all emission lines permit to confirm the assumption about the stratification of physical conditions in the gaseous envelope of NGC 3227 nucleus which was suggested earlier by Dibay and V. Pronik according to the analyses of the spectrum of this nucleus.

Spectral and photometrical characteristics of Seyfert nucleus of NGC 3227 galaxy are considered. According to spectral characteristics it belongs to Sy 1 type, but according to photometrical ones—to Sy 2 type. We assume that the nucleus of NGC 3227 passes the intermediate stage from Sy 1 type to Sy 2 one.

Сейфертовская галактика NGC 3227 является ярким членом известной пары взаимодействующих галактик NGC 3226/3227. Принято считать, что степень активности сейфертовского ядра связана с его классом по Хачикяну и Видману [1]: ядра типа Sy 1, как правило, более активны, чем ядра типа Sy 2. Хачикян и Видман отнесли ядро галактики NGC 3227 к типу Sy 2. Но в дальнейшем оказалось, что сведения об этом ядре противоречивы. По относительно слабой переменности и «красным» показателям цвета [2], а также по яркости в инфракрасной области спектра [3] это ядро похоже на другие ядра типа Sy 2.

Первое спектральное исследование газовой оболочки ядра NGC 3227 было выполнено Дибаем и Проником [4]. Они показали, что стратификация физических условий в оболочке этого ядра не выражена так ярко, как в других ядрах сейфертовского типа, перепад плотности в зоне запрещенных линий составляет всего один порядок, в то время как в ядрах галактик — два и даже три порядка. По этой характеристике ядро NGC 3227 похоже на ядра типа Sy 2.

Интересный результат получили Рубин и Форд [5]: эмиссия в спектре излучения ядра NGC 3227 смещена по отношению к эмиссии в спектре излучения окружающего его диска, и это смещение эквивалентно приближению газовой оболочки ядра к наблюдателю со скоростью 150 км/с.

Дальнейшие спектральные исследования были проведены Андерсоном [6] и Вамплером [7, 8]. Андерсон показал, что в линиях водорода H_α и H_β оболочка ядра NGC 3227 испытывает сильное самопоглощение. Он оценил электронную плотность в зоне свечения линий водорода $n_e \sim 10^{11}$ см$^{-3}$. Вамплер нашел величину поглощения пыли в ядре NGC 3227 по относительным интенсивностям линий серы в оптической и инфракрасной областях спектра, $A_v = 2^m.16$. Сравнивая свои данные с данными Рубин и Форда о спектре ядра NGC 3227, Вамплер первый высказал подозрение о переменности в спектре бальмеровских линий.

Все спектральные исследования ядра NGC 3227, выполненные в последнее время (Остерброк [9] и др. [10]), привели авторов к выводу, что это ядро принадлежит к типу Sy 1. Об этом также свидетельствует его относительно высокая яркость в рентгеновской области спектра [10].

Мы включили ядро NGC 3227 в список для наблюдений спектров в 1971 г., так как считали его относительно неактивным красным ядром. Предполагалось в дальнейшем сравнить поведение его спектральных характеристик с поведением спектральных характеристик активных ядер, таких, как NGC 1275 и NGC 7469. Сравнение первых же спектров, полученных нами в 1971 г., с опубликованными спектрами Рубин и Форда показало, что относительные интенсивности эмиссионных линий в этом спектре меняются со временем [11]. Ниже приводятся результаты наблюдения переменности относительных интенсивностей линий в спектре ядра NGC 3227 за период 1971—1981 гг.

1. Наблюдательный материал

Наблюдения ядра галактики NGC 3227 проводились на 2,6-м телескопе им. акад. Г. А. Шайна со светосильными спектрографами СПП-16 и 110-М. Средняя дисперсия в наблюдаемой области спектра 3700—7000 Å равнялась соответственно 380 и 570 Å/мм. При фотографировании спектры не расширялись. Для регистрации спектров использовались пленки и пластинки 103 aF и пленки А-700 Ф. Всего за период с 1971 г. по 1981 г. была получена 71 спектрограмма, данные о которых приведены табл. 1.

После обработки на нерегистрирующем микрофотометре МФ-4 с ФЭУ по спектрам были определены эквивалентные ширины W_λ наиболее ярких эмиссионных линий и относительные интенсивности максимальных яркостей в профилях линий H_α и 6583 Å [N II] — $I^{max}_{H_\alpha}/I^{max}_{[N_{II}]}$. Полученные данные были осреднены по группам наблюдений за 1—3 сут. Среднеквадратичные ошибки σ_λ определения средних в группах W_λ приведены в табл. 2. Из таблицы следует, что внутренняя точность определения W_λ неплохая, σ_λ для всех линий не превосходит 20%.

Эквивалентные ширины W_λ после учета градиента непрерывного спектра служили для определения относительных интенсивностей эмиссионных линий I_λ/I_{H_β}. Распределение энергии в непрерывном спектре ядра галактики NGC 3227 бралось как среднее из наблюдений Андерсона [6] и Бруйна и Саржента [12]. Если интенсивность непрерывного спектра в области линии H_β принять за единицу, то отклонения от среднего значения для этих двух определений составили в фиолетовой области $\pm 20\%$, а в красной области $\pm 12\%$. Из данных фотоэлектрических наблюдений ядра галактики NGC 3227 известно, что показатели цвета этого ядра меняются со временем [2]. Анализ наблюдений в системе U, B, V ядра NGC 3227 показал, что самые большие колебания градиента непрерывного спектра в оптической области не выходят за пределы определений Андерсона [6] и Бруйна и Саржента [12]. Этот факт позволяет нам считать, что ошибки в относительных интенсивностях принятого непрерывного спектра, которые могут быть обусловлены колебаниями его градиента, не превосходят $\pm 20\%$.

Ошибки в определении относительных интенсивностей эмиссионных линий складываются из ошибок в определении эквивалентных ширин

Таблица 1

Список спектрограмм, полученных для ядра галактики NGC 3227

Дата	Дисперсия, Å/мм	Экспозиция	Число спектрограмм	Дата	Дисперсия, Å/мм	Экспозиция	Число спектрограмм
1	2	3	4	1	2	3	4
16.05 1971	380	15^m	1	9.06 1977	560	1^h30^m	1
»	»	10	1	3.03 1978	»	2 30	1
»	»	5	1	»	»	55	1
8.04 1972	»	20	1	4.03 1978	»	2 00	2
»	»	10	2	5.03 1978	»	2 00	2
9.04 1972	»	20	1	14.03 1978	»	20	1
»	»	10	1	15.03 1978	»	1 20	1
16.02 1974	»	40	1	7.04 1978	»	2 00	2
17.02 1974	»	50	1	10.04 1978	»	3 00	1
»	»	15	1	11.04 1978	»	1 40	1
20.03 1974	»	40	2	»	»	2 00	1
13.04 1974	»	1^h30^m	2	6.05 1978	»	1 40	2
14.04 1974	»	1 30	1	7.05 1978	»	1 45	1
»	»	20	1	»	»	1 30	1
15.05 1974	»	1 00	2	9.05 1978	»	2 15	1
16.05 1974	»	1 05	1	8.12 1978	»	3 00	1
»	»	55	1	24.01 1979	»	1 50	1
»	»	30	1	2.03 1979	»	2 20	2
14.06 1974	»	1 00	1	6.03 1979	»	3 00	1
13.01 1975	»	30	1	6.03 1979	»	1 30	1
15.01 1975	»	1 00	1	26.04 1979	»	3 00	1
»	»	30	1	28.04 1979	»	3 30	1
12.03 1975	»	1 30	1	30.04 1979	»	3 30	1
»	»	30	1	01.05 1979	»	3 30	1
1.05 1976	560	3 00	1	10.04 1980	»	5 00	1
18.12 1976	»	2 00	1	7.05 1980	»	3 00	1
»	»	1 30	1	8.05 1980	»	3 50	1
9.03 1977	»	1 30	1	10.02 1981	»	3 45	1
10.03 1977	»	1 30	2	»	»	3 00	1
10.05 1977	»	1 30	1	9.03 1981	»	3 00	2

W_λ — σ_λ и ошибок градиента непрерывного спектра. Анализ показал, что максимальных ошибок следует ожидать для относительных интенсивностей фиолетовых и красных линий, которые могут достигать 30—40%. Для других пар линий ошибки должны быть меньше этого значения.

Полученные по эквивалентным ширинам и принятому распределению энергии в непрерывном спектре относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре излучения ядра NGC 3227 приведены в табл. 3. В этой же таблице собраны данные об эмиссионном спектре ядра, опубликованные в разное время Дибаем и Проником [4], Андерсоном [6], Рубин и Фордом [5] и Остерброком [9], а также оцененные нами по скану спектра, полученному де Бруйном и Саржентом [12]. Необходимо отме-

Таблица 2

Среднеквадратичные ошибки средних значений эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре излучения ядра галактики NGC 3227

Линия, Å	Ион	σ_λ, %	Линия, Å	Ион	σ_λ, %
3727	[O II]	12	4959+5007	[O III]	14
3869	[Ne III]	11	6300+64	[O I]	17
4340+63	H_γ + [O III]	12	6563	H_α + [N II]	10
4861	H_β	12	6548+83		
			6716+31	[S II]	15

Таблица 3

Относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 3227, полученные разными авторами

Время наблюдений	Наблюдатели	Длина волны (Å) и ионы							
		3727 + 29 [O II]	3869 [Ne III]	4340 + 63 H_γ + [O III]	4861 H_β	4959 + 5007 [O III]	6300 + 64 [O I]	6548 + 83 6563 H_α + [N II]	6716 + 31 [S II]
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Февраль 1966	Э. Дибай, В. Проник * [4]	1,00	0,33	0,45	1,00	3,50	0,42	(7,24)	(0,47)
1966, 1967	К. Андерсон [6]	0,79	0,26	0,53	1,00	2,59	0,44	8,18	0,79
Март 1967, январь 1968	В. Рубин, В. Форд [5]				1,00	14,74	1,33	35,26	4,21
Март 1967, январь 1968	В. Рубин, В. Кент ** [13]				1,00	(2,00)	(0,18)	(4,78)	(0,57)
Октябрь 1968	Вамплер [8]	0,45		0,30	1,00	2,00	0,40	6,51	0,64
8,9.04 1972	И. Проник	0,66	0,39	0,68	1,00	2,99	0,54	9,65	0,86
16,17.02 1974	И. Проник	1,73	0,57	0,39	1,00	4,71	0,33	8,61	0,76
20.03 1974	И. Проник	1,80	0,70	0,46	1,00	5,52	0,49	7,29	0,92
13,14.04 1974	И. Проник	1,27	0,68	0,49	1,00	6,56	0,77	7,95	0,98
15,16.05 1974	И. Проник	1,01:	0,59	0,51	1,00	4,62	0,65	8,36	1,03
23.05 1974	де Бруйн, Саржент [12]	1,25	0,53	< 0,20	1,00	7,66	1,06	12,50	1,97
13,15.01 1975	И. Проник	0,64	0,54	0,65	1,00	2,98	0,38	10,75	0,94
28.12 1975	Д. Остерброк *** [9]	0,24	(0,21)	0,26	1,00	1,76	0,21	5,37	0,47
18.12 1976	И. Проник	0,09	0,07	0,16	1,00	1,52	0,26	2,79	0,34
9,10.03 1977	И. Проник	0,20	0,17	0,48	1,00	3,11	0,70	6,92	1,10
3—5.03 1978	И. Проник	0,27	0,17	0,62	1,00	2,27	0,53	5,77	0,63
14,15.03 1978	И. Проник	0,31	0,20	0,45	1,00	1,82	0,58	7,50	0,60
7,10,11.04 1978	И. Проник	0,40	0,22	0,39	1,00	3,31	0,46	4,67	0,77
6,7,9.05 1978	И. Проник	0,54	0,42	0,36	1,00	2,59	0,75	7,02	0,93
8.12 1978	И. Проник	0,28	0,17	0,31	1,00	2,51	0,31	7,22	1,01
24.01 1979	И. Проник	0,27	0,18	0,21	1,00	2,41	0,32	7,80	1,10
2,6.03 1979	И. Проник	0,21	0,22	0,31	1,00	2,83	0,44	7,38	1,04
26,28,30.04 1.05 1979	И. Проник	0,22	0,29	0,30	1,00	2,84	0,41	7,75	—
10.04 1980	И. Проник	0,30	0,30	0,33	1,00	2,37	0,53	5,26	0,39
7,8.05 1980	И. Проник	0,48	0,28	0,41	1,00	3,16	0,60	6,13	0,73
10.02 1981	И. Проник	0,36	0,19	0,45	1,00	3,41	1,14	6,26	1,08
9.03 1981	И. Проник	0,36	0,17	0,42	1,00	4,22	—	10,97	0,89

* В скобках указаны значения относительных интенсивностей линий, полученные автором по негативам, предоставленным Дибаем и Проником.
** В скобках указаны значения относительных интенсивностей, определенные автором по регистрограмме, приведенной в [13].
*** В скобках указано значение, определенное автором по регистрограммам, любезно предоставленным Остерброком.

Таблица 4

Относительные интенсивности максимальных яркостей в профилях линий H_α и 6583 Å [N II] в спектре излучения ядра NGC 3227

Время наблюдений	$I_{H_\alpha}^{max}/^{max}_{[NII]}$	Время наблюдений	$I_{H_\alpha}^{max}/^{max}_{[NII]}$
Февраль 1966	0,84 *	10.05 1977	0,84
Март 1967, январь 1968	1,00 **	09.06 1977	1,11
16.05 1971	0,86	3,4,5.03 1978	0,99
8,9.04 1972	0,89	14,15.03 1978	0,93
30.12 1973	0,81 ***	7,10,11.04 1978	0,98
16,17.02 1974	0,78	6,7,9.05 1978	1,00
20.03 1974	0,86	8.12 1978	0,89
13,14.04 1974	0,98	24.01 1979	0,99
15,16.05 1974	0,85	2,6.03 1979	1,01
14.06 1974	0,67	26,28,30.04,	
13 и 15.01 1975	0,91	1.05 1979	1,12
12.03 1975	0,93	10.04 1980	1,16
01.05 1976	0,78	7,8.05 1980	0,82
18.12 1976	0,96	10.02 1981	0,92
9,10.03 1977	0,99	9.03 1981	1,02

Примечания. Значения относительных интенсивностей, отмеченные звездочками, приведены по данным: * — Дибая и Проника [4], ** — Рубин и Форда [5], *** — Адамса и Видмана [19].

тить, что приведенные Рубин и Фордом оценки относительных интенсивностей линий ($N_1 + N_2$) и H_β [5] отличаются от тех, которые можно получить по регистрограмме одного из их спектров, опубликованной в [13]. Если по этой регистрограмме оценить $I_{N_1+N_2}/I_{H_\beta}$, то они оказываются значительно более близкими к тем значениям, которые привели другие авторы [4, 6, 8], наблюдавшие спектр ядра NGC 3227 примерно в то же время, что и Рубин и Форд. Оценки относительных интенсивностей всех эмиссионных линий спектра ядра NGC 3227, исправленные в согласии с $I_{N_1+N_2}/I_{H_\beta}$, полученными по регистрограмме из [13], мы привели в скобках строчкой ниже значений из [5]. В дальнейшем мы пользовались данными Рубин и Форда, приведенными в табл. 3 в скобках. Всего за период 1966—1981 гг. получилось 26 групп наблюдений эмиссионных линий в оптической области спектра ядра NGC 3227.

В табл. 4 содержатся относительные интенсивности максимумов в профилях линий H_α и 6563 Å [N II].

Анализ всего представленного в табл. 3 и 4 материала составляет содержание следующих разделов.

2. Переменность эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 3227

На рис. 1 приведены относительные интенсивности I_λ/I_{H_β} эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 3227 по табл. 3 и 4. Из рисунка видно, что I_λ/I_{H_β} меняются со временем. В этих изменениях можно заметить некоторые общие черты: в 1974 г. у всех линий, кроме 4340 + + 63 Å, имеется максимум, а в 1975—1976 гг.— минимум в I_λ/I_{H_β}. Отношение $I_{4340+63}/I_{H_\beta}$ в эти же периоды показало обратный ход: в 1974 — минимум, в 1975 г.— максимум значений. Эти данные позволяют сделать предположение, что переменность относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре излучения ядра NGC 3227 в 1974—1976 гг. была обусловлена изменением яркости водородных линий: в 1974 г. был

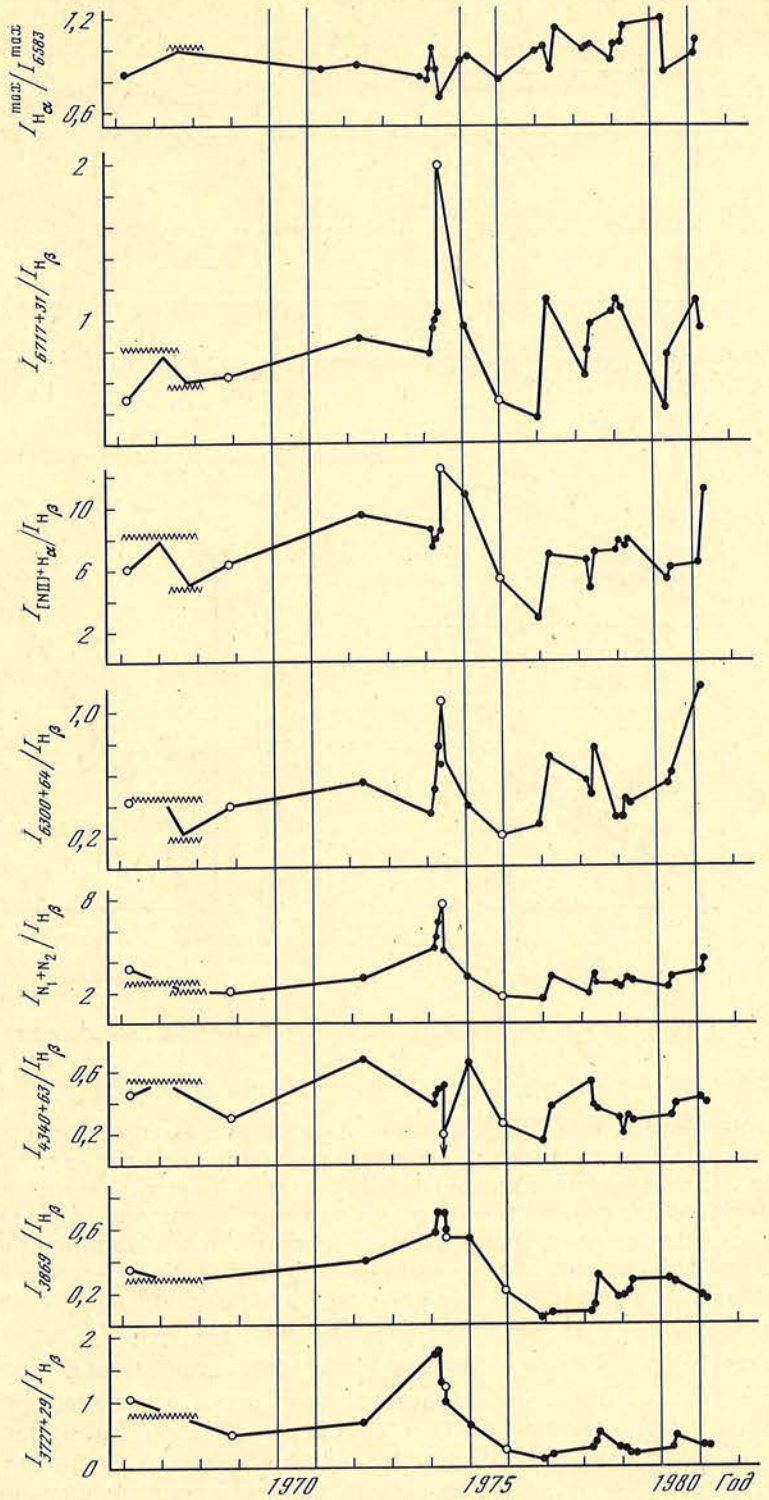


Рис. 1. Изменение относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 3227 со временем

Горизонтальными зубчатыми линиями показана величина неопределенности момента наблюдений Андерсона [6] и Рубин и Форда [5]. Светлыми кружками показаны данные наблюдений Цибая, Проника [4], Вамплера [8], Остерброка [9] и Бруйна и Саржента [12], темными — наши данные

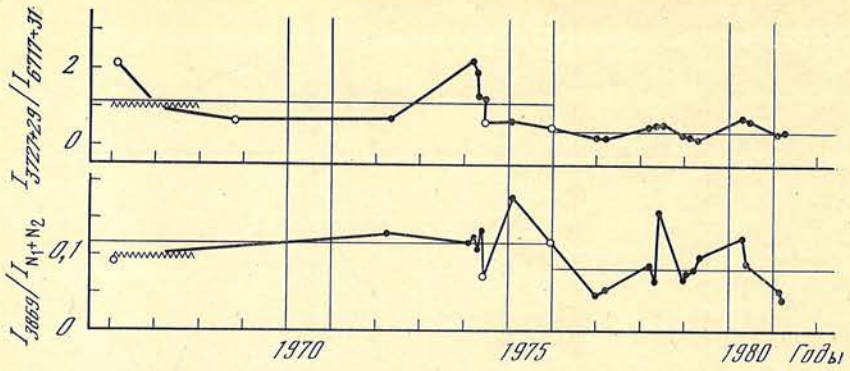


Рис. 2. Изменение относительных интенсивностей запрещенных линий в спектре ядра галактики NGC 3227 со временем

Обозначения, как на рис. 1

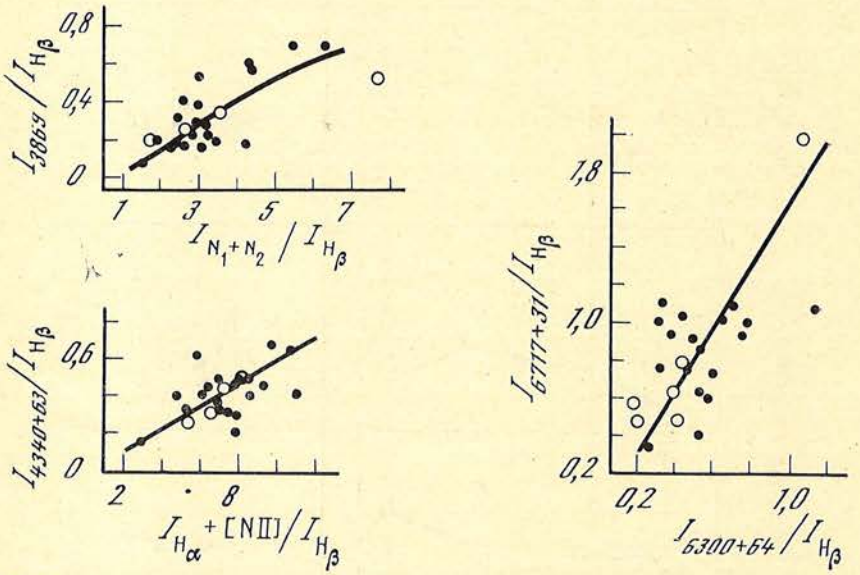


Рис. 3. Соотношения между относительными интенсивностями эмиссионных линий в спектре ядра NGC 3227

Светлые кружки — по данным [4—6, 8, 9, 12], темные — по нашим данным

минимум яркости, а в 1975—1976 гг.— максимум яркости линий H_β и H_γ. Причем вторая меняла яркость в большей степени, чем первая.

Линия H_α в спектре ядра NGC 3227 сильно блендирована дублетом [N II]. Доля ее излучения в бленде по данным Андерсона [6] составляет ~70%. Если бы изменения в яркости линии H_α были пропорциональны изменениям яркости линии H_β, а яркость дублета [N II] оставалась бы неизменной, то отношение $I_{H_\alpha+[N\,II]}/I_{H_\beta}$ в пределах нашей точности было бы постоянно. Из рис. 1 мы видим, что $I_{H_\alpha+[N\,II]}/I_{H_\beta}$ изменилось с 1974 г. по 1976 г. более чем в два раза в том же направлении, что и I_λ/I_{H_β} для запрещенных линий. Это свидетельствует о том, что изменения у линии H_α если и были, то в меньшей степени, чем у линий H_β. Свидетельства изменения яркости линии H_α можно видеть из верхней кривой на рис. 1, в 1974 г. $I_{H_\alpha}^{max}/I_{[N\,II]}^{max}$ было минимальным за все время наблюдений. Отсюда можно сделать вывод, что яркость линии H_α в 1974 г., так же как и яркость линии H_β, была минимальной.

Таким образом, собранный нами материал показывает, что бальмеровский декремент спектра ядра NGC 3227 менялся со временем.

Кроме сходства, в кривых рис. 1 имеются и различия. I_λ/I_{H_β} для линий 3727 + 29 [O II], 3869 [Ne III] и ($N_1 + N_2$) во всем рассмотренном

нами интервале времени менялись одинаково. И в то же время эти изменения отличались по характеру от переменности I_λ/I_{H_β} для линий 6300 + + 64 [O I] и 6716 + 31 [S II], изменения которых в свою очередь сходны между собой. Эти факты позволили нам предположить, что в спектре излучения ядра NGC 3227 со временем меняются не только водородные, но и запрещенные линии.

На рис. 2 представлены изменения со временем относительных интенсивностей запрещенных линий. Из него видно, что значения относительных интенсивностей $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ и $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ до 1974—1975 гг. были выше, чем после этого момента.

Весь материал, представленный в табл. 3 и 4 и на рис. 1 и 2, позволил выявить корреляции в изменении относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре излучения ядра NGC 3227 со временем. Наиболее четкие из таких корреляций показаны на рис. 3: водородных линий (H_α + [N II]) — 4340 + 63; запрещенных линий примерно одинаковых степеней ионизации и возбуждения 3869 [Ne III] — ($N_1 + N_2$) [O III]; 6300 + 64 [O I] — 6717 + 31 [S II].

3. Физические условия в газовой оболочке ядра NGC 3227

Полученный нами материал о переменности относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 3227 позволил сделать вывод о том, что физические условия в газовой оболочке этого ядра меняются со временем. Шкала переменности — месяцы и годы. Однако данные табл. 3 позволяют предполагать, что существует и более короткая шкала переменности — несколько дней. Относительные интенсивности эмиссионных линий, полученные нами по спектрам 15, 16.05 1974 г. и по скану Бруйна и Саржента 23.05 1974 г. отличаются настолько, что эти отличия никак нельзя объяснить только ошибками наблюдений.

Данные, представленные на рис. 3, свидетельствуют о том, что наилучшие корреляции в изменениях со временем имеются отдельно у водородных линий и отдельно у запрещенных линий близких степеней ионизации и возбуждения. Этот факт подтверждается результатом, полученным Дибаем и Проником о стратификации физических условий в газовой оболочке ядра галактики NGC 3227. Рассмотрим отдельно условия в зоне свечения водородных линий и зоне свечения запрещенных линий.

Зона свечения водородных линий. Как было отмечено выше, наш материал позволил нам сделать предположение, что в 1974 г. в спектре излучения ядра NGC 3227 ослабли линии H_α — H_γ. Ослабление началось примерно с 1973 г., максимальной степени достигло в первой половине 1974 г., после чего началось быстрое нарастание яркости этих линий, которое продолжалось до 1976 г. Данные рис. 1 позволяют оценить, что за период времени $\sim$2 года яркость линии H_β изменилась примерно в 5—6 раз. После этого момента до 1981 г. яркость водородных линий сильно не изменялась.

Наши данные показали, что изменения яркости водородных линий зависят от номера линии в серии Бальмера: степень изменения яркости убывает в направлении от H_γ до H_α. Этим обстоятельством подтверждается предположение, выдвинутое Андерсоном, о том, что водородная оболочка ядра NGC 3227 непрозрачна для линий бальмеровской серии. Более того, можно утверждать, что оболочка неоднородна по физическим условиям.

Наиболее распространенным является мнение, что изменения яркости водородных линий в оптической области спектров ядер сейфертовских галактик обусловлены изменением степени ионизации водорода под действием переменного ультрафиолетового источника, которое наблюдается почти во всех таких ядрах. Основанием для такого мнения является факт корреляции в изменениях яркостей бальмеровских линий (с некоторым запаздыванием во времени) с изменением яркости ультрафиолетового не-

прерывного спектра, который отмечен уже для ядер многих галактик сейфертовского типа [14—16]. Ядро NGC 3227 также переменно в непрерывном спектре [2], хотя особенно больших изменений в UBV у него отмечено не было. Однако при изменении блеска в системе U на $0^m.53$ для него было отмечено изменение показателя цвета $(U - B)$ на $\sim 0^m.4$ [2]. Этот факт дает основание думать, что изменение степени ионизации водорода в оболочке ядра NGC 3227, возможно, связано с переменностью центрального источника.

Зона свечения запрещенных линий. Как показали Дибай и Проник [4], зона свечения запрещенных линий в ядре NGC 3227 более однородна по физическим условиям, чем зоны свечения запрещенных линий других галактик Сейферта. Плотность электронов в области свечения линий [O III] и [Ne III] составляет $\sim 10^4$ см$^{-3}$, а в области свечения линий [O II] и [O I] — 10^3 см$^{-3}$, различие составляет всего один порядок, в то время как в ядрах других сейфертовских галактик это различие доходит до двух и даже трех порядков.

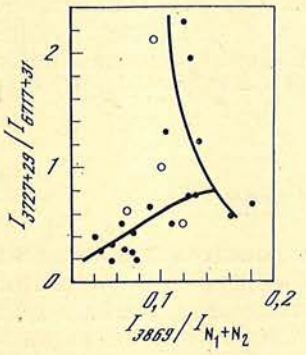


Рис. 4. Соотношения между относительными интенсивностями запрещенных линий в спектре ядра NGC 3227

Обозначения, как на рис. 3

Данные рис. 2 показывают, что за время наших наблюдений этого ядра относительные интенсивности запрещенных линий в его спектре претерпели изменения. Изменения в относительных интенсивностях $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ и $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ в 1974 г. составили соответственно 3,3 и 1,4 раза. Если в оболочке не было изменений электронной плотности, то уменьшение этих отношений свидетельствует о том, что в зоне свечения запрещенных линий понизилась электронная температура. Интересно, что моменты уменьшения температуры в зоне свечения запрещенных линий и сильного понижения яркости водородных линий почти совпали. Если уменьшение яркости водородных линий было связано, как это говорилось выше, с уменьшением степени ионизации водорода за счет ослабления ультрафиолетового континуума центрального источника, то можно предположить, что тот же фактор повлиял на снижение электронной температуры в зоне свечения запрещенных линий. Сопоставление рис. 1 и 2 показывает, что яркость линии H_β в 1976 г. восстановилась до уровня 1973 г., а может быть, даже и превзошла его, в то время как электронная температура в зонах свечения запрещенных линий до сих пор остается на уровне 1975 г.

Рассмотрим соотношение относительных интенсивностей запрещенных линий разных степеней ионизации на рис. 4. Он показывает сложный характер зависимости в изменениях $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ и $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$. В части случаев наблюдается прямая зависимость этих отношений. Она свидетельствует о том, что электронная температура во всей зоне свечения запрещенных линий меняется одновременно. В другой части случаев при сильных изменениях отношения $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ отношение $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ остается практически неизменным. Этих случаев мало, но они показывают, что иногда при изменении температуры в зоне свечения линий [O II] и [S II], электронная температура в зоне свечения линий [Ne III] и [O III] практически не меняется. Это обстоятельство является дополнительным аргументом в пользу предположения о стратификации физических условий внутри зоны свечения запрещенных линий. Но стратификация не полная, частично зоны свечения ионов [O II] и [O III] перекрываются.

Сравнение характера изменений относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектрах ядер сейфертовских галактик NGC 1275 и NGC 3227. Ранее [17] мы исследовали изменения относительных интен-

сивностей эмиссионных линий в спектре очень активного ядра галактики NGC 1275. В этом спектре также наблюдаются изменения яркости линии H_β и относительных интенсивностей $I_{3727+29}/I_{6716+31}$ и $I_{3869}/I_{N_1+N_2}$ со временем. Ядро NGC 1275 меняется в UBV, рентгеновском и радиодиапазонах. Для него при изменении яркости ядра в системе U на $1^m.2$ отмечены изменения показателя цвета $(U-B)$ на $0^m.5$ [2]. Мы сравнили характер изменения водородных и запрещенных линий в спектре этого активного ядра с характером изменения водородных и запрещенных линий в спектре относительно неактивного ядра NGC 3227. Для последнего, как уже говорилось выше, при изменении яркости ядра в системе U на $0^m.53$ изменение цвета $(U-B)$ составляло $0^m.4$ [2]. В рентгеновском и радиодиапазонах это ядро заметных изменений пока не показало, хотя в обоих диапазонах длин волн его излучение зарегистрировано [3, 18]. Сравнение характера переменности эмиссионных спектров ядер галактик NGC 1275 и NGC 3227 показало следующее.

1. За 9 лет наблюдения спектра ядра NGC 1275 линия H_β обнаружила ослабление примерно в 6 раз всего однажды. От начала до конца ослабления прошло примерно 3 года. За 10 лет наблюдения спектра ядра NGC 3227 линия H_β ослабла также примерно в 5—6 раз всего один раз. Здесь также интервал времени от начала до конца ослабления составил 2,5—3 года. Таким образом, несмотря на различную степень активности ядер NGC 1275 и NGC 3227, характер и степень изменений водородных линий в их спектрах в шкале времени несколько лет практически одинаковы.

2. Различия обнаружились при сравнении характера изменений запрещенных линий. Относительные интенсивности запрещенных линий в спектре ядра NGC 1275 меняются с характерным временем 1—2 г., и эти изменения можно отождествить с характерными всплесками ядра на волне 0,33 см. Такое отождествление было выполнено при сдвиге оптических событий относительно радиособытий на 2,5 г. в интервале времени 1970—1978 гг. Как видно из рис. 2, зона свечения запрещенных линий ядра NGC 3227 ведет себя более спокойно. Никаких «всплесков» относительных интенсивностей запрещенных линий в спектре ядра NGC 3227 за 10 лет наблюдений обнаружено не было.

4. Классификация сейфертовского ядра галактики NGC 3227

После Хачикяна и Видмана [1] критерии классификации сейфертовских ядер рассматривались многими авторами: Адамсом и Видманом [19], Остерброком [20], Дибаем и Цветановым [21] и др. Первоначально типы ядер разделялись по критерию ширины запрещенных и разрешенных линий в их спектрах. В дальнейшем оказалось, что типы ядер Sy 1 и Sy 2 отличаются и другими характеристиками: показателями цвета, относительными интенсивностями линий I_{5007}/I_{H_β} и $I_{H_\alpha+[NII]}/I_{H_\beta}$, светимостями ядер, наличием пыли в ядрах и др. Возник вопрос, нет ли эволюционной связи между типами сейфертовских ядер. Например, Адамс и Видман предложили схему эволюции ядер типа Sy 1 в ядра типа Sy 2 [19]. Согласно этой схеме в ядре типа Sy 1 происходит расширение составляющих, благодаря которому плотные филаменты газа разлетаются, а нетепловой центральный источник исчезает. При этом спектр ядра постепенно становится похож на спектр ядра типа Sy 2. Процесс расширения может сопровождаться образованием молодых голубых звезд, которые согласно Адамсу и Видману обеспечивают возбуждение газа в ядрах типа Sy 2. Примерно такой же схемы придерживается и Остерброк [20[. Дибай и Цветанов предложили рассмотреть другой случай [21]. Согласно их, схеме объекты типа Sy 1 наблюдаются в такой стадии эволюции ядра, когда идет активная аккреция вещества на черную дыру, находящуюся в центре ядра. Когда механизмы аккреции ослабевают, ядра типа Sy 1 превращаются в ядра типа Sy 2. Интересно, что существуют ядра сейфертовских галактик, которые временами похожи на тип Sy 1, а временами —

Таблица 5

Классификация ядра сейфертовской галактики NGC 3227

Критерий классификации, ссылка	Sy 1	Sy 2	NGC 3227	Тип ядра NGC 3227
1. $(\overline{B-V})$ [21]	$+0^m,46$	$+0^m,83$	от $+0^m,71$ до $+0^m,88$ [2]	Sy 2
2. $(\overline{U-B})$ [21]	$-0^m,66$	$-0^m,03$	от $-0^m,36$ до $+0^m,02$ [2]	Sy 2
3. Ширина водородных линий на половине максимальной интенсивности [9, 24]	>800 км/с	<1500 км/с	1350 км/с [23]	Sy 1 — Sy 2
4. $\lg I_{5007}/I_{H_\beta}$ [19]	от $-0,6$ до $+0,4$	от 0,6 до 1,3	от 0,2 до 0,9	Sy 1 — Sy 2
5. $\lg I_{H_\alpha+[NII]}/I_{H_\beta}$ [19]	от 0,5 до 0,9	от 0,9 до 2,3	от 0,4 до 1,1	Sy 1
6. $L(H_\beta)$ [21]	$8,4\cdot10^{41}$ эрг/с	$6,2\cdot10^{40}$ эрг/с	$0,5\cdot10^{40}$ эрг/с [19]	Sy 2
7. $L(5007)$ [21]	$5,4\cdot10^{41}$ эрг/с	$8,7\cdot10^{41}$ эрг/с	$1,5\cdot10^{40}$ эрг/с [19]	Sy 2
8. Наличие пыли в ядре [19]	Нет	Есть	$A_V=2^m,16$ [7]	Sy 2

Примечание. L — светимость ядра в эмиссионных линиях.

на тип Sy 2. К такому ядру относится ядро галактики Маркарян 6, переменность которого наблюдали В. Проник и Чуваев [22].

Рассмотрим характеристики ядра галактики NGC 3227, собранные в табл. 5. Из таблицы видно, что это ядро по спектральным характеристикам (ширине эмиссионных линий, относительным интенсивностям линий I_{5007}/I_{H_β} и $I_{H_\alpha+[NII]}/I_{H_\beta}$) принадлежит к типу Sy 1, а по фотометрическим характеристикам и наличию пыли — к типу Sy 2. Возможно, что ядро NGC 3227 относится к типу Sy 1, содержащему пыль. Такой случай был уже отмечен для галактики Маркарян 298 [25]. В связи со всем сказанным возникает предположение, что при эволюции ядер от типа Sy 1 к типу Sy 2 пылевая составляющая ядра образуется раньше, чем успеют рассеяться плотные газовые филаменты (по гипотезе Адамса и Видмана) или ослабнет аккреция вещества на черную дыру (согласно гипотезе Дибая и Цветанова). В таком случае ядра галактик NGC 3227 и Маркарян 298 наблюдаются в промежуточной стадии при переходе их от типа Sy 1 к типу Sy 2.

Приношу искреннюю благодарность доктору Д. Остерброку и доктору Д. Шудеру за любезно присланную регистрограмму спектра ядра NGC 3227 от 28.12 1975 г., Е. Алексеевой и В. Жоголевой за помощь в обработке и Г. Шараповой за подготовку иллюстраций к печати.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Khachikian E., Weedman D.*— Astrofizika, 1971, vol. 7, p. 389.
2. *Лютый В.*— Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 1153.
3. *Rieke G., Low F.*— Astrophys. J., 1972, vol. 176, p. L95.
4. *Дибай Э., Проник В.*— Астрон. журн., 1967, т. 44, с. 952.
5. *Rubin V., Ford W.*— Astrophys. J., 1968, vol. 154, p. 431.
6. *Anderson K.*— Astrophys. J., 1970, vol. 162, p. 743.
7. *Wampler E.*— Astrophys. J., 1968, vol. 154, p. L54.
8. *Wampler E.*— Astrophys. J., 1971, vol. 164, p. 1.
9. *Osterbrock D.*— Astrophys. J., 1977, vol. 215, p. 733.
10. *Elvis M., Maccacaro T., Wilson A.* et al.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 183, p. 129.

11. *Проник И.*— Астрон. цирк., 1971, № 663, с. 1.
12. *Bruyn A. de, Sargent W.*— Astron. J., 1978, vol. 83, p. 1257.
13. *Rubin V.*, Ford W.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1967, vol. 79, p. 322.
14. *Cherepashchuk A., Lyutyi V.*— Astrophys. Lett., 1973, vol. 13, p. 165.
15. *Чуваев К.*— Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 323.
16. *Bruyn A. de.*— Highlights of Astronomy, 1980, vol. 5, p. 631.
17. *Проник И. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 61, с. 131.
18. *Kruit P. C. van der.*— Astron. and Astrophys., 1971, vol. 15, p. 110.
19. *Adams Th., Weedman D.*— Astrophys. J., 1975, vol. 199, p. 19.
20. *Osterbrock D.*— Astron. J., 1979, vol. 84, p. 901.
21. *Дибай Э., Цветанов З.*— Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 1143.
22. *Проник В., Чуваев К.*— Астрофизика, 1972, т. 8, с. 187.
23. *Дибай Э.*— Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 677.
24. *Koski A.*— Astrophys. J., 1978, vol. 223, p. 56.
25. *Метик Л., Проник И.*— Астрофизика, 1982, т. 17, с. 629.

УДК 523.858

ОПЫТ НАБЛЮДЕНИЙ БЫСТРЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ЯДРА ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Н. И. Меркулова, И. И. Проник

Проведен поиск возможных изменений в спектре ядра галактики NGC 1275 за время порядка одних суток. Материалом для исследования служили 126 спектрограмм, полученные за 23 сеанса наблюдений на 6-м телескопе в течение четырех ночей 12—15.01.1977 г. Весь полученный материал эквивалентных ширин 11 эмиссионных линий в оптической области спектра представлен в виде таблиц (см. табл. 4). Эти данные позволили обнаружить изменения от ночи к ночи в уровне непрерывного спектра до 2 раз и в потоке линии H_β до 50%.

OBSERVATIONAL EXPERIENCE OF EMISSION SPECTRUM OF PECULIAR GALAXY NGC 1275 NUCLEUS RAPID VARIATIONS, by *N. I. Merkulova* and *I. I. Pronik.* — The search for possible variations in the NGC 1275 galaxy nucleus spectrum was carried out in a scale of one day. 126 spectrogramms obtained during 23 observational series on the 6-m telescope in four nights 12—15 January 1977 were used for the investigation. All the equivalent widths of 11 emission lines obtained in optical spectral region are tabulated (see tabl. 4). These observations permit us to conclude that in a matter of a day the continuous spectrum changes by two times and the H_β flux by 50%.

Наблюдения спектров ядра пекулярной галактики NGC 1275 ведутся в Крыму с 1971 г. [1]. Анализ этих спектров показал, что относительные интенсивности водородных и запрещенных эмиссионных линий изменяются с характерными временами в 5—6 лет и порядка одного года. Такие времена переменности находятся в соответствии с ранее открытой и хорошо исследованной переменностью этого ядра в континууме [2] и радиодиапазоне [3, 4].

В последнее время были обнаружены изменения ядра NGC 1275 в континууме с характерным временем порядка одних и нескольких суток [2, 5, 6]. В связи с этим нами были поставлены специальные наблюдения спектров ядра этой галактики, целью которых было выявить, существует ли такая же короткая шкала переменности эмиссионных линий в оптической области спектра. Ниже приводится наблюдательный материал и анализ спектров ядра NGC 1275, полученных в течение четырех суток.

Наблюдательный материал

Спектрограммы для ядра сейфертовской галактики NGC 1275 были получены В. Л. Афанасьевым — в течение четырех ночей 12—15.01 1977 г. на 6-м телескопе БТА со светосильным спектрографом UAGS, установлен-

Таблица 1

Средние моменты времени наблюдений серий спектров ядра NGC 1275

Дата, 1977 г.	Номер серии	$\bar{t}_{UV}$	n_{UV}	$\bar{t}_B$	n_B	$\bar{t}_R$	n_R	PA щели спектрографа	Качество изображения
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
12—13.01	11	18h58m	4	19h10m	4	19h20m	3	2	1″
	12	22 08	3	22 04	2	21 47	2	1	
	13	22 18	2	22 23	2	22 25	2	2	
	14	23 52	2	00 00	2	00 02	2	2	
	15	00 15	2	00 12	2	00 10	3	1	
	16	00 35	2	00 43	2	00 45	2	2	
13—14.01	21			19 00	1			2	1—2″
	22			20 30	1			2	
	23					22 22	1	1	
	24			00 49	1			1	
	25			01 03	2	01 07	1	1	
	26	01 39	3	01 34	2	01 31	2	1	
14—15.01	31	18 23	3	18 16	2	18 13	2	1	2—3″
	32	19 08	3	19 03	2	19 00	2	1	
	33	22 40	3	22 46	2	22 48	2	1	
	34	23 18	3	23 11	2	23 09	2	1	
	35	00 09	2	00 14	2	00 16	2	1	
	36	02 09	3	01 59	2	01 55	2	1	
15—16.01	41	18 52	3	18 46	2	18 42	3	1	1″,5
	42	20 54	3	20 47	1	20 45	2	1	
	43	21 32	1	21 42	2	21 47	2	2	
	44	23 10	3	23 04	2	23 00	2	2	
	45			00 16	2	00 11	2	2	

ным в прямом фокусе телескопа. Регистрация спектров осуществлялась путем фотографирования на пленку А-600 с экрана трехкаскадного электронно-оптического преобразователя УМ-92 с мультищелочным фотокатодом. При дисперсии 93—95 Å/мм в рабочей области спектра полуширина инструментального контура составляла $\Delta\lambda_{1/2} = 5 \div 9$ Å. Ширина щели спектрографа была 0″,8. Спектры получались без расширения.

Весь рабочий диапазон длин волн 3700—7300 Å перекрывался при трех поворотах дифракционной решетки: UV—3700—4900 Å, *B* — 4000—5800 Å и *R* — 5300—7300 Å. Наблюдения проводились сериями. В каждую серию входило по нескольку спектрограмм, полученных последовательно с экспозициями от 30^s до 4^m при разных положениях дифракционной решетки. В отдельных случаях экспозиции были больше (17^m — в одном случае) или меньше (15^s — в одном случае). На фотографирование спектров одной серии уходило от 2 до 33 мин.

Существует мнение, что переменность в линиях может быть обусловлена чисто наблюдательным эффектом, состоящим в том, что в щель спектрографа в разные моменты времени попадают разные области около ядра галактики. Поэтому спектры ядра NGC 1275 специально фотографировались при двух взаимно перпендикулярных положениях щели спектрографа. Ориентацией служило ядро и *1* — голубая конденсация в 3″ северо-западнее ядра, *2* — красная конденсация в 7″ северо-восточнее ядра (см. рис. 2 в [7]: *1* — вдоль *ac*, *2* — вдоль *ab*). Общее число обработанных спектрограмм — 126, из них 80 получено при первом положении щели спектрографа и 46 — при втором. Сведения об обработанных спектрах приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы содержится дата наблюдений, во втором — номер серии, который составлен из порядкового номера дня наблюдений и порядкового номера серии в эту дату. Например, № 31 соответствует первой серии спектров, полученных в третью

Таблица 2

Данные о спектрограммах планетарной туманности IC 351 и стандартной звезды i Per

Дата, 1977 г.	Объект	Средний момент наблюдений	Спектральная область	Число спектрограмм
12—13.01	IC 351	19h30m	*R*	4
			B	4
			UV	3
		00h50m	*B*	3
	i Per	20h04m	*UV*	5
			B	4
			R	3
14—15.01	IC 351	19h38m	*B*	3
		02h20m	*B*	3
15—16.01	IC 351	19h50m	*B*	4
			B	4

ночь наблюдений (14—15.01 1977 г.). В столбцах 3, 5 и 7 содержатся средние моменты наблюдений по московскому времени t соответственно для UV, B и R областей спектра. В столбцах 4, 6 и 8 содержатся числа n полученных спектрограмм соответственно в тех же областях спектра. В столбце 9 приводится позиционный угол (PA) щели спектрографа во время наблюдений (№ 1 и 2), как описано выше. Из табл. 1 следует, что за четыре ночи наблюдений было получено 23 серии спектров ядра NGC 1275. Больше половины серий содержат по 6 и более спектрограмм.

Стандартом для оценки возможных ошибок при определении эквивалентных ширин эмиссионных линий служила планетарная туманность IC 351. Она представляет собой диск размером 6″ × 8″, яркость которого сильно растет к центру [8], $m_{pg} = 12^m$. На фотографии она выглядит как звезда. Вид этой туманности и распределение яркости около ядра напоминают вид и распределение яркости околоядерной области NGC 1275. Для IC 351 было получено 28 спектрограмм с экспозициями от 3^s до 1^m. Для контроля спектральной чувствительности аппаратуры во время наблюдений было получено несколько спектрограмм звезды i Per, распределение энергии в непрерывном спектре которой известно по фотоэлектрическим данным [9]. Сведения о наблюдениях IC 351 и i Per приведены в табл. 2.

Таблица 3

Данные фотоэлектрических наблюдений ядра NGC 1275

Дата, 1977	Диафрагма	V	$(B-V)$	$(U-B)$	Ссылка
11.01	27″,0	$12,^m69$	$+0,^m71$	$+0,^m02$	[11]
14.01	27,5	12,71—12,84	+0,62— +0,74	0,03— +0,06	[10]
15.01	»	12,68—12,81	+0,58— +0,71	0,02— +0,10	[10]

Для оценки возможных изменений в непрерывном спектре ядра NGC 1275 С. И. Неизвестный вел патрульные фотоэлектрические наблюдения в системе UBV на телескопе «Цейс-600» с диафрагмой 27″,5 [10]. Результаты его наблюдений вместе с данными В. М. Лютого [11] приведены в табл. 3.

Обработка спектров

Все спектры измерялись на микрофотометре МФ-4, предназначенном для измерения негативов с большими плотностями почернения. Ширина щели и шаг при измерении соответствовали на негативах 4 Å, а высота щели — 1″,5. Обработка спектрограмм, включающая определение отно-

сительных интенсивностей, длин волн всех точек спектра и эквивалентных ширин эмиссионных линий по методике, обычно применяемой в КАО, производилась с помощью ЭВМ ЕС-1020 по программам, составленным Б. А. Бурнашевой. Уровень непрерывного спектра проводился вручную по графикам, полученным на графопостроителе «Вектор». Таким образом, обработка спектрограмм велась в два этапа: 1 — определение интенсивностей и длин волн в каждой точке спектра, 2 — определение эквивалентных ширин эмиссионных линий. Сравнение результатов машинной и ручной обработки показало, что расхождения в определении длин волн не превышают 2—3 Å, относительных интенсивностей — 5%, а эквивалентных ширин эмиссионных линий — 7%.

В результате описанной обработки были получены эквивалентные ширины W_λ наиболее ярких эмиссионных линий оптического диапазона спектра ядра галактики NGC 1275. В спектрах планетарной туманности IC 351 определялись относительные интегральные яркости эмиссионных линий, так как непрерывный спектр на всех спектрограммах этой туманности был недодержан.

Эмиссионные линии в спектре планетарной туманности IC 351

Мы считали, что относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре планетарной туманности IC 351 не меняются от ночи к ночи, и поэтому использовали их для определения возможных ошибок эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275. При этом имелись в виду еще следующие обстоятельства. Вид планетарной туманности и ядра NGC 1275 на щели спектрографа был примерно одинаков. Размеры щели микрофотометра при измерении негативов обоих объектов были также одинаковыми. И относительные интегральные яркости линий в спектре IC 351, и эквивалентные ширины линий в спектре ядра NGC 1275 представляют собой отношения интенсивностей. Но для случая планетарной туманности каждая из интенсивностей, входящая в отношение, отсчитывается от уровня фона негатива, а в случае линий NGC 1275 от уровня фона отсчитывается только интенсивность непрерывного спектра, а интенсивность в линии отсчитывается от уровня непрерывного спектра. Последняя величина определяется всегда надежнее, чем интенсивность, отсчитываемая от уровня фона на негативе. Сопоставление профилей и яркостей эмиссионных линий в спектрах ядра галактики и планетарной туманности показывает, что по диапазону яркостей на спектрограммах они одинаковы, а по ширине профилей различаются. Яркие линии в спектре ядра NGC 1275 обычно шире линий в спектре планетарной туманности до пяти раз. Все эти обстоятельства позволили нам предположить, что эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275, полученные по большому числу спектрограмм, должны иметь ошибки не больше, чем ошибки определения относительных интегральных яркостей линий в спектре планетарной туманности.

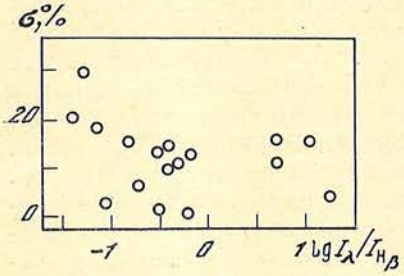


Рис. 1. Среднеквадратичные ошибки одного значения относительных яркостей эмиссионных линий планетарной туманности IC 351, полученные для линий различных яркостей

Анализ ошибок относительных интенсивностей в спектре IC 351 проводился для 16 эмиссионных линий, выбранных таким образом, что их яркость относительно линии H_β составляла $0{,}03 \leqslant I_\lambda/I_{H_\beta} \leqslant 20$. Анализ ошибок относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре IC 351 проводился отдельно для каждой группы негативов, полученных с близкими экспозициями. На рис. 1 приведены среднеквадратичные ошиб-

Таблица 4

Эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 12—15.01 1977 г.

Линия, λ, Å	Ион	12.01 1977 г.																							
		Серия 11				Серия 12				Серия 13				Серия 14				Серия 15				Серия 16			
		n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %
3726+29	[O II]	7	32,0	2,3	19	1	34,1			2	37,3	1,1	2,9	2	31,0	4,6	14,8	1	56,9			2	49,1	9,1	18
3869	[Ne III]	7	17,7	1,6	24	1	28,5			2	25,3	3,7	15	2	23,2	0,6	2,6	1	11,2			2	29,2	9,2	31
4069+76	[S II]	7	11,6	1,4	32	3	17,3	6,5	66	4	25,1	2,8	22	2	18,0	2,9	16	3	10,1	1,2	21	3	17,9	4,3	42
4340+63	H_γ+[O III]	8	17,0	1,6	27	3	17,8	3,6	35	4	25,0	2,2	18	3	24,5	4,6	32	5	24,3	3,3	30	3	25,0	0,1	1
4861	H_β	4	39,9	2,3	12	2	28,2	1,9	7	2	32,7	5,7	17	2	27,8	4,1	15	2	31,7	1,0	3	1	28,0		
4959	[O III]	4	36,5	6,5	36	2	29,6	0,7	2	2	44,3	0,1	0,2	2	32,4	6,7	21	2	45,8	6,7	15	1	51,8		
5007	[O III]	4	86,6	3,8	9	2	109	0,3	0	2	124	3,1	2,5	2	114	3,8	3,3	2	129	9,7	8	1	111		
6300	[O I]	3	63,3	14	38	3	57,6	9,0	27	2	51,0	18	35	2	57,5	5,8	10,2	2	46,8	5,6	12	2	47,8	3,6	8
6364	[O I]	3	21,1	7,7	63	3	18,3	3,7	35	2	20,8	4,6	22	2	15,4	1,9	12,3	2	16,2	0,6	4	2	16,4	1,8	11
6563+ 6548+83	H_α+[N II]	3	226	36	28	3	250	59	41	2	279	29	10	2	247	34	14	2	260	2,0	1	2	298	25	8
6716+31	[S II]	3	58,8	10	29	3	65,3	7	19	2	64,0	1	2	2	63,2	2	3	2	57,7	5	9	2	68,4	10	15

Линия, λ, Å	Ион	13.01 1977 г.																							
		Серия 21				Серия 22				Серия 23				Серия 24				Серия 25				Серия 26			
		n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %
3726+29	[O II]	1	31,0			1	23,3																		
3869	[Ne III]	1	15,9			1	6,9																		
4069+76	[S II]	1	12,4			1	7,8															1	19,6		
4340+63	H_γ+[O III]	1	10,3			1	22,5															3	18,1	3,4	32
4861	H_β	1	20,9											1	18,0			2	24,9	1,6	6	5	12,8	2,6	45
4959	[O III]	1	19,8											1	17,3			2	27,7	4,6	17	2	21,6	1,0	5
5007	[O III]	1	74,6											1	71,1			2	94,1	11	12	2	95,6	6,9	7
6300	[O I]									1	60,4							1	40,5			2	55,0	7,0	13
6364	[O I]									1	22,8							1	20,0			2	22,6	11	47
6563 6548+83	H_α+[N II]									1	220							1	285			2	234	36	15
6716+31	[S II]									1	88,0							1	68,0			2	100	15	15

Таблица 4 (*окончание*)

Линия, λ, Å	Ион	14.01 1977 г. Серия 31				Серия 32				Серия 33				Серия 34				Серия 35				Серия 36			
		n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %
3726+29	[O II]	2	22,3	1,3	6	1	37,9			2	28,8	0,4	1	2	27,1	0,2	1	2	27,2	0,5	2				
3869	[Ne III]	2	25,2	6,7	27	1	13,7			3	10,3	1,7	29	2	15,0	0,5	3	2	14,8	2,8	19	1	12,3		
4069+76	[S II]	3	12,1	1,6	23	3	15,2	3,7	42	3	10,4	5,3	88	3	11,3	3,7	57	3	10,4	3,2	53	2	12,0	5,7	47
4340+63	H_γ + [O III]	5	17,7	4,8	61	4	22,4	2,4	21	4	12,0	3,0	50	5	19,3	5,4	63	4	14,4	3,5	49	5	18,6	3,1	37
4861	H_β	2	20,4	8,8	43	2	31,1	7,9	25	2	22,6	4,1	18	2	20,9	1,9	9	2	15,4	2,5	16	2	14,6	2,1	14
4959	[O III]	2	20,1	5,3	26	2	24,6	0,3	1	2	27,7	8,1	29	2	31,4	5,9	17	2	33,4	3,6	11	2	24,1	3,9	16
5007	[O III]	2	70,6	9,8	14	2	89,2	3,2	4	2	118	19	16	2	134	3,7	3	2	99,1	22	22	2	97,6	22	22
6300	[O I]	2	42,4	0,2	1	2	39,6	8,6	22	2	51,8	2,5	5	2	44,7	12	27	2	65,3	5,7	9	2	31,6	1,9	6
6364	[O I]	2	12,0	1,6	13	2	14,7	3,4	23	2	29,0	8,3	29	2	23,4	13	55	2	23,6	8,6	36	2	11,6	4,2	36
6563+6548+83	H_α + [N II]	2	304	69	23	2	208	45	22	2	315	7	2	2	302	24	8	2	304	3	1	2	239	39	16
6716+31	[S II]	2	84,7	13	15	2	64,4	20	31	2	73,4	1	2	2	59,2	17	29	2	66,0	3	4	2	47,0	5	11

Линия, λ, Å	Ион	15.01 1977 г. Серия 41				Серия 42				Серия 43				Серия 44				Серия 45				Среднее по всем спектрам				$\bar{S}$, %	$\bar{S}/S'$, %
		n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %	n	W_λ, Å	S_W, Å	S, %		
3726 + 29	[O II]	2	31,0	3,9	13	2	44,6	8,5	19	1	36,1			2	35,8	6,2	17					33	33,7	1,6	27	10,4	38,1
3869	[Ne III]	2	24,6	4,1	17	2	21,2	6,2	29	1	9,2			2	27,0	5,2	19					35	18,9	1,3	41	19,0	46,7
4069 + 76	[S II]	4	10,7	1,3	24	3	10,9	3,0	48	1	3,7			3	13,6	3,8	48					53	13,5	0,9	52	42,0	79,5
4340 + 63	H_γ + [O III]	5	17,8	1,7	21	4	16,2	2,1	26	3	22,3	5,0	39	5	15,4	1,5	22	2	8,2	1,6	19	77	18,6	0,8	38	32,4	86,0
4861	H_β	2	23,8	4,3	18	1	21,1			2	20,9	1,5	7	2	26,7	8,8	33	2	20,2	3,6	18	43	24,1	1,4	38	18,1	47,5
4959	[O III]	2	31,4	3,9	12	1	29,5			2	28,0	6,8	24	2	49,1	3,1	6	2	27,7	0,2	1	40	31,7	1,6	32	14,1	44,1
5007	[O III]	2	110	16	14	1	86,2			2	71,5	16	22	2	105	2,0	2	2	82,6	19	23	40	100	3,5	24	10,8	45,2
6300	[O I]	3	45,4	4,2	16	2	42,2	0,4	1	2	39,0	9,0	23	2	49,0	13	26	2	44,6	13	29	41	49,2	2,1	27	17,1	62,5
6364	[O I]	3	12,4	2,8	39	2	14,0	4,4	31	2	15,2	3,7	24	2	19,0	3,7	19	2	10,0	3,0	30	41	17,7	1,2	43	29,6	68,1
6563 + 6548+83	H_α + [N II]	3	389	64	28	2	252	14	6	2	185	24	13	2	325	6,0	2	2	279	43	15	41	272	11	25	14,1	56,3
6716 + 31	[S II]	3	80,3	13	28	2	42,2	2	2	2	46,0	2	4	2	74,4	8	11	2	59,0	2	3	41	66,0	2,7	26	12,9	49,2

ки одного значения относительной яркости для каждой линии. Он содержит результаты, полученные по всем группам негативов, плотности почернения которых соответствовали плотностям почернения на негативах NGC 1275. Из рис. 1 видно, что ошибки для линий разных яркостей располагаются в интервале $4\% \leqslant \sigma \leqslant 33\%$. Среднее значение среднеквадратичной ошибки одного значения относительных яркостей линий по данным рис. 1 составляет $\pm 15\%$.

Эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275, полученные со скважностью меньше 3,5 ч

Для исследования были выбраны самые яркие эмиссионные линии в спектре ядра NGC 1275: ширина у основания самой слабой линии была не меньше 0,35 мм, или 35 Å, что по крайней мере в два раза превышает ширину инструментального контура спектрографа.

В табл. 4 приведены осредненные по сериям и средние за четыре ночи наблюдений эквивалентные ширины W_λ эмиссионных линий спектра ядра NGC 1275, число использованных спектрограмм n, среднеквадратичная ошибка S_W среднего значения W_λ и среднеквадратичная ошибка S одного значения W_λ. Ошибки, полученные по спектрам планетарной туманности, мы обозначаем буквой σ, а по спектрам NGC 1275 — буквой S.

Рассмотрим W_λ и их ошибки в табл. 4. Массив наблюдений лучше характеризуется ошибкой одного измерения, чем ошибками средних значений, так как первые меньше, чем вторые, зависят от числа осредняемых величин. Сравним ошибки S одного значения W_λ, полученные по данным отдельных серий, с ошибками σ, полученными для планетарной туманности. Для удобства сравнения мы вычислили средние значения $\bar{S}$ по всем сериям для каждой линии, они приведены в конце табл. 4. Видно, что $10\% \leqslant \bar{S} \leqslant 40\%$, т. е. немного превосходят ошибки, полученные для линий IC 351, которые заключены в пределах $4\% \leqslant \sigma \leqslant 33\%$. С другой стороны, обращает на себя внимание тот факт, что S, полученные по отдельным сериям, почти в 2 раза меньше ошибок S' одного значения $\overline{W}_\lambda$, полученных по всему массиву наблюдений за четыре ночи. (Сравнение средних по четырем ночам значений $\bar{S}$ и S' приведено в конце табл. 4.) Этот факт свидетельствует о том, что в значениях W_λ, полученных по отдельным сериям, существуют различия, превышающие ошибки наблюдений. Он не был для нас неожиданным. Просмотр отдельных регистрограмм показывал большие различия в относительных интенсивностях некоторых пар близко расположенных линий. На рис. 2 показаны регистрограммы двух областей спектра NGC 1275, полученные по отдельным негативам разных ночей наблюдений. Из этого рисунка видно, что относительные интенсивности пар линий H_β и λ 4959 + 5007 Å [O III], с одной стороны, и 3727 + 29 Å и 3869 Å, с другой, меняются от спектра к спектру. Несмотря на такое явное свидетельство изменения относительных интенсивностей эмиссионных линий от спектра к спектру, мы все же подвергли анализу ошибки эквивалентных ширин, чтобы выяснить, нет ли их зависимости от разных обстоятельств наблюдений. При этом были получены следующие выводы.

1. Сопоставление ошибок S и качества изображения показало, что только для четырех из одиннадцати эмиссионных линий наметились корреляции этих величин: при ухудшении изображения ошибка S возрастает. Для остальных семи линий никакой корреляции S и качества изображения заметить не удалось.

2. Сопоставление величин W_λ и качества изображения за каждую ночь наблюдений показало отсутствие корреляции этих величин для всех линий табл. 4.

3. Для каждой линии были образованы разности W_λ, средних за ночь и средних по всему массиву наблюдений, полученных по спектрам с разными позиционными углами щели спектрографа. Эти разности не содержа-

Таблица 5

Максимальные изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275

Линия, λ, Å	Ион	$W_\lambda^{max}/W_\lambda^{min}$	Линия, λ, Å	Ион	$W_\lambda^{max}/W_\lambda^{min}$
3726+29	[O II]	2,2 ± 19 %	5007	[O III]	1,9±14%
3869	[Ne III]	4,2 ± 27	6300	[OI]	2,1±11
4069+76	[S II]	6,8 ± 43	6364	[OI]	2,9±31
4340+63	H_γ + +[OIII]	3,0 ± 21	6563+ 6548+83	H_α+ +[N II]	2,1±21
4861	H_β	3,1 ± 21	6716+31	[S II]	2,4±16
4959	[O III]	3,0 ± 20			

ли эффекта зависимости W_λ от позиционного угла. Средние по всем линиям, эти разности для разных ночей составили 1—14%, а по всему массиву наблюдений — 6%. Анализ разностей W_λ, полученных при разных позиционных углах щели спектрографа для отдельных линий, показал, что наибольшие различия они имели для линий 3727 [O II], 4069 + 76 [S II] и 5007 [O III] и равнялись 16—17%. Для остальных линий разности составили 1—13%.

Таким образом, проведенный анализ величин S показал, что их большая величина не связана ни с качеством изображения, ни с позиционным углом щели спектрографа. Величины S не обусловлены ни степенью размытости ядра галактики во время наблюдений, ни тем обстоятельством, что в щель спектрографа в разных случаях попадали разные участки околоядерной области NGC 1275.

Все изложенное выше позволяет предполагать, что ошибки эквивалентных ширин линий в спектре ядра NGC 1275 включают в себя фактор, не связанный с ошибками применяемого метода. Таким элементом может быть переменность эквивалентных ширин за время порядка одних суток.

На рис. 3 мы привели средние за каждую серию наблюдений значения W_λ со своими ошибками S_W из табл. 4. Из рисунка видно, что W_λ отдельных линий обнаруживают изменения от ночи к ночи и даже в течение отдельных ночей, которые превосходят ошибки наблюдений. Особенно интересны плавные изменения W_λ. Наиболее уверенным результатом здесь является уменьшение $W_{H\beta}$ в течение первых двух ночей. С несколько меньшей точностью наблюдались плавные изменения W_λ и других линий: $W_{6300+64}$ в первую ночь уменьшалась, а $W_{H\alpha+[N\ II]}$ в это же время увеличивалась, $W_{6716+31}$ уменьшалась от второй к третьей ночи наблюдений. Все эти данные подтверждают предположение о переменности W_λ эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 за время порядка одних суток.

В табл. 5 мы привели отношение минимальных и максимальных из средних за одну серию значений W_λ для каждой линии, содержащейся в табл. 4. Из таблицы видно, что эквивалентные ширины всех линий в течение четырех ночей наблюдений менялись до 2—3 раз.

Возможная переменность потоков эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 за период порядка одних суток

Отмеченные выше колебания W_λ со временем могут быть обусловлены изменениями интенсивности непрерывного спектра или интенсивностей эмиссионных линий. Изменения непрерывного спектра могут быть как по яркости, так и по градиенту. Из наблюдений Неизвестного (см. табл. 3) видно, что изменения яркости ядра в системе V в течение ночей 14 и 15.01 1977 г. доходили до $0^m.13$, что существенно превышает ошибку фотоэлектрических наблюдений, которую приводит автор (0,02—$0^m.04$). Изменения $(B - V)$ за это же время составляли $0^m.13$. Наблюдения Неиз-

Таблица 6

Относительные эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275

Номер серии	$W_{3726+29}/W_{6716+31}$	$W_{3869}/W_{N_1+N_2}$	$W_{5007}/W_{H\beta}$
11	0,54	0,14	2,2
12	0,52	0,21	3,9
13	0,58	0,15	3,8
14	0,49	0,16	4,1
15	0,98	0,06	4,1
16	0,72	0,18	4,0
Среднее	0,64 ± 0,08	0,15 ± 0,02	3,7 ± 0,3
21	—	—	3,6
24	—	—	4,0
25	—	—	3,8
26	—	—	7,5
Среднее	—	—	4,7 ± 0,9
31	0,26	0,28	3,5
32	0,59	0,15	2,9
33	0,39	0,07	5,2
34	0,45	0,09	6,4
35	0,41	0,11	6,4
36	—	0,10	6,7
Среднее	0,42 ± 0,05	0,13 ± 0,03	5,2 ± 0,7
41	0,39	0,17	4,6
42	1,06	0,26	4,1
43	0,78	0,09	3,4
44	0,48	0,18	3,9
45	—	—	4,1
Среднее	0,68 ± 0,15	0,18 ± 0,03	4,0 ± 0,2

вестного проводились с диафрагмой, размер которой был равен 27″,5. Если предположить, что изменения яркости и цвета ядра NGC 1275 происходят в области размером $\ll 4''$, то величину их можно вычислить, зная градиент яркости галактики около ядра. Расчеты показали, что изменения уровня непрерывного спектра в области ядра размером $\ll 4''$ 14 и 15.01 1977 г. составляли до двух раз, а относительных интенсивностей непрерывного спектра I_{4300}/I_{5500} — до 13% (градиент яркости околоядерной области исследовался по данным Лютого [12]). Интересно, что по нашим данным (табл. 5) W_λ всех линий в течение четырех ночей наблюдений изменялись не менее чем в 2 раза — на величину, равную возможным максимальным изменениям в уровне непрерывного спектра, полученным по данным Неизвестного и Лютого. Таким образом, наблюдаемые изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275, которые следуют из данных табл. 4, 5 и рис. 3, хотя бы частично могут быть объяснены изменениями яркости непрерывного спектра этого ядра. Но не полностью. Дальнейший анализ показал, что изменения потоков в эмиссионных линиях также возможны.

Если бы отмеченные выше изменения W_λ были обусловлены только изменениями непрерывного спектра, то они были бы синхронны для всех линий. Рис. 3 показывает отсутствие такой синхронности, хотя корреляции W_λ для некоторых линий можно проследить. Наиболее выразительные корреляции изменения W_λ показаны на рис. 4. Из него видно, что изменения зависимости $W_{N_1+N_2}$ и $W_{H\beta}$, а также W_{3869} и $W_{4069+76}$ — прямые, в то время как $W_{6716+31}$ и $W_{3726+29}$ — обратная. Чтобы точно определить степень переменности потоков в линиях, надо точно знать изменения в континууме. Такими данными мы, к сожалению, не располагаем. Однако, исходя из результатов фотоэлектрических наблюдений ядра NGC 1275 в системе U, B, V (см. табл. 3), мы выше оценили, что изменениями градиента непрерывного спектра за время наших наблюдений мы можем пренебречь. Поэтому мы считаем, что об изменениях в относительных интенсивностях линий можно судить по изменениям их эквивалентных ширин. В табл. 6

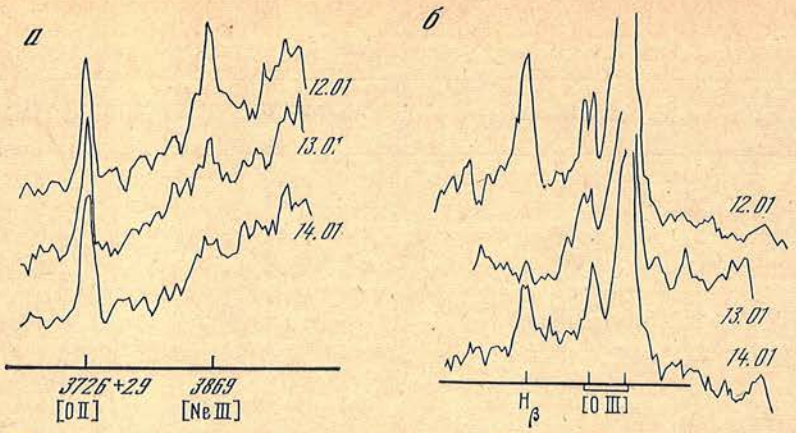


Рис. 2. Регистрограммы отдельных спектров ядра NGC 1275, полученные для двух спектральных областей в разные ночи

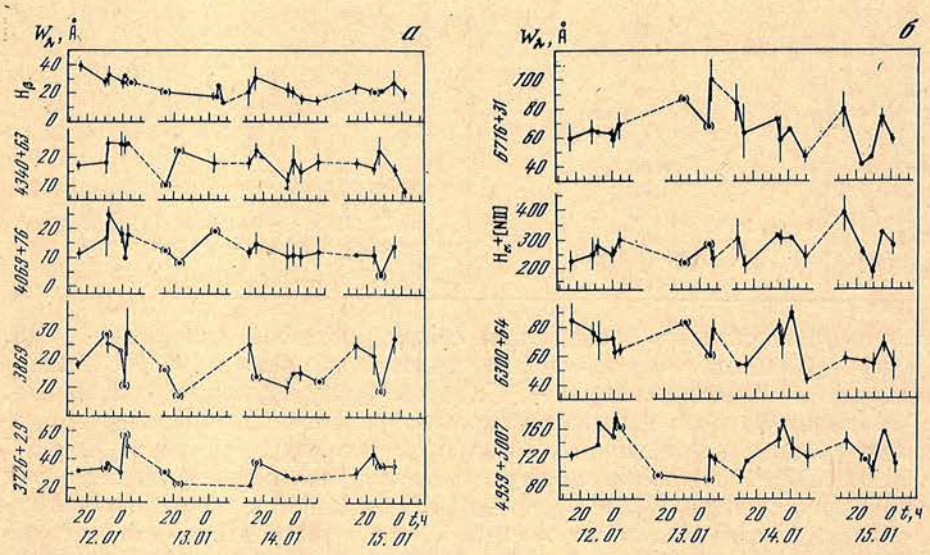


Рис. 3. Средние по сериям наблюдений эквивалентные ширины эмиссионных линий спектра ядра NGC 1275 со своими ошибками наблюдений

Размер вертикальных линий равен $2S_W$. Для точек в скобках данные, полученные по одной спектрограмме

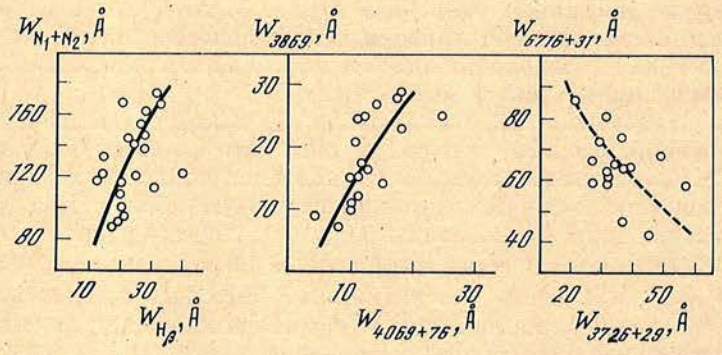


Рис. 4. Некоторые зависимости, полученные между эквивалентными ширинами эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275, осредненными по сериям наблюдений

мы привели для каждой серии наблюдений относительные эквивалентные ширины $W_{3726+29}/W_{6716+31}$, $W_{\varepsilon 869}/W_{N_1+N_2}$ и $W_{5007}/W_{H\beta}$. Видно, что средние за ночь первые два отношения меняются в пределах 2σ, в то время как третье отношение плавно меняется от первой ночи к третьей и изменение в 50% составляет в данном случае 3σ. Мы считаем, что этот результат реален и связан с изменением в течение ночей наблюдений яркости линии H_β.

Если исходить из теории стационарного свечения водорода, то по наблюдаемому переменному потоку в линии H_β и размеру области переменных физических условий можно определить плотность водорода в этой области. Согласно Адамсу и Видману [13] средний поток стационарного излучения ядра галактики NGC 1275 в линии H_β равен $4\cdot10^{40}$ эрг/с. Размер области равен одним световым суткам —$3\cdot10^{15}$ см. Объемный коэффициент излучения в этой линии при электронной температуре $T_e = 10\,000$ и 20 000 К равен соответственно $(1 \div 0{,}5)\cdot10^{-26}\ n_e^2$ эрг/см^3 ср [14], где n_e — электронная концентрация. Все эти данные позволяют получить концентрацию электронов в области водородных вспышек, если предположить, что величина переменной части потока в линии H_β равна его постоянной части. Концентрация электронов, вычисленная таким образом, равна $(3 \div 5)\cdot10^9$ см$^{-3}$. При такой плотности запрещенные линии светятся слабо.

Заключение

Анализ полученного нами за четыре ночи наблюдений ядра галактики NGC 1275 спектрального материала показал, что в спектре этого ядра возможны изменения за период порядка одних суток: 1) уровня непрерывного спектра до двух раз; 2) потока в линии H_β до 50%.

Мы считаем, что наши данные показывают необходимость систематических исследований переменности как непрерывного, так и эмиссионного линейчатого спектра ядра NGC 1275 в шкале времени часы и сутки.

В заключение следует отметить, что время переменности порядка нескольких часов, обнаруженное нами для линии H_β в спектре ядра NGC 1275, не является самым коротким. Существуют свидетельства наблюдений изменений бальмеровских линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 4151 в шкале времени один час [15].

Мы искренне благодарны В. Л. Афанасьеву за получение спектрограмм, В. Л. Липовецкому и А. И. Шаповаловой за помощь в наблюдениях, Б. А. Бурнашевой за составление программы обработки наблюдений, А. А. Боярчуку, В. И. Пронику и К. К. Чуваеву за полезные замечания, Г. Н. Шараповой и В. Т. Жоголевой за изготовление рисунков.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Проник И. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 61, с. 131.
2. *Лютый В. М.*— Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 1153.
3. *Preuss E.*, *Kellerman K.*, *Paulini-Toth J.* et al.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 79, p. 268.
4. *Epstein E.*, *Pomphery R.*, *Fogarty W.*— Publ. Astron. Soc. Pasific, 1979, vol. 91, p. 163.
5. *Martin P.*, *Angel J.*, *Maza J.*— Astrophys. J., 1976, vol. 209, p. L21.
6. *Geller M.*, *Turner E.*, *Bruno M.*— Astrophys. J., 1979, vol. 230, p. L141.
7. *Метик Л. П.*, *Проник И. И.*— Астрофизика, 1979, т. 15, с. 37.
8. *Curtis H.*— Publ. Lick Obs., 1918, vol. 13, p. 55.
9. *Харитонов А. В.*, *Глушнева Е. А.*, *Князева Л. Н.* и др.— Спектрофотометрические стандарты для наблюдения планет и комет и некоторые вопросы звездной спектрофотометрии. Алма-Ата, 1972.
10. *Неизвестный С. И.*— Астрон. цирк., 1978, № 1057, с. 1.
11. *Лютый В. М.*— Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 223.
12. *Лютый В. М.*— Дис. ... канд. наук. М.: ГАИШ, 1972.
13. *Adams Th.*, *Weedman D.*— Astrophys. J., 1975, vol. 199, p. 19.
14. *Каплан С. А.*, *Пикельнер С. Б.* Межзвездная среда. М.: Физматгиз., 1963, с. 33, 34.
15. *Collin-Souffrin S.*, *Joly M.*, *Heidmann N.*, *Dumont S.*— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 72, p. 293.

УДК 524.7

НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ВОЛНАХ 8 И 13 ММ НА РТ-22 КАО И РТ-14 РХУТ

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, М. Тиури, С. Урпо

Анализируются результаты наблюдений на волнах 8,15 и 13,5 мм внегалактических радиоисточников 3C 84, 273, 279, 345, 454.3, NRAO 150, OJ 287 и BL Lac в 1978—1981 гг. Показано, что амплитуда всплесков на указанных волнах удовлетворяет в среднем соотношению $A \sim \lambda^{0,4}$. Вместе с имеющимися литературными данными это свидетельствует о том, что наиболее интенсивные вариации излучения внегалактических источников происходят в интервале длин волн 1,35—2,8 см. У 6 из 8 обсуждавшихся источников отмечена активность, подобная наблюдавшейся у них 10—15 лет назад.

THE OBSERVATIONS OF VARIABLE EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES AT WAVELENGTHS 8 AND 13 MM WITH RT-22 OF CAO AND RT-14 OF RHUT, by *V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, M. Tiuri and S. Urpo.*— The results of observations of extragalactic radio sources 3C 84, 273, 279, 345, 454.3, NRAO 150, OJ 287, and BL Lac at 8.15 and 13.5 mm wavelengths are analysed. It is shown that the amplitude of outbursts at waves above satisfy the relation $A \sim \lambda^{0,4}$ in average. This fact together with available from literature data give evidence that variations of extragalactic source emission are most intensive in wave range 1.35—2.8 sm. The activity like that observed 10—15 years before is pointed out in 6 out of 8 sources.

Исследования переменности внегалактических радиоисточников на волнах 2,8 и 4,5 см [1] в течение 10 лет показали, что амплитуда вариаций плотностей потоков на волне 2,8 см, как правило, превышает амплитуду на 4,5 см и в среднем удовлетворяет соотношению $A \sim \lambda^{-0,4}$. Однако для переменной составляющей излучения на волнах 13,5 и 3,3 мм это соотношение нарушается: изменения более интенсивны на 13,5 мм, чем на 3,3 мм [2]. Эти два факта можно объяснить, если предположить, что спектр амплитуды переменной составляющей имеет максимум в интервале 1,35—2,8 см, т. е. источники всплесков на миллиметровых волнах оптически тонки. Здесь представлены результаты параллельных наблюдений 8 внегалактических радиоисточников, выполненных в 1978—1981 гг. на волнах 13,5 и 8,15 мм при помощи 22-м радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории (КАО) АН СССР и 14-м радиотелескопа Радиолаборатории Хельсинкского университета технологии (РХУТ) (Финляндия). Эти данные также свидетельствуют о том, что в интервале длин волн 13,5—8,15 мм области всплесков внегалактических радиоисточников, повидимому, имеют небольшую оптическую толщу.

При наблюдениях в РХУТ на волне 8,15 мм применялся широкополосный модуляционный радиометр с чувствительностью 0,09 К при постоянной времени выхода радиометра $\tau = 1$ с. Угловое разрешение антенны составляло 2′,4. Измерения в КАО на 13,5 мм проводились при помощи модуляционного радиометра с мазером на входе с чувствительностью 0,08 К при $\tau = 1$ с, а на 8,15 мм использовался широкополосный модуляционный радиометр с полосой пропускания около 1 ГГц и чувствительностью около 0,2 К. Размеры главного лепестка диаграммы направленности антенны были 2′,55 на 13,5 мм и 1′,65 на 8,15 мм по уровню половинной мощности. Более подробные сведения об использовавшейся аппаратуре даны в [3].

Антенная температура от источников в КАО измерялась или сканированием (прохождением диаграммы направленности антенны через источник), или в режиме накопления сигнала (*on — on*) [2]. Наведение на слабые объекты при накоплении сигнала от них контролировалось по результатам сканирования близко расположенных сильных радиоисточни-

ков. Большая часть измерений в РХУТ была выполнена методом пяти точек. В этом случае сигнал от источника измеряется при наведении на расчетные координаты и на четыре точки со слегка отличными координатами. Затем аппроксимацией полученных пяти измерений двумерной гауссовой кривой определялись антенная температура от источника и его положение.

Пересчет антенных температур в плотности потоков осуществлялся с учетом результатов наблюдений стандартных источников: Юпитера (принятые яркостные температуры 138 и 156 К на волнах 13,5 и 8,15 мм соответственно), DR 21 (плотности потоков 19,5 и 18 Ян) и 3C 274 (21,5 и 14,3 Ян). Учет поглощения в атмосфере Земли в КАО производился по метеопараметрам, периодически измерявшимся в ходе наблюдений [1]. В РХУТ поглощение отслеживалось по собственному излучению атмосферы, которое измерялось на частоте 12 ГГц при помощи отдельного радиометра. Измеренные плотности потоков для 8 радиоисточников, усредненные по недельным интервалам времени, показаны на рисунке в зависимости от времени. Дополнительно на рисунке нанесены результаты наблюдений на волне 8,96 мм [4]. На рисунке видно, что результаты наблюдений на различных инструментах, но на одной и той же длине волны хорошо согласуются между собой. Качественно поведение всех радиоисточников в рассматриваемый период на 8,15 мм было подобным поведению на 13,5 мм.

Для удобства и сокращения записи в дальнейшем обозначим через $A(13)$ и $A(8)$ амплитуды изменения плотностей потоков на 13,5 и 8,15 мм и примем спектральный индекс переменной составляющей

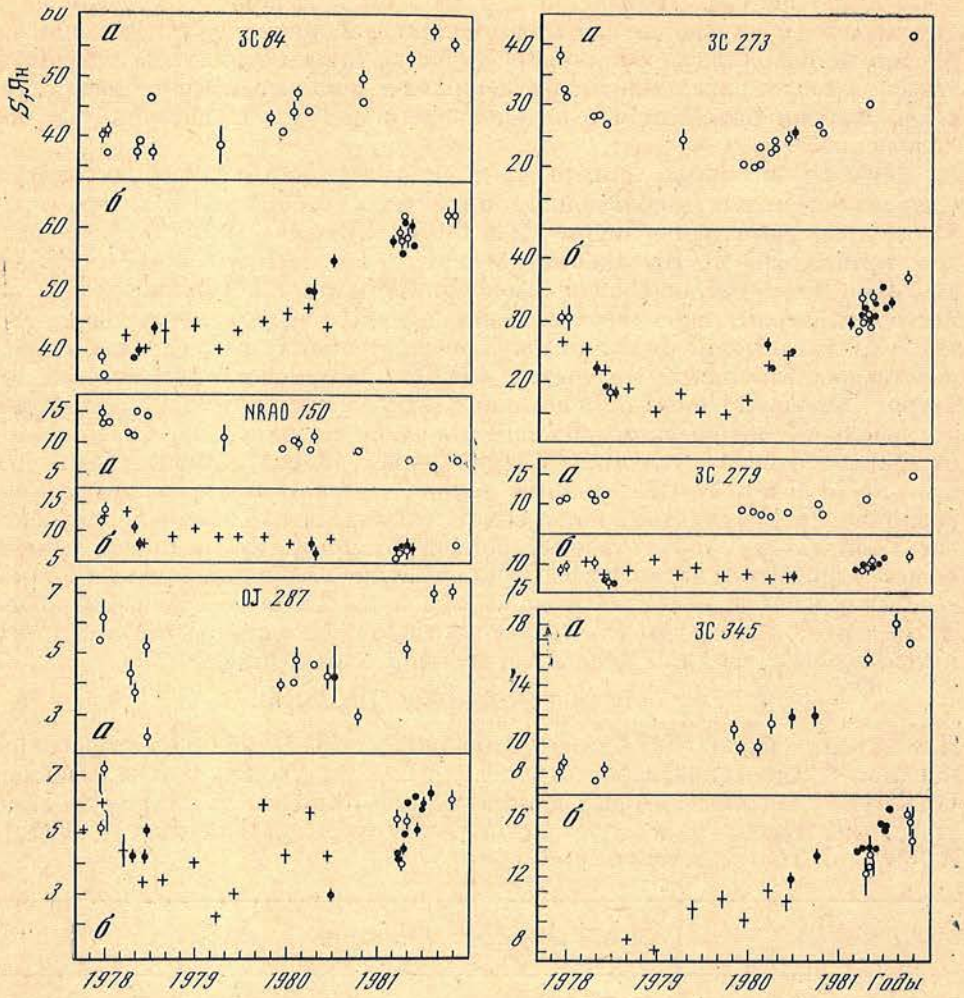
$$\alpha_n = \lg [A\ (13)/A\ (8)] \lg (13{,}5/8{,}15).$$

Длину волны будем указывать без дробной части. В таблице перечислены параметры всплесков, зарегистрированных в излучении наблюдавшихся объектов, названия которых даны в первом столбце. Во втором столбце указаны моменты максимума потока, а в трех последующих — A (13), A (8) и α_n соответственно.

Источник	Момент максимума	$A(13)$, Ян	$A(8)$, Ян	α_n
3C 84	1978,4	8,5	5,0	1,0
	1981,6	20	23	—0,3
NRAO 150	—	8,3	7,7	0,2
OJ 287	1978,0	?	?	?
	1978,3	?	?	?
	1979,0	?	?	?
	1980,2	?	4	?
	1979,7	?	4	?
	1981,7	4	⩾ 3	⩽0,6
3C 273	1980,5	7	10	—0,7
	1981,7	14,5	12	0,4
3C 279	1981,8	7,0	4,0	1,0
3C 345	1979,7	?	3	?
	1981,6	8,2	6,0	0,6
BL Lac	1980,0	4	2	1,2
	1980,4	> 7	11	>—0,9
3C 454.3	1980,3	4,8	2,5	1,3
	1981,7	7,0	7,2	—0,1

Рассмотрим поведение каждого радиоисточника подробнее с использованием данных рисунка и таблицы.

Галактика 3C 84. В излучении 3C 84 наблюдались два всплеска с максимумами в моменты 1978,4 и 1981,6. В первом из них изменение потока было бо́льшим на 13 мм, чем на 8 мм, а во втором соотношение амплитуд было обратным. В ходе второго всплеска плотность потока увеличилась примерно на 20 Ян на обеих волнах, т. е. примерно в 1,5 раза за 2 года. Аналогичное значительное увеличение мощности излучения этого объ-



Плотности потоков переменных радиоисточников в зависимости от времени

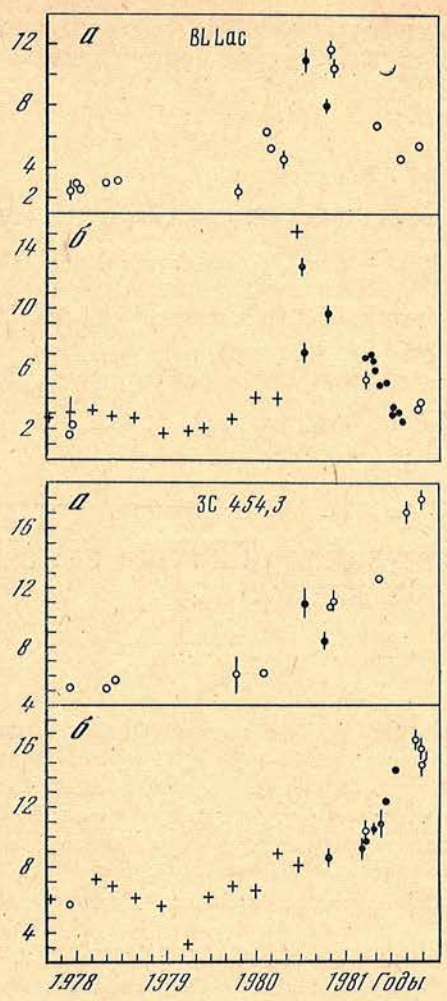
а = 13,5 мм, *б* = 8,15 мм. Светлыми кружками нанесены результаты измерений в КАО, темными — измерения в РХУТ, крестиками — данные на волне 8,96 мм [4]. Вертикальными отрезками обозначены среднеквадратичные ошибки измерений. Там, где они не нанесены, ошибки сравнимы с размерами значка

екта наблюдалось в широком диапазоне длин волн в 1960 — 1968 гг. [1, 5].

NRAO 150. Источник не имеет оптического отождествления. В рассматриваемый период плотность потока от него уменьшалась. При этом на волне 8 мм уменьшение было бóльшим, чем на 13 мм. Весной 1978 г. в его излучении наблюдалось возмущение, во время которого поток на 13 мм возрос, а на 8 мм уменьшился.

OJ 287, объект типа BL Lac. В рассматриваемый период в излучении источника произошло по крайней мере 6 всплесков, самый интенсивный из которых зарегистрирован в начале 1981 г. Точные параметры всплесков невозможно определить по имеющимся данным из-за недостаточно частых наблюдений на обеих волнах.

Квазар 3C 273. После достижения минимальной мощности излучения в конце 1979 — начале 1980 г. этот объект стал вновь увеличивать свою интенсивность и на 8, и на 13 мм, причем на 8 мм возрастание началось раньше примерно на 1—2 месяца. В середине 1980 г. возрастание потока, по крайней мере на 13 мм, прекратилось, а в 1981 г. возобновилось. Увеличение потока в первой половине 1980 г. было более интенсивным на волне 8 мм, а в 1981 г. выполнялось соотношение A (13)$>$ A (8). Отметим, что в этом квазаре подобный по мощности всплеск произошел в 1965 г.



Он был зарегистрирован в интервале волн от 3 мм до 4 см и был наложен на более медленное возрастание потока, начавшееся в 1963 г. [5].

Квазар 3C 279. Поведение радиоизлучения этого объекта очень похоже на поведение излучения 3C 273: после минимума потока в 1980 г. началось его увеличение, причем на волне 13 мм оно было более интенсивным. Большое сходство в поведении этих квазаров отмечалось и в [5]: всплески в обоих объектах в 1965 г. начались почти одновременно.

Квазар 3C 345. Некоторое увеличение плотности потока у этого объекта, более интенсивное на волне 8 мм, произошло в начале 1979 г. Более мощный всплеск произошел в 1981 г. с максимумом в момент 1981,6. В последнем всплеске A (13)$>$ $>A$ (8).

BL Lac После периода относительно спокойного состояния с 1977 — 1979 гг. в излучении BLLac произошли два всплеска с максимумами в моменты 1980,0 и 1980,4. В первом событии A (13) $>A$ (8), а во втором момент максимума на 13 мм, видимо, не был отслежен. Период спокойного состояния BL Lac по данным [1] наступил в 1973 г. Возможно, в 1980 г. этот объект вступил в новый период высокой активности, подобный периоду в 1968—1972 гг., когда число всплесков достигало 4,5 в год [1].

Квазар 3C 454.3. В его излучении зарегистрированы два всплеска с максимумами в 1980 и 1981 гг. В первом всплеске интенсивность была больше на 13 мм, чем на 8 мм, а во втором наоборот. В 1966 г. у этого объекта был отмечен мощный всплеск, сравнимый с наблюдавшимся в 1981 г. [1, 5].

Добавим к сказанному, что в излучении 3C 84 и OJ 287 в марте 1981 г. на волне 8 мм по данным РХУТ и КАО происходили быстрые вариации за время порядка 10 сут. Однако быстрые колебания не рассматриваются в этой работе.

Таким образом, исходя из данных таблицы и обсуждения, проведенного выше, следует, что в 10 всплесках, отмеченных у 8 объектов в 1978 — 1981 гг. на волнах 13 и 8 мм, амплитуда изменений в среднем была выше на 13 мм, чем на 8 мм. Средний спектральный индекс для этих всплесков $\alpha_n = 0{,}4$. В то же время в интервале длин волн 2,8—4,5 см по данным для 44 источников $\alpha_n = -0{,}4$ [1]. Такое различие зависимости амплитуды колебаний от длины волны в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн можно объяснить тем, что наиболее интенсивные колебания в радиоизлучении внегалактических радиоисточников происходят в интервале волн 1,35—2,8 см. Заметим, что у некоторых источников наблюдаются всплески с максимальной интенсивностью на частотах меньше 1 ГГц ($\lambda = 30$ см) [6]. Такая форма спектра переменной составляющей излучения, по-видимому, может быть обусловлена как формой энергетического спектра излучающих частиц [5], так и геометрией источника [7].

Обращает на себя внимание также тот факт, что у 6 из 8 рассмотренных радиоисточников активность в той или иной форме повторилась через интервалы времени 10—16 лет.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Andrew B. H., MacLeod J. M., Harvey G. A., Meed W. J.*— Astron. J., 1978, vol. 83, p. 863.
2. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 3.
3. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* и др.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 103.
4. *Flett A. M., Henderson C.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1981, vol. 194, p. 961.
5. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1968, vol. 6, p. 417.
6. *Cotton W. D., Spangler S. R.*— Astrophys. J., 1978, vol. 228, p. L63.
7. *Курильчик В. Н.*— Астрон. цирк., 1979, № 1056, с. 1.

УДК 523.841

СИМБИОТИЧЕСКАЯ ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА CI Cyg. АНАЛИЗ КРИВОЙ БЛЕСКА

Т. С. Белякина

Представлены результаты фотоэлектрических *UBV*-наблюдений CI Cyg, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории в 1977—1981 гг. Построена кривая блеска этой переменной для периода с 1965 г. по 1981 г. Из анализа кривой блеска следует: 1) до 1971 г. блеск переменной вне минимума (см. рис. 2) испытывал небольшие колебания; 2) заметный вклад в суммарное излучение системы, по-видимому, вносит газовая составляющая. Изменение конфигурации этой составляющей и обусловило появление узких минимумов после 1975 г. вместо широких, существовавших до 1971 г.

THE SYMBIOTIC ECLIPSE-BINARY STAR CI CYG. A LIGHT-CURVE ANALYSIS, by *T. S. Belyakina.*— The resuls of CI Cyg photoelectric *UBV*-observations obtained at the Crimean astrophysical observatory in 1977—1981 are listed. A light curve of this variable for the period 1965—1981 is shown.

From the light curve analysis of CI Cyg come as follows: 1. The brightness of the variable outside the minimum (see fig. 2) had a small fluctuations before 1971. 2. Apparently, the gas component introduces a noticeable contribution in the summary radiation of the system. It was the change of the component configuration that caused the appearence of the sharp minima after 1975 instead of wide ones existed before 1971.

CI Cyg — одна из наиболее известных симбиотических звезд. По спектральным характеристикам она близка Z And, прототипу этой группы звезд.

В Крымской астрофизической обсерватории с 1973 г. проводятся регулярные фотометрические и спектральные исследования этой переменной. Анализ наблюдений, выполненных нами в 1975—1976 гг., показал следующее: 1) значительное увеличение блеска CI Cyg в 1975 г. обусловлено вспышкой горячего компонента; 2) глубокий минимум в том же году был результатом затмения горячего компонента холодным. Таким образом было установлено, что CI Cyg является двойной затменно-переменной системой, состоящей из холодного гиганта M4—6 и горячей звезды малых размеров с температурой $T_c = 10^5$ K, окруженных газовой оболочкой [1, 2].

После 1976 г. фотоэлектрические и спектральные наблюдения были продолжены. В табл. 1 представлены результаты этих наблюдений, выполненных в 1977—1981 гг. и приведенных к системе *UBV*. Цветовая инструментальная система менискового 64-см телескопа с электрофотометром, на котором выполнены наблюдения, близка системе *UBV* [2]. Однако при сравнении полученных величин V и показателей цвета $(B - V)$ и

Таблица 1

J.D.	V	(B−V)	(U−B)	n	J.D.	V	(B−V)	(U−B)	n
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
2443282,416	10^m20	1^m05	-0^m32	1:	2444018,419	10^m51	1^m21	-0^m19	1:
315,464	10,46	0,95	−0,39	2	022,370	10,53	1,20	−0,16	2
331,322	10,40	1,00	−0,37	2	040,326	10,51	1,24	−0,06	1
333,493	10,43	0,97	−0,36	2	043,352	10,53	1,19	−0,13	2
339,470	10,45	0,98	−0,36	1	044,359	10,52	1,23	−0,13	2
342,419	10,45	1,01	−0,38	2:	052,391	10,58	1,21	−0,17	2
347,416	10,46	0,98	−0,36	1	053,415	10,57	1,19	−0,16	2
364,444	10,54	0,98	−0,42	2	057,430	10,61	1,17	−0,13	2
374,415	10,49	0,97	−0,38	2	074,345	10,66	1,16	−0,18	2
377,376	10,48	1,02	−0,37	2	086,424	10,68	1,16	−0,18	2
389,303	10,30	1,16	−0,37	1	105,341	10,68	1,15	−0,20	2
390,310	10,32	1,14	−0,37	1	106,361	10,74	1,16	−0,29	1
395,294	10,39	1,05	−0,36	1	112,341	10,76	1,13	−0,25	2
399,333	10,39	1,03	−0,33	1	123,271	10,81	1,10	−0,26	2
405,289	10,40	1,00	−0,35	2	129,308	10,80	1,13	−0,27	2
406,323	10,40	1,04	−0,49	1	130,326	10,80	1,14	−0,25	2
417,260	10,42	1,03	−0,55	1	131,274	10,80	1,12	−0,27	3
418,256	10,42	1,01	−0,49	1	137,322	10,79	1,15	−0,23	2
420,250	10,42	1,03	−0,42	1	139,334	10,79	1,14	−0,28	2
423,281	10,41	1,03	−0,41	1	141,228	10,80	1,16	−0,25	2
424,293	10,40	1,03	−0,43	1	143,269	10,77	1,16	−0,24	1:
426,295	10,41	1,02	−0,41	1	145,230	10,82	1,12	−0,30	2
427,236	10,45	1,01	−0,43	1	159,199	10,77	1,14	−0,27	3
429,238	10,44	1,02	−0,41	1	161,203	10,77	1,12	−0,26	3
434,209	10,40	1,01	−0,42	1	162,199	10,74	1,13	−0,26	1:
438,235	10,36	1,02	−0,42	2	164,196	10,75	1,16	−0,25	2
440,194	10,36	1,03	−0,47	1	168,191	10,75	1,14	−0,27	3
450,202	10,36	1,01	−0,48	2	175,186	10,84	1,09	−0,28	3
454,216	10,34	1,04	−0,48	1	182,159	10,84	1,11	−0,31	3
489,173	10,39	1,08	−0,27	1	183,165	10,85	1,08	−0,30	3
490,160	10,44	1,11	−0,28	1	186,172	10,84	1,10	−0,31	3
495,141	10,67	1,27	−0,46	1	188,166	10,82	1,10	−0,30	2
496,139	10,71	1,29	−0,34	1	189,189	10,81	1,14	−0,34	2
574,575	11,3	—	—		222,165	10,75	1,14	−0,18	2
573,542	11,07	1,22	−0,27	2	225,160	10,72	1,17	−0,13	2
606,491	9,97	0,93	−0,36	2	226,135	10,70	1,16	—	2
610,481	9,96	0,93	−0,48	2	230,135	10,69	—	—	1
614,460	9,94	0,94	−0,52	2	267,156	10,74	1,14	−0,18	2
634,410	9,95	0,89	−0,49	2	314,559	10,62	1,14	−0,20	2
667,359	10,01	0,85	−0,59	1	315,558	10,62	1,12	−0,21	2
668,358	10,01	0,88	−0,44	2	342,528	10,78	1,15	−0,12	2
692,374	9,88	0,93	−0,52	2	347,528	10,95	1,20	−0,11	2
695,340	9,89	0,94	−0,50	2	348,503	10,97	1,20	−0,10	3
697,371	9,89	0,87	−0,52	2	364,480	11,08	1,49	−0,07	3
698,351	9,93	0,87	−0,50	2	367,457	11,12	1,41	+0,03	2
701,366	9,96	0,89	−0,52	2	370,438	11,05	1,41	+0,13	2
703,410	10,00	0,88	−0,52	1	377,419	11,00	1,45	+0,14	2
718,316	10,12	0,94	−0,53	2	406,381	11,11	1,44	+0,07	2
729,306	10,03	0,97	−0,49	2	409,419	11,09	1,40	+0,07	2
745,290	10,07	0,98	−0,50	2	410,353	11,11	1,40	−0,08	2
751,278	10,07	0,98	−0,53	2	411,404	11,09	1,40	+0,04	2
764,301	10,17	0,97	−0,44	1	412,402	11,11	1,42	−0,02	2
772,215	10,24	0,97	−0,46	2	413,433	11,11	1,42	−0,03	2
783,210	10,29	0,96	−0,42	2	414,450	11,11	1,39	+0,10	3
785,205	10,27	0,98	−0,44	1	421,315	11,10	—	—	2
790,189	10,20	1,06	−0,39	1	428,364	11,06	1,44	−0,05	3
806,179	10,12	1,06	−0,35	2	430,397	11,05	1,43	0,00	3
815,173	10,16	1,04	−0,30	2	431,392	11,04	1,43	−0,01	2,4
834,147	10,33	0,99	−0,38	1	432,376	11,02	1,38	−0,01	2
835,148	10,23	1,05	−0,29	1	435,374	10,96	1,41	−0,04	3
964,515	10,52	1,13	0	1:	436,352	10,96	1,41	−0,05	2
988,526	10,53	1,19	−0,10	1:	437,368	10,94	1,45	−0,01	3
989,466	10,50	1,19	−0,11	2	438,389	10,99	1,41	−0,02	3
43998,461	10,54	1,18	−0,14	2	439,397	10,91	1,43	−0,06	3
44013,394	10,52	1,25	−0,27	1:	442,458	10,90	1,39	−0,08	3

Таблица 1 (*окончание*)

J.D.	V	(B−V)	(U−B)	n	J.D.	V	(B−V)	(U−B)	n
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
445,489	10,84	1,41	−0,15	1	751,428	10,73	1,25	−0,10	2
453,389	10,71	1,22	−0,11	3	752,428	10,73	1,30	−0,08	2
454,334	10,72	1,21	−0,11	2	757,435	10,68	1,30	−0,02	2
456,373	10,70	1,13	−0,12	3	760,412	10,74	1,36	−0,16	1:
460,336	10,74	1,13	−0,13	3	762,414	10,71	1,29	−0,09	2
472,322	10,73	1,08	−0,21	2	765,447	10,74	1,31	−0,13	2
481,286	10,74	1,19	−0,24	2	789,385	10,74	1,29	−0,16	2
483,305	10,71	1,09	−0,22	2	799,423	10,72	1,30	−0,07	2
484,385	10,70	1,12	−0,24	2	806,352	10,69	1,30	−0,09	2
489,298	10,68	1,14	−0,21	4	813,326	10,71	1,25	−0,07	2
514,260	10,72	1,12	−0,20	3	819,354	10,74	1,27	−0,12	2
521,231	10,75	1,14	−0,19	2	836,280	10,73	1,23	−0,13	2
523,233	10,76	1,12	−0,21	2	849,269	10,68	1,31	−0,11	2
525,238	10,75	1,14	−0,21	2	870,230	10,73	1,28	−0,19	3
530,205	10,83	1,09	−0,23	2	873,281	10,76	1,27	−0,19	2
533,225	10,82	1,06	−0,19	2	877,246	10,79	1,24	−0,23	2
539,227	10,84	1,08	−0,16	2	898,214	10,89	1,20	−0,29	2
570,170	10,77	1,18	−0,15	2	902,208	10,86	1,25	−0,26	2
575,149	10,73	—	—	1					

$(U - B)$ CI Cyg с определениями других исследователей возможны некоторые расхождения из-за неидентичности использованных инструментальных цветовых систем и интенсивного линейчатого эмиссионного спектра исследуемой звезды.

Следует упомянуть, что данные табл. 1 частично опубликованы в виде кривых блеска в желтых лучах и кривых изменения показателей цвета [3].

На рис. 1 представлена кривая блеска CI Cyg для периода 1965—1981 гг., построенная на основе фотографических наблюдений [4] и фотоэлектрических величин B, определенных в Крыму. Как видим, в 1971 г. характер колебаний блеска переменной резко изменился. Если до 1971 г. кривую блеска можно изобразить в виде полосы, шириной не превышающей 1^m, то после 1971 г. амплитуда колебаний достигла 3^m и появились узкие минимумы. Кривая блеска CI Cyg с 1890 г. по 1965 г. [4—6] практически такая же, как и в 1965—1971 гг. (см. рис. 1), за исключением двух небольших вспышек 1911 и 1937 г. Уитни [7] показал, что эта кривая периодическая и ее световые элементы таковы:

$$\min = \text{J.D. } 2411902 + 855^d,25E.$$

На рис. 2, взятом из [6], представлена сводная кривая блеска CI Cyg, основанная на фотографических наблюдениях 1916—1967 гг. Эта кривая имеет значительную дисперсию ($\Delta m \approx 0^m,6$) и широкий неглубокий минимум ($\Delta m \approx 0^m,5$). Что же является причиной такой дисперсии? На рис. 3 изображены контур этой кривой и индивидуальные значения фотографических величин [4] CI Cyg в течение трех периодов. Как видим, наблюдения 1963—1970 гг. не располагаются равномерно по контуру сводной кривой. Более того, в 1967—1970 гг., непосредственно перед вспышкой 1971 г., блеск переменной упал и оставался таковым в течение всего периода. Отсюда следует, что суммарная яркость системы непостоянна во времени, и причиной тому, по-видимому, является переменность компонентов. Недавно обнаружено, что красный компонент меняет блеск с максимальной амплитудой в инфракрасной области [8]. Это обусловливает колебания фотографических величин CI Cyg в пределах нескольких десятых. Однако в 1967—1970 гг., по-видимому, упала яркость горячего компонента и блеск системы был обусловлен только холодным гигантом. Поэтому отсутствует понижение блеска в минимуме, который, как известно, соответствует затмению горячего компонента холодным.

Итак, уровень яркости системы до 1971 г. менялся со временем. Это и объясняет большую дисперсию сводной кривой на рис. 2, поскольку такая кривая получается сведением наблюдений нескольких периодов вместе, на этот факт обратил внимание и Пучинскас [9].

На двуцветной диаграмме $(B - V) - (U - B)$ рис. 4 нанесены все определенные нами показатели цвета из табл. 1. При этом учтено межзвездное поглощение, величина которого $A_v = 1^m,5$ в 1967 г. определена Л. П. Метик [10] и затем на большем материале подтверждена Миколаевскими [11].

Как видим, все точки, соответствующие показателям цвета CI Cyg в период с 1977 по 1981 г., располагаются в области, характерной для симбиотических звезд. По мере ослабления переменной точки смещаются вдоль отмеченной полосы направо вниз. Полоса эта ограничена линиями суммарных излучений: слева — линия показателей цвета газа ($n_e \geqslant 10^6$ см$^{-3}$, $T_e = 17000$ К) +M2 III и справа — абсолютно черное тело $T_0 \approx 10^5$ К + M2 III [2]. Как видим, вся совокупность показатетелей цвета 1977—1981 гг. еще раз подтверждает закономерность, установленную для симбиотических звезд ранее [12].

В затменно-переменных звездах большую информацию можно получить из наблюдений затмений. На рис. 5 сопоставлены минимумы кривой блеска, наблюденные после 1971 г. фотографически [4] и фотоэлектрически в системе B. Один из них (1973 г.) — асимметричный, широкий и менее глубокий. Остальные, а именно 1975, 1977—1978 и 1980 гг.,— более узкие и по продолжительности близки друг другу. К сожалению, минимум 1977 — — 1978 гг. полностью наблюдать не удалось, поскольку CI Cyg для Крыма звезда заходящая.

На рис. 6 представлены кривые блеска минимумов 1975 и 1980 гг. в лучах V, B, U, произвольно смещенные по вертикальной оси. Рассмотрим их внимательнее.

Кривые блеска минимума 1975 г. в разных лучах несколько отличаются друг от друга. Если в желтых лучах четко виден вход в затмение и есть остановка блеска в минимуме, то в ультрафиолете вход в затмение не такой явный и остановки в минимуме блеска практически нет. Минимум в синих лучах имеет промежуточную форму

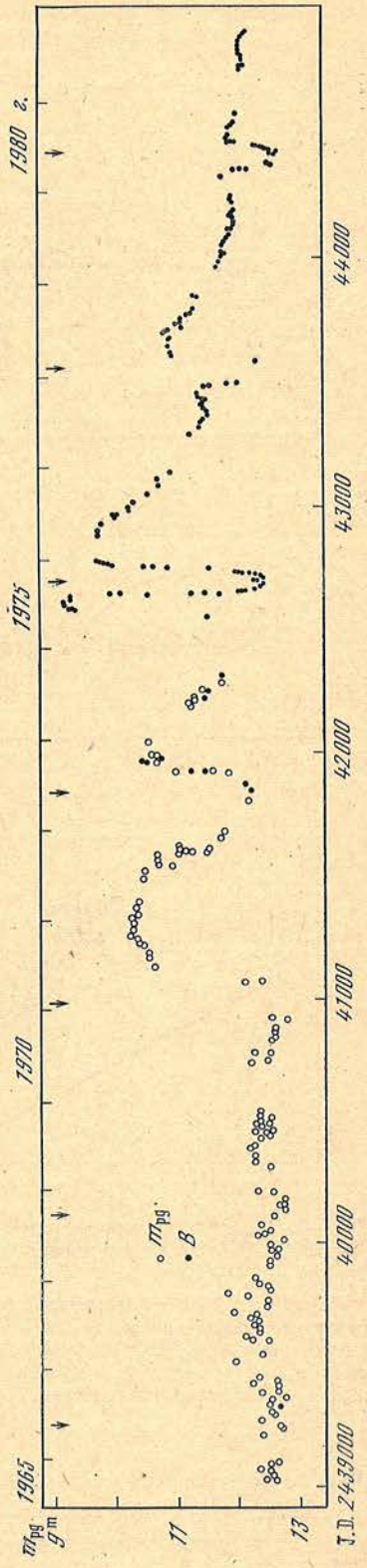
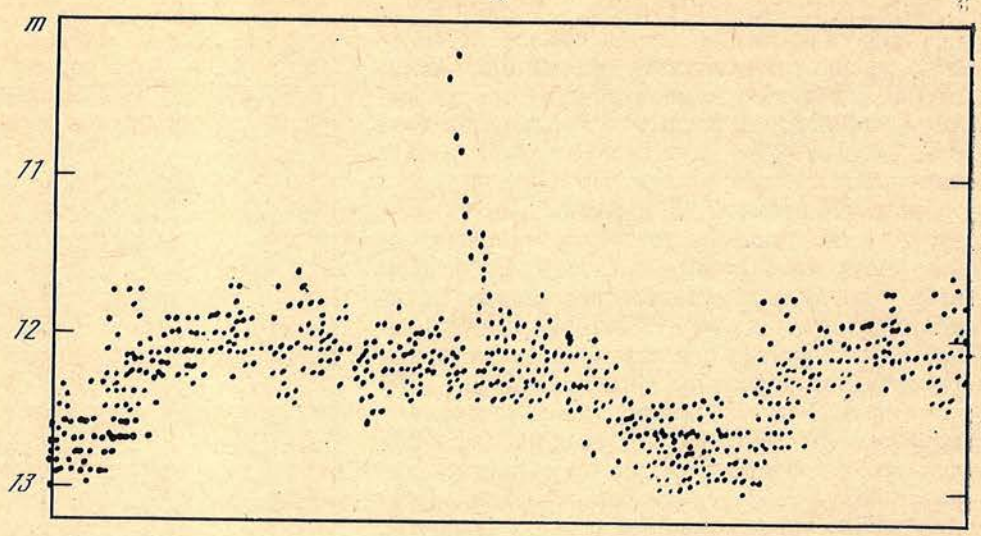


Рис. 1. Кривая блеска CI Cyg, построенная по фотографическим наблюдениям [4] и фотоэлектрическим величинам B

Стрелки обозначают моменты, минимумов согласно элементам световой кривой Уитни [7]



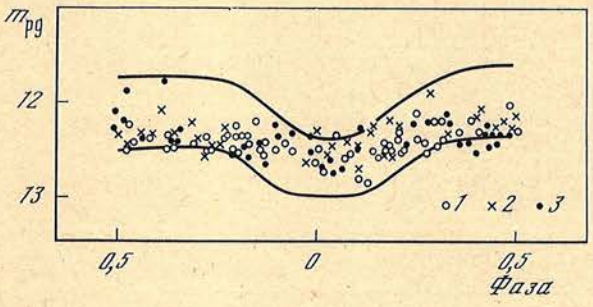


Рис. 2. Сводная кривая блеска CI Cyg из [6], включающая фотографические наблюдения 1916—1967 гг.

Здесь же видна вспышка 1937 г.

Рис. 3. Сопоставление сводной кривой блеска CI Cyg (рис. 2) и наблюдений трех периодов [4]

1 — 1963—1965 гг.; *2* — 1965—1967 гг., *3* — 1967—1970 гг.

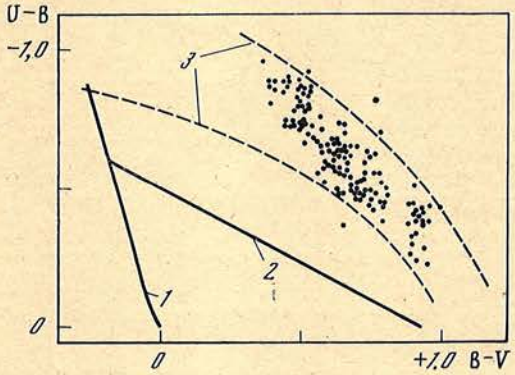


Рис. 4. Положение показателей цвета CI Cyg 1977—1981 гг. на двуцветной диаграмме $(B-V)$ — $(U-B)$

1 — линия главной последовательности, *2* — линия нарастающего покраснения, *3* — линии показателей цвета суммарных излучений [2]: левая — газ ($n_e \geqslant 10^6$ см$^{-3}$, $T_c = 17000$K) + M2 III; правая — абсолютно черное тело $T_c = 10^5$K + + M2 III

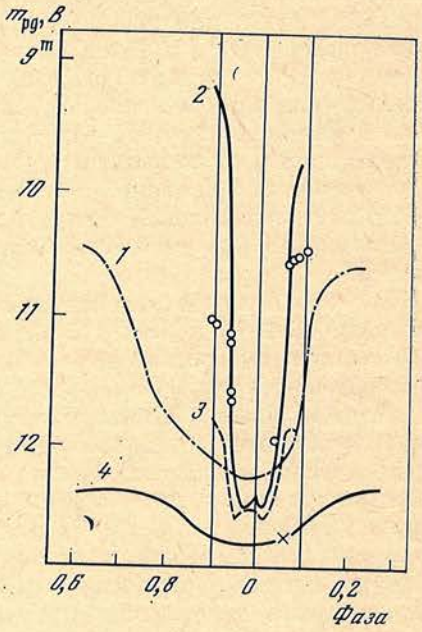


Рис. 5. Сопоставление кривых блеска CI Cyg в минимумах после 1971 г.

1 — минимум 1973 г., *2* — минимум 1975 г., *3* — минимум 1980 г., *4* — средняя кривая блеска до 1971 г., кружки — индивидуальные оценки 1977—1978 гг., крестик — величина B, полученная в 1966 г.

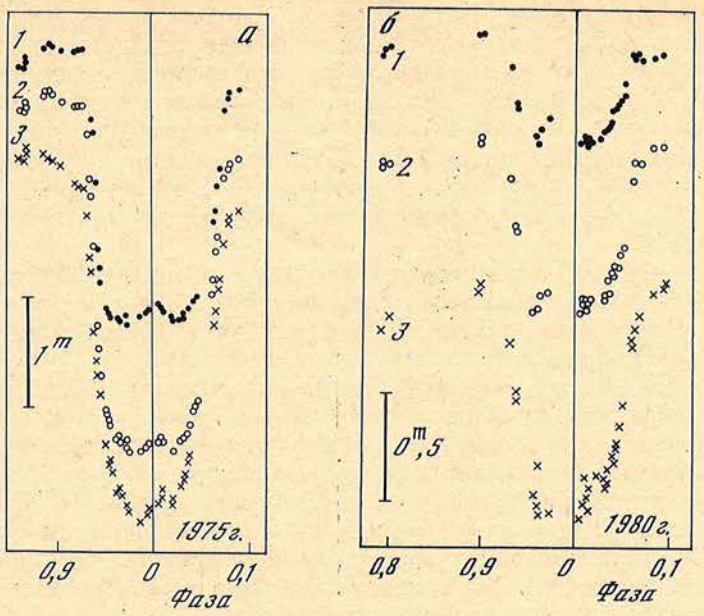


Рис. 6. Кривые блеска минимума CI Cyg в 1975 г. (*а*) и 1980 г. (*б*)
1 — *V*, *2* — *B*, *3* — *U*; нуль-пункты кривых произвольные

между рассмотренными выше. Кроме того, все три кривые асимметричны: нисходящая ветвь более крутая по сравнению с восходящей. Отсюда следует, что к этим кривым блеска нельзя применить точные методы решения, разработанные для затменно-переменных звезд. Однако для приближенной количественной оценки мы решили воспользоваться следующей зависимостью, определенной также для затменно-переменных звезд[13]:

$$k = (D - d)/(D + d),$$

где k — отношение радиусов компонентов, D — полупродолжительность от входа в затмение до выхода из него и d — полупродолжительность остановки блеска в минимуме.

Применена эта формула только для кривой блеска в желтых лучах, причем для нисходящей (k_1) и восходящей (k_2) ветвей отдельно. Для 1975 г. получено: $k_1 = 0{,}13$; $k_2 = 0{,}3$. То же самое было проделано и для минимума 1980 г. К сожалению, из-за плохой погоды первой половины года вход в затмение наблюдали недостаточно. Поэтому $k_1 \approx 0{,}2$ определено ненадежно, $k_2 = 0{,}3$ величина уверенная. К этому следует добавить, что на ультрафиолетовой кривой блеска в минимуме видна дисперсия ($\Delta U \approx 0^m{,}2$), значительно превышающая ошибки наблюдений. Была ли остановка в минимуме, определить трудно.

Для наглядности мы свели в табл. 2 некоторые характеристики минимумов 1975 и 1980 гг. Для цветовых характеристик взяты отдельные определения, характерные для совокупности оценок в минимуме. Сюда же для сравнения включены определенные нами в 1966 г. *UBV*-величины CI Cyg. Как видим, в желтых и синих лучах CI Cyg была слабее в 1966 г., а в ультрафиолете — в 1980 г.

Таблица 2

Год	Фаза	V	B	U	ΔV	ΔB	ΔU	k_1	k_2
1966	0,067	$11^m,32$	$12^m,66$	$12^m,52$	—	—	—	—	—
1975	0,021	11 ,08	12 ,44	12 ,22	$2^m,3$	$3^m,0$	$3^m,3$	0,13	0,3
1980	0,006	11 ,11	12 ,55	12 ,62	0,5	0,7	1,0	0,2:	0,3

Для обоих минимумов k_1 не равно k_2. Отсюда можно заключить, что компоненты, участвующие в затмении, не шарообразны, асимметричны. Трудно предположить в данном случае, что именно звезды имеют асимметричную форму. Скорее всего, большой вклад в суммарное свечение системы дают газовые образования, на присутствие которых указывает богатый эмиссионный спектр CI Cyg. Эти образования могут существовать в виде диска вокруг горячего компонента [14] и потоков. Асимметрия кривых блеска затмений, скорее всего, обусловлена присутствием газовых потоков.

Следует обратить внимание еще на одну особенность системы CI Cyg. Излучение различных длин волн идет из областей разных размеров. Наименьшие размеры имеет область, излучающая в желтых лучах, наибольшие — в ультрафиолете.

Кроме того, согласно кривой блеска до вспышки 1971 г. оба компонента, а вернее, холодный и горячий с окружающим его газом, были сравнимы по размерам и блеску. После вспышки 1971 г., а особенно после 1975 г. изменилась структура системы. Размеры газового образования вокруг горячего компонента значительно уменьшились. И судя по тому, что с 1975 и 1981 г. продолжительность затмений остается практически постоянной, эта новая структура достаточно устойчива. Несомненно, дальнейшие наблюдения CI Cyg с использованием разнообразных средств и методов представляются весьма актуальными.

Автор выражает глубокую благодарность Н. В. Киселевой за подготовку иллюстративного материала к печати.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Belyakina T. S.*— IBVS, 1976, N 1169.
2. *Белякина Т. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 59, с. 133.
3. *Belyakina T. S.*— IBVS, 1979, N 1602; 1980, N 1808; 1981, N 1974.
4. *Splittgerber E.*— MVS, 1975, Bd. 6, S. 193.
5. *Greenstein N. K.*— Bull. Harv. obs., 1937, N 906.
6. *Hoffleit D.*— Irish Astron. J., 1968, vol. 8, p. 149.
7. *Aller L. H.*— Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1954, vol. 9, N 11.
8. *Таранова О. Г., Юдин Б. Ф.*— Астрон. журн., 1981, т. 58, с. 1051.
9. *Пучинскас А.*— Бюл. Вильнюс. астрон. обс., 1972, № 33, с. 5.
10. *Боярчук А. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, т. 39, с. 129.
11. *Mikolaewska J., Mikolaewski M.*— Acta Astronomica, 1980, vol. 30, p. 347.
12. *Белякина Т. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 103.
13. Переменные звезды/Под. ред. М. С. Зверева, Б. В. Кукаркина, Д. Я. Мартынова, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря и В. П. Цесевича, М.; Л.: ОГИЗ, 1947, т. III, с. 220.
14. *Bath G. T.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, vol. 178, p. 203.

УДК 523.84

О ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ Gl 718 = BD+22°3406

П. Ф. Чугайнов

Фотоэлектрические наблюдения Gl 718 в полосе *U* проводились в 1981 г. в течение 58,8 ч. Вывод Махмуда и Солимана [2] о высокой вспышечной активности звезды не подтвержден. Наблюдения показывают, что средняя скорость выделения энергии вспышками у Gl 718 приблизительно такая же, как у Gl 825. Оба этих красных карлика принадлежат к старому населению диска. Они показывают отклонение от корреляции между средней энергией, выделяемой вспышками в единицу времени, и светимостью звезды, которую можно считать установленной только для молодых красных карликовых звезд. Изменений типа BY Dra у Gl 718 не обнаружено.

ON THE FLARE ACTIVITY of Gl 718 = BD +22°3406, by *P. F. Chugainov*.— Photoelectric *U*-band observations of Gl 718 were carried out for 58.8 hours in 1981. The conclusion of Mahmoud and Soliman on the high flare activity of the star is not confirmed. The observations of Gl 718 indicate that the mean rate of energy release is appro-

ximately the same as for Gl 825. Both the red dwarfs belong to the old disk population. They show a deviation from the correlation between the mean rate of energy release and the star luminosity which is proved to be established for the young red dwarf stars only. BY Dra variations are not found for Gl 718.

Звезда Gl 718 = BD + 22°3406 — красный карлик. В каталоге Глизе [1] для нее приводятся спектральный тип K4, величина $V = 8^m,91$, тригонометрический параллакс $\pi = 0'',072$. Вспышечная активность Gl 718 была впервые исследована в 1980 г. Махмудом и Солиманом [2]. Согласно [2] Gl 718 является необычно активной вспыхивающей звездой, так как всего лишь за 7^h50^m непрерывной регистрации ее блеска в полосе *B* было зарегистрировано три вспышки и три антивспышки с амплитудами в несколько десятых звездной величины. Выполненные нами в 1981 г. фотоэлектрические наблюдения Gl 718 не подтверждают выводы [2]. Согласно нашим данным Gl 718 среди звезд приблизительно того же спектрального класса более похожа на звезды с низкой, чем с высокой, вспышечной активностью и является, вероятно, довольно старой звездой диска Галактики. Наши наблюдения и недавно опубликованные наблюдения звезды Gl 825 [3] дают возможность вновь рассмотреть вопрос о связи между вспышечной активностью и возрастом красных карликовых звезд окрестностей Солнца.

1. Результаты наблюдений

Фотоэлектрические наблюдения Gl 718 проводились в мае — октябре 1981 г. на 64-см менисковом телескопе АЗТ-4 в полосе, близкой к *U* системы Джонсона. Использовался фотометр с усилителем постоянного тока ЭМУ-1 и записью на электронном потенциометре ЭПП-09. Моменты начала и конца наблюдений приведены в таблице. Общая продолжительность наблюдений составила 58^h46^m. Наряду с непрерывной регистрацией блеска определялись разности звездных величин Gl 718 и BD + 21°3476, служившей звездой сравнения. Кроме того, для контроля постоянства блеска звезды сравнения измерялись разности величин BD + 21°3476 и BD + 21°3475. Разность блеска звезды сравнения и контрольной была постоянной в пределах точности измерений.

Дата, 1981 г.	UT	Дата, 1981 г.	UT
22.05	21^h37^m—21^h38^m	23.07	19^h18^m—22^h47^m
26.05	20 33 —21 46		23 00 —23 25
27.05	19 52 —19 53	25.07	20 04 —22 27
28.05	20 49 —23 24		22 31 —22 40
31.05	23 12 —24 00	26.07	20 01 —22 01
1.06	00 00 —01 25	29.07	19 29 —22 44
2.06	20 34 —23 47	1.08	19 16 —22 00
6.06	20 50 —21 29	2.08	19 17 —20 00
7.06	20 53 —21 26	3.08	19 55 —22 35
8.06	20 58 —23 35	11.08	18 27 —22 00
9.06	21 08 —21 24	29.08	18 02 —20 12
10.06	21 08 —22 19	31.08	17 52 —20 22
3.07	19 44 —20 25	23.09	17 11 —20 20
13.07	20 41 —21 29	24.09	17 10 —20 20
14.07	21 46 —23 35	27.09	17 20 —20 30
19.07	20 33 —21 44	28.09	16 56 —20 25
		7.10	16 29 —18 15

При непрерывных наблюдениях разрешение по времени составляло вследствие необходимости производить осреднение довольно больших шумов около 15 с. Среднеквадратичные ошибки σ, найденные по отклонениям от среднего отсчетов, каждый из которых усреднялся за 15 с, для большинства интервалов наблюдений были в пределах ±5—6%. Если

считать, как обычно, что нижний предел амплитуды регистрируемых вспышек определяется величиной 3σ, то его значение для наших наблюдений составляет 15—18%. Наибольшая продолжительность одного ряда наших наблюдений достигала 3^h33^m, что соответствует общему числу 852 интервалов по 15 с и наибольшему случайному отклонению $3{,}4\sigma = 17 \div 20\%$ в предположении нормального распределения.

В нескольких случаях нами действительно отмечены увеличения отсчета на непрерывной записи с амплитудой $\sim 20\%$, но поскольку их продолжительности были примерно такими же, как и разрешение по времени

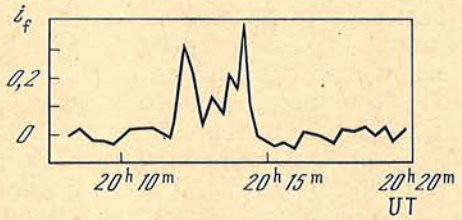


Рис. 1. Световая кривая вспышки 3.07 1981 г.

(15 с), то эти увеличения следует рассматривать лишь как возможные вспышки. Реальной можно считать только одну вспышку, отмеченную 3.07 1981 г. Световая кривая этой вспышки приведена на рис. 1, на котором по оси абсцисс отложено всемирное время UT, а по оси ординат — амплитуда вспышки, которую мы находили как

$$i_f = (I_{0+f}(t) - I_0)/I_0,$$

где I_{0+f}, I_0 — потоки от звезды во время вспышки и в спокойном состоянии соответственно. Как видно, из рис. 1, поярчание значительно превышало 3σ в течение 3 мин. Эквивалентная продолжительность, т. е. величина

$$P = \int i_f(t)\,dt,$$

для данной вспышки равна 0,4 мин.

Кривая блеска вспышки Cl 718 3.07 1981 г. является необычной ввиду отсутствия медленного затухания, сопровождающего «взрывную» фазу, т. е. быстрое увеличение и уменьшение блеска в начале вспышки. Отмеченная нами вспышка Gl 718, так же как и вспышки, зарегистрированные Махмудом и Солиманом [2], имеет небольшую общую продолжительность, порядка нескольких минут. Однако в отличие от [2] нами ни 3.07 1981 г., ни в одну из других ночей у Gl 718 не наблюдалось ни одной антивспышки.

При измерениях разности звездных величин Gl 718 и звезды сравнения промежутки времени, в течение которых усреднялись отсчеты, составляли около 1 мин. Всего нами за 28 ночей было получено 111 измерений этих разностей, причем вычисленная по ним среднеквадратичная ошибка σ' одного измерения $\pm 0^m{,}03$ согласуется с ошибками, найденными по измерениям блеска Gl 718 с 15-секундным усреднением, в предположении, что влияние шумов уменьшается с увеличением продолжительности усреднения Δt как $(\Delta t)^{-1/2}$. Следует, однако, отметить, что из 111 разностей величин Gl 718 и звезды сравнения 10 разностей отличаются от среднего более чем на $2\sigma' = 6\%$. Это может быть следствием появления слабых вспышек в моменты измерения разностей исследуемой звезды и звезды сравнения. Наши наблюдения не дают указаний на изменения блеска Gl 718 от ночи к ночи, подобные тем, которые существуют у звезд типа BY Dra. Если такие изменения блеска у Gl 718 есть, то их полуамплитуда, вероятно, не превышает $0^m{,}03$.

2. Обсуждение результатов

Лэйси, Моффетт и Эванс [4] обнаружили существование корреляции между средней скоростью выделения энергии вспышками L^* и светимостью звезды в спокойном состоянии q_U (см. рис. 6 в [4]). Величина L^*

определяется по продолжительным рядам наблюдений порядка десятков и сотен часов. Для перехода от энергий вспышек в полосах B и V к энергиям в полосе U в [4] определены статистические соотношения. Используя эти соотношения, мы определим энергии вспышек Gl 718 и сопоставим вспышечную активность Gl 718 и других звезд.

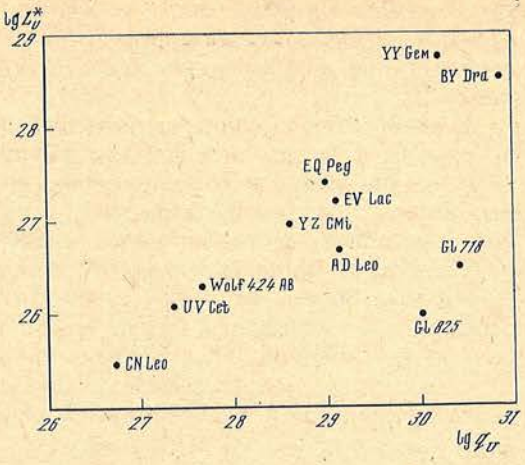


Рис. 2. Сопоставление величин L_U^* и q_U

Согласно данным, приведенным в [1, 5], абсолютные величины Gl 718 $M_U = 10^m,36$, $M_B = 9^m,24$, им соответствуют потоки от звезды в спокойном состоянии $q_U = 2,62 \cdot 10^{30}$ эрг/с и $q_B = 1,68 \cdot 10^{31}$ эрг/с. Среднюю скорость выделения энергии вспышками можно определить как

$$L^* = \frac{\Sigma P}{T} q = \frac{\Sigma E}{T},$$

где T — общая продолжительность наблюдений, E — энергия зарегистрированных вспышек. Учитывая это соотношение, мы получим на основе результатов [2] $L_B^* = 1,07 \cdot 10^{29}$ эрг/с и по нашим наблюдениям $L_U^* = 2,95 \cdot 10^{26}$ эрг/с. Приведение L_B^* к L_U^* с помощью соотношения $E_U = 1,20\ E_B$ [4] показывает, что средняя скорость выделения энергии вспышками Gl 718 по [2] почти в 10^3 раз выше, чем по нашим наблюдениям.

Хотя мы не учитывали вклад вспышек, амплитуды которых меньше предела обнаружения, это, по-видимому, не могло существенно повлиять на оценку L_U^*. Рассмотрение всех полученных нами записей блеска звезды показывает, что сумма эквивалентных продолжительностей возможных вспышек, т. е. вспышек, у которых $i_f \leqslant 0,20$, мала, $\Sigma P \leqslant 0,1 \div 0,2$, т. е. она меньше, чем P наиболее сильной вспышки, кривая блеска которой приведена на рис. 1. Этот результат согласуется со сделанным нами ранее выводом, что у красных карликовых звезд основной вклад вносят более сильные вспышки [6].

Соотношение между L_U^* и q_U для ряда вспыхивающих звезд, включая Gl 718, показано на рис. 2. Величины L_U^* и q_U мы взяли для CN Leo, UV Cet, Wolf 424 AB, YZ CMi, AD Leo, EQ Peg, EV Lac, YY Gem из [4], для BY Dra из [7], для Gl 825 из [3] и для Gl 718 по нашим наблюдениям, полагая $\Sigma P = 0,4$ мин, $T = 3526$ мин. Как видно из рис. 2, по соотношению между L_U^* и q_U Gl 718 сходна с Gl 825. Согласно [3] Gl 825 по кинематическим характеристикам является звездой более старой, чем Солнце. Галактическая орбита Gl 825 характеризуется эксцентриситетом $e = 0,20$ и углом наклона к плоскости Галактики $i = 0,06$. У Gl 718 значения эксцентриситета и наклона орбиты близки к указанным. Согласно [8] у Gl 718 $e = 0,20$; $i = 0,02$. Таким образом, Gl 718, как и Gl 825, являются старыми звездами галактического диска.

У других звезд, указанных на рис. 2, эксцентриситеты галактических орбит $e \leqslant 0,11$ [8]. Эти звезды следует считать более молодыми, чем Gl 718 и Gl 825. Таким образом, корреляция между L_U^* и q_U, обнаруженная Лэйси, Моффеттом и Эвансом [4], относится исключительно к молодым карликовым звездам окрестностей Солнца. Данные о вспышечной активности старых карликовых звезд окрестностей Солнца не согласуются с этой корреляцией. При обсуждении вспышечной активности Gl 825 это впервые было отмечено Бирном [3]. Поскольку у Gl 718 и Gl 825 значения L_U^* и q_U довольно близки, то необходимо изучить еще несколько старых карликовых звезд, чтобы выяснить, какова у них зависимость между L_U^*

и q_U. Отметим также, что вывод о том, что средняя энергия в единицу времени, выделяемая вспышками, у старых карликовых звезд окрестностей Солнца значительно меньше, чем у молодых, был сделан нами ранее [9].

В отношении высокой вспышечной активности Gl 718, наблюдавшейся Махмудом и Солиманом [2], необходимо отметить следующее. Наблюдатели неоднократно находили неравномерность появления вспышек у красных карликовых звезд, выражающуюся в тенденции к появлению вспышек группами, а также через определенные интервалы времени (см. результаты и приведенные в [10] ссылки). Если ряд наблюдений непродолжительный, как в [2], и он случайно совпадает с моментами повышенной вспышечной активности звезды, то оценка величины L^* может оказаться сильно завышенной. Для избежания систематических ошибок в оценке L^*, связанных с этим эффектом, необходимо увеличивать продолжительность непрерывной регистрации блеска звезды. Поскольку полученная нами оценка L_U^* для Gl 718 основана на наблюдениях, продолжительность которых почти на порядок больше, чем в [2], это оправдывает предпочтение данной оценки при сопоставлении вспышечной активности разных звезд. Остается, однако, невыясненным вопрос о наличии антивспышек у Gl 718.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Gliese V.*— Veroff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg, 1969, N 22.
2. *Mahmoud F. M., Soliman M. A.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1980, N 1866.
3. *Byrne P. B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1981, vol. 195, p. 143.
4. *Lacy C. H., Moffett T. J., Evans D. S.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1976, vol. 30, p. 85.
5. *Moffett T. J.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1974, vol. 29, p. 1.
6. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 93.
7. *Cristaldi S., Rodono M.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1973, vol. 10, p. 47.
8. *Wooley R., Epps E. A., Penston M. J., Pocock S. B.*— Roy. Obs. Annals, 1970, N 5.
9. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 46, с. 14.
10. *Pazzani V., Rodono M.*— Astrophys. Space Sci., 1981, vol. 77, p. 347.

УДК 523.164.4+523.165

ПЕРИОД 34 ДНЯ В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ИСТОЧНИКА Cyg X-3

Ю. И. Нешпор

На основании анализа литературных данных о мощных радиовсплесках в период 1972 по 1980 г. и о спокойном радиоизлучении источника Cyg X-3 в период с 1975 по 1980 г. показано, что в следовании всплесков и в спокойном радиоизлучении, по-видимому, имеется периодическая составляющая периода $P = 34{,}2$ сут.

THE 34-DAY PERIOD ON THE RADIO EMISSION OF THE SOURCE Cyg X-3, by *Yu. I. Neshpor.*— Using the analysis of the published data on the powerful radio bursts from 1972 till 1980 and quiet radio emission during 1975—1978, it is shown, that the periodical component $P = 34^d{,}2$ is observed in the radio bursts and in quiet radio emission.

Объект Cyg X-3 привлекает внимание многих ученых уже около десяти лет и изучается в широком диапазоне частот от радиоволн до гамма-квантов сверхвысокой энергии. В радиоизлучении обнаружена очень сильная изменчивость со временем, поток иногда увеличивается в сотни и более раз. В инфракрасном, рентгеновском и гамма-излучении обнаружен период 4,8 ч. Недавние исследования временных изменений потока рентгеновского излучения источника Cyg X-3 по данным спутника COS-B в области (2—12) кэВ показали наличие периодической составляющей

34,1 ± 0,1 сут [1]. Анализ данных гамма-излучения сверхвысокой энергии с $E \geqslant 2 \cdot 10^{12}$ эВ за девять лет [2] указал на возможное наличие периодической составляющей с периодом 34 сут. В [3] указывается, что положительный эффект (избыток) в гамма-излучении с $E \geqslant 10^{12}$ эВ совпадает с максимумом кривой рентгеновского излучения периода 34,1 сут. В [2] отмечалось, что между радиовсплесками и гамма-излучением сверхвысокой энергии, возможно, имеется некоторая связь. Представляет интерес провести анализ данных о радиовсплесках от источника Cyg X-3 с целью определения возможного наличия периода 34 сут и в радиоизлучении.

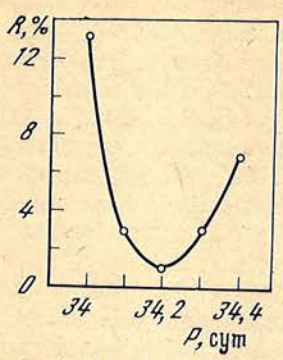
Нами были собраны литературные данные о радиовсплесках с величиной потока $S > 1$ Ян в максимуме всплеска и длительностью в несколько дней за период времени с 1972 по 1980 г. Даты максимума всплеска представлены в первом столбце таблицы. Во втором столбце приводится юлианский день максимума всплеска. В третьем — плотность потока в максимуме радиовсплеска на частоте $f = 5$ ГГц, и в четвертом столбце — интервал времени наблюдений.

Дата	J. D.	S, Ян	Интервал наблюдений	Литература
4.09 1972	244 1565	>10	4.09— 4.12	[4]
20.09 1972	1581	15	»	»
24.09 1972	1585	15	»	»
7.06 1973	1841	2	25.05— 3.07	»
1.07 1973	1865	7	»	»
24.11 1973	2041	8	24.12— 5.01	»
31.12 1973	2048	6	»	»
13.05 1974	2181	8	15.02—15.04	»
20.05 1974	2188	8	13.05—13.12	[4]
10.01 1975	2423	15	5.01—15.01	[5]
24.08 1975	2649	11	1.06—15.11	[5]
18.12 1977	3496	2	11.12—20.12	[6]
26.09 1980	4509	10	20.09— 3.10	[7]

Для момента каждого радиовсплеска была вычислена фаза в соответствии с эфемеридой $P = 34{,}1$ сут и $\mathrm{J.D.}_0 = 2441565{,}0$. Затем была построена гистограмма зависимости числа всплесков от фазы периода. Весь период был разбит на пять равных фазовых интервалов — бинов. Оказалось, что часть всплесков группируется в определенном интервале фаз и число их в этом бине превышает среднее значение.

Такие фазовые гистограммы были построены еще для четырех пробных периодов в интервале $P = (34{,}0 \div 34{,}4)$ сут. На каждой фазовой гистограмме имеется выброс. Такое распределение всплесков можно описать законом Пуассона. Тогда вероятность R того, что выброс может быть случаен, легко определить из таблиц распределения Пуассона. На рис. 1 построена зависимость вероятности R от пробного периода, где на оси абсцисс отложена величина пробного периода, а по оси ординат — значение вероятности R в процентах. Из рис. 1 видно, что при периоде $P = 34{,}2$ сут имеет место минимум значения вероятности R, а это означает, что следование мощных радиовсплесков лучше описывается периодом $P = 34{,}2$ сут.

На рис. 2 построена фазовая гистограмма числа всплесков для периода $P = 34{,}2$ сут. Весь период разбит на пять равных интервалов. Ниже оси абсцисс стрелками указано местоположение каждого всплеска на фазовой гистограмме. Из рис. 2 видно, что всплески группируются в определенном диапазоне фаз и более половины всплесков (7 из 13) сосредоточено в интервале $\varphi = 0{,}92 \div 0{,}12$. Вероятность, что такое отклонение (7 всплесков) от среднего значения числа всплесков в одном бине ($\bar{n} = 2{,}5$) случайно, составляет всего лишь один процент. При этом интересно отметить, что положения максимумов интенсивности рентгеновского излучения, зарегистрированные на спутниках COS-B и Ariel V [1], хорошо сов-



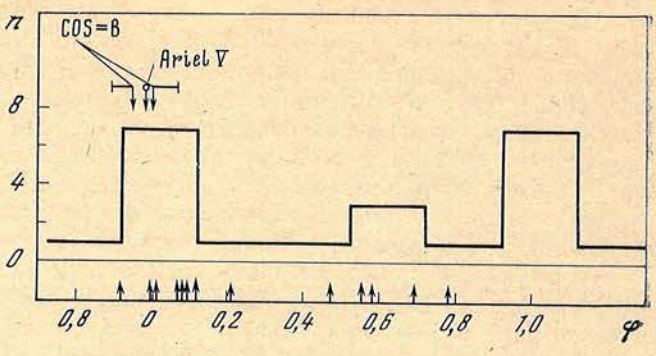
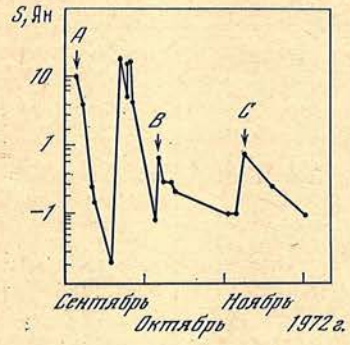


Рис. 1. Зависимость значения вероятности R от величины пробного периода

Рис. 2. Фазовая гистрограмма радиовсплесков для периода $P = 34{,}2$ сут

По оси абсцисс отложена фаза в долях периода $P = 34{,}2$ сут, по оси ординат число всплесков; $t_0 =$ J. D. 2441565,0



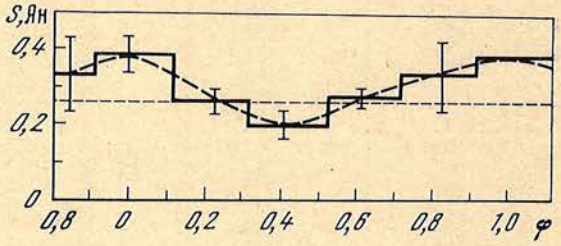


Рис. 3. Радиоизлучение источника Cyg X-3 на частоте $f = 5$ ГГц, наблюдавшееся с сентября по ноябрь 1972 г.

Рис. 4. Фазовая гистограмма плотности потока радиоизлучения источника Cyg X-3

По оси абсцисс отложена фаза в долях периода $P = 34{,}2$ сут, по оси ординат плотность потока в янах

падают с положением пика на фазовой гистограмме радиовсплесков (см. рис. 2, вверху). Это может означать, что, когда наблюдается мощный радиовсплеск от Cyg X-3, в рентгеновском диапазоне происходит увеличение интенсивности излучения.

Далее рассмотрим более подробно события в радиоизлучении Cyg X-3, происшедшие в конце 1972 г. На рис. 3 представлены непрерывные изменения интенсивности радиоизлучения со временем [4]. Из рис. 3 видно, что всплески A, B и C следуют один за другим через равные 34-дневные промежутки времени.

В период с 1975 по 1978 г. наблюдения объекта Cyg X-3 проводились на 22-м радиотелескопе Крымской обсерватории на волне $\lambda = 1{,}35$ см, результаты наблюдений опубликованы в [6]. Авторы [6] указывают, что в тот период времени активность источника Cyg X-3 в радиоизлучении по сравнению с предыдущими годами уменьшилась и плотность потока превышала уровень 1 Ян только в течение 2,5% времени наблюдений. Таким образом, если исключить активные проявления источника Cyg X-3, указанные в [6], то, по-видимому, можно считать, что источник Cyg X-3 находился в спокойном состоянии. Эти наблюдения, за исключением интервалов активности источника Cyg X-3, мы обработали, принимая значения периода $P = 34{,}2$ сут и начального момента времени $\mathrm{J.D.}_0 = 2441565{,}0$. Методом наложения эпох была построена фазовая гистограмма плотности потока радиоизлучения для спокойного состояния Cyg X-3 на рис. 4. Из рис. 4 видно, что полученная гистограмма хорошо аппроксимируется

синусоидой. Максимум синусоиды совпадает с пиком фазовой гистограммы для радиовсплесков (см. рис. 2), а размах синусоиды, двойная амплитуда равна $2A = 1{,}88 \pm 0{,}46$ Ян, что составляет $4{,}1\sigma$. Этот факт, а также предыдущие результаты позволяют нам высказать предположение о наличии как в спокойном радиоизлучении источника Cyg X-3, так и в следовании мощных всплесков периодической составляющей $P = 34{,}2$ сут. Такой вывод хорошо согласуется с результатами, полученными в рентгеновском диапазоне [1].

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность И. Г. Моисееву, А. А. Степаняну, В. А. Ефанову за советы и замечания при обсуждении статьи.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Molteni D., Rapisarda M., Robba N. R., Scarsi L.*— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 87, p. 88—91.
2. *Нешпор Ю. И., Владимирский Б. М., Зыскин Ю. Л.* и др.— Изв. АН СССР, 1982, т. 46, № 9, с. 1665.
3. *Weekes T. C., Danaher S., Fegan D. J., Porter N. A.*— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 104, p. 4.
4. *McEllin M.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, vol. 170, p. 1P — 6P.
5. *McEllin M.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1976, vol. 175, N 1, p. 5P — 8P.
6. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 103—107.
7. *Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S.* CBAT Circ., 1980, N 3522 Oct. 3.

УДК 523.8

ИССЛЕДОВАНИЕ Am-ЗВЕЗДЫ 16 Ori МЕТОДОМ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

Л. С. Любимков, И. С. Саванов

По спектрограммам с дисперсией 8 и 12 Å/мм на основе моделей атмосфер Куруца [5] выполнен анализ Am-звезды 16 Ori, входящей в скопление Гиады. Найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{эф} = 7900 \pm 100$ К, $\lg g = 4{,}35 \pm 0{,}15$ и $\xi_t = 6{,}0 \pm 0{,}5$ км/с.

Определено содержание 23 элементов (табл. 4). Обнаружены дефицит кальция и скандия и избыток более тяжелых элементов, причем избыток (относительно Солнца) в среднем растет с увеличением атомного веса (рис. 4). Найденный химический состав атмосферы 16 Ori сопоставлен с составом атмосфер двух других Am-звезд, также входящих в скопление Гиады и изученных ранее методом моделей атмосфер (рис. 5). Более горячая Am-звезда 68 Tau, исследованная в [1], показывает отличия в содержании Ca, Sc и тяжелых элементов по сравнению с 16 Ori. С другой стороны, близкая по характеристикам звезда 63 Tau, рассмотренная Хундтом [11], имеет примерно такой же химический состав, как и 16 Ori. Показано, что оценки содержания элементов (относительно водорода), полученные для этих трех Am-звезд Смитом [14], систематически занижены.

Сравнением с эволюционными расчетами [20] определены масса, радиус, светимость и возраст звезды (табл. 5). По-видимому, звезда 16 Ori еще достаточна молода ($t \sim$ ~ 250 млн. лет) и в ее ядре продолжается горение водорода.

A MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF THE Am STAR 16 Ori, by *L. S. Lyubimkov* and *I. S. Savanov*.— On the basis of model atmospheres of Kurucz [5], using spectrograms with the dispersion of 8 and 12 Å/мм, we have analysed the Am star 16 Ori belonging to the Hyades cluster. The following values of effective temperature, surface gravity and microturbulent velocity were obtained: $T_{ef} = 7900 \pm 100$ K, $\log g = 4.35 \pm$ ± 0.15, $\xi_t = 6.0 \pm 0.5$ km/s.

The abundances of 23 elements were found (table 4). Calcium and scandium are underabundant, while heavy elements show overabundance growing with the increase of the atomic weight (fig. 4). Chemical composition of the atmosphere of 16 Ori is compared

with the results of the model atmosphere analysis of two other Am stars, also belonging to the Hyades (fig. 5). A hotter Am star 68 Tau, examined in [1], differs from 16 Ori in abundances of Ca, Sc, and heavy elements. On the other side the star 63 Tau (which was examined by Hundt [11]) showing likeness in atmospheric parameters (table 3), has chemical composition close to that of 16 Ori. It was found that the abundances of elements for these three Am stars evaluated by Smith [14] are systematically lowered.

Mass, radius, luminocity and age of the star were found using evolutionary calculations [20] (table 5). Apparently, the star 16 Ori is sufficiently young ($t \sim 250$ million years), and hydrogen burning in its core is being continued.

1. Наблюдательные данные

Как уже отмечалось в [1], имеющиеся в настоящее время сведения о химическом составе атмосфер Am-звезд требуют уточнения. Возможность такого уточнения связана прежде всего с применением метода моделей атмосфер. В [1] мы использовали подобную методику при исследовании Am-звезды 68 Tau из скопления Гиады. Это довольно горячая звезда, ее эффективная температура согласно нашей оценке составляет 9300 К.

Таблица 1

Спектральные наблюдения 16 Ori

Дата, 1978 г.	Спектральная область, Å	Дисперсия, Å/мм	Экспозиция, мин	Тип фотоматериалов
20.11	3700—4500	8	24	103 aO
20.11	4150—5000	8	30	103 aO
18.11	4150—5000	8	60	103 aO
18.11	4730—6150	12	45	103 aD
18.11	4730—6150	12	35	103 aD
18.11	5700—6800	12	120	103 aF
20.11	5700—6800	12	80	103 aF

Теперь для сравнения мы рассмотрим более холодную Am-звезду 16 Ori, принадлежащую тому же скоплению. Она относится к спектральному подклассу A9 (определенному по водородным линиям, см. [2]), имеет звездную величину $m_V = 5^m43$ и небольшую скорость вращения $v \sin i = 15$ км/с [3].

Наблюдательный материал для 16 Ori был получен на телескопе 2,6 м Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом фокуса куде. Основные данные о спектрограммах приведены в табл. 1. Фотометрические измерения спектрограмм проводились на микрофотометре непосредственно в интенсивностях. Для отождествления линий и определения их эквивалентных ширин применялась методика, описанная в [4]. Как и в [1], для анализа отбирались только неблендированные линии с относительно хорошо известными силами осцилляторов.

Список рассмотренных линий приведен в табл. 2. Здесь для каждой линии указаны длина волны λ, номер мультиплета n, потенциал возбуждения нижнего уровня χ, сила осциллятора f, измеренная эквивалентная ширина W_λ и найденное содержание ε соответствующего элемента. Последняя величина дается в обычной шкале, где $\lg \varepsilon\,(\mathrm{El}) = \lg\,[N\,(\mathrm{El})/N\,(H)] + 12$, так что для водорода $\lg \varepsilon\,(\mathrm{H}) = 12$.

2. Определение $T_{эф}$ и $\lg g$

Наши вычисления основывались на моделях атмосфер Куруча [5]. Методика расчетов описана в [6] и частично в [1]. Все расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

На рис. 1 приведена диаграмма для определения эффективной темпе-

Таблица 2

Список исследованных линий

Элемент λ, Å	n	χ, эВ	lg gf	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}$ + 6	lg ε
1	2	3	4	5	6
C I					
5052,12	12	7,65	−1,49	1,10	8,26
Na I					
5682,63	6	2,09	−0,67	1,32	6,85
5688,21	6	2,10	−0,40	1,46	6,88
5889,95	1	0,00	+0,11	1,91	7,02
5895,92	1	0,00	−0,19	1,85	6,99
Mg I					
4167,30	15	4,35	−1,19	1,55	7,81
5167,32	2	2,70	−0,87	1,87	7,80
5172,68	2	2,70	−0,55	1,82	7,24
5528,39	9	4,33	−0,48	1,62	7,52
5711,10	8	4,33	−1,71	0,75	7,25
Si I					
5665,60	10	4,90	−2,04	0,64	7,86
5684,52	11	4,93	−1,65	0,75	7,59
5690,47	10	4,91	−1,87	0,48	7,51
5708,44	10	4,93	−1,47	0,75	7,40
5772,26	17	5,06	−1,75	0,70	7,75
5793,13	9	4,91	−2,06	0,58	7,83
5948,58	16	5,06	−1,23	1,20	7,83
6254,25	28	5,59	−0,61	1,25	7,70
Si II					
5056,02	5	10,03	+0,54	1,27	7,64
5978,97	4	10,03	+0,01	0,83	7,67
6371,36	2	8,09	−0,05	1,58	7,94
Ca II					
4226,73	2	0,00	+0,24	1,78	5,41
4283,01	5	1,88	−0,22	1,03	5,59
4289,36	5	1,87	−0,30	1,11	5,78
4302,53	5	1,89	+0,27	1,26	5,36
4318,65	5	1,89	−0,21	1,18	5,77
4425,44	4	1,87	−0,18	1,00	5,50
4434,96	4	1,88	−0,03	1,15	5,51
4454,78	4	1,89	+0,25	1,48	5,76
5349,47	33	2,70	−0,37	0,66	5,92
5588,76	21	2,51	+0,14	0,86	5,47
5857,45	47	2,92	+0,17	1,02	5,92
6162,17	3	1,89	−0,25	0,89	5,45
6122,22	3	1,88	−0,43	0,81	5,53
Sc II					
4325,01	15	0,59	−0,39	1,05	2,38
4374,46	14	0,62	−0,50	0,90	2,36
Ti II					
4028,33	87	1,88	−1,12	1,67	5,49
4163,64	105	2,58	−0,40	1,66	5,27
4290,22	41	1,16	−0,97	1,83	5,54
4294,10	20	1,08	−1,05	1,84	5,61
4300,05	41	1,18	−0,81	1,84	5,45
4301,93	41	1,16	−1,41	1,66	5,25
4312,86	41	1,18	−1,28	1,64	5,07
4316,81	94	2,04	−1,83	1,15	5,41
4320,97	41	1,16	−1,88	1,53	5,37
4367,66	104	2,58	−0,68	1,58	5,35
4386,86	104	2,59	−0,79	1,38	5,05
4394,06	51	1,22	−1,71	1,36	4,93
4395,03	19	1,08	−0,65	1,85	5,28
4395,85	61	1,24	−1,50	1,31	4,66
4399,77	51	1,23	−1,51	1,67	5,45
4417,72	40	1,16	−1,37	1,60	5,04
4418,34	51	1,23	−2,24	1,31	5,40
4421,95	93	2,05	−1,45	1,08	4,93
4443,80	19	1,08	−0,81	1,70	4,75
4444,56	31	1,11	−2,24	1,33	5,34
4450,49	19	1,08	−1,59	1,62	5,26
4468,49	31	1,13	−0,77	1,80	5,20
4488,32	115	3,11	−0,75	1,42	5,46
4501,27	31	1,11	−0,90	1,69	4,84
4563,76	50	1,22	−0,90	1,66	4,82
4589,96	50	1,23	−1,72	1,33	4,90
4911,21	114	3,11	−0,75	1,19	5,11
5129,14	86	1,88	−1,51	1,53	5,61
5185,90	86	1,88	−1,56	1,11	4,93
5188,70	70	1,57	−1,15	1,48	4,90
5211,54	103	2,58	−1,60	0,74	5,08
5268,62	103	2,59	−1,60	0,70	5,05
5336,81	69	1,57	−1,75	1,08	4,87
5381,02	69	1,56	−2,08	1,00	5,08
V I					
4111,79	27	0,30	+0,35	1,16	4,86
4379,24	22	0,30	+0,46	0,83	4,40
4389,97	22	0,27	+0,09	0,87	4,80
V II					
3866,74	11	1,42	−1,58	1,49	5,09
3951,97	10	1,47	−0,81	1,55	4,53
4002,94	9	1,42	−1,49	1,40	4,84
4008,17	32	1,79	−1,98	0,81	4,93
4023,39	32	1,80	−0,72	1,52	4,58
4183,44	37	2,04	−1,14	1,25	4,80
4234,25	24	1,68	−2,18	0,88	5,14
4564,59	56	2,26	−1,36	1,01	4,84
Cr I					
4129,21	97	2,90	−0,21	1,21	6,58
4254,35	1	0,00	−0,11	1,83	6,15
4274,80	1	0,00	−0,23	1,78	5,97
4289,72	1	0,00	−0,38	1,87	6,72
4359,63	22	0,98	−1,11	1,50	6,57
4371,28	22	1,00	−1,09	1,24	6,13
4526,45	33	2,53	−0,07	1,27	6,27
5204,52	7	0,94	−0,17	1,40	5,46
5206,04	7	0,94	+0,03	1,86	7,01
5208,44	7	0,94	+0,16	1,75	6,30
5328,34	94	2,90	+0,32	0,75	5,56
5345,81	18	1,00	−0,91	1,21	5,92
5348,32	18	1,00	−1,29	0,67	5,73
5409,79	18	1,03	−0,72	1,24	5,80
Cr II					
4242,38	31	3,85	−1,56	1,62	6,43
4252,62	31	3,84	−2,10	1,44	6,54
4261,92	31	3,85	−1,73	1,73	6,99
4269,28	31	3,84	−2,33	1,43	6,75
4275,57	31	3,84	−1,85	1,60	6,65
4284,21	31	3,84	−1,91	1,44	6,35
4539,62	39	4,02	−2,26	1,44	6,85
4558,66	44	4,06	−0,49	1,82	6,39
4588,22	44	4,05	−0,66	1,56	5,55
4592,09	44	4,06	−1,35	1,42	5,93
4616,64	44	4,05	−1,35	1,43	5,95
4618,83	44	4,06	−0,96	1,71	6,37
4634,11	44	4,05	−1,06	1,62	6,13

Таблица 2 (*продолжение*)

Элемент λ, Å	n	χ, эВ	lg gf	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}+6$	lg ε
1	2	3	4	5	6
Cr II					
5153,49	24	3,74	—2,58	1,24	6,66
5237,34	43	4,06	—1,08	1,40	5,68
5279,92	43	4,06	—1,89	1,35	6,40
5305,85	24	3,81	—2,04	1,08	5,96
5334,88	43	4,05	—1,59	1,33	6,05
5478,35	50	4,16	—1,62	1,00	5,71
5502,05	50	4,15	—1,49	1,17	5,79
Mn I					
4030,76	2	0,00	—0,60	1,95	6,48
4033,07	2	0,00	—0,75	1,88	6,55
4034,49	2	0,00	—0,93	1,67	5,58
4055,54	5	2,13	—0,09	1,68	6,35
4265,92	23	2,93	—0,60	0,98	6,24
4281,10	23	2,91	—0,59	1,27	6,54
4436,35	22	2,91	—0,56	0,95	6,18
4451,59	22	2,88	+0,08	1,28	5,86
4458,26	28	3,06	—0,34	1,25	6,37
5407,42	4	2,13	—1,70	0,97	6,75
6013,50	27	3,06	—0,48	0,74	5,94
6021,80	27	3,06	—0,18	0,75	5,64
Fe I					
3849,97	20	1,01	—0,87	1,88	7,67
3859,91	4	0,00	—0,71	1,98	7,41
3865,53	20	1,01	—0,98	1,84	7,55
3922,91	4	0,05	—1,65	1,85	7,58
3927,92	4	0,11	—1,54	1,88	7,66
4044,61	359	2,82	—1,08	1,48	7,73
4058,23	558	3,20	—1,01	1,28	7,60
4062,45	359	2,83	—0,96	1,68	8,15
4067,98	559	3,20	—0,61	1,56	7,71
4121,81	356	2,82	—1,27	1,29	7,53
4132,06	357	2,83	—1,04	1,93	8,18
4132,90	43	1,60	—0,59	1,66	8,17
4134,68	357	2,82	—0,64	1,61	7,61
4143,87	43	1,55	—0,48	1,85	7,58
4147,67	42	1,48	—2,10	1,49	7,80
4156,80	354	2,82	—0,78	1,70	8,06
4174,92	19	0,91	—2,97	1,35	8,01
4175,64	354	2,83	—0,83	1,68	8,04
4187,80	152	2,41	—0,55	1,81	8,06
4200,93	689	3,38	—1,00	1,30	7,75
4202,03	42	1,48	—0,71	1,90	8,04
4206,70	3	0,05	—3,89	1,22	8,16
4210,35	152	2,47	—0,95	1,64	7,77
4213,65	355	2,83	—1,29	1,36	7,74
4216,19	3	0,00	—3,36	1,44	7,88
4217,55	693	3,42	—0,56	1,58	7,89
4219,36	800	3,56	—0,07	1,70	7,90
4222,22	152	2,44	—0,97	1,56	7,54
4227,43	693	3,32	+0,09	1,84	8,21
4233,61	152	2,47	—0,60	1,70	7,64
4135,94	152	2,41	—0,34	1,84	8,01
4238,82	693	3,38	—0,46	1,62	7,88
4248,23	482	3,06	—1,32	1,27	7,80
4250,13	152	2,46	—0,41	1,72	7,53
4260,48	152	2,39	—0,13	1,85	7,84
4267,83	482	3,10	—1,09	1,31	7,66
4271,16	152	2,44	—0,35	1,80	7,84
4271,76	42	1,48	—0,16	1,92	7,62
4282,41	71	2,17	—0,84	1,73	7,81
4298,04	520	3,03	—1,32	1,28	7,80
4375,93	2	0,00	—3,05	1,46	7,62
4383,55	41	1,48	+0,20	1,91	7,25
4388,42	830	3,59	—0,80	1,35	7,79
4404,75	41	1,55	—0,14	1,90	7,56
4415,13	41	1,60	—0,62	1,82	7,64
4427,31	2	0,05	—3,04	1,53	7,80
4442,34	68	2,19	—1,26	1,63	7,88
4447,72	68	2,21	—1,34	1,48	7,58
4461,65	2	0,09	—3,21	1,48	7,89
4466,55	350	2,82	—0,73	1,65	7,88
4469,38	830	3,64	—0,44	1,53	7,83
4476,02	350	2,83	—0,72	1,72	8,17
4485,68	830	3,67	—1,02	1,08	7,71
4494,57	68	2,19	—1,14	1,62	7,74
4528,62	68	2,17	—0,82	1,80	8,18
4891,50	318	2,84	—0,22	1,70	7,67
4920,51	318	2,82	—0,01	1,76	7,74
4946,39	687	3,35	—1,31	1,14	7,84
4994,13	16	0,91	—3,08	1,16	7,86
5002,80	687	3,38	—1,58	0,88	7,86
5012,07	16	0,86	—2,64	1,54	8,08
5022,24	965	3,97	—0,74	1,24	7,85
5051,64	16	0,91	—2,80	1,47	8,11
5079,00	1092	4,28	—0,24	1,46	7,99
5090,79	1090	4,24	—0,41	1,12	7,76
5107,65	36	1,55	—2,42	1,41	8,08
5133,69	1092	4,16	+0,11	1,48	7,61
5150,84	16	0,99	—3,14	0,98	7,78
5162,29	1089	4,16	—0,01	1,50	7,78
5198,71	66	2,21	—2,14	0,82	7,63
5199,94	36	1,55	—2,09	1,42	7,77
5202,34	66	2,17	—1,84	1,36	7,87
5232,95	383	2,93	—0,29	1,64	7,63
5266,56	383	2,99	—0,60	1,48	7,49
5324,19	1146	4,30	+0,26	1,61	7,98
5371,49	15	0,95	—1,65	1,64	7,55
5405,78	15	0,99	—1,84	1,58	7,55
5415,20	1165	4,37	+0,47	1,60	7,84
5429,70	15	0,95	—1,88	1,74	8,25
5434,53	15	1,01	—2,12	1,50	7,61
5446,92	15	0,99	—1,90	1,76	8,41
5473,91	1062	4,14	—0,98	1,12	8,08
5506,78	15	0,99	—2,80	1,25	7,78
5569,63	686	3,40	—0,68	1,41	7,73
5572,85	686	3,38	—0,43	1,48	7,64
5576,10	686	3,42	—1,00	1,20	7,69
5615,65	686	3,32	—0,24	1,75	8,45
5679,02	1183	4,63	—0,92	0,92	8,12
5905,67	1181	4,63	—0,79	0,79	7,84
5976,80	959	3,93	—1,35	1,02	8,18
6003,00	959	3,86	—1,13	1,03	7,93
Fe II					
4070,03	22	2,54	—4,45	1,26	8,38
4119,53	21	2,53	—4,39	1,16	8,19
4122,64	28	2,57	—3,58	1,68	8,40
4128,74	27	2,57	—3,54	1,39	7,68
4233,17	27	2,57	—2,08	1,94	8,13
4303,17	27	2,69	—2,65	1,75	7,88
4314,29	32	2,66	—3,55	1,58	8,16
4351,76	27	2,69	—2,36	1,91	8,40
4385,38	27	2,77	—2,69	1,74	7,95
4413,60	32	2,66	—4,10	1,32	8,20
4416,82	27	2,77	—2,68	1,73	7,90
4472,92	37	2,83	—3,54	1,57	8,27
4489,19	37	2,82	—3,02	1,67	8,06
4491,40	37	2,84	—2,89	1,62	7,77
4508,28	38	2,84	—2,42	1,74	7,75
4515,34	37	2,83	—2,58	1,70	7,74
4520,23	37	2,79	—2,65	1,70	7,78

Таблица 2 (*окончание*)

Элемент λ, Å	n	χ, эВ	lg gf	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}+6$	lg ε
1	2	3	4	5	6
Fe II					
4522,63	38	2,83	−2,25	1,81	7,91
4541,52	38	2,84	−2,90	1,51	7,49
4555,89	37	2,82	−2,42	1,85	8,28
4576,33	38	2,83	−3,09	1,55	7,77
4582,84	37	2,83	−3,19	1,51	7,78
4583,83	38	2,79	−1,95	1,83	7,68
4620,51	38	2,82	−3,29	1,37	7,60
4629,34	37	2,79	−2,45	1,82	8,16
4923,92	42	2,88	−1,44	1,85	7,42
4993,36	36	2,79	−3,74	1,19	7,77
5018,43	42	2,88	−1,18	1,90	7,40
5197,57	49	3,22	−2,48	1,63	7,81
5234,62	49	3,21	−2,41	1,63	7,72
5254,91	49	3,22	−3,23	1,31	7,77
5264,80	48	3,22	−3,00	1,28	7,48
5275,99	49	3,19	−2,20	1,75	8,01
5316,61	49	3,14	−2,01	1,87	8,33
5325,56	49	3,21	−3,52	1,27	7,99
5414,09	48	3,21	−3,52	1,09	7,73
5425,27	49	3,19	−3,54	1,20	7,89
5534,86	55	3,23	−2,89	1,50	7,86
Co I					
3995,31	31	0,92	−0,16	1,70	5,90
4020,90	16	0,43	−2,04	1,11	6,35
5343,38	190	4,01	−0,19	0,70	6,57
5353,50	198	4,13	+0,59	1,18	6,43
5438,35	39	1,70	−1,53	0,70	6,28
Ni I					
4462,46	86	3,45	−0,53	1,32	6,98
4648,66	98	3,40	−0,05	1,38	6,57
4980,16	112	3,59	−0,12	1,22	6,54
5000,34	145	3,62	−0,34	1,12	6,63
5084,08	162	3,66	+0,12	1,47	6,81
5099,95	161	3,64	−0,22	1,31	6,82
5155,76	210	3,90	−0,03	1,20	6,65
5176,57	209	3,88	−0,35	0,85	6,56
Sr II					
4077,71	1	0,00	+0,21	2,11	3,78
4215,52	1	0,00	+0,04	2,02	3,55
Y II					
3950,35	6	0,10	−0,72	1,71	3,41
4309,62	5	0,18	−0,15	1,80	3,38
4358,73	5	0,10	−0,81	1,51	2,97
4374,94	13	0,41	+0,48	1,74	2,64
4398,02	5	0,13	−0,42	1,59	2,79
4422,59	5	0,10	−0,70	1,58	3,02
4900,13	22	1,03	−0,27	1,74	3,96
5087,42	20	1,08	−0,44	1,51	3,39
5200,42	20	0,99	−0,41	1,25	2,81
5509,91	19	0,99	−1,11	1,09	3,30
5544,61	27	1,73	−1,06	0,95	3,64
Zr II					
4029,68	41	0,71	−0,66	1,45	3,59
4048,68	43	0,80	−0,39	1,79	4,43
4150,97	42	0,80	−1,02	1,34	3,84
4156,24	29	0,71	−0,85	1,74	4,60
4161,20	42	0,71	−0,71	1,46	3,67
4208,99	41	0,71	−0,54	1,34	3,30
4211,88	15	0,52	−1,21	1,28	3,77
4231,64	99	1,75	−0,73	1,15	4,01
4379,78	88	1,53	−0,18	1,13	3,28
4440,45	79	1,20	−1,04	0,82	3,59
4442,99	89	1,48	−0,49	1,51	4,14
4457,42	79	1,18	−0,61	1,04	3,35
4496,96	40	0,71	−1,13	1,47	4,13
Ba II					
4554,03	1	0,00	−0,05	1,86	3,23
4934,09	1	0,00	−0,10	1,86	3,38
5853,68	2	0,60	−1,16	1,50	3,45
6141,72	2	0,70	−0,16	1,74	3,54
La II					
3988,51	40	0,40	+0,19	1,56	2,62
3921,54	40	0,23	−0,95	1,32	3,26
3949,10	41	0,40	+0,49	1,84	3,41
4025,87	42	0,32	−1,55	0,87	3,39
4031,68	40	0,32	−0,09	1,62	2,99
4042,91	66	0,92	+0,42	1,35	2,39
4086,72	10	0,00	−0,04	1,54	2,51
4123,23	41	0,32	+0,10	1,48	2,49
4238,38	41	0,40	−0,75	1,50	3,44
4286,97	75	1,94	+0,46	1,30	3,03
4526,12	50	0,77	−1,06	0,93	3,30
Ce II					
4186,60	1	0,38	+0,80	1,51	2,89
4222,60	36	0,12	−0,12	1,13	3,08
4248,68	1	0,20	+0,14	1,14	2,89
4382,17	2	0,20	+0,06	0,82	2,60
4460,21	2	0,00	−0,42	1,18	3,30
4486,91	57	0,29	−0,28	0,98	3,17
4562,36	1	0,00	+0,27	1,21	2,65
Pr II					
5259,74	35	0,63	−0,03	0,67	2,30
Nd II					
4061,09	10	0,47	+0,44	1,19	2,55
4462,99	50	0,56	−0,37	0,90	3,10
5092,80	48	0,38	−0,59	0,52	2,76
Eu II					
4129,73	1	0,00	+0,31	1,61	2,07
4205,05	1	0,00	+0,47	1,76	2,48
Gd II					
4251,73	15	0,38	+0,07	1,11	2,48

ратуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g. Как и в [1], для этой цели применялись три критерия. Одним из них является сравнение наблюдаемых и теоретических профилей бальмеровских линий. Эти линии в спектре 16 Ori имеют широкие крылья, в сильной степени искаженные линиями металлов, и это обстоятельство затрудняет построение наблюдаемых контуров. Наиболее надежно, на наш взгляд, устанавливается положение крыльев линии H_γ. Кроме того, полученный профиль H_γ мы могли сравнить с приведенным в статье Конти [7]. Согласие оказалось хорошим. Учиты-

вая сказанное, мы ограничились рассмотрением линии H_γ. Вычисленные контуры H_γ представлены в [5].

В качестве второго критерия использовалось сравнение наблюдаемого и теоретического отношения потоков излучения в двух участках непрерывного спектра на длинах волн λ4625 и λ3625 Å. Теоретические потоки приведены в [5]. Наблюдательные данные о распределении энергии в спектре 16 Ori были взяты из статьи Оука и Конти [8]. Эти данные были основаны на абсолютной калибровке Веги, выполненной Оуком [9] и неоднократно уточнявшейся в последующие годы. В связи с этим мы исправили результаты [8], приняв во внимание поправки [10]. Поскольку исследуемая звезда принадлежит скоплению Гиады и, следовательно, находится на близком от нас расстоянии, нам не пришлось исправлять наблюдаемые потоки за межзвездное поглощение.

В спектре 16 Ori присутствуют многочисленные и достаточно сильные линии металлов, поэтому наблюдаемое распределение энергии необходимо исправить за этот эффект. Полученные спектрограммы не позволили

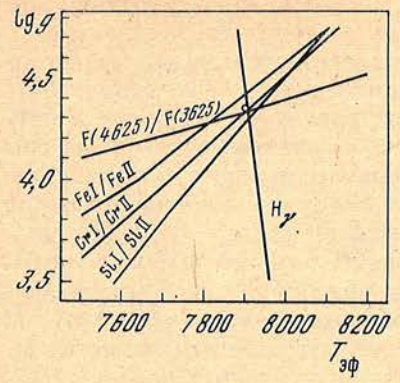
Таблица 3

Основные параметры атмосфер Am-звезд 16 Ori (наши данные) и 63 Tau (Хундт [11])

Звезда	$T_{эф}$, К	lg g	ξ_t, км/с	[Fe/H]
16 Ori	7900±100	4,35±0,15	6,0±0,5	0,32
63 Tau	7750±200	4,3±0,3	5,0±0,5	0,40

оценить блендирование потока линиями в районе 3625 Å. К счастью, звезда 16 Ori, как будет показано ниже, по параметрам атмосферы оказалась близкой к Am-звезде 63 Tau, которая была детально исследована Хундтом [11] и для которой имеются оценки блендирования линиями в диапазоне 3300—6600 Å (см. [12]). Близость этих звезд видна из табл. 3. В частности, в последнем столбце табл. 3 указано содержание железа по отношению к Солнцу (в логарифмической шкале, причем использована одна система сил осцилляторов). Важно, что содержание элементов группы железа, линии которых наиболее многочисленны в спектре и вносят наибольший вклад в блендирование, у 16 Ori и 63 Tau оказалось близким. Мы сравнили наши оценки блокировочных коэффициентов для 16 Ori в интервалах длиной 25 Å с измерениями [12] для 63 Tau в диапазоне длин волн от 4000 до 5300 Å. Как и следовало ожидать, в пределах ошибок измерений для обеих звезд получаются одни и те же значения блокировочных коэффициентов. Поэтому при исправлении наблюдаемого потока в районе λ 3625 Å у 16 Ori мы воспользовались данными [12] для 63 Tau.

В качестве третьего критерия при определении $T_{эф}$ и lg g рассматривалось ионизационное равновесие для Cr, Fe и Si. Из этих трех элементов наиболее надежные результаты дает хром. Данные, полученные для железа и кремния, не столь надежны, так как для линий Fe II недостаточно уверенно определены силы осцилляторов gf, а линии Si II приводят к заметному разбросу в содержании кремния. Здесь следует отметить, что для Fe II использовались значения gf в системе А. А. Боярчука и М. Е. Боярчук [13]. Эти значения несколько отличаются от принятых в [1] при исследовании Am-звезды 68 Tau, однако их применение приводит на рис. 1 к лучшему согласию линии Fe I/Fe II с окончательной моделью. Отметим, что если и в [1] gf-величины для Fe II брать в системе [13], это не внесет заметных изменений в найденные параметры $T_{эф}$ и lg g для 68 Tau. В отличие от Fe II для других элементов силы осцилляторов практически не изменились.



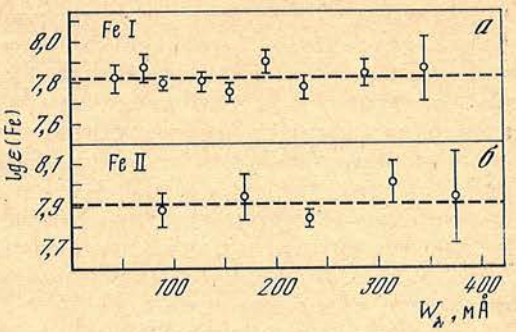


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g

Кружок соответствует принятой модели

Рис. 2. Среднее содержание железа и средняя ошибка σ для групп линий Fe I (*а*) и Fe II (*б*) в зависимости от эквивалентной ширины при $\xi_t = 6$ км/с

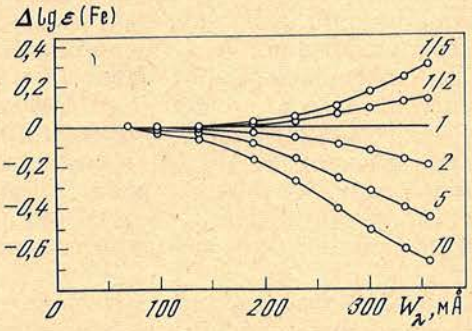


Рис. 3. Изменения в содержании железа при увеличении затухания γ (τ) в 1/5, 1/2, 1, 2, 5 и 10 раз, вычисленные для ряда линий Fe I с разными эквивалентными ширинами при $\xi_t = 6$ км/с

Расчеты ионизационного равновесия были выполнены дважды: сначала при скорости микротурбулентности $\xi_t = 7$ км/с в соответствии с оценкой Смита [14], затем при уточненном значении $\xi_t = 6$ км/с (см. ниже). Окончательно на основании рис. 1 были приняты следующие параметры атмосферы 16 Ori: $T_{эф} = 7900 \pm 100$ К, $\lg g = 4{,}35 \pm 0{,}15$.

3. Микротурбулентность и постоянная затухания

Как и в [1], анализ микротурбулентности был выполнен прежде всего по линиям Fe I. Они составляют наиболее многочисленную группу в нашем списке (рассмотрена 91 линия Fe I). Кроме того, для них достаточно хорошо известны силы осцилляторов. Все линии были разбиты на девять групп в зависимости от эквивалентной ширины W_λ, и по ним вычислялось содержание железа $\lg \varepsilon$ (Fe) при разных значениях скорости микротурбулентности ξ_t. Оказалось, что лишь при $\xi_t = 6$ км/с отсутствуют систематические изменения величины $\lg \varepsilon$ (Fe) при увеличении W_λ (см. рис. 2, *а*). Как известно, именно отсутствие хода в содержании элемента при возрастании W_λ и служит критерием для выбора параметра ξ_t.

Линии Fe II и Ti II также позволяют оценить скорость микротурбулентности. Рассмотрение линий Fe II снова приводит к значению $\xi_t = 6$ км/с (рис. 2, *б*), в то время как расчеты по линиям Ti II дают скорость микротурбулентности, близкую к 7 км/с. Последний результат является менее уверенным, так как он основан на анализе только 34 линий Ti II, разбитых на четыре группы. При этом определение ξ_t фактически опирается на последнюю группу, в которую входит лишь пять наиболее сильных линий с ширинами $W_\lambda \sim 300$ мÅ. Не исключено, что для этих линий систематически занижены силы осцилляторов. Кроме того, они особенно чувствительны к ошибкам в постоянной затухания γ. Наши рас-

четы показывают, что достаточно увеличить γ в 7 раз, чтобы и линии Ti II дали значение $\xi_t = 6$ км/с. Рассмотрим роль γ несколько подробнее.

Величина γ складывается из следующих трех частей: γ_{rad} — радиационное затухание, γ_{St} — штарковское затухание и γ_{VdW} — затухание, обусловленное силами Ван-дер-Ваальса. Из этих слагаемых постоянным является только γ_{rad}, в то время как γ_{St} и γ_{VdW} зависят от температуры и давления, поэтому полное затухание γ приходится вычислять как функцию оптической глубины τ, т. е. $\gamma = \gamma(\tau)$. В нашем случае наибольший вклад в $\gamma(\tau)$ вносит сумма $\gamma_{St} + \gamma_{rad}$, в то время как вкладом γ_{VdW} можно пренебречь (даже с учетом того, что при вычислении γ_{VdW} мы вводили поправочный множитель, который, например, для линий Fe I был принят равным 2,5 [15]). Величина γ_{rad} зачастую точно неизвестна; в частности, она неизвестна и для линий Fe I, Fe II и Ti II, по которым определяется ξ_t. В расчетах обычно используют «классическое» значение $\gamma_{rad} = 22{,}23 \cdot 10^{14}/\lambda$, где длина волны λ выражена в ангстремах. Однако установлено, что иногда классическая формула может занижать реальную величину γ_{rad} в 10 раз и более. Что касается штарковского затухания, то здесь для многих линий приходится брать приближенное значение константы C_4, через которую выражается γ_{St}. Таким образом, суммарная величина $\gamma(\tau)$ может содержать ошибки, и полезно выяснить, как эти ошибки могут влиять на определение $\lg \varepsilon$ по конкретным линиям.

Для ряда линий Fe I с разными эквивалентными ширинами мы умножали первоначальные значения $\gamma(\tau)$ на $^1/_5$, $^1/_2$, 2, 5, 10 и смотрели, как меняется содержание $\lg \varepsilon$ (Fe). Результаты расчетов представлены на рис. 3. Здесь принято $\xi_t = 6$ км/с. Видно, что изменения в содержании сильно зависят от W_λ. Например, для сравнительно слабых линий с ширинами $W_\lambda \leqslant 150$ мÅ вариации γ практически не влияют на результат (в этом случае $|\Delta \lg \varepsilon| < 0{,}1$). Зато при $W_\lambda \approx 300$ мÅ ошибка в постоянной затухания может завысить или занизить $\lg \varepsilon$ (Fe) на несколько десятых.

Рис. 3 построен при $\xi_t = 6$ км/с, однако, как показали наши вычисления, влияние ошибок в γ существенно зависит от принятой скорости микротурбулентности. При уменьшении ξ_t изменения в содержании для сильных линий заметно возрастают. Это становится понятным, если учесть, что величина γ входит в расчеты через параметр a, от которого зависит функция Фойгта $H(a, x)$, определяющая профиль коэффициента поглощения в линии. При этом $a \sim \gamma/v$, где $v = \sqrt{v_{\text{тепл}}^2 + \xi_t^2}$. В нашем случае $v \approx \xi_t$, так как скорость микротурбулентности ξ_t существенно превышает тепловую скорость $v_{\text{тепл}}$ атомов железа.

Из проведенных нами вычислений следует, что, если для рассмотренных линий величина γ найдена с систематической ошибкой (например, недооценено штарковское затухание), это может привести к неточности в скорости ξ_t порядка 1 км/с. Возможно, именно такие ошибки в γ и явились причиной завышения ξ_t по линим Ti II.

В дальнейших расчетах было принято значение микротурбулентности $\xi_t = 6$ км/с, полученное по линиям Fe I и Fe II. Отметим, что, как и в случае 68 Tau [1], обычная методика определения ξ_t не позволяет сделать окончательного вывода о постоянстве ξ_t в атмосфере исследуемой звезды.

4. Химический состав

На основе модели атмосферы с параметрами $T_{\text{эф}} = 7900$ К, $\lg g = 4{,}35$ и $\xi_t = 6$ км/с мы нашли содержание 23 химических элементов в атмосфере 16 Ori. Результаты для отдельных линий представлены в табл. 2, а средние значения $\lg \varepsilon$ приведены в табл. 4. Здесь же для сравнения указано содержание элементов в солнечной фотосфере, полученное в той же системе сил осцилляторов gf.

Как уже отмечалось, для линий Fe II применялись значения gf в шкале [13]. При этом мы уточнили фотосферное содержание железа, определяемое по линиям Fe II. Отметим, что в [13] оно было принято равным

Таблица 4

Содержание элементов в атмосферах 16 Ori и Солнца

Элемент	Число линий	lg ε		Элемент	Число линий	lg ε	
		16 Ori	Солнце			16 Ori	Солнце
C I	1	8,26	8,70	Fe I	91	7,82	7,50
Na I	4	6,94	6,28	Fe II	38	7,91	7,56
Mg I	5	7,52	7,60	Co I	5	6,31	4,60
Si I	8	7,68	7,65	Ni I	8	6,70	6,08
Si II	3	7,75	7,55	Sr II	2	3,67	2,90
Ca I	13	5,61	6,36	Y II	11	3,21	2,18
Sc II	2	2,37	3,05	Zr II	13	3,82	2,98
Ti II	34	5,17	4,85	Ba II	4	3,40	2,09
V I	3	4,69	4,04	La II	11	2,98	1,13
V II	8	4,84	4,00	Ce II	7	2,94	1,55
Cr I	14	6,16	5,60	Pr II	1	2,30	0,83
Cr II	20	6,26	5,50	Nd II	3	2,80	1,23
Mn I	12	6,21	5,55	Eu II	2	2,28	0,70
				Gd II	1	2,48	1,10

lg ε (Fe) = 7,42. Мы рассмотрели три работы [16—18], в которых определение lg ε (Fe) проводилось по линиям Fe II методом моделей атмосфер. По слабым линиям (чтобы устранить влияние ошибок в затухании и в турбулентности) мы нашли, что в принятой системе сил осцилляторов фотосферные линии Fe II дают содержание lg ε (Fe) = 7,56. Этот результат хорошо согласуется со значением 7,50, определенным по нейтральному железу.

На рис. 4 найденный химический состав сопоставлен с химическим составом атмосферы Солнца. Видно, что исследованная звезда показывает здесь сильные аномалии. Обнаружен значительный дефицит Ca и Sc; содержание этих элементов оказалось пониженным примерно в 5 раз. Имеется также некоторый дефицит углерода. Большинство остальных элементов показывает избыток относительно Солнца, причем этот избыток растет с увеличением атомного веса. Аналогичный рост был найден нами и для более горячей Am-звезды 68 Tau [1].

Как наши расчеты для 16 Ori и 68 Tau, так и данные Смита [14] указывают на дефицит углерода у Am-звезд. Однако к этому результату следует отнестись с осторожностью. Недавние вычисления Губены [19], выполненные при отказе от условия локального термодинамического равновесия (ЛТР), показали, что учет отклонений от ЛТР может сильно понижать населенность атомных уровней C I в атмосферах звезд класса A. Если это так, тогда вычисленные эквивалентные ширины линий C I будут ниже, чем при условии ЛТР. А это в свою очередь может привести к повышению определяемого содержания углерода.

На рис. 5 (вверху) сравниваются наши данные о химическом составе Am-звезд 16 Ori и 68 Tau (см. [1]). Эти звезды заметно отличаются между собой по эффективной температуре ($T_{эф}$ = 7900 и 9300 K соответственно). Имеются различия и в содержании элементов. Прежде всего, в атмосфере 16 Ori найден значительный дефицит Ca и Sc, в то время как у 68 Tau такого дефицита не обнаружено. Как отмечалось в [1], недостаток Ca и Sc связан с эффективной температурой. Am-звезды с температурами $T_{эф} \gtrsim 8500$ K имеют нормальное или даже повышенное содержание кальция и скандия, но при уменьшении $T_{эф}$ появляется и растет дефицит этих двух элементов. Таким образом, Am-звезда 16 Ori вполне соответствует температурной зависимости, отмеченной в [1].

Кроме того, как видно из рис. 5, в атмосфере 16 Ori содержание тяжелых элементов несколько выше, чем в атмосфере 68 Tau.

Интересно сравнить наши данные для 16 Ori с результатами Хундта [11] для Am-звезды 63 Tau, также исследованной методом моделей атмо-

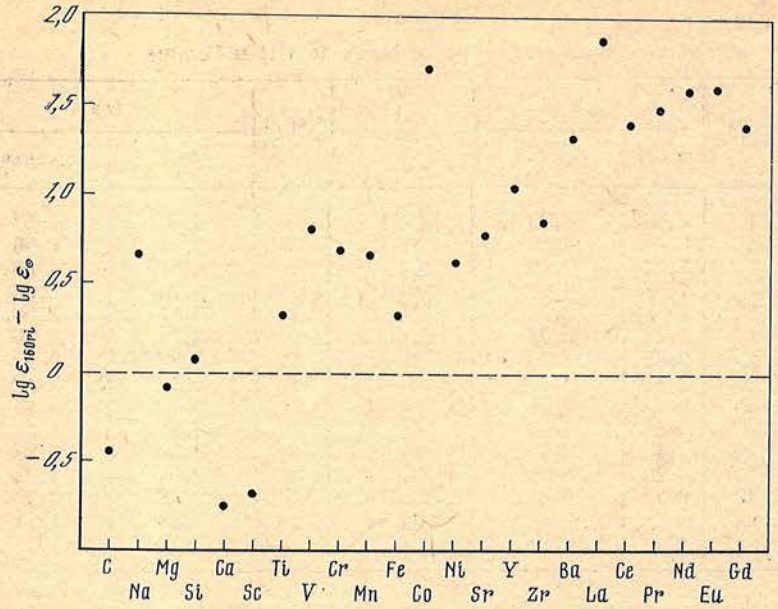


Рис. 4. Сравнение содержания элементов в атмосферах 16 Ori и Солнца
Штриховая линия соответствует солнечному содержанию

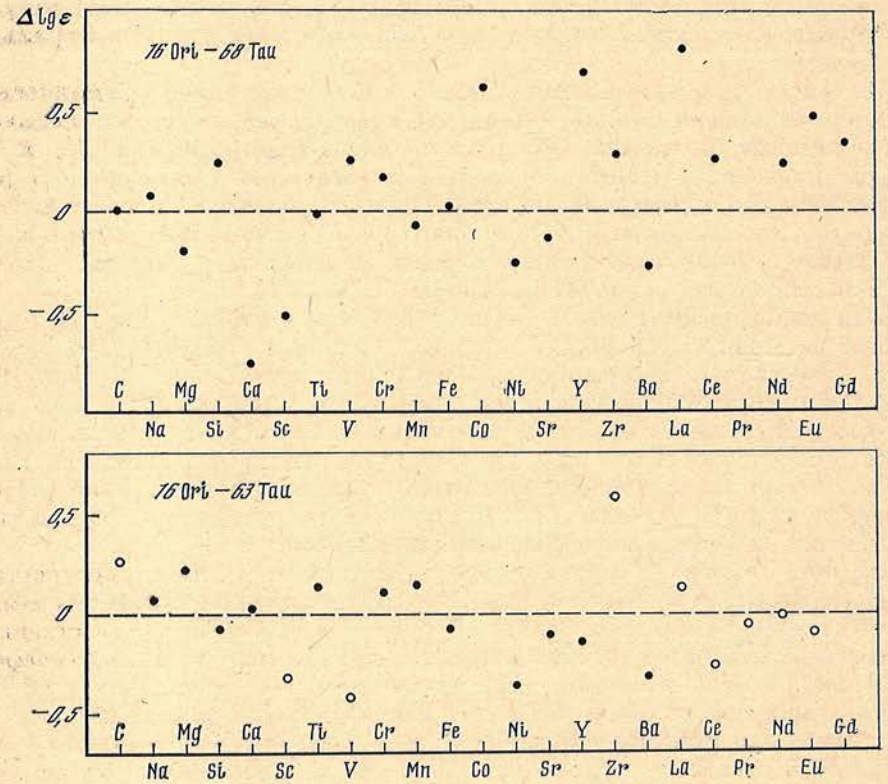


Рис. 5. Сравнение содержания элементов в атмосферах Am-звезд 16 Ori, 68 Tau [1] и 63 Tau [11] (см. текст)

сфер. Параметры этих двух звезд оказались весьма близкими (см. табл. 3). Кроме того, обе они принадлежат одному скоплению. Поэтому можно ожидать, что и химический состав их атмосфер будет примерно одинаковым. Мы привели данные Хундта [11] в нашу систему сил осцилляторов и затем нашли разницу в логарифме содержания между 16 Ori и 63 Tau (рис. 5, внизу). При этом не всегда удавалось получить достаточно точные результаты. В частности, светлыми кружками на рис. 5 представлены элементы, для которых $\Delta \lg \varepsilon$ определяется менее надежно по следующим двум причинам: 1) их содержание в [11] найдено неуверенно из-за неуверенности в измеренных ширинах W_λ; 2) имеется только одна общая линия, по которой удается определить разницу в gf-величинах и, следовательно, поправку к содержанию. С учетом сказанного, как видно из рис. 5, обе Am-звезды действительно оказались близкими по химическому составу.

Итак, к настоящему моменту методом моделей атмосфер изучены три Am-звезды в скоплении Гиады: 63 Tau [11], 68 Tau [1] и 16 Ori. Ранее они были исследованы Смитом [14], применившим комбинированную методику, а именно: он определял содержание элементов по кривым роста, однако при построении последних использовал модели атмосфер. В [1] отмечалось, что для 68 Tau данные Смита [14] после исправления сил осцилляторов оказались в среднем на 0,2 ниже наших оценок $\lg \varepsilon$. Мы пытались объяснить такое расхождение тем, что принятые в [14] значения $T_{эф}$, $\lg g$ и ξ_t несколько отличались от наших. Теперь аналогичное сравнение мы провели и для 16 Ori, предварительно приведя данные [14] в нашу систему сил осцилляторов. Выяснилось, что содержание элементов в [14] для 16 Ori, как и для 68 Tau, систематически занижено (в среднем на 0,3—0,4 в логарифме). Такое расхождение уже не удается объяснить только различиями в параметрах $T_{эф}$, $\lg g$ и ξ_t. Более того, если привести данные Хундта [11] и Смита [14] для 63 Tau к одной шкале сил осцилляторов, то и для этой Am-звезды результаты [14] оказываются заниженными (в среднем на 0,5 в логарифме) по сравнению с более точными данными [11]. Создается впечатление, что оценки содержания элементов, приведенные в [14], содержат систематические ошибки.

Существенным недостатком моделей атмосфер, примененных Смитом [14], было то, что в них не учитывался покровный эффект. По опубликованным в литературе расчетам можно заключить, что это привело к занижению температуры в моделях на 200—300 К. Как показывают наши вычисления, по этой причине величина $\lg \varepsilon$ в [14] могла быть занижена на 0,2—0,3. Кроме того, в [14] недостаточно точно определялись параметры атмосферы, что также могло привести к систематическим ошибкам в содержании элементов.

5. Сравнение с эволюционными расчетами

Как и в случае 68 Tau [1], применив результаты эволюционных вычислений [20], мы нашли массу M, радиус R, светимость L и возраст t исследуемой звезды. В качестве исходного содержания были приняты значения $Y = 0{,}265$ для гелия и $Z = 0{,}025$ для тяжелых элементов, соответствующие первоначальному химическому составу Солнца [21]. В [1] уже отмечалось, что небольшое увеличение Z мало влияет на окончательные результаты.

Рассматривая эволюционные треки на плоскости $T_{эф} - \lg g$, мы оценили относительную массу $M/M_\odot$. Затем определялись радиус R и светимость L с помощью следующих соотношений:

$$\lg \frac{R}{R_\odot} = 2{,}22 + \frac{1}{2} \lg \frac{M}{M_\odot} - \frac{1}{2} \lg g,$$

$$\lg \frac{L}{L_\odot} = -15{,}045 + 2 \lg \frac{R}{R_\odot} + 4 \lg T_{эф}.$$

Здесь $M_\odot$, $R_\odot$ и $L_\odot$ — соответственно масса, радиус и светимость Солнца.

Таблица 5

Оценка массы, радиуса, светимости и возраста Am-звезд 16 Ori и 68 Tau при $Y = 0{,}265$ и $Z = 0{,}025$

Звезда	$M/M_\odot$	$\lg(R/R_\odot)$	$R/R_\odot$	$\lg(L/L_\odot)$	$L/L_\odot$	t, 10^6 лет
16 Ori	1,55±0,10	0,14±0,09	1,4	0,83±0,20	6,7	250
68 Tau	2,5±0,3	0,54±0,10	3,5	1,91±0,22	81	420

Результаты представлены в табл. 5. Здесь же для сравнения приведены оценки M, R, L и t для Am-звезды 68 Tau, полученные в [1]. Видно, что 16 Ori является менее массивной и более молодой звездой, чем 68 Tau. Судя по эволюционным трекам [20], в ней еще продолжается стадия горения водорода в ядре, в то время как звезда 68 Tau, по-видимому, уже прошла эту стадию.

6. Основные результаты

1. Основываясь на моделях атмосфер Куруча [5], мы нашли для Am-звезды 16 Ori из скопления Гиады следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{эф} = 7900 \pm 100$ К, $\lg g = 4{,}35 \pm 0{,}15$ и $\xi_t = 6{,}0 \pm 0{,}5$ км/с.

2. Определено содержание 23 элементов. Обнаружены дефицит кальция и скандия (около 0,7 в логарифме) и значительный избыток металлов, который растет с увеличением атомного веса и достигает для редкоземельных элементов величины $\Delta \lg \varepsilon \approx 1{,}5$.

3. Сравнение с более горячей Am-звездой 68 Tau, исследованной ранее [1], показало, что атмосфера 16 Ori имеет больший избыток тяжелых элементов, чем атмосфера 68 Tau. Кроме того, у 16 Ori содержание Ca и Sc заметно меньше, чем у 68 Tau, что соответствует зависимости $\lg \varepsilon$ (Ca) и $\lg \varepsilon$ (Sc) от $T_{эф}$, отмеченной в [1].

4. Сравнение 16 Ori с близкой по характеристикам Am-звездой 63 Tau, также принадлежащей скоплению Гиады и исследованной Хундтом [11], обнаружило близость химического состава их атмосфер. Как наши данные относительно 68 Tau и 16 Ori, так и результаты [11] для 63 Tau указывают на то, что оценки Смита [14] содержания элементов в атмосферах Am-звезд, по-видимому, систематически занижены.

5. На основе сравнения полученных значений $T_{эф}$ и $\lg g$ с эволюционными расчетами [20] оценены масса, радиус, светимость и возраст Am-звезды 16 Ori. Эта звезда еще достаточно молода ($t \sim 250$ млн. лет), и в ее ядре продолжается термоядерное горение водорода.

Ноябрь 1981 г.

Литература

1. *Любимков Л. С., Саванов И. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 3.
2. *Curchod A., Hauck B.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1979, vol. 38, p. 449.
3. *Uesugi A.* Revised catalogue of stellar rotation velocities. 1976, Univ. of Kyoto.
4. *Саванов И. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 139.
5. *Kurucz R. L.*— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1.
6. *Любимков Л. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 44.
7. *Conti P. S.*— Astrophys. J. Suppl., 1965, vol. 11, p. 47.
8. *Oke J. B., Conti P. S.*— Astrophys. J., 1966, vol. 143, p. 134.
9. *Oke J. B.*— Astrophys. J., 1964, vol. 140, p. 689.
10. *Böhm-Vitense E., Johnson P.*— Astrophys. J. Suppl., 1977, vol. 35, p. 461.
11. *Hundt E.*— Astron. and Astrophys., 1972, vol. 21, p. 413.
12. *Hauck B., Van't Veer-Menneret C.*— Astron. and Astrophys., 1970, vol. 7, p. 219.
13. *Боярчук А. А., Боярчук М. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 63, с. 66.
14. *Smith M. A.*— Astron. and Astrophys., 1971, vol. 11, p. 325.
15. *Gurtovenko E. A., Kondrashova N. N.*— Solar Phys., 1980, vol. 68, p. 17.

16. *Baschek B., Garz T., Holweger H., Richter J.*— Astron. and Astrophys., 1970, vol. 4, p. 229.
17. *Biemont E.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 184, p. 683.
18. *Blackwell D. E., Shallis M. J., Simmons G. J.*— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 81, p. 340.
19. *Hubeny I.*— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 98, p. 96.
20. *Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P. G.*— Astrophys. J., Suppl., 1979, vol. 40, p. 733.
21. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977, с. 234.

УДК 523.87/524.3

ЗВЕЗДНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ФОНА НЕБА

А. М. Зверева

Описан метод вычисления звездной составляющей в ультрафиолетовом свечении неба в площадках $6 \times 6°$ для участков неба, наблюдавшихся в эксперименте «Галактика» на спутнике «Прогноз-6» (созвездия вдоль эклиптики: Рыбы — Овен — Телец — Близнецы — Рак). Вычисления выполнены на основе измеренных потоков звезд на спутниках TD-1 (S2/68) и OAO-2 (WEP). Обсуждается учет межзвездного поглощения в двух длинах волн, λ1565 Å и λ1965 Å; в темных областях неба (созвездия Рыбы, Овен, Близнецы, Рак) поправка за поглощение составляет $\leqslant 3 \cdot 10^{-9}$ и 10^{-9} эрг/см^2·с × Å·ср в λ1565 Å и λ1965 Å соответственно. Для этих темных областей, расположенных на галактических широтах ($|b^{II}| > 30°$), оценен вклад слабых звезд с $m_V > 10^m$, он не превосходит $4 \cdot 10^{-9}$ эрг/см^2·с·Å·ср в λλ1500—2000 Å.

THE STELLAR COMPONENT IN THE ULTRAVIOLET SKY BACKGROUND, by *A. M. Zvereva*. Method of the calculation of stellar component in the ultraviolet sky background was described for $6 \times 6°$ sky regions observed on the space experiment «Galactika» aboard «Prognoz-6» satellite (along the ecliptic constellations: Pisces—Aries—Taurus—Gemini—Cancer). The calculations were carried out on the basis of stellar fluxes measured aboard the TD-1 (S2/68) and OAO-2 (WEP). The correction for the interstellar absorption has been discussed for two wavelengths 1565 and 1965 Å; for dark sky regions (Pisces, Aries, Gemini, Cancer) the allowance for interstellar absorption is $\leqslant 3 \cdot 10^{-9}$ and 10^{-9} erg/cm^2·s × Å·sr, accordingly. The contribution of unresolved faint stars ($m > 10$) was estimated for dark sky regions ($|b''| > 30°$), at λλ1500—2000 Å it does not exceed $4 \cdot 10^{-9}$ erg/cm^2 × s·Å·sr.

При измерении излучения фона неба, попадающего в поле зрения прибора, звезды вносят вклад, который необходимо учитывать для получения сведений о диффузном излучении. Вопросу исключения интегрального звездного света из наблюдаемого в эксперименте «Галактика» свечения [1, 2] посвящена эта работа.

Полное излучение фона неба в далекой ультрафиолетовой области спектра λλ1100—1900 Å измерялось в площадках неба диаметром ~6° с помощью широкополосного ($\Delta\lambda = 200$ Å) спектрометра с шагом ~50 Å на спутнике «Прогноз-6» (эксперимент «Галактика»). Апогей спутника находился на расстоянии 200 тыс. км от Земли, что позволило полностью исключить влияние земной атмосферы и геокороны, а также инструментального рассеянного света L_α на измерения [3]. Результаты эксперимента для темных участков неба на высоких и средних галактических широтах и краткое описание учета звездной составляющей опубликованы в [1, 2]. В данной статье более подробно и полно описан метод определения звездной составляющей.

Всего в эксперименте «Галактика» наблюдалось 26 областей неба, в табл. 1 даны экваториальные и галактические координаты центров этих площадок. Две области (1 и 26) не рассматривались по причине трудностей в обработке наблюдательных данных, так что окончательно были рас-

Таблица 1

Номер области неба	Координаты центров областей				Номер области неба	Координаты центров областей			
	α_{1978}	δ_{1978}	l^{II}	b^{II}		α_{1978}	δ_{1978}	l^{II}	b^{II}
1	23^h56^m	$-0°23'$	99°	−62°	14	5^h14^m	+23°01′	183°	−7°
2	0 29	+3 09	115	−58	15	5 30	+23 15	185	−3
3	1 06	+7 02	133	−55	16	5 48	+23 24	186	0
4	1 43	+10 42	146	−49	17	6 06	+23 26	188	+3
5	2 18	+13 47	155	−43	18	6 24	+23 19	191	+6
6	2 58	+16 54	163	−35	19	6 37	+23 10	192	+9
7	3 26	+18 43	169	−29	20	7 05	+22 36	196	+15
8	3 35	+19 15	171	−27	21	7 21	+22 07	198	+18
9	3 48	+20 01	172	−25	22	7 40	+21 26	200	+21
10	4 05	+20 49	174	−21	23	7 51	+20 58	202	+22
11	4 20	+21 28	176	−18	24	7 56	+20 26	203	+24
12	4 39	+22 08	179	−14	25	8 04	+20 20	205	+27
13	4 49	+22 27	180	−12	26	8 21	+19 27	209	+30

смотрены 24 области неба, вдоль эклиптики, от темной области неба 2 (Рыбы) через Млечный Путь (Телец) и затем к темной области 25 (Близнецы — Рак).

Из каталога Henry Draper (HD) для каждой площадки неба были выбраны все звезды с указанием их спектрального класса и визуальной звездной величины. Для удобства площадки выбирались квадратными, и по каталогу HD были учтены все звезды до звездной величины 8,5, а частично также в интервале звездных величин $8{,}5 < m_V < 10$. В каждой площадке отдельно все звезды были распределены по спектральным классам (B, A, F, G, K, M), затем звезды B — F были разбиты на 16 групп по подклассам от O5 до F8. Звезды более поздних спектральных классов не дают существенного вклада в далекой ультрафиолетовой области спектра. В каждой области неба для каждой спектральной группы отдельно определялся суммарный поток энергии $\Sigma\, 10^{-0,4m_V}$ в единицах потока излучения для звезды $m_V = 0$. Пример распределения числа звезд по спектральным классам для темной области 2 (Рыбы) дан на рис. 1, *а*, из которого видно, что наибольшее число звезд падает на спектральные классы F — K.

Для перехода к абсолютным энергетическим единицам излучения — потоку F_λ (эрг/см^2·с·Å) необходимо знать распределения энергии в излучении звезд F_λ ($m_V = 0$) для каждого спектрального подкласса отдельно. Один из возможных способов нахождения F_λ — применение с этой целью моделей (частично или полностью) и нормировка их к соответствующей фотометрической системе (как, например, сделано в [4, 5]). Однако этот способ не был принят нами, как менее точный. Для определения F_λ ($m_V = 0$) мы воспользовались измеренными потоками звезд из спектрофотометрических каталогов TD-1 (S2/68) [6, 7], и OAO-2 (WEP) [8], содержащих около 1600 звезд, разбросанных по всему небу. Из этих каталогов было выбрано около 150 звезд (110 и 40 из каталогов TD-1 и OAO-2 соответственно) по всему небу для всех возможных спектральных классов от O5 до F8 с нормальными показателями цвета, для которых избыток цвета $|E\,(B - V)| \leqslant 0{,}02$.

Поскольку контроль энергетической калибровки нашего прибора в полете проводился по наблюдениям яркой B-звезды ζ Tau, для которой мы пользовались спектрофотометрическими данными TD-1, при определении звездной составляющей мы также выбрали фотометрическую систему TD-1. Фотометрическая точность измерений TD-1 по различным источникам — от 10 до 20% [6, 9, 10].

После нормировки распределений энергии в спектрах 150 звезд, выбранных из каталогов TD-1 и OAO-2, к $m_V = 0$ и осреднения внутри каждого спектрального класса по числу звезд этих «образцов» из каталогов

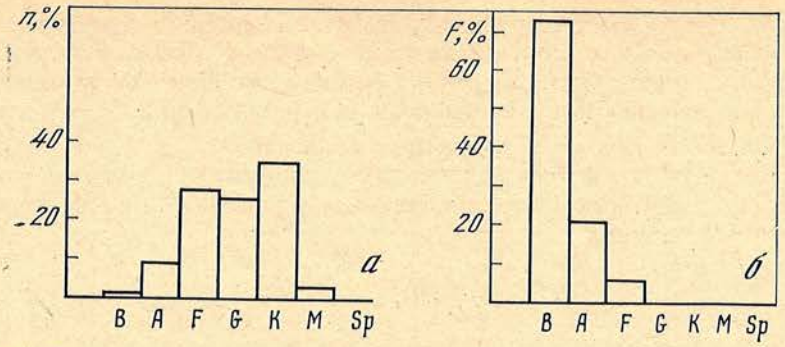


Рис. 1. Распределение звезд по спектральным классам в относительных единицах для области неба 2 (табл. 1) в площадке 10 × 10°

а — по числу звезд, *б* — по вкладу звезд в их суммарное излучение

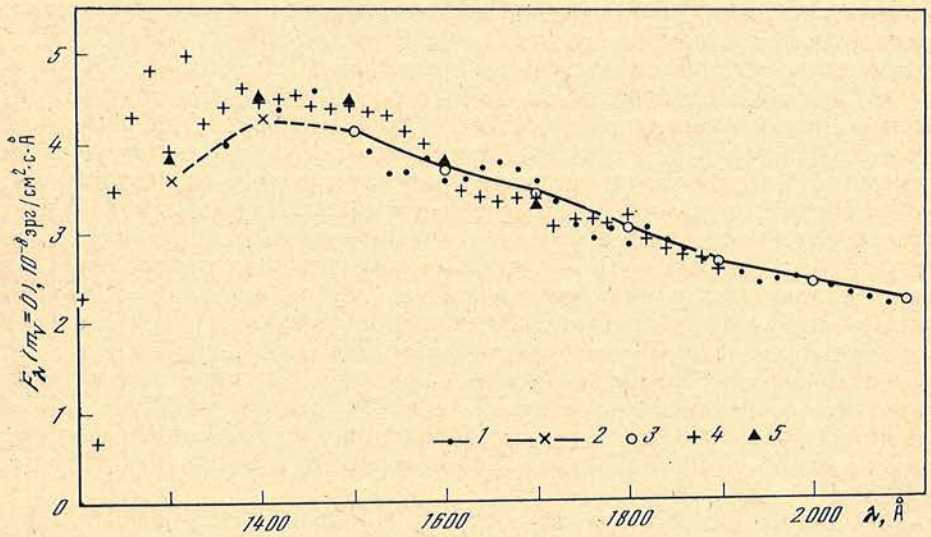


Рис. 2. Среднее распределение энергии F_λ ($m_V = 0$) для звезды спектрального класса B5 при $|E(B-V)| \leqslant 0{,}02$

1 — среднесглаженные значения в полосе Δλ=200 Å по данным TD-1; *2* — экстраполяция по данным OAO-2. Исходные данные: *3* — среднее распределение энергии, нормированное к $m_V = 0$, в спектральном интервале Δλ = 40 Å для 11 звезд по данным TD-1 [6, 7]; *4* — среднее распределение энергии при $m_V = 0$ в полосе Δλ = 20 Å по данным OAO-2 [8], *5* — среднесглаженные значения в полосе Δλ = 200 Å по данным OAO-2

были найдены средние распределения энергии F_λ^i ($m_V = 0$) для каждого спектрального класса i, привязанные к фотометрической системе TD-1 (S2/68) без учета поглощения межзвездной среды. Рассматриваемый интервал длин волн λλ1300—2000 Å определялся коротковолновой границей измерений на TD-1 и OAO-2 (1360 и 1200 Å соответственно) с одной стороны и границей нашего спектрального интервала в длинноволновой части спектра с другой стороны. Для лучшего соответствия с фотометрическим разрешением спектрометра «Галактика» полученные распределения F_λ^i ($m_V = 0$) были сглажены в интервалах Δλ = 200 Å с шагом 100 Å.

На рис. 2 показан пример такого среднего распределения F_λ ($m_V = 0$) для спектрального класса B5. Для звезд классов B, как видно из рис. 2, соответствие между измеренными на TD-1 и OAO-2 хорошее. Но для звезд класса A оно нарушается, как это показывает рис. 3, дающий распределения энергии для α Lyr по обоим экспериментам. На это обстоятельство обращалось внимание и раньше: сравнивая данные TD-1 и OAO-2 для большого числа звезд, Бикманс [11] получил отношение F (TD-1)/F (OAO-2) ≈ 0,75 в λ1500 Å, а в области λ2000 Å согласие в пре-

делах 5%. Поэтому данные ОАО-2, предварительно сглаженные в полосах $\Delta\lambda = 200$ Å и нормированные к системе TD-1, были применены в основном для экстраполяции $F_\lambda\,(m_V = 0)$ в коротковолновой части спектра. На рис. 4 приведены полученные нами сглаженные по 200 Å распределения $F_\lambda^i\,(m_V = 0)$ для всех выбранных подклассов.

Далее, для каждой площадки неба с центрами, указанными в табл. 1, был найден суммарный поток энергии от звезд с $m_V < 10$ и без учета межзвездного поглощения

$$F = \sum_{i=O5}^{F8} \sum_{j=1}^{n} 10^{-0,4(m_V)_j} F_\lambda^i\,(m_V = 0),$$

где индекс i означает все спектральные подклассы, а j — все номера звезд в каждой спектральной группе.

В результате длительных вычислений была получена средняя суммарная интенсивность звездной составляющей I_λ(A) (значком A обозначаем вариант «A» вычислений звездной составляющей без учета межзвездного поглощения) в единицах эрг/см^2·с·Å·ср для площадок неба $6 \times 6°$, а также для некоторых областей для площадок $10 \times 10°$.

Однако для некоторых ярких звезд в наших площадках неба имелись фактические измерения потоков F_λ на TD-1 и ОАО-2. Для нескольких темных областей неба такие звезды отсутствовали, а для самых ярких областей в Млечном Пути число звезд из каталогов [6—8] достигало 12. Таким образом, опираясь на измеренные потоки ультрафиолетового излучения звезд в наших площадках неба, мы вычислили звездную составляющую I_λ (B) — вариант «B» — с учетом межзвездного покраснения для самых ярких звезд ранних спектральных классов. На рис. 5 в качестве примера приведен результат вычислений интенсивности I_λ(A) и I_λ (B) для темной области (2) в созвездии Рыбы. Мы видим, что I_λ (A) и I_λ (B) мало отличаются. Картина меняется с переходом к низким галактическим широтам, где различие вариантов «A» и «B» существенное (см. пример для яркой области неба в Млечном Пути на рис. 6). Кроме того, на рис. 6 хорошо видна разница между I_λ, вычисленными в площадках неба $6 \times 6°$ и $10 \times 10°$.

Для некоторых областей неба, кроме звездной составляющей в площадках $6 \times 6°$, были вычислены также I_λ для площадок $10 \times 10°$, что соответствует максимальным сдвигам поля зрения прибора при его вращении вокруг оси. Это было сделано для выяснения того, как изменится I_λ при таких сдвигах, что особенно важно, если вблизи нашего поля зрения находится яркая звезда раннего спектрального класса. Сдвиги поля зрения возникали, во-первых, в результате того, что сканирование по спектру в эксперименте «Галактика» осуществлялось линейным перемещением входного окна прибора, а во-вторых, из-за вращения спутника вокруг оси. Сложение двух движений создавало сложную картину сдвигов поля зрения, которые могли достигать $\sim 2°$ в течение длительных (до 12 ч) сеансов наблюдений.

На рис. 7 приведен пример звездной составляющей I_λ в темной области неба 3 в созвездии Рыбы для площадок $10 \times 10°$ и $6 \times 6°$ с центром $\alpha = 1^h06^m$, $\delta = +7°02'$ (см. табл. 1) и для двух площадок $6 \times 6°$ при сдвигах центра поля на $\pm 2°,5$. Из рис. 7 видно, что максимальные сдвиги поля зрения в темных областях неба соответствуют изменениям звездной составляющей I_λ не более чем на 20% (звездный фон близок к равномерному). Это не соблюдается для ярких областей неба на низких галактических широтах (см. рис. 6). Важно отметить, что особо тщательно определялась звездная составляющая в области неба 15, где находится яркая B-звезда ζ Tau, так как эти наблюдения послужили для контроля абсолютной калибровки прибора. Для этой области неба I_λ было вычислено для пяти площадок неба $6 \times 6°$ и одной $10 \times 10°$.

Однако при обработке данных наблюдений мы воспользовались специальной методикой, которая позволила выделять из регистрируемых сиг-

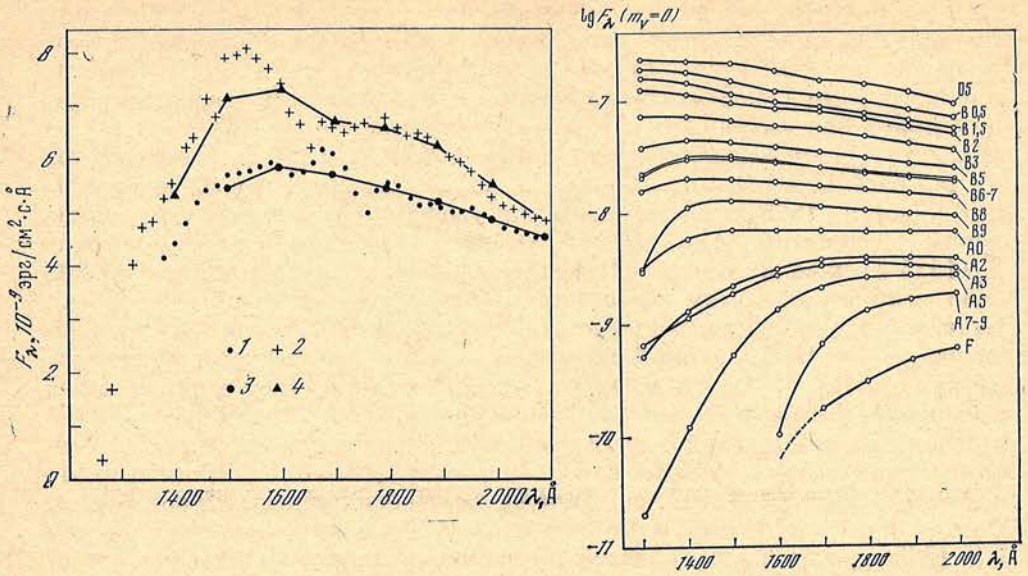


Рис. 3. Распределение энергии в спектре звезды спектрального класса A0 α Lyr

1 — измерения TD-1, *2* — измерения OAO-2 (*3*, *4* — среднесглаженные значения в полосе Δλ = = 200 Å)

Рис. 4. Средние распределения энергии $F_\lambda(m_V = 0)$ для различных спектральных классов, полученные на основе данных из каталогов TD-1 [6, 7] и OAO-2 [8] для ~150 звезд с $|E(B-V)| \leqslant 0{,}02$

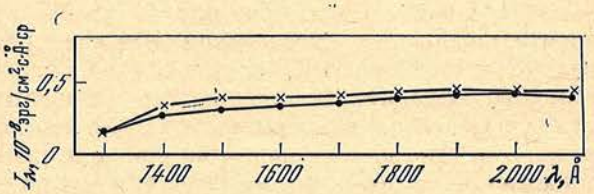


Рис. 5. Звездная составляющая в темной области неба 2 (созвездие Рыбы) для площадки неба 10 × 10°

Точки — I_λ (A), без учета межзвездного поглощения; крестики — I_λ (B), с учетом межзвездного поглощения для самых ярких звезд

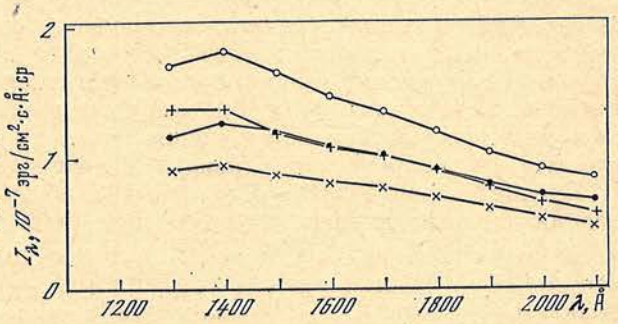


Рис. 6. Звездная составляющая в яркой области неба 14 (созвездие Телец)

Точки и косые крестики I_λ (A) и I_λ (B) в площадке 10 × 10°; кружки и прямые крестики — I_λ (A) и I_λ (B) в площадке 6 × 6

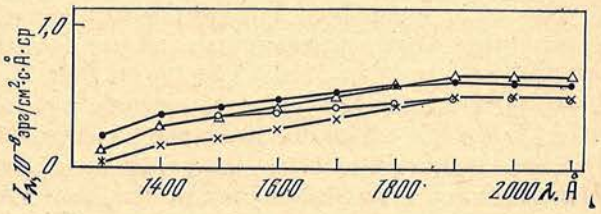


Рис. 7. Звездная составляющая I_λ (B) в темной области неба 3 (созвездие Рыбы)

Точки и крестики — в площадках 10 × 10° и 6 × 6° с центром области согласно табл. 1; кружки и треугольники — в площадках 6 × 6° со сдвигом центра области на ±2°,5

налов только те, которые соответствовали одному и тому же положению поля зрения на небе. Здесь мы не будем подробно останавливаться на этом вопросе, описание эксперимента и его особенности см. в [1—3]. Отметим лишь, что сами наблюдательные данные показывали появление в поле зрения яркой звезды раннего спектрального класса.

Ход звездной составляющей I_λ (B) в λ1565 Å с галактической широтой b^{II} для рассмотренных нами областей неба показан на рис. 8. Спектральный участок λ1565 Å выбран нами для удобства сравнения наших вычислений с данными [12]. Из рис. 8 видно, что звездная составляющая I (λ1565 Å) изменяется на ~2 порядка при переходе от темных областей неба к ярким областям в Млечном Пути. Кроме значений I (λ1565 Å), вычисленных нами для площадок $6 \times 6°$ и $10 \times 10°$, на рис. 8 нанесены значения I (λ1565 Å), определенные из таблиц Гондалекера, Филлипса и Вилсона [12]. В [12] интегральный звездный свет в λ1565 Å определялся в площадках неба $10 \times 10°$ для $|b^{II}| < 40°$ и $20 \times 20°$ для $|b^{II}| > 40°$) с использованием каталогов SAO и TD-1. Прежде чем сравнивать наши вычисления с определениями Гондалекера и др. [12], мы отметили на карте неба площадки из [12] и сравнили их положения с нашими областями. После проведения изофот по данным [12] мы приближенно оценили I (λ 1565 Å) для наших областей. Из сравнения результатов на рис. 8 видно, что общее соответствие неплохое, хотя в деталях имеются различия.

Анализ состава звездных полей показал, что как в ярких, так и в темных областях неба ультрафиолетовое свечение звездного поля определяется в основном звездами ранних спектральных классов B и A,— факт очевидный для ярких областей, но требующий проверки для темных участков неба на высоких и средних галактических широтах, где число звезд спектрального класса F в несколько раз больше, чем число B- и A-звезд, вместе взятых (см. рис. 1, *а*). Там же, на рис. 1, *б*, показан относительный вклад звезд различных спектральных классов в суммарное излучение звезд в λ1600 Å для темной области неба. Сравнение относительного вклада звезд различных спектральных классов в суммарное излучение звезд в зависимости от λ для темной и яркой областей неба показано на рис. 9. Как видно из рис. 1 и 9, как в ярких, так и в темных областях неба основной вклад в излучение звездного поля дают звезды ранних спектральных классов.

После вычисления звездной составляющей I_λ (вариант «B») с учетом звезд до 10^m и учетом межзвездного поглощения только для самых ярких звезд возникает вопрос: насколько полученная звездная составляющая соответствует истинному суммарному излучению звезд в каждой площадке неба. Во-первых, какую поправку к звездной составляющей может дать учет межзвездного поглощения для всех звезд? Во-вторых, что могут добавить к звездной составляющей неучтенные звезды с $m_V > 10$?

Средней характеристикой количества поглощающего вещества на луче зрения в направлениях, наблюдаемых нами (табл. 1), может служить средний избыток цвета $\overline{E(B-V)}$, определенный для звезд каждой площадки неба отдельно. При определении $E(B-V)$ наблюдаемые для звезд показатели цвета $(B-V)$ мы взяли из фотоэлектрического каталога Бланко и др. [13], а нормальные показатели цвета $(B-V)_0$ — из таблиц, опубликованных в [14—16]. Число звезд, использованных в определении $\overline{E(B-V)}$, для каждой площадки неба различно (от 7 до 26). Ход $\overline{E(B-V)}$ с галактической широтой для наших областей неба вдоль эклиптики приведен на рис. 10. Как видно из рис. 10, для темных областей неба 2—6, а также 20—25 (табл. 1) средние избытки цвета $\overline{E(B-V)} < 0{,}1$, что указывает на незначительное количество поглощающего вещества. Однако средние $\overline{E(B-V)}$ получены по ограниченному числу звезд, в основном более ярких и близких, и не позволяют получить количественную поправку за межзвездное поглощение для звездной составляющей I_λ.

Таким образом, мы полагаем, что области неба 2—6 и 20—25 на высо-

ких и средних галактических широтах (Рыбы, Овен, Близнецы — Рак) более других областей эксперимента «Галактика» подходят для определения диффузного излучения фона: во-первых, как наиболее темные области неба (звездная составляющая наименьшая) и, во-вторых, как направления, в которых межзвездное поглощение минимальное. Результаты по диффузному излучению фона в этих областях опубликованы в [1, 2] (звездная составляющая вносит не более 50% в общее свечение неба в λ1600 Å, остальное — диффузное излучение фона неба).

Недавно был опубликован фотометрический каталог TD-1 [17], где даны монохроматические потоки излучения в четырех длинах волн. Всего каталог [17] содержит около 31 тыс. звезд по всему небу, включая слабые звезды до 10-й звездной величины. Два спектральных интервала этого каталога λ1565 Å и λ1965 Å ($\Delta\lambda = 330$ Å) попадают в интересующую нас спектральную область и, таким образом, дают нам возможность проверить правильность определения (суммарного звездного излучения) в λ1565 Å и λ1965 Å на основании фактически измеренных потоков. Оказалось, что для ~80% звезд, входящих в наши площадки неба, в каталоге [17] имелись F (λ1565) и F (λ1965). Так, на основании этих данных были вычислены звездные составляющие I (λ1565) и I (λ1965) (вариант «С»), где более 90%

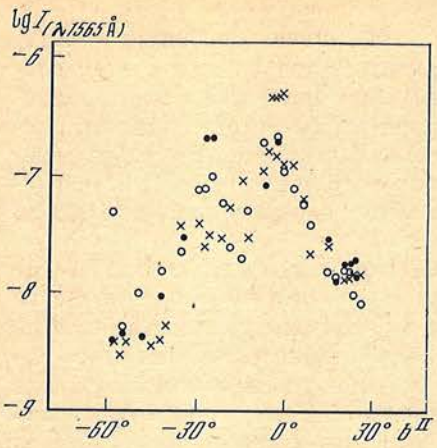
Таблица 2

Номер области	Вклад слабых звезд $10<m_V<20$ (в числе зв. 10^{m_V}) /град²	Номер области	Вклад слабых звезд $10<m_V<20$ (в числе зв. 10^{m_V})/град²
2	8,62	5	10,63
3	10,25	6	10,68
4	10,35		

общего излучения звезд определяется фактически измеренными потоками на TD-1. Таким образом, мы считаем, что в звездной составляющей I_λ (С) межзвездное поглощение почти полностью учтено и разница $\Delta I_\lambda = I_\lambda$ (В) $- I_\lambda$ (С) (рис. 11) дает поправку к звездной составляющей I_λ (В) за межзвездное покраснение в двух длинах волн: λ1565 Å и λ1965 Å. Как видно из рис. 11, для темных областей неба 2—6 ΔI (λ1565 Å) не превосходит $2\cdot10^{-9}$ эрг/см²·с·Å·ср и для областей 20—25 — $3\cdot10^{-9}$; ΔI(λ1965 Å) для тех же областей неба $\leqslant 10^{-9}$ эрг/см²·с·Å·ср.

Кроме того, мы определили для некоторых темных областей неба на высоких и средних галактических широтах $|b^{\text{II}}| > 30°$ вклад, который можно ожидать в излучении фона неба от слабых неучтенных звезд с $m > 10$. Согласно определениям Пареске и Якобсона [18] вклад слабых звезд главной последовательности с $m>10$ в областях неба вблизи галактических полюсов составляет не более 30 квантов/см²·с·Å·ср в спектральной области λ 1500 Å, что соответствует $<2{,}3\cdot10^{-9}$ эрг/см²·с·Å·ср. Однако для наших темных областей неба 2—6, которые находятся на высоких и средних галактических широтах, можно ожидать, что вклад от слабых звезд с $m > 10$ будет более значительным.

Согласно таблицам Ван Райна [19], где дана функция звездной плотности N_m (число звезд на 1 кв. градус ярче m-й звездной величины) в площадках $10 \times 10°$, нами были вычислены $A_{m+1/2} = N_{m+1} - N_m$ в интервале звездных величин $10 < m_V < 20$ для наших темных областей неба и затем определена суммарная эквивалентная интенсивность излучения в числе звезд $m_V = 10$ на 1 град². В табл. 2 приведены полученные величины для областей неба 2—6 (Рыбы—Овен). Далее, для определения относительного обилия звезд ранних спектральных классов мы воспользовались спиками звезд из каталога HD в каждой из темных областей неба в интервале звездных величин $6 < m_V < 10$. Полученные значения n в зависимости от звездной величины m показаны на рис. 12, и средние из этих значений для каждой области неба отдельно приняты в интервале $10 < m_V < 20$.



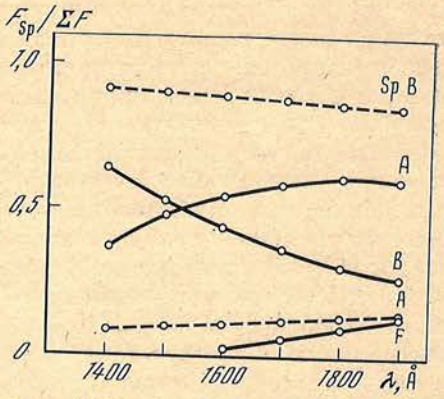


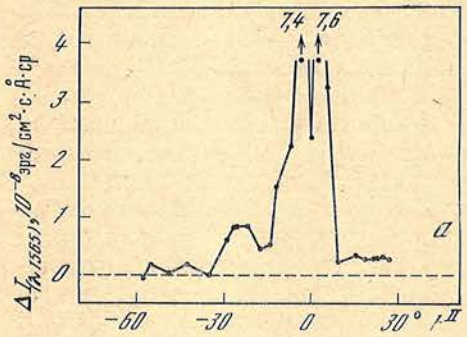
Рис. 8. Изменение звездной составляющей I_λ (B) в λ1565 Å с галактической широтой b^{II} для областей неба вдоль эклиптики (табл. 1)

Точки и крестики — в площадках неба 6 × 6° и 10 × 10°. Кружки — значения, полученные по данным Гондалекера и др. [12], для тех же областей неба

Рис. 9. Относительный вклад в звездную составляющую звезд различных спектральных классов

Для темной области неба 3 — сплошная линия, для яркой области неба 14 в Млечном Пути — штриховая

Рис. 10. Средний избыток цвета $\overline{E(B-V)}$ для звезд из областей неба 2—25 (табл. 1)



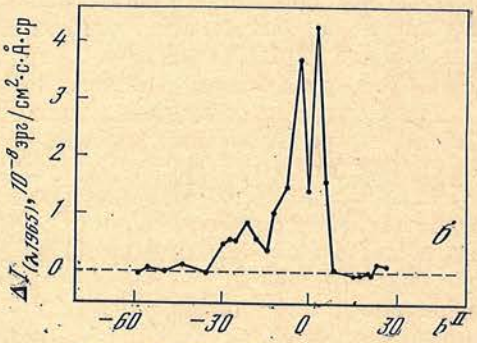


Рис. 11. Поправка за межзвездное поглощение $\Delta I_\lambda = I_\lambda(B) - I_\lambda(C)$ для λ 1565 Å (*а*) и для λ 1965 Å (*б*)

I_λ (*B*) — звездная составляющая с учетом межзвездного поглощения для самых ярких звезд, I_λ (*C*) — звездная составляющая с учетом поглощения для большинства звезд

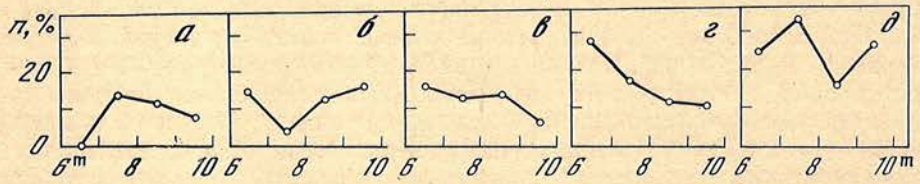


Рис. 12. Относительное обилие *n* звезд ранних спектральных классов (B и A) в интервале звездных величин $6 < m_v < 10^m$ для темных областей неба в созвездиях Рыбы, Овен: 2 (*а*), 3 (*б*), 4 (*в*), 5 (*г*), 6 (*д*)

Таким образом, приписывая звездам ранних спектральных классов в интервале звездных величин $10 < m_V < 20$ среднее распределение энергии как для звезды спектрального класса A0, вклад в излучение от слабых звезд с $m > 10$ для темных областей неба с галактической широтой $|b^{II}| > 30°$ был оценен $\leqslant 4 \cdot 10^{-9}$ эрг/см^2·с·Å·ср в λλ 1500—2000 Å.

В результате мы можем заключить, что в рассмотренных нами темных областях неба с галактической широтой $|b^{II}| > 30°$ учет межзвездного поглощения для звезд $m < 10$ и учет излучения от слабых звезд $m > 10$, давая поправки разных знаков, почти компенсируют друг друга, и звездная составляющая I_λ (B), определенная нами, близка к истинному суммарному свечению звезд.

В заключение автор выражает благодарность А. Б. Северному за руководство работой и Е. И. Лиморенко за помощь в вычислениях.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Hua C. T.*, *Cruvellier P.*, *Courtes G.* et al.— COSPAR, X-ray Astronomy, Pergamon Press, 1978, p. 551.
2. *Zvereva A.*, *Severny A.*, *Hua C. T.* et al.— Advances Space Res., COSPAR, 1981, vol. 1, p. 201.
3. *Зверева А. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 27.
4. *Henry R. C.*— Astrophys. J. Suppl., 1977, vol. 33, p. 451.
5. *Maucherat-Joubert M.*, *Cruvellier P.*, *Deharveng J. M.*— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 70, p. 467.
6. *Jamar C.*, *Macau-Hercot D.*, *Monfils A.* et al.— Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue, ESA SR-27, 1976.
7. *Macau-Hercot D.*, *Jamar C.*, *Monfils A.* et al.— Supplement to the ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue. ESA SR-28, 1978.
8. *Code A. D.*, *Meade M. R.* An atlas of ultraviolet stellar spectra.— Wisconsin astrophysics report, 1976, N 30.
9. *Humphries C. M.*, *Jamar C.*, *Malaise D.*— Astron. and Astrophys., 1976, vol. 49, p. 389.
10. *Bohlin R. C.*, *Snijders M. A. J.*— IUE Project Rep., 1978, N 2.
11. *Beeckmans F.*— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 60, p. 1.
12. *Gondhalekar P. M.*, *Phillips A. P.*, *Wilson R.*— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 85, p. 272.
13. *Blanco V. M.*, *Demers S.*, *Douglas G. G.*, *Fitzgerald M. P.*— Photoelectric catalogue. Publ. Naval obs., 1968, vol. 21.
14. *Johnson H. L.* Basic Astronomical Data/Ed. K. A. Strand. Chicago, 1963, p. 204.
15. *McNamara D. H.*— IAU Symp. N 24, Spectral classification and multicolour photometry, 1966, p. 190.
16. *Landolt H.*, *Börnstein R.* Numerical data and functional relationships in science and technology/Ed. H. H. Voigt, B.: Springer, 1965, vol. 1, p. 298.
17. *Thompson G. I.*, *Nandy K.*, *Jamar C.* et al.— Catalogue of stellar ultraviolet fluxes, Science Research Council, 1978.
18. *Paresce F.*, *Jakobsen P.*— Nature, 1980, vol. 288, p. 119.
19. *Rhijn van P. J.*— Groningen publ., 1929, N 43.

УДК 520.2

ДВУХЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ-СУПЕРАХРОМАТЫ ДЛЯ ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

А. Н. Бабин, Г. М. Попов, М. Б. Попова

Показано, что из отечественных стекол можно найти такие пары, которые обеспечивают хорошее исправление хроматизма положения в широкой области спектра (λ3650—6550 Å, λ4050—11300 Å). На ЭВМ рассчитаны конкретные объективы с относительным отверстием 1 : 15—1 : 20 (так называемые суперахроматы), имеющие хорошее исправление осевых аберраций и комы. Проведено сравнение этих объективов с эквивалентным двухлинзовым объективом из обычных стекол и показано значительное преимущество первых в отношении исправления хроматических аберраций в широкой области спектра.

TWO-LENSES SYSTEMS-SUPERACHROMATS FOR WIDE SPECTRAL BANDS, by *Babin A. N., Popov G. M., Popova M. B.*— It is shown that Soviet-made glasses can be used in pairs preventing from secondary spectrum for large spectral region (λ3650—6560 Å, λ4050—11300 Å). Well corrected two-lenses systems *F*/15 — *F*/20 were designed by computer. These objectives are free from spherical aberration and coma for large spectral regions. The comparison of these lenses and two-lens achromat made of common glasses is fullfilled. It is shown that superachromats are more advantageous in color correction for large spectral region.

Объективы из двух линз широко применяются в различных областях науки и техники, и в частности в астрономических приборах. Ценными качествами этих объективов являются простота конструкции и малые потери света, а также постоянство светопропускания, так как линзы практически не меняют светопропускания, за исключением линз из нестойких стекол или просветленных. Другим достоинством линзового объектива, выгодно отличающим его от зеркального или зеркально-линзового, является его малая чувствительность к гнутию и, следовательно, к разгрузочному устройству оправы. Объектив герметизирует трубу телескопа, что приводит к уменьшению конвекционных потоков воздуха, портящих изображение в телескопах с открытой трубой. Однако применяющиеся в настоящее время ахроматические и апохроматические объективы [1—3] обладают значительным вторичным спектром (остаточной хроматической аберрацией), в особенности в ультрафиолете. Заметим, что ближняя ультрафиолетовая область (λ3600—4000 Å) наряду с видимой областью представляет большой интерес для астрофизиков, так как в этой области находится большое количество спектральных линий различных элементов, в том числе большинство водородных линий серии Бальмера.

Как показывает теория [1, с. 226], вторичный спектр $\Delta f'$ тонкого объектива из двух линз пропорционален разности относительных частных дисперсий $\gamma_1 - \gamma_2$ для стекол, используемых в объективе, и обратно пропорционален разности коэффициентов дисперсии $\nu_1 - \nu_2$:

$$\Delta f' = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\nu_1 - \nu_2} f', \qquad (1)$$

где f' — фокусное расстояние объектива. Таким образом, для объектива со сниженным хроматизмом следует выбрать пары стекол с минимальной разностью $\gamma_1 - \gamma_2$ и максимальной разностью $\nu_1 - \nu_2$.

До недавнего времени ассортимент оптических стекол, пригодных для создания апохроматов, был весьма ограничен, что не позволяло рассчитать достаточно светосильный объектив. Действительно, как указано в [4], из прежнего каталога [5] оптических стекол легко можно найти пары стекол, для которых $\gamma_1 - \gamma_2 \approx 0$, но при этом и $\nu_1 - \nu_2$ также весьма мало, а оптические силы линз велики, что в свою очередь приводит, как правило, к большим значениям остаточной сферической и сферохроматической

Таблица 1

№ п/п	Марка стекла	$\nu_1 - \nu_k$	λ, (Å)		
			$i - h$	$h - g$	$g - F$
1	ОК1		0,754	0,4449	0,5399
2	К3	13,0	0,753	0,4442	0,5381
3	К14	15,7	0,767	0,4477	0,5401
4	К19	14,7	0,762	0,4474	0,5410
5	БК8	13,6	0,756	0,4439	0,5377
6	ТК12	13,4	0,754	0,4446	0,5365
7	ТК 23	15,1	0,759	0,4446	0,5384
8	ТК 17	17,0	0,769	0,4508	0,5433
9	БК 11	13,0	0,753	0,4432	0,5366

аберраций. Действительно, значения оптических сил линз объектива φ_1 и φ_2 следующим образом выражаются через оптическую силу φ всего объектива [1]:

$$\varphi_1 = \frac{\nu_1}{\nu_1 - \nu_2}\varphi, \qquad \varphi_2 = \frac{\nu_2}{\nu_1 - \nu_2}\varphi, \tag{2}$$

причем известно, что коэффициенты дисперсии могут принимать значения от $\sim$15 до $\sim$95.

В последние годы, однако, были разработаны марки особых оптических стекол [6, 7], позволяющие получить $\nu_1 - \nu_2$ порядка 25 при $\gamma_1 - \gamma_2 \approx \approx 0$. Таковы, например, пары ОК1 и ОФ6, ОК1 и СТК9. Г. М. Поповым [8] рассчитаны светосильные апохроматы из стекол ОК1 и ОФ6 и показано, что возможны апохроматы из двух линз с относительным отверстием до 1 : 6 при фокусном расстоянии порядка 1 м. Однако рабочая область спектра этих и других приведенных в литературе апохроматов [2, с. 115—133] остается довольно ограниченной — обычно от λ4800 до 6500 Å, что недостаточно для многих работ.

Покажем, во-первых, что существующие марки отечественных стекол позволяют рассчитать объектив с исправленным хроматизмом положения в широкой области спектра (подобные объективы принято называть суперахроматами) и, во-вторых, что возможны объективы из этих стекол с достаточно хорошим исправлением сферической, сферохроматической аберраций и комы. Астигматизм и кривизна поля, как известно [2], в тонких объективах не поддаются исправлению, а потому и ограничивают полезный угол поля объективов, который обычно составляет несколько градусов.

1. Выбор оптических стекол для суперахромата из двух линз

Очевидно, в первую очередь следует найти пары стекол, имеющие малую разность $\gamma_1 - \gamma_2$ для широкой области спектра при значительной разности $\nu_1 - \nu_2$. Мы использовали каталоги [5] и [7], причем рассматривались только отечественные стекла. Предварительное рассмотрение показало, что для суперахроматов наиболее перспективно особое стекло ОК1, к которому легко подобрать пару из обычных стекол. Найденные стекла, составляющие пару к ОК1, даны в табл. 1. В табл. 1 приведены: порядковый номер стекла, марка стекла, разность чисел Аббе $\nu_1 - \nu_k$ для лучей D, где ν_1 — число Аббе для стекла ОК1; относительные частные дисперсии γ для различных линий спектра. Из табл. 1 следует, что наилучшие результаты в паре с ОК1 дают стекла К3, БК8, ТК12, ТК23, обеспечивающие исправление хроматизма положения в широкой области спектра. Стекло К14 дает большую разность $\nu_1 - \nu_3 = 15{,}7$, оно может работать только в довольно узкой области спектра. В ближней инфракрасной области спектра все пары работают плохо, за исключением пары с ТК17, которая дает хорошие результаты от $\sim\lambda$4300 до λ11000 Å. Особенно наглядно это

λ, (Å)					
$F - e$	$e - D$	$D - C$	$C - r$	$r - 8521$	$8521 - 10139$
0,4563	0,2477	0,2960	0,174	0,366	0,280
0,4545	0,2476	0,2979	0,177	0,379	0,303
0,4555	0,2482	0,2964	0,175	0,374	0,296
0,4555	0,2482	0,2963	0,175	0,373	0,293
0,4547	0,2481	0,2972	0,176	0,377	0,299
0,4549	0,2476	0,2975	0,176	0,378	0,301
0,4564	0,2465	0,2971	0,174	0,371	0,290
0,4573	0,2470	0,2957	0,173	0,365	0,282
0,4548	0,2477	0,2975			

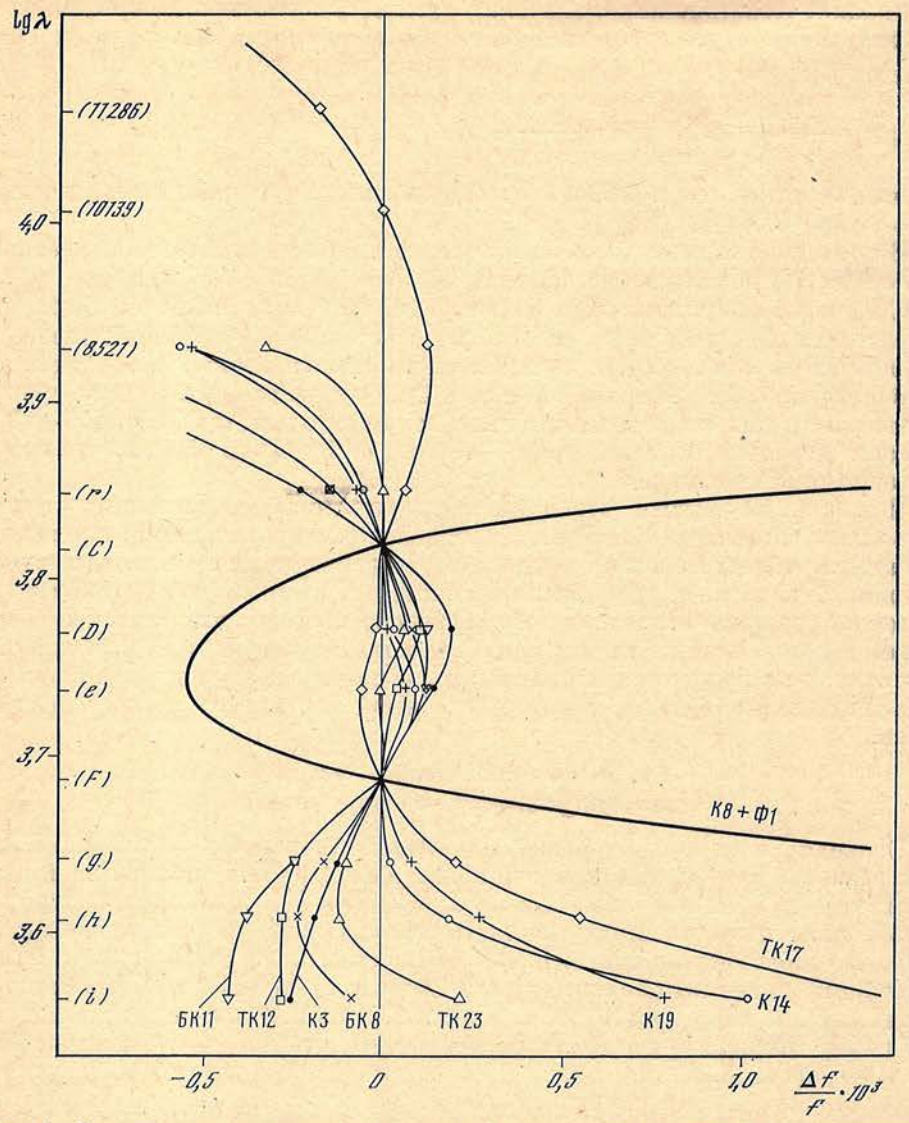


Рис. 1. Относительные величины продольного вторичного спектра для суперахроматов и ахромата как функция логарифма для волны

можно видеть на рис. 1, где приведены относительные величины продольного вторичного спектра $\Delta f'/f'$, вычисленные согласно (1) для суперахроматов, составленных из подобранных нами стекол в паре с ОК1. В общий фокус сведены лучи C и F. Для сравнения приведена аналогичная кривая для ахромата из пары обычных стекол К8 + Ф1. Важным достоинством стекла ОК1 является его высокая прозрачность в ближнем ультрафиолете вплоть до λ2520 Å, где оно пропускает 50% при толщине 10 мм.

Другой особый крон, ОК2 [7] также позволяет использовать те же стекла, но дает меньшие разности $\nu_1 - \nu_k$, а потому подробно мы его не рассматривали. Стекла группы особых флинтов (ОФ) в паре с другими стеклами, по-видимому, не позволяют получить объектив, работающий в широкой области спектра, но дают возможность рассчитать объективы, исправленные в сравнительно узкой (например, λ4800—6500 Å) области спектра [2].

2. Методика расчета

Все расчеты конкретных объективов-суперахроматов выполняются в предположении, что предмет находится на бесконечности, а входной зрачок совмещен с вершиной первой поверхности. Во всех случаях для одной из линз объектива (положительной) было взято стекло ОК1, для другой линзы — одно из стекол из табл. 1. Для каждой выбранной пары стекол, как показало исследование, можно рассчитать два варианта объектива: 1) «положительная линза впереди» (рис. 2, *а*) и 2) «отрицательная линза впереди» (рис. 2, *б*), поэтому из этих вариантов выбирается требуемый, руководствуясь технологическими и т. п. соображениями. Затем по параксиальным формулам (2) определяются ориентировочные оптические силы линз φ_1 и φ_2, при которых хроматизм положения для выбранной пары длин волн (например, лучей C, F) исправлен, а оптическая сила объектива φ имеет требуемое значение. Форма линз в исходной системе ориентировочно выбирается так, чтобы обеспечить в первом приближении исправление комы. При этом если положительная линза впереди, то отрицательная линза имеет приблизительно плоско-вогнутую форму с плоскостью, обращенной к фокусу объектива. Если отрицательная линза впереди, то положительная линза имеет приблизительно плоско-выпуклую форму с плоской поверхностью, обращенной к фокусу объектива. Внутренние поверхности объектива должны иметь приблизительно одинаковые кривизны. Поскольку φ_1 и φ_2 известны, легко найти приближенно остальные радиусы поверхностей объектива по параксиальной формуле

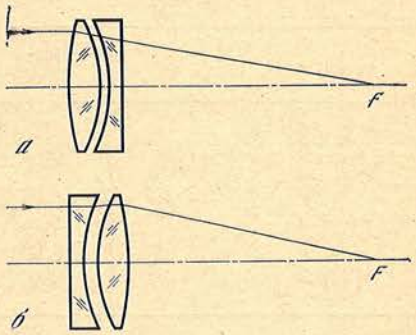


Рис. 2. Рассматриваемые варианты двухлинзового объектива

а — впереди положительная линза, *б* — впереди отрицательная линза

$$\frac{1}{f'} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right).$$

Толщины линз задаются исходя из технологических требований к изготовлению линз и не меняются в процессе расчета. Этих данных в сочетании с заданным отверстием и углом поля зрения достаточно для расчета системы на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы. Нами использовалась оптимизирующая программа, составленная Г. М. Поповым [3] для ЭВМ серии ЕС. Коррекционными параметрами служили четыре кривизны линз и расстояния между ними. Исправлению подлежали поперечная сферическая аберрация для заданных лучей спектра (обычно g и D) на краю отверстия, кома для угла поля 0,02, а также хроматическая разность сферических аберраций на зоне 0,7 H, где H — полудиаметр отверстия. В задании предусматривался расчет сразу трех объективов с различной светосилой, начиная с наименьшей ($A = 1:30$) и кончая требуемой ($A = 1:15$—$1:10$), что позволяло изучить характер изменений аберраций как функцию A. Продолжительность расчета одного варианта на ЭВМ ЕС-1020 не превышала нескольких минут.

3. Результаты расчетов

В итоге расчетов на ЭВМ ЕС-1020 было получено несколько десятков систем с различными характеристиками. Приведем данные для наиболее интересных систем; все системы имеют пренебрежимо малое отступление от условия изопланатизма, поэтому мы не приводим соответствующих графиков. Для удобства сравнения все системы пересчитаны к фокусному расстоянию $f' = 1000$ мм. Параметры объектива № 1 даны в табл. 2.

Здесь r — радиусы кривизны поверхностей, d — расстояния между вершинами соседних поверхностей, s' — расстояние от последней поверхности объектива до плоскости установки. Графики угловой сферической аберрации для разных лучей спектра (от λ3650 до λ6563 Å) даны на рис. 3, *а*. Очевидно, что диаметр геометрического пятна рассеяния на оси не превышает 2″ в области 5890—3650 Å, и только в красных лучах (λ6563 Å) наблюдается значительно больший ореол (~4″).

Таблица 2

r, мм	d, мм	Марка стекла
235,288		
	11,28	ОК1
—110,242		
	3,26	
—104,412		
	3,22	К3
412,222		
$A = 1:15$	$s' = 956$	$f' = 1000$

Таблица 3

r, мм	d, мм	Марка стекла
—2204,0		
	3,386	К3
97,013		
	3,082	
100,847		
	11,851	ОК1
—435,544		
$A = 1:15$	$s' = 1020$	$f' = 1000$

В этом объективе сравнительно нестойкое особое стекло ОК1 находится снаружи, что нежелательно для приборов, работающих под открытым небом, поэтому мы рассчитали также и объектив № 2, у которого снаружи находится линза из К3 (табл. 3).

По своим аберрационным характеристикам объектив № 2 (рис. 3, *б*) подобен объективу № 1. Объективы № 1 и 2 целесообразно использовать в области λ5890—3650 Å, а возможно, и в более далеком ультрафиолете, вплоть до границы пропускания стекла К3 (т. е. λ ~ 3300—3400 Å), однако показатели преломления для этой области спектра нам неизвестны, поэтому ничего нельзя сказать о хроматических аберрациях объективов в области длин волн короче λ3650 Å. В табл. 4 приведены параметры объектива № 3.

Таблица 4

r, мм	d, мм	Марка стекла
244,175		
	7,844	ОК1
—128,571		
	5,29	
—119,855	5,229	К19
484,892		
$A = 1:18$	$s' = 949$	$f' = 1000$

Таблица 5

r, мм	d, мм	Марка стекла
288,859		
	8,894	ОК1
—108,577		
	3,665	
—106,075		
	2,54	ТК12
1406,371		
$A = 1:20$	$s' = 962,8$	$f' = 1000$

Графики аберраций объектива даны на рис. 3, *в*. Очевидно, что объектив хорошо исправлен в видимой области спектра (λ6563—4047 Å), где диаметр пятна на оси не превышает 2″, но имеет ореол в ультрафиолете (при λ = 3650 Å диаметр пятна рассеяния достигает 7″). Этот объектив целесообразно использовать во всей видимой области спектра.

Объектив № 4 в отличие от рассмотренных выше может применяться в весьма широкой области спектра (λ6563—3650 Å), не уступая в этом отношении многим зеркально-линзовым системам. Параметры его даны в табл. 5, графики аберраций — на рис. 3, *г*.

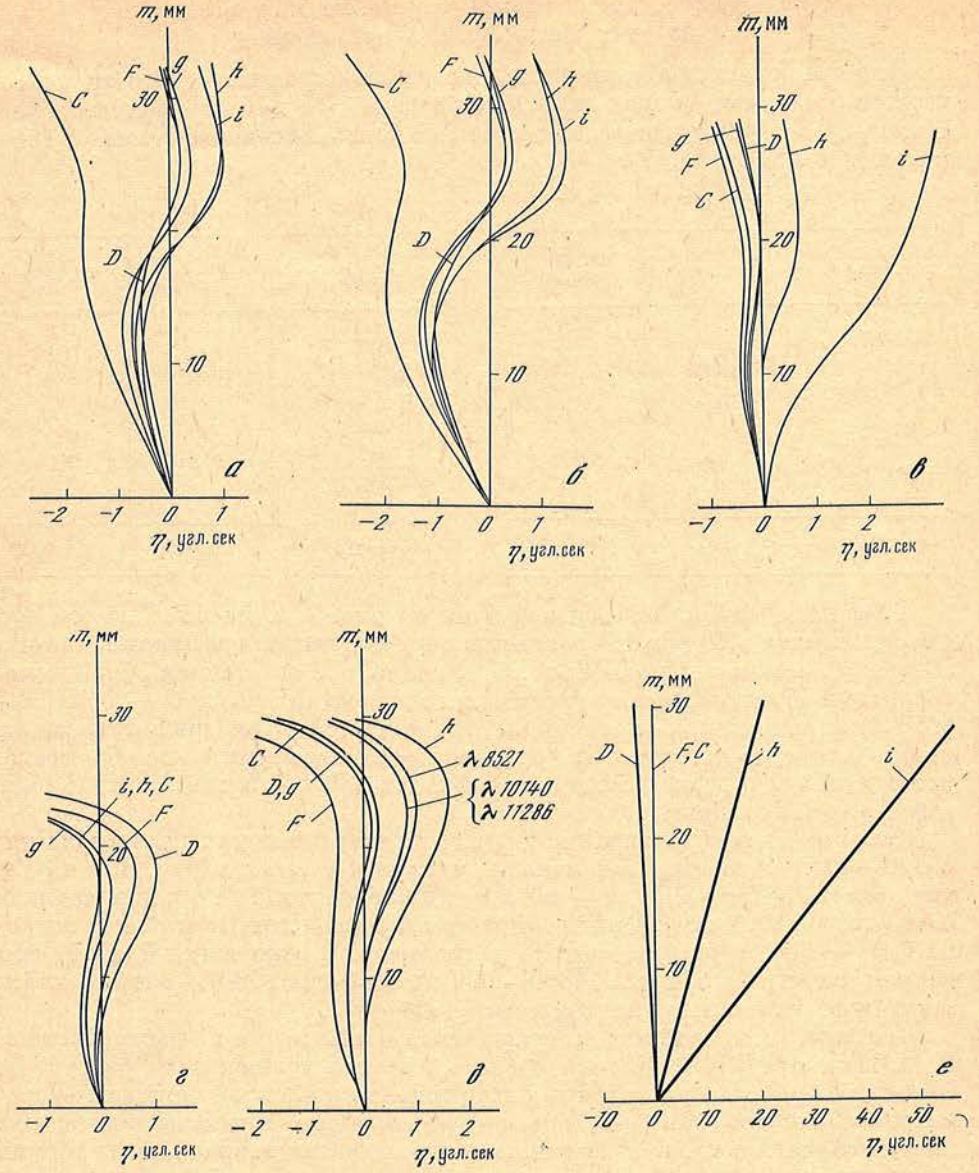


Рис. 3. Графики угловой сферической аберрации на оси η в различных лучах как функция радиуса зоны m

Относительное отверстие этого объектива меньше, нежели у предыдущих объективов, что объясняется значительной остаточной сферической аберрацией, которую, впрочем, легко устранить ретушью одной из поверхностей объектива в процессе его изготовления.

Наконец, рассмотрим объектив № 5, работающий в другой спектральной области,— от λ4050 до 11300 Å, т. е. в видимой и ближней инфракрасной области. Его параметры даны в табл. 6, а графики аберраций на рис. 3, *д*.

Заметим, что, хотя фокусное расстояние всех рассмотренных объективов равно 1 м, при необходимости его можно увеличить до 3—5 м (используя ретушь, если необходимо), пропорционально изменив все линейные элементы объектива. Исследование показало, что при коротких фокусных расстояниях ($f \ll 1$ м) можно увеличить относительное отверстие до 1 : 10 и более, производя соответствующий аберрационный перерасчет.

4. Сравнение с классическим ахроматическим объективом из двух линз; область применения

Для сравнения приведем данные обычного ахроматического апланатического объектива из двух линз, имеющего $A = 1 : 15$ при фокусном расстоянии $f' = 1000$ мм и весьма хорошем исправлении сферической аберрации и комы (табл. 7).

Таблица 6

r, мм	d, мм	Марка стекла
532,075		
	1,924	ТК17
126,340		
	5,342	
126,221		
	6,735	ОК1
—936,367		
A=1:18	s'=1017	f'=1000

Таблица 7

r, мм	d, мм	Марка стекла
602,66		
	10,6	К8
—344,647		
	0,425	
—347,945		
	9,5	Ф1
—1505,32		
A=1:15	s'=990,5	f'=1000

Графики аберраций объектива даны на рис. 3, *е*, масштаб по оси абсцисс уменьшен в 10 раз по сравнению с предыдущими графиками, так как аберрации весьма велики. Из рис. 3, *е*, видно, что остаточная сферическая аберрация объектива мала во всем спектральном интервале $C - i$ (λ6563—3650 Å) и основной аберрацией на оси является хроматизм положения, который заметно превосходит хроматизм рассмотренных выше объективов уже в лучах D и резко растет в сине-фиолетовой и ближней ультрафиолетовой областях спектра.

Например, для объектива №1 диаметр пятна рассеяния на оси в областях λ5890—4097 Å на порядок меньше, нежели у ахромата (рис. 3, *а* и 3, *е*), для области λ5890—3650 Å — в 30 раз; для объектива № 4 в диапазоне от λ6500 до 3650 Å диаметр пятна (при том же относительном отверстии 1 : : 20) в ~32 раза меньше, нежели у ахромата. В отношении малости вторичного спектра в области λ4800—3650 Å объективы № 1—4 превосходят также известные апохроматы фирмы К. Цейс [2].

Заметим, что свойства псевдоэквивалентных систем, рассмотренные Г. М. Поповым [9], позволяют сделать вывод в возможности рассчитать тонкие суперахроматы с отрицательной оптической силой, исходя из параметров объективов № 1—5, рассмотренных выше. Сложные системы во многих случаях состоят из отдельных хроматически исправленных тонких двухлинзовых объективов (объективы Петцваля, фотообъективы-апланаты, телеобъективы, перебрасывающие системы зрительных труб, объективы микроскопов), во всех этих случаях могут успешно применяться объективы, подобные рассчитанным суперахроматам, что позволит значительно расширить их спектральную рабочую область.

Ноябрь 1981 г.

Литература

1. *Максутов Д. Д.* Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979.
2. *Слюсарев Г. Г.* Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975.
3. *Попов Г. М.* Тонкие объективы из трех линз с уменьшенным вторичным спектром.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 56, с. 123—128.
4. *Чуриловский В. Н.*— Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. Л.: Машиностроение, 1968.
5. ГОСТ 13659-68, «Стекло оптическое бесцветное». М., 1968.
6. *Герцбергер М.* Современная геометрическая оптика. М.: Мир, 1962, с. 115—133.
7. Каталог СССР — ГДР «Оптическое стекло» 60 ТНА, Ag. 41/45/75.
8. *Попов Г. М.* Новые астрономические объективы-апохроматы для солнечных и планетных наблюдений.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 65, с. 184.
9. *Попов Г. М.* Использование свойств псевдоэквивалентных систем при расчетах астрономической оптики.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1975, т. 53, с. 227.

УДК 520.3+520.2

ЛИНЗОВЫЕ СВЕТОСИЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ РАБОТЫ С ГРОМОЗДКИМИ СВЕТОПРИЕМНИКАМИ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Рассмотрены светосильные склеенные линзовые объективы с внешним фокусом, предназначенные для работы с громоздкими светоприемниками (ЭОП, телевизионная техника). Системы имеют малые светопотери и светорассеивание и могут применяться при регистрации слабых световых потоков, в частности для астрофизических задач. Приведены расчеты конкретных светосильных объективов с внешним фокусом. Опытный экземпляр объектива изготовлен и разрешает около 100 линий на миллиметр по всему полю ($2w = 30°$) при относительном отверстии 1 : 2 и $f' = 50$ мм.

FAST-SPEED LENS OPTICAL SYSTEMS FOR LARGE LIGHT RECEIVERS, by *G. M. Popov, M. B. Popova*.— Fast-speed cemented lenses with external focal plane are discussed. These lenses are designed for large light receivers (electronic light convertors, TV-tubes, etc.). These objectives have small light loss and they can be used for weak light registration, particularly in astrophysics. The designs of some fast-speed lenses with external focal plane are given. Laboratory lens has resolution about 100 line/mm on the field $2w = 30°$ and speed $F/2$ ($F = 50$ mm).

В последние годы получили значительное распространение новые высокоэффективные светоприемники — ЭОП, матричные структуры (состоящие из элементов с пространственно-зарядовой связью), микроканальные фотоумножители, телевизионная техника и электронная фотография. Как правило, эти светоприемники весьма громоздки и требуют оптических систем с вынесенной фокальной поверхностью. Зеркальные и зеркально-линзовые системы [1, 2] имеют ряд недостатков, ограничивающих их применение,— они имеют значительные потери света на экранирование и виньетирование. Линзовые системы свободны от этих недостатков, и их разработка представляет значительный интерес. Мы ограничимся рассмотрением линзовых светосильных систем, предназначенных для применения в качестве камер спектрографов, например астрономических; эти системы были рассчитаны нами на ЭВМ ЕС-1033 с помощью специальной оптимизирующей программы.

1. Склеенные объективы с малым плоским полем зрения

В первую очередь желательно рассмотреть линзовые объективы, имеющие минимальные потери света на отражение от поверхностей линз; очевидно, идеальным в этом отношении является объектив, имеющий всего две поверхности «стекло — воздух». Потери света на склеенных поверхностях, как правило, малы, и их можно не учитывать. Толщины линз могут быть большими, поскольку прозрачность оптических стекол в настоящее время значительно улучшилась [3],— потери света могут быть снижены до 0,5% на 1 см хода луча и даже менее. Поэтому полные потери света в однокомпонентном склеенном объективе обычно не превышают 15% при одновременном уменьшении бликов и повышении контраста изображения ввиду отсутствия рассеянного света. Просветление наружных поверхностей объектива может еще больше повысить светопропускание объектива, но это не всегда допустимо ввиду избирательного действия просветляющих слоев, эффективно работающих только в узкой области спектра. Будем рассматривать только системы, состоящие из сферических поверхностей. Простейшим однокомпонентным объективом является объектив, склеенный их двух толстых линз; число параметров в таком объективе мало, что не позволяет, по-видимому, хорошо исправить аберрации. Поэтому мы изучили объектив более сложной конструкции (рис. 1), со-

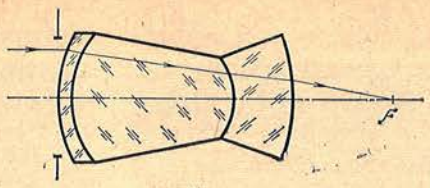
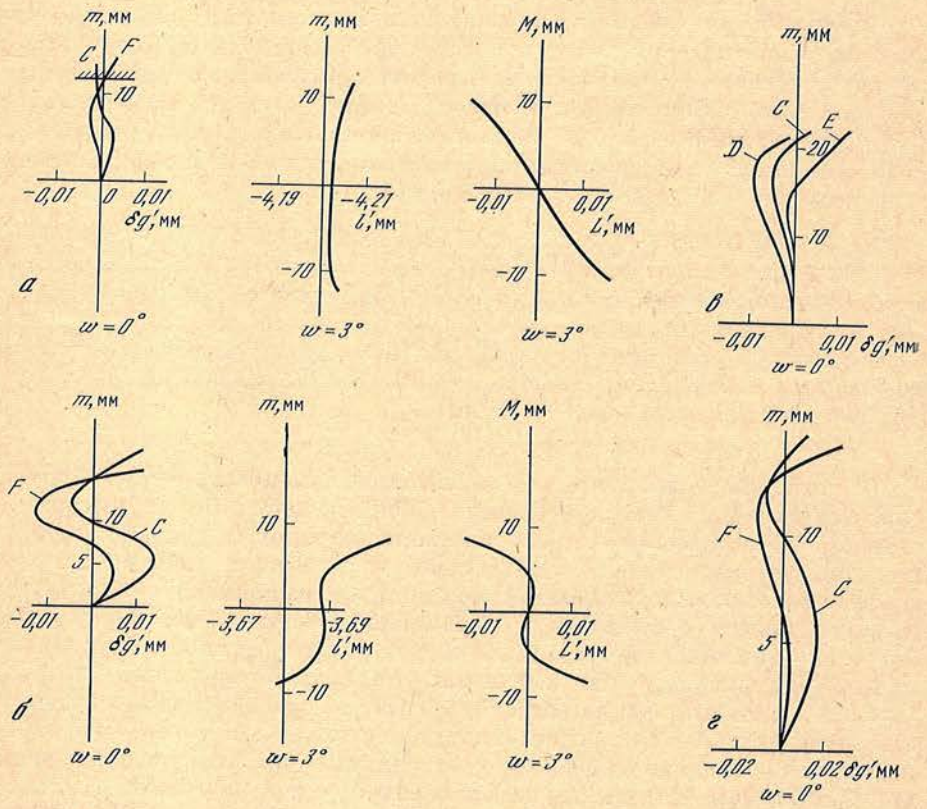


Рис. 1

Рис. 2.



стоящий из трех склеенных линз. В таком объективе можно исправить, как показал опыт, сферическую аберрацию, хроматизм положения и увеличения, кóму и астигматизм. Кривизна поля позволяет получить резкие изображения на поле диаметром 6—10° на плоской поверхности светоприемника. При расчетах входной зрачок предполагался совпадающим с первой поверхностью объектива. Методика расчета была традиционной. А именно, сначала выбирались две марки стекла (крон для положительной линзы и флинт для отрицательных линз), после чего по параксиальным формулам определялись оптические силы линз, обеспечивающие исправление хроматизма и получение требуемого значения фокусного расстояния при склеенной конструкции объектива. Затем определялись ориентировочные значения толщин и радиусов кривизн линз объектива, и дальнейший расчет производился на ЭВМ ЕС-1033 по универсальной автоматизированной программе, основанной на сдерживающем методе наименьших квадратов и составленной Г. М. Поповым на языке PL/I. Исправлению подлежит сферическая аберрация, хроматизм положения и увеличения, кома и астигматизм для заданного угла поля. В качестве исправляемых параметров использовались радиусы кривизны и толщины второй и третьей линз объектива. Приведем характеристики двух объективов однокомпонентного типа (рис. 1), рассчитанных нами (табл. 1).

Здесь D — диаметр входного зрачка объектива, f' — его фокусное расстояние, s' — расстояние от последней поверхности до изображения; r — радиусы кривизны поверхностей, d — расстояния между вершинами поверхностей, n — показатели преломления.

Графики аберраций объектива приведены на рис. 2, *а*; очевидно, что качество изображения на оси практически безаберрационное, а для угла $2w$ поля 6° размеры пятна рассеяния не превышают 0,03 мм. Кривизна поля неощутимо мала. Хроматические аберрации объектива на оси хорошо исправлены (для лучей C, F), а потому объектив может использоваться в белом свете; хроматизм увеличения также хорошо исправлен.

Здесь m и M — координаты точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка; $\delta g'$ — поперечная аберрация; l', L' — меридиональная и сагиттальная координаты точки пересечения луча с плоскостью изображений.

Второй объектив имеет ту же схему (рис. 1) и аналогичные характеристики при более высокой светосиле (табл. 2).

Таблица 1

D=25 мм; f'=84,4 мм; s'=32,1 мм; A=1:3,3; поле $2w$=8°

r, мм	d, мм	n
41,7487		1
	45,0	1,6123(Ф1)
31,7093	52,898	1,5163(К8)
—18,3411	30,560	1,6128(Ф1)
—77,9905		1

Таблица 2

D=30 мм; f'=73,9 мм; s'=32,1 мм; A=1:2,46; $2w$=8°

r, мм	d, мм	n
39,4357		1
	4,5	1,6128(Ф1)
29,2820	50,186	1,5163(К8)
—17,5035	18,832	1,6128(Ф1)
—64,4091		1

Графики аберраций объектива даны на рис. 2, *б*; кривизна поля неощутима, качество коррекции аберраций несколько хуже, нежели для первого объектива, но светосила выше.

2. Склеенные объективы с большим, но искривленным полем зрения

Рассмотренные выше объективы имели сравнительно небольшое плоское поле зрения; часто бывает необходимо иметь значительно большее поле зрения, исчисляемое десятками градусов,— таковы, например, задачи регистрации метеоров, болидов и ИСЗ. Кривизна поля не является препятствием, поскольку ее можно исправить с помощью волоконных элементов либо искривляя светочувствительную поверхность.

Как и прежде, с целью уменьшения потерь света и повышения контрастного изображения будем использовать однокомпонентные склеенные объективы (см. рис. 1). Исследование показало, что концентрическая схема оптики, когда центры кривизн совмещены с одной точкой, является оптимальной как с точки зрения простоты расчета, так и в отношении качества исправления аберраций. Как известно, в концентрической системе достаточно исправить осевые аберрации, поэтому мы исправили сферическую аберрацию и хроматизм положения. Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1033 по специализированной программе, позволяющей рассчитывать концентрические системы любого типа. Приведем данные для двух объективов; входной зрачок объективов совпадает с центром кривизны поверхностей, а радиус кривизны поля равен фокусному расстоянию с обратным знаком. Практически можно использовать поле зрения до 120°, причем падение освещенности по полю пропорционально косинусу угла поля, т. е. значительно выгоднее, нежели у обычных объективов. Параметры первого объектива даны в табл. 3.

Графики аберраций представлены на рис. 2, *в*; очевидно, что поперечные аберрации объектива не превосходят размеров дифракционного кружка (для $\lambda = 0{,}555$ мкм) по всему полю. Второй объектив имеет бóльшую све-

тосилу, но худшее исправление аберраций; конструктивные элементы его даны в табл. 4.

Графики аберраций даны на рис. 2, *г*; диаметр кружка рассеяния не превосходит 0,025 мм по всему полю, что соответствует разрешающей силе современных ЭОП и матричных светоприемников. При необходимости концентрические объективы могут применяться и с линзой поля, перед фокусом системы, исправляющей кривизну изображения, но полезное поле значительно уменьшится ($2w = 10 \div 15°$).

Таблица 3

D=40 мм; f'=154 мм; s'=71,3 мм; A=1:3,85; $2w$=120°

r, мм	d, мм	n
83,618		1,0
	43,618	1,6641(БФ28)
40,0		
	80,0	1:51(К3)
—40,0		
	43,618	1,6641(БФ28)
—83,618		1,0

Таблица 4

D=28 мм; f'=50,1 мм; s'=10; A=1:1,8; $2w$=120°

r, мм	d, мм	n
41,530		1,0
	1,518	1,806(ТФ10)
40,012		
	51,089	1,755(ТБФ3)
—11,077		
	29,327	1,806(ТФ10)
—40,404		1,0

Опытный экземпляр концентрического линзового объектива был успешно изготовлен в мастерских Крымской астрофизической обсерватории; объектив имеет $A = 1 : 2$ и $f' = 50$ мм. Для испытаний в фокусе объектива помещалась штриховая мира от оптической скамьи ОСК-2. Мира освещалась на просвет через матовое стекло лампой накаливания. Пучок лучей, вышедших из объектива, попадал в зрительную трубу, имеющую увеличение около 20×, а затем — в глаз наблюдателя. Перемещая миру относительно оси испытуемого объектива и наклоняя трубу, производили изучение качества изображения (разрешающей силы) объектива при разных углах поля. Испытания показали, что он разрешает около 100 лин/мм (визуально), причем разрешение не зависит от угла поля зрения.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Михельсон Н. Н.* Оптические телескопы. М.: Наука, 1976. 510 с.
2. *Максутов Д. Д.* Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979. 394 с.
3. *Бужинский И. М.* Оптические материалы для астрономии.— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1979, с. 139—151.

УДК 621.396.6

МЕТОД КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ СООТВЕТСТВИЯ ПАРАМЕТРОВ УСТРОЙСТВА КОМПЛЕКСУ ТЕХНИЧЕСКИХ ТРЕБОВАНИЙ

А. В. Брунс, Г. С. Черемухин

Создание различного рода установок, содержащих ряд готовых устройств, связано с необходимостью выбора из имеющегося ассортимента устройств оптимального для использования в создаваемом комплексе. Обычно при сопоставлении устройств по большому количеству параметров вводятся весовые коэффициенты, показывающие взаимную относительную важность отдельных параметров. Недостаток метода заключается в субъективности величины весовых коэффициентов, а следовательно, и самих результатов сопоставления.

Излагаемый метод позволяет объективно сравнивать одновременно большое количество приборов по многим параметрам. В основу метода положено задание требований

к величине каждого параметра в виде двух значений: оптимального и допустимого. Это позволяет вычислять числовые коэффициенты, характеризующие степень соответствия техническим требованиям как величин отдельных параметров, так и всего устройства в целом.

A METHOD OF QUANTITATIVE ESTIMATION OF PARAMETERS FITTING TECHNICAL REQUIREMENTS TO THE DEVICE, by *Bruns A. V.*, *Cheremukkin T. S.*— Different devices being developed from ready-made facilities are destined to estimate the optimum one to be used in the comprehensive instrumentation. As a rule, while comparing the facilities by a large number of parameters, the weight coefficients are being introduced to show the relative importance of individual parameters. A drawback of such method lies in the subjectivity of values of weight coefficients, hence, in the eigen results of the comparison.

Actual method provides an impartial assesment of a number of devices by many parameters simultaneously. It is based on the input requirements to each parameter, such as optimum and admissible values. Thus, it permits as to calculate digital coefficients which fit the technical requirements the best as regards the individual parameters and the integral device.

В процессе создания различных информационно-измерительных систем, управляющих комплексов и т. д. перед разработчиком возникает проблема отбора из имеющегося ассортимента комплектующих устройств (узлов, приборов, подсистем) оптимальных для использования в создаваемом комплексе. Эта операция связана с выработкой системы критериев, позволяющих проводить количественную оценку соответствия устройств определенному комплексу требований. Для большинства случаев достаточно знать для каждого параметра изделий две характеристики : 1) соответствие величины параметра требованиям технического задания и 2) важность имеющегося несоответствия данного параметра для всей системы параметров (весовой коэффициент).

Если обозначить оптимальное с точки зрения требований комплекса значение параметра A через $A_{\text{опт}}$, а его величину в комплектующем устройстве через $A_{\text{у}}$, то в качестве первой характеристики соответствия параметра можно использовать отношение модуля абсолютного отклонения величины $A_{\text{у}}$ от $A_{\text{опт}}$ к их среднеквадратичному значению. Это относительное отклонение равно

$$\delta = \frac{|A_{\text{опт}} - A_{\text{у}}|}{\sqrt{0{,}5\,(A_{\text{опт}} + A_{\text{у}}^2)}} = \sqrt{\frac{2\,(A_{\text{опт}} - A_{\text{у}})^2}{A_{\text{опт}}^2 + A_{\text{у}}^2}}\,. \qquad (1)$$

Использование среднеквадратичного значения вместо среднего позволяет распространить (1) на любые значения параметров, включая нулевые и отрицательные. Так, например, если среди прочих требований к комплектующему устройству заданы: электропотребление $A_{1\text{опт}} = 10$ Вт, масса $A_{2\text{опт}} = 5$ кг и нелинейность характеристики $A_{3\text{опт}} = +1\%$, а у имеющегося устройства $A_{1\text{у}} = 10{,}5$ Вт, $A_{2\text{у}} = 6$ кг и $A_{3\text{у}} = -0{,}5\%$, то $\delta_1 = 0{,}05$, $\delta_2 = 0{,}18$ и $\delta_3 = 1{,}9$. Значения относительного отклонения показывают, какой из параметров по величине ближе к требуемому, но ничего не говорят о том, какое из отклонений важнее для разрабатываемого комплекса: 5%-ное по первому параметру, 18%-ное по второму или 190%-ное по третьему.

Для приведения относительных отклонений к одному масштабу можно воспользоваться методом весовых множителей [1, 2].

Метод основан на представлении степени «важности» тех или иных параметров в виде весовых коэффициентов, на которые надо умножить значения отклонений этих параметров для последующего сравнения. Недостаток метода заключается не только в субъективности величин коэффициентов, но и в сложности самого процесса оценки взаимной важности сопоставляемых параметров, особенно при большом их количестве. Предлагаемый нами метод оценки параметров прибора позволяет объективно

оценить степень соответствия их техническим требованиям. Для этой цели предлагается вычислять некоторую характеристику, названную коэффициентом неоптимальности. Для его вычисления необходимо, чтобы технические требования на изделие предусматривали два значения каждого параметра A: использованное нами при вычислении относительного отклонения оптимальное значение параметра — $A_{опт}$ и новое — допустимое значение $A_{доп}$.

Определим их более точно. Под оптимальным будем понимать такое значение $A_{опт}$ параметра A, дальнейшее улучшение которого уже существенно не улучшает характеристик всего комплекса. Например, если дрейф нуля устройства передачи информации от комплектующего устройства к другим элементам комплекса составляет 1 мВ, то, по-видимому, нет необходимости требовать от самого устройства дрейфа, меньшего 0,5 мВ, (суммарный дрейф в этом случае составит 1,12 мВ).

Допустимое значение $A_{доп}$ ограничивает параметр A с другой стороны: дальнейшее его ухудшение существенно снизит качество всего комплекса.

Например, в системе регулирования температуры, работающей с точностью 1%, допустимое значение точности работы датчика температуры не должно быть хуже 0,9%. Для вычисления оптимальных и допустимых значений параметра устройства существует ряд хорошо разработанных методов. Так, например, в [3] приведен метод нахождения оптимального и допустимого значения точности наведения луча передатчика в апертуре приемника оптической связи.

По аналогии с (1) можно написать выражение для допустимого относительного отклонения [δ] параметра A:

$$[\delta] = \sqrt{\frac{2(A_{опт} - A_{доп})^2}{A_{опт}^2 + A_{доп}^2}}. \qquad (2)$$

Допустимое относительное отклонение — очень важная характеристика параметра. Она указывает степень критичности выбора величины параметра для разрабатываемого комплекса в числовом выражении.

Предлагаемый нами критерий оценки параметров изделий — коэффициент неоптимальности — определим как отношение имеющего место относительного отклонения параметра к допустимому для данного комплекса относительному отклонению:

$$\eta = \frac{\delta}{[\delta]} = \sqrt{\frac{(A_{опт} - A_у)^2(A_{опт}^2 + A_{доп}^2)}{(A_{опт} - A_{доп})^2(A_{опт}^2 + A_у^2)}}. \qquad (3)$$

Определение двух значений каждого параметра — оптимального и допустимого — вместо обычного номинального потребует от разработчика

Таблица 2

Номер параметра	Наименование параметра	Размерность параметра	Изделие № 1		
			$A_у$	$\eta_{Т.З}$	η
1	Поле зрения	град.	5	1	0,80
2	Чувствительность	$\frac{В}{угл.\ мин}$	10	1,78	1,41
3	Нелинейность характеристики	%	1,5	2,17	1,0
4	Угловая погрешность	угл. мин	11	1	1,15
5	Потребление	Вт	5	0,53	0,0
6	Коэффициент пригодности по Т.З. $\eta_п$			1,39	
7	Коэффициент неоптимальности по Т.З. $\eta_{ТЗ}$			1,30	
8	Коэффициент категории $\eta_к$				1,11
9	Коэффициент неоптимальности η_0				0,87

дополнительных трудовых затрат. Однако вычисленные на их основе значения коэффициента неоптимальности позволят провести объективную оценку применимости изделий по большому количеству независимых параметров. Значения параметров в (1)—(3) могут выражаться в абсолютных или относительных единицах. Например, поле зрения оптического устройства может быть выражено в градусах: $A_{опт} = 10°$; $A_у = 8°$; $A_{доп} = 9°$, а его параметры $\delta = 0{,}006$; $[\delta] = 0{,}024$; $\eta = 0{,}227$ безразмерны.

Абсолютная величина оптимального значения параметра в соотношениях (1)—(3) может быть как больше допустимого, так и меньше. Это соответствует реальному положению вещей, так как одни параметры улучшаются с уменьшением их значения (например, погрешность), в то время как другие ухудшаются (например, КПД фотоприемника). Коэффициент неоптимальности имеет два характерных значения. Если сопоставляемый параметр равен допустимому, то коэффициент неоптимальности равен единице. Например, $A_{опт} = 50$; $A_у = 35$; $A_{доп} = 35$ и $\eta = 1$. В том случае, когда параметр достигает оптимального значения, коэффициент неоптимальности становится равным 0. Например, $A_{опт} = 50$; $A_у = 50$; $A_{доп} = 35$, коэффициент неоптимальности $\eta = 0$. Если параметр становится «лучше» оптимального, то это превышение не следует принимать как положительное явление, так как характеристики изделия при этом уже не улучшаются (по определению оптимального значения параметра). При любом отклонении значения параметра от оптимального коэффициент неоптимальности будет отличен от нуля.

Для примера в табл. 1 приведены четыре варианта соотношения между параметрами.

Таблица 1

№ п/п	$A_{опт}$	$A_у$	$A_{доп}$	η	№ п/п	$A_{опт}$	$A_у$	$A_{доп}$	η
1	50	35	35	1	3	50	50	35	0,00
2	50	45	35	0,30	4	50	55	35	0,27

Первая строчка соответствует случаю, когда параметр равен допустимому значению ($A_у = A_{доп} = 35$). Вторая строчка — когда значение параметра ($A_у = 45$) лучше допустимого ($A_{доп} = 35$), но хуже оптимального ($A_{опт} = 50$). Третья строчка — оптимальное значение параметра, и коэффициент неоптимальности равен нулю. Четвертая строчка показывает, что дальнейшее улучшение параметра вредно (как излишество), и коэффициент неоптимальности опять возрастает до $\eta = 0{,}27$.

Изделие № 2			Изделие № 3			Изделие № 4			Требования Т.З.		Сопоставление	
$A_у$	$\eta_{Т.З}$	η	$A_у$	$\eta_{Т.З}$	η	$A_у$	$\eta_{Т.З}$	η	$A_{опт}$	$A_{доп}$	$A_{опт}$	$A_{доп}$
4,0	3,28	2,62	5,5	0,0	0,0	5	1,0	0,8	5,5	5,0	5,5	4,88
15	0,0	0,0	8,5	2,41	1,91	11	1,38	1,09	15	12	15	11,3
1,2	1,0	0,0	2,0	3,49	2,20	1,3	1,43	0,36	1,0	1,2	1,2	1,5
10	0,0	0,0	11	1,0	1,13	11,5	1,46	1,65	10	11	10	10,88
6,5	1,80	0,83	5,0	0,53	0,0	6	1,42	0,58	4,5	5,5	5,0	6,86
	1,62			1,78			1,34					
	1,22			1,49			1,34					
		1,32			1,45			1,15				
		0,69			1,05			0,90				

Коэффициент неоптимальности показывает не просто степень несоответствия значения параметра системы определенным требованиям. Поскольку в (3) происходит нормирование относительного отклонения параметра по его допустимому значению, величина коэффициента неоптимальности без каких-либо дополнительных «весовых коэффициентов», представляется в масштабе, учитывающем степень важности данного параметра. Это позволяет расширить понятие неоптимальности по параметру до понятия общего коэффициента неоптимальности устройства (по всем параметрам), а затем проводить сравнение ряда устройств с целью выбора наилучшего. Если сравниваются l устройств по n параметрам, то для m-го изделия коэффициент неоптимальности равен

$$\eta_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} \eta_{im}. \qquad (4)$$

Здесь m — номер изделия; n — полное количество параметров, i — номер параметра.

В практике может оказаться, что у каждого из сравниваемых устройств один или несколько параметров будут хуже допустимого, и значение коэффициента неоптимальности для этих параметров $\eta > 1$. В этом случае придется пересматривать требования к допустимому значению соответствующих параметров и облегчать их, например, за счет ужесточения требований к другим устройствам, входящим в комплекс. Другим средством может быть введение в комплекс дополнительных компенсирующих устройств. Например, при недостаточном усилении у основного комплектующего устройства возможно введение дополнительного усилителя и т. п.

В соответствии с указанными выше двумя характерными значениями коэффициента неоптимальности может проводиться два вида сопоставления изделий: 1) на пригодность к применению и 2) на оптимальность.

При сопоставлении на пригодность по (4) суммируются все коэффициенты η_{im}, причем $\eta_{im} > 1$ принимаются равными единице. Это дает возможность избавиться от маскирующего действия тех параметров, которые лучше допустимого, и оценить, насколько данное устройство близко к допустимому. Назовем эту сумму коэффициентом пригодности.

После того как проведен отбор изделий по принципу пригодности, можно провести их сопоставление на оптимальность. Оно проводится непосредственно по (4) без каких-либо ограничений.

Применение изложенного метода сопоставления иллюстрируется табл. 2. Здесь для простоты взяты четыре изделия, и сравнение проводится только по пяти параметрам. В практике методика оказалась особенно эффективной при сопоставлении большого количества изделий по многим параметрам. В табл. 2 все данные, относящиеся к изложенному методу сопоставления с техническим заданием (Т.З.), записаны в столбцах таблицы, обозначенных $\eta_{\text{Т.З}}$. В таблице приведены данные пяти параметров для четырех угломерных датчиков. Там же приведены значения коэффициента неоптимальности для каждого параметра, вычисленные по (3). В шестой строчке таблицы записаны значения коэффициента пригодности. Степень пригодности изделий убывает в следующем порядке: изделие № 4; № 1, № 2, № 3.

Совершенно другой порядок очередности для коэффициента неоптимальности: изделие № 2, № 1, № 4 и № 3. Четвертое изделие стоит на первом месте в ряду пригодности: это показывает, что все его параметры имеют наименьшее отклонение от допустимых по Т.З. значений. Недалеко от него находится первое изделие. Однако его параметры оказываются ближе к оптимальным, чем у четвертого.

Коэффициенты второго изделия ($\eta_{\text{п}} = 1{,}62$ и $\eta = 1{,}22$) свидетельствуют о том, что у него большое количество параметров оптимально, но некоторые существенно выходят из зоны допустимости. Необходима, по-видимому, дополнительная специальная оценка важности этих параметров. Если удастся найти компромисс, то это изделие может оказаться

лучшим. Изделие № 3 — наименее перспективное из рассматриваемых.

Изложенный метод позволяет не только оценить соответствие устройств конкретным требованиям, но и проводить взаимное сравнение группы приборов между собой. В этом случае в основу сравнения можно положить следующее: за оптимальное значение параметра $A_{опт}$ принимается лучшее значение этого параметра из всех сравниваемых изделий. В качестве допустимого принимается среднее значение каждого параметра для всей серии сравниваемых изделий:

$$A_{доп} = \frac{1}{l} \sum_{m=1}^{m=l} A_{im},$$

здесь i — номер параметра. Среднее значение делит все значения параметров на две категории: лучших и худших.

В этом случае коэффициент, вычисленный по методике «сопоставление на пригодность», показывает, насколько все параметры данного изделия в целом близки к категории лучших,— коэффициент категории $\eta_к$ (чем ближе $\eta_к$ к единице, тем лучше параметры изделия, и при $\eta_к = 1$ все параметры (изделия) в категории «лучшие»).

Коэффициент неоптимальности, вычисленный по (4), так же как и при сравнении с Т.З., показывает, насколько параметры данного изделия далеки от оптимальности (при $\eta_{опт} = 0$ все параметры изделия оптимальны). Значения этих коэффициентов по изделиям приведены в строчках 8 и 9 табл. 2.

Ряд принадлежности изделий к лучшим (по данным строки 8) имеет вид: изделие № 1, № 4, № 2 и № 3.

Ряд оптимальности (по данным строки 9): изделие № 2, № 1, № 4 и № 3.

Ряд оптимальности при сопоставлении с Т.З. и при взаимном сопоставлении одинаков. В большинстве случаев эта однозначность ряда оптимальности сохраняется. Только при очень неординарном сочетании требований Т.З. может оказаться, что порядок неоптимальности в соответствии с Т.З. не совпадает со взаимным сопоставлением изделий.

Декабрь 1981 г.

Литература

1. *Касаткин А. С., Кузьмин И. В.* Оценка эффективности автоматизированных систем контроля. М.: Энергия, 1967.
2. *Кузьмин И. В.* Оценка эффективности и оптимизация автоматических систем контроля управления. М.: Сов. радио, 1971.
3. *Борисов Э. В., Киселев А. К.* О требованиях к точности наведения в оптических системах связи. Радиотехника, 1981, т. 36, № 3, с. 86.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXVIII, 1983 г.

ХРОНИКА

По итогам работы в 10-й пятилетке совместным решением Президиума АН СССР и Президиума ЦК профсоюза работников просвещения, высшей школы и научных учреждений Крымской астрофизической обсерватории присуждено переходящее Красное знамя и первая премия.

В обсерватории в 1981 г. проведено несколько крупных международных мероприятий. В феврале состоялось рабочее совещание с обсуждением итогов наблюдений по кооперативной программе КАПГ (майская кампания 1980 г.), входившей составной частью в международную программу «Год солнечного максимума» (ГСМ). В конце марта проходило большое совещание по итогам программы ГСМ, в котором приняли участие 38 иностранных ученых из 17 стран и более 40 советских (иногородних) участников. В начале сентября в обсерватории проводился коллоквиум № 66 МАС «Проблемы колебаний Солнца и звезд». В работе коллоквиума участвовали 42 зарубежных представителя из 13 стран. В середине сентября состоялась конференция по радиоастрономии с участием 16 иностранных ученых. В конце октября проходило совещание «Астрофизические инструменты и методы обработки наблюдений», проводившееся в рамках многостороннего сотрудничества социалистических стран. В нем, кроме советских, приняли участие 11 представителей Болгарии, Венгрии, ГДР, Польши.

В октябре здесь проходил областной семинар руководителей методологических семинаров научных учреждений и высших учебных заведений Крыма.

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе многих совещаний, конференций, школ и т. п.: школы по космической физике памяти С. И. Сыроватского (Рига); школы по численным методам решения задач (Кишинев); XXII астрометрической конференции (Москва); коллоквиума № 67 МАС «Приборы для больших телескопов (САО АН СССР)»; пленума Астросовета (Душанбе); конференции по физике малых тел солнечной системы (Харьков); Всесоюзного симпозиума «Принцип инвариантности и его приложения» (Ереван); конференции «Динамика малых тел солнечной системы» (Ленинград); Всесоюзной конференции по космическим лучам (Самарканд) и других совещаний по различным научным и научно-организационным вопросам.

Кроме того, ряд сотрудников обсерватории участвовали в совещаниях, конференциях и других мероприятиях, проходивших за рубежом.

Т. С. Галкина в апреле участвовала в работе симпозиума № 98 МАС «Звезды типа Be», проходившего в ФРГ.

А. Б. Северный и В. А. Котов в апреле выезжали в Англию для участия в работе 3-й Европейской конференции по физике Солнца и совещания «Ближайшие перспективы солнечных исследований».

Н. И. Шаховская была во Франции на совещании «Астрономическая фотография 1981».

Л. С. Любимков участвовал в работе совещания подкомиссии № 2 «Звездные атмосферы», проходившего в Чехословакии.

А. А. Боярчук был участником коллоквиума № 70 МАС «Природа симбиотических звезд» (Франция).

Н. В. Стешенко был в Австрии на XII конференции Международной комиссии по оптике, а также в Чехословакии на совещании «Интеркосмос».

А. В. Брунс выезжал в Италию на XXXII конгресс Международной астронавтической федерации.

А. Б. Северный и А. А. Боярчук участвовали в очередной встрече КНЕС — «Интеркосмос», проходившей во Франции.

А. Г. Косовичев был в Югославии на 6-й Европейской астрономической конференции «Солнце и планетная система».

С. И. Гопасюк и Н. Н. Степанян участвовали в работе Европейской конференции по итогам «Года солнечного максимума» (Франция).

Ю. Ф. Юровский в течение всего года находился на Кубе, в Институте геофизики и астрономии.

А. А. Боярчук, А. В. Брунс, Л. В. Границкий выезжали во Францию в связи с подготовкой совместных экспериментов по внеатмосферной астрономии.

Н. С. Чуваева шесть недель работала в обсерватории Венского университета (Австрия) по теме «Быстрая переменность магнитных звезд».

И. Г. Моисеев и В. А. Ефанов в течение месяца находились в Финляндии, проводили наблюдения на 14-м радиотелескопе Хельсинкского университета технологии.

Т. Т. Цап выезжал в Венгрию для совместной работы по изучению вспышечной активности на Солнце.

В. И. Краснобабцев посетил Зоннебергскую обсерваторию в ГДР.

В. А. Котов в течение месяца работал в Парижском институте астрофизики (Франция) по исследованию колебаний яркости Солнца.

Н. Н. Степанян была в Чехословакии для продолжения совместной работы по изучению солнечной активности.

В Крымскую астрофизическую обсерваторию на различные сроки приезжали зарубежные ученые и специалисты на стажировку, для общего ознакомления с обсерваторией, ее оборудованием, тематикой исследований и их результатами, для наблюдений на больших телескопах, для выполнения и обсуждения совместных работ.

Кроме участников упомянутых совещаний и коллоквиума, обсерваторию в 1981 г. посетили: В. Умленски (Болгария); Г. Бахманн, А. Крюгер, Г. Рубен, В. Шенайх (ГДР); А. Анталова, Л. Кулчар, М. Соботка, Л. Хейна, Д. Хохол, К. Юза (Чехословакия); М. К. В. Баппу, С. Тонвар (Индия); В. Вайсс (Австрия); Ч. Каули, Р. Партридж, Л. Янг, Э. Янг (США); В. Кегель, Р. Люст, В. Шервуд (ФРГ); О. Вилху, С. Линналуото, Т. Маркканен, В. Пиирола, И. Туоминен, С. Урпо (Финляндия); Э. Фосса (Франция); Э. Мюллер (Швейцария).

В марте закончил трехмесячную стажировку Дон Ир Зюн (КНДР).

В мае на трехлетнюю стажировку прибыла З. Иванова (Болгария).

На заседаниях Ученого совета обсерватории с докладами выступили: С. Тонвар, «Основные направления исследования в Тата-институте (Бомбей)»; Ч. Каули, «Проблема СР-звезд»; М. К. В. Баппу, «Хромосферы Солнца и звезд»; Р. Партридж, «Наблюдения внегалактических объектов с применением ПЗС-структур».

В обсерватории введены в постоянную эксплуатацию автоматизированный фотоэлектрический телескоп АЗТ-11 и ЭВМ ЕС-1033.

В этом году Т. М. Рачковская успешно защитила кандидатскую диссертацию, представили к защите докторские диссертации А. А. Степанян и П. Ф. Чугайнов.

Вышел из печати 65-й том «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае сдан в печать 67-й, в декабре — настоящий, 68-й том.

УДК 523.98

Коваль А. Н., Степанян Н. Н. **Изменение магнитных полей солнечных пятен в связи со вспышками.** — В кн.: Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68.

Исследуются поляризационные спектрограммы пятен, полученные на БСТ-2 Крымской обсерватории с временным разрешением: 1) около 1 ч и 2) 1—7 мин.

Измерение напряженности магнитных полей пятен проводилось по зеемановскому расщеплению восьми спектральных линий, образующихся на разных высотах в атмосфере Солнца (от 60 до 1200 км).

Из анализа наблюдательного материала, полученного с временным разрешением ~1 ч, следует:

1) в пятнах наблюдается несколько видов распределения магнитного поля с высотой, но наиболее часто встречается такое, когда максимум напряженности находится на высоте 400—600 км;

2) вспышки совпадают по времени с ростом поля близлежащих пятен. После вспышки поле уменьшается. Наибольшие изменения поля происходят на высотах $h = 400 \div 600$ км.

3) средние скорости изменений магнитного поля пятен перед вспышками (или во время них), после вспышек и в спокойные периоды соответственно равны: 356 ± 75, -324 ± 64 и -48 ± 23 Гс/ч для $h = 400 \div 600$ км.

Подробное изучение магнитных полей пятен в двух группах во время вспышек балла 1B и 2N с временным разрешением 1—7 мин показало:

1) наибольшие изменения поля происходят в ядрах, расположенных вблизи линии раздела полярностей, при этом поле одной полярности усиливается, а другой уменьшается;

2) во время вспышки смещалась нулевая линия, при этом величина смещения была различной на разных высотах в атмосфере Солнца, что можно интерпретировать как изменение наклона трубок силовых линий во время вспышки;

3) меняется соотношение полей, определенных по линиям, которые образуются на одной глубине, но имеют разную температурную чувствительность;

4) по зеемановскому расщеплению эмиссионных линий металлов определена напряженность магнитного поля во вспышке, которая оказалась по величине такой же или даже выше, чем полученная по линиям поглощения в пятне, над которым эмиссия располагалась.

Табл. 3, ил. 11, библиогр. 16 назв.

УДК 523.75

Карташова Л. Г. **О характере активизации флоккулов накануне и во время вспышки.** — В кн.: Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68.

Изучается характер активизации тонкоструктурных образований на отдельных участках флоккулов в центре линии H_α накануне и во время вспышки. Используются H_α-фильмы активных областей в процессе развития трех вспышек балла 2; 50 вспышек балла 1 и такого же числа субвспышек.

Обнаружено, что:

1) в период вспышечной активности в отдельных участках флоккулов образуются структуры, имеющие вид цепочек ярких узелков длиной $(20 \div 80) \cdot 10^3$ км или систем нескольких параллельных цепочек ярких узелков (расстояние между цепочками — несколько секунд дуги);

2) во время вспышки:

а) ядра вспышечной эмиссии развиваются вдоль цепочек системы, при этом полуширина (на $0{,}5I$) отдельных эмиссионных ядер изменяется в пределах $\pm 1''$;

б) поярчание в области систем цепочек развивается также вдоль цепочек и почти не затрагивает промежутков между ними;

в) иногда наблюдается последовательное поярчание цепочек одна за другой, скорость распространения поярчания составляет 5—30 км/с и близка к средней скорости раздвижения лент двухленточных вспышек.

Табл. 1, ил. 10, библиогр. 13 назв.

УДК 523.98

Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Нефедьев В. П., Цветков Л. И. **Изменения потока радиоизлучения на волнах 1,9; 2,5; 3,2 и 3,5 см во время развития всплесков.** — В кн.: Изв. Крым. астрофиз., обс., 1983, т. 68.

На материале наблюдений радиоизлучения Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см (РТ-22 КАО) и волне 3,2 см (поляриметр СибИЗМИРа) исследованы динамические особенности тонкой структуры в спектре излучения всплесков. Из сопоставления временных профилей всплесков на волнах 3,2 и 3,5 см следует, что в трех из пяти всплесков они заметно различаются. Показано, что это различие в записи всплесков реально, а не обусловлено аппаратурными эффектами. Делается вывод, что различие в записях всплесков на волнах 3,2 и 3,5 см, отличающихся на 10%, отражает наличие существенных градиентов в спектре радиоизлучения в начальной стадии развития некоторых сложных всплесков.

Ил. 5, библиогр. 13 назв.

УДК 523.745 + 523.746

Гусейнов М. Дж., Русских В. И. **Сравнение распределений напряженности магнитного поля поперек тени пятен по линиям поглощения с различной чувствительностью к температуре.** — В кн.: Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68.

По 158 поляризационным спектрограммам, полученным с 26.06 по 2.08 1957 г. на БСТ Крымской астрофизической обсерватории, измерены напряженности магнитных полей H в тени различных пятен. Сравниваются распределения H поперек тени пятен, определенные по линиям поглощения Fe I λ 6302,5 Å, V I λ 6285,2 Å и λ 6296,5 Å. Предполагается, что линия железа образуется в сплошном фоне, а линии ванадия — в темных узлах тени пятен.

Делается заключение, что:

1) напряженности магнитных полей H, измеренные по линиям ванадия, а также их распределения поперек тени пятен одинаковы;

2) места максимумов H поля по всем спектральным линиям, рассмотренным здесь, совпадают с точностью пространственного разрешения зеемановских спектрограмм;

3) для разных пятен разница между H темных узлов и сплошного фона тени имеет различную величину; она в основном находится в пределах 100—300 Гс;

4) в темных узлах тени H в среднем на 200 Гс больше, чем в ее сплошном фоне; в направлении к центру тени эта разница медленно (с градиентом $0{,}003 \div 0{,}01$ Гс/км) растет.

Ил. 2, библиогр. 22 назв.