ИЗВЕСТИЯ

КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания— 1947

Том 87

МОСКВА "НАУКА"

1993

УДК 523

Известия Крымской астрофизической обсерватории. Т. 87. — М.: Наука, 1993. — 173 с. — ISSN 0367-8466. — ISBN 5-02-006990-6.

В 87-м томе "Известий Крымской астрофизической обсерватории" публикуются оригинальные статьи, в которых содержатся результаты исследований, выполненных в обсерватории как на основе собственных наблюдений, так и использованием литературных данных. Исследования посвящены физике Солнца и солнечной активности, цикличности ее проявлений в геофизических факторах, радиограннуляции Солнца и спектрам миллиметрового излучения источников всплесков и *s*-компонента. Получены новые результаты изучения осцилляций активных ядер галактик в связи с гипотезой об антивеществе. Рассмотрены температурные характеристики астрономических зеркал.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

Bulletin Crimean Astrophysical Observatory. Vol. 87, — M.: Nauka, 1993. 173 p.

In the 87 Volume of the "Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory" original papers are published, including the results of investigations carried out at the observatory as on the basis of observational material, so adopted from publications. The investigations were dedicated to solar physics and solar activity, its manifestations as cycles in geophysical phenomena, radio granulation of the Sun and the spectra of *mm*-range radiation of bursts and *s*-component. New results on active nuclei galaxies oscillations have been obtained with respect to the antimatter hypothesis. Temperature parameters of astronomical mirrors are bing considered.

The collection of papers is intended for specialists in astronomy and astrophysics.

И $\frac{1605040000-133}{042(02)-93}$ Без объявл.

ISBN 5-02-006990-6

УДК 523.98

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

В.И. Абраменко, С.И. Гопасюк, М.Б. Огирь

По опубликованным в литературе данным проведен анализ рентгеновского излучения 13 импульсных вспышек в диапазоне энергий от 3 до 30 кэВ.

Отмечено, что практически всегда имеет место различие потоков от узлов жесткого рентгеновского излучения в основаниях корональной магнитной петли. Приведены доводы в пользу того, что эта асимметрия потоков обусловлена наличием электрического поля тока, текущего вдоль петли. Определен нижний порог разности потенциалов между вершиной петли (источником ускорения частиц) и ее основаниями (областью высвечивания жесткого рентгеновского излучения). Эта величина по нашим оценкам не менее 30 кВ.

Метод определения разности потенциалов по данным наблюдений в рентгеновском диапазоне открывает новые возможности в изучении процессов, сопровождающих вспышку.

ON POSSIBILITY OF THE DETERMINATION OF ELECTRIC FIELD IN FLARING LOOPS ON THE BASIS OF *X*-RAY OBSERVATIONS, by *V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk and M.B. Ogir'*. On the basis of published data the analysis of *X*-ray emission of 13 solar impulsive flares in the energy bands 3—30 keV was carried out.

It is pointed out that the difference in hard *X*-ray fluxes form the footpoints of the magnetic loop occures. We advances the arguments for such asymmetry been caused by the electric field of the electric current. The lower limit of the potential drop between the top of the magnetic loop (the source of fast electrons) and there footpoints (the site of hard *X*-rays emission) was estimated. In accordance with our estimation this value would be no less then 30 kV. The method of potential drop determination on the basis of *X*-ray observations would be of great promice for understanding of flare processes.

Начало определения электрического поля во вспышках относится к исследованию уширения линий Бальмера статистическим эффектом Штарка в спектре вспышек [1—3]. Это поле — статическое электрическое поле зарядов либо поле, связанное с электростатическими колебаниями плазмы [4—7].

Исследования, проведенные нами [8], показали наличие связи между появлением H_α-вспышек и направлением электрического тока. Было установлено [8], что узлы вспышек чаще появляются в местах, где ток направлен вверх. В таких местах электрическое поле способствует движению электронов вниз. Электрическое поле действует только на заряженные частицы. Значит, свечение вспышек связано с потоками заряженных частиц, направленных сверху вниз. Эти результаты были получены нами по вычислениям токов на основании наблюдений фотосферного магнитного поля с временным разрешением 30—40 мин и не относятся непосредственно ни к моменту вспышки, ни к области ее свечения.

На основании полученных нами результатов в [8] было высказано предположение о том, что располагая данными наблюдений рентгеновского излучения вспышек в широком диапазоне энергии с высоким временным и пространственным разрешениями, можно определить величину электрического поля в токовой петле во время свечения вспышки. Поскольку это поле обусловлено токами, то оно связано с наличием разности потенциалов, а следовательно, является нестатическим.

Ниже мы используем данные наблюдений рентгеновского излучения на SMM и Hinotori, опубликованные в [9—21], с целью определения электрического поля во время вспышек. Отметим, что рентгеновские наблюдения дают возможность определить электрическое поле не в хромосфере, в области свечения H_α, а в короне — в местах возникновения рентгеновского излучения. Поэтому принципиальное отличие предлагаемого в настоящей работе подхода заключается в том, что он дает возможность определения электрического поля в короне, причем нестатического поля, связанного с наличием ЭДС. Информация об электрическом поле во время вспышки позволит лучше представить механизм вспышки.

1. Отбор материала наблюдений, его анализ

Проявление солнечных вспышек в рентгеновской области весьма разнообразно. Однако с точки зрения особенностей их рентгеновского свечения согласно [12] можно выделить три основных типа вспышек.

Тип А — вспышки, которые характеризуются постепенным подъемом и спадом рентгеновского излучения в диапазоне энергий меньше 40 кэВ и слабым импульсным излучением в области более высоких энергий. Спектр таких вспышек — тепловой при сравнительно низких энергиях (излучение плазмы, нагретой до $T = (3—4) \cdot 10^7$ К) и очень крутой (показатель спектра $\gamma > 7$) при более высоких энергиях. Это, как правило, компактные вспышки. Они встречаются довольно редко: из 400, проанализированных в [12, 16], таких вспышек было только три.

Тип В — импульсные вспышки, наиболее часто встречающиеся (338 из 400). Они характеризуются импульсными всплесками в жесткой области рентгеновского спектра с характерной шкалой времени — секунды—десятки секунд. Спектр таких вспышек становится наиболее жестким в максимуме всплеска. Во время всплеска излучение выходит из областей, расположенных на малых высотах. При этом на изображении в жестком излучении вырисовывается характерная структура в виде нескольких максимумов, которые выявляют основания петель. На стадии спада вспышки жесткое излучение сосредоточено главным образом в источнике, дающем один максимум и расположенном на больших высотах (вблизи вершины петли). В излучение вспышек этого типа ускоренные частицы вносят более ощутимый вклад, чем во вспышках типа А, хотя некоторые авторы, например [19], объясняют излучение ряда вспышек этого класса нагретой до 10^8 К плазмой.

Тип С — довольно немногочисленные вспышки (13 из 400), которые характеризуются постепенными изменениями жесткого рентгеновского излучения с характерным временем — минуты (до нескольких десятков минут). Спектр таких вспышек в диапазоне энергий выше 50 кэВ становится более жестким в процессе их развития: γ меняется, как правило, от 5 во время максимума вспышки до 2 на стадии спада. Источники рентгеновского излучения этих вспышек локализованы на довольно больших высотах: более 40 000 км.

Для исследования электрических полей в петельных структурах наиболее подходящими являются импульсные вспышки (тип В), сопровождающиеся потоками ускоренных электронов, которые направлены сверху вниз, и на их распространение должно оказывать влияние электрическое поле в петлях.

По данным наблюдений имеются серьезные основания считать, что два ярких ядра, видимых в жестком рентгеновском излучении во время вспышки этого типа, связаны между собой магнитной петлей. Это подтверждается расположением их относительно нулевой линии магнитного поля и H_α-структурами. Поэтому существующая сейчас концепция о том, что ядра в жестком рентгеновском излучении соединены между собой магнитной петлей, наиболее близка к действительности.

Связь узлов вспышек петельными структурами была прослежена и по данным наблюдений в H_α [22]. Наряду с этим узлы H_α-вспышек чаще появляются там, где

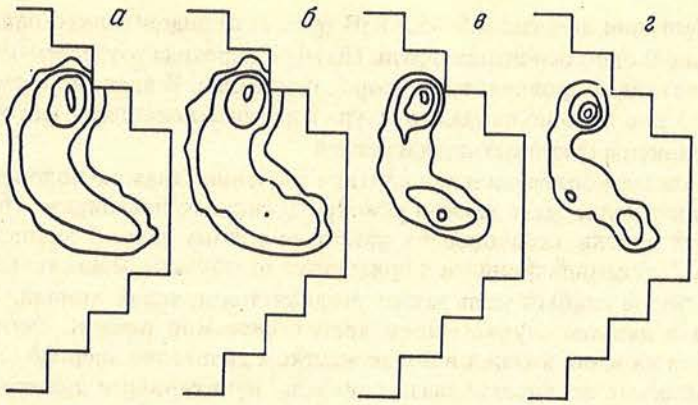


Рис. 1. Изображения в рентгеновских лучах вспышечной петли $20^h28^m47^s \pm 55^s$ 6.11.1980 г. [21]
а — 3,5—5,5 кэВ; *б* — 5,5—8,0 кэВ; *в* — 8,0—11,5 кэВ; *г* — 11,5—16 кэВ
Разрешение 8" × 8". Масштаб (величина ступеньки) 16"

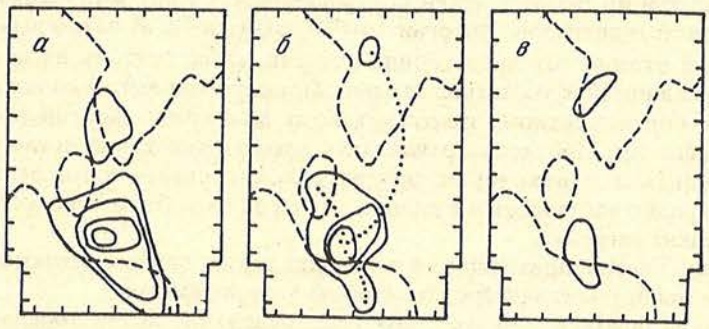


Рис. 2. Изображения в рентгеновских лучах вспышки $02^h51^m15^s \pm 45^s$ 12.11.1980 г. [10]
а — 8,0—16 кэВ; *б* — 11,5—22 кэВ; *в* — 16—30 кэВ. Одно деление — разрешение 8". Штриховая линия — линия раздела полярностей магнитного поля, пунктирные линии — возможные петельные связи

электрический ток направлен вверх, и H_α-узел в основании петли с направлением вверх током ярче и продолжительнее [8, 22]. Естественно ожидать подобной асимметрии и в свечении узлов в рентгеновской области спектра, соединенных магнитной петлей. Так как в магнитной петле от одного основания к другому течет электрический ток, то имеется внешняя разность потенциалов. По современным представлениям источник ускорения частиц находится в верхней части магнитной петли [23, 24]. Разность потенциалов будет способствовать прохождению ускоренных электронов вниз — в то основание петли, где ток направлен вверх, и тормозит ускоренные электроны, которые движутся в основание с током, направленным вниз. Появляется возможность по величине асимметрии свечения в рентгеновском диапазоне двух оснований магнитной петли и энергии частиц, дающих эту ассимметрию, определить разность потенциалов между вершиной петли (источником ускорения частиц) и ее основаниями (областью высвечивания жесткого рентгеновского излучения).

Из доступного нам материала наблюдений изображений вспышек в рентгеновском диапазоне 3—30 кэВ [9—21] мы смогли выбрать 13 импульсных вспышек (тип В), находившихся на диске. Примеры изображений вспышек, взятые из [21, 10], показаны на рис. 1 и 2 соответственно.

На рис. 1 мы видим довольно простой случай эмиссии рентгеновского излучения от

вспышки. В диапазоне энергий 3,5—5,5 кэВ (рис. 1, *а*) виден только один максимум, четко выделяющий одно основание петли. По мере перехода в область более жестких энергий все отчетливее проявляется и второе основание. В диапазоне энергий 11,5—16 кэВ (рис. 1, *г*) уже хорошо видна структура с двумя основаниями, которые, по всей видимости, соединены одной магнитной петлей.

На рис. 2 приведена более сложная картина свечения. Зная расположение нулевой линии магнитного поля, здесь можно усмотреть систему нескольких (по-видимому, трех) магнитных петель, сходящихся к наиболее яркому узлу. В диапазоне энергий 8—16 кэВ (рис. 2, *а*) самый яркий узел приходится на область смены знака магнитного поля. Второй, более слабый узел также разделяется нулевой линией. Это говорит о том, что мы в данном случае имеем дело с системой петель. Особенно четко они проявляются на изображении в более жестком диапазоне энергий (11,5—22 кэВ, рис. 2, *б*). Возможные петельные связи показаны пунктирными линиями. На приведенных двух изображениях (рис. 2, *а* и 2, *б*) очень ярким является один основной узел, куда сходятся петли, соединяющие его с остальными узлами. Аналогичная картина обнаружена нами по крайней мере в 5 и 13 отобранных вспышек. Отметим, что такая ситуация выявлена и по H_α-наблюдениям [22], наиболее ярким вспышечным узлом является тот, к которому сходятся петли, соединяющие его с другими узлами вспышки.

В самом жестком диапазоне энергий 16—30 кэВ (рис. 2, *в*) четко выявляются два узла. Однако, в отличие от предыдущих случаев, здесь яркость их примерно одинакова и они различаются только площадью. Пример этой вспышки показывает, что с переходом к более жесткому рентгеновскому диапазону энергий интенсивности узлов выравниваются. Процесс выравнивания яркости оснований петли можно было также проследить и в некоторых других рассмотренных нами вспышках. Это выравнивание редко наблюдается в диапазонах до 30 кэВ. Возможно, оно происходит при более высоких энергиях.

Полное число частиц, приходящих в основание петли, определяет поток излучения. В дальнейшем мы будем анализировать именно этот параметр.

Выравнивание потоков означает, что в оба основания петли попадает примерно одинаковое число частиц с близким распределением по энергиям. Это возможно, когда энергия частиц мало меняется по сравнению с начальной за счет их движения в электрическом поле. Скорее всего, для каждой вспышки имеется свое значение энергии, при которой имеет место выравнивание потоков в основаниях петли. Энергетический порог, при котором достигается выравнивание потоков, грубо можно принять за верхний предел разности потенциалов между вершиной петли и ее основаниями. Исходя из нашей концепции, на основании наблюдений следует определять тот диапазон энергий, при котором наступает выравнивание потоков в обоих основаниях петли. Это и будет верхним пределом разности потенциалов между источником ускорения частиц (верхней частью петли) и областью высвечивания (основаниями петли). Именно эта величина определяет разность потенциалов на пути распространения ускоренных частиц.

У восьми вспышек на изображениях в жестком рентгеновском излучении четко видны только два узла, которые с высокой вероятностью соединены между собой магнитной петлей. Характеристики этих петель приведены в таблице. По опубликованным рентгеновским изображениям вспышек мы вычислили величины потоков в узлах. Нас интересовали отношения потоков отдельных узлов конкретного рентгеновского изображения вспышки. Поэтому мы не вычисляли абсолютные значения потоков. В 1-м столбце приведена дата вспышки; во 2-м — средний момент интервала накопления сигнала при построении изображения в жестком рентгеновском излучении; в 3-м диапазон энергий жесткого излучения; в 4-м — величина асимметрии потоков от оснований

$$\rho = [F(A) - F(B)]/[F(A) + F(B)],$$

Характеристики магнитных петель, соединяющих узлы жесткого рентгеновского излучения

Дата	Время UT	Диапазон энергий, кэВ	ρ	d, 10^4 км	y	Литературный источник
7.04.80	00:50:40	16—30	0,67	2,7	0,70	[18]
10.04.80	09:18:38	16—30	0,33	1,7	0,33	[14]
21.05.80	20:55:15	16—30	0,12	2,7	0,00	[9]
	20:55:55	16—30	0,63	2,6	0,23	[14]
	20:55:55	16—30	0,45	2,5	0,24	[15]
	20:56:05	16—30	0,38	2,7	0,29	[9]
5.11.80	22:33:05	16—30	0,13	1,8	0,70	[14]
6.11.80	19:36:00	11,5—16	0,41	3,1	0,00	[21]
	19:38:01	11,5—16	0,36	3,0	0,00	[21]
6.11.80	20:28:00	8—11,5	0,19	3,4	0,00	[21]
	20:28:00	11,5—16	0,31	3,1	0,00	[21]
11.11.80	17:24:15	11,5—22	0,12	1,6	0,30	[10]
12.11.80	17:02:16	16—30	0,19	1,4	0,00	[20]

где $F(A)$ — поток от яркого узла в жестком излучении, $F(B)$ — поток от слабого узла; в 5-м — расстояние d между центрами узлов A и B; в 6-м — расстояние y вдоль линии, соединяющей узлы A и B (в долях d), от максимума мягкого рентгеновского излучения (3—8 кэВ) до наиболее яркого узла в жестком излучении. Максимум мягкого рентгеновского излучения обычно находится над линией раздела полярностей магнитного поля, т.е. в верхней части магнитной петли, как и источник ускорения частиц.

Анализ таблицы показал, что в трех случаях область максимального свечения мягкого рентгеновского излучения совпадает в картинной плоскости с наиболее ярким узлом в жестком излучении. Это совпадение в картинной плоскости областей мягкого и жесткого излучений еще не означает их пространственного совпадения. В трех случаях область максимального свечения мягкого излучения сдвинута в сторону более яркого узла в жестком излучении. Следует особо подчеркнуть, что бывают, и не так уж редко (2 из 8), случаи, когда этот максимум располагается ближе к более слабому узлу жесткого излучения ($y > 0,5$).

Из 4-го столбца таблицы мы видим, что величина ρ существенно отлична от нуля практически во всех случаях, т.е. имеет место различие в потоках излучения (в диапазоне до 30 кэВ) обоих узлов. Эта асимметрия в свечении не зависит от того, где между узлами жесткого рентгеновского излучения находится максимум мягкого рентгеновского излучения.

У нас не было данных для того, чтобы проанализировать, как меняется асимметрия с переходом в область более высоких энергий (более 30 кэВ). Более того, из-за скудости доступного нам материала наблюдений мы не всегда могли получить информацию об изменениях величины асимметрии с изменением диапазона энергий даже в области до 30 кэВ. Наряду с этим сам факт наличия асимметрии не вызывает сомнений, хотя, как мы уже отмечали, имеет место тенденция к уменьшению различия в потоках от обоих узлов с переходом в область более высоких энергий.

2. Обсуждение

Проведем анализ двух гипотез о возможных причинах появления асимметрии. Одна, предложенная в [19], основана на том, что источник ускорения частиц располагается несимметрично относительно оснований магнитной петли. Вторая гипотеза, выдвигаемая нами, основана на представлении о существенной роли электрического поля в создании асимметрии при распространении ускоренных электронов.

Для того чтобы проанализировать эти два подхода, необходимо рассмотреть изменение энергии частицы при ее распространении от места первичного ускорения к месту высвечивания. Изменение энергии частицы со временем определяется, с одной стороны, приращением ее энергии в электрическом поле $(d\mathcal{E}/dt)_{\text{пр}}$ и, с другой стороны, потерями энергии $(d\mathcal{E}/dt)_{\text{пот}}$:

$$d\mathcal{E}/dt = (d\mathcal{E}/dt)_{\text{пр}} + (d\mathcal{E}/dt)_{\text{пот}}. \tag{1}$$

Для нерелятивистских частиц приращение энергии в электрическом поле

$$(d\mathcal{E}/dt)_{\text{пр}} = e \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{V}, \tag{2}$$

где e — величина элементарного заряда, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{V}$ — скорость частицы.

В условиях, характерных для вспышки, для электронов с энергией $\mathcal{E} < 10^5$ кэВ доминирующими являются ионизационные потери [25, 26]. Ионизационные потери энергии нерелятивистского электрона на столкновения в плазме, согласно [25],

$$(d\mathcal{E}/dt)_{\text{пот}} = -4\pi e^4 nL/(mV). \tag{3}$$

Здесь n — плотность электронов плазмы, L — кулоновский логарифм. Для нижней короны $L \approx 20$.

Подставляя (2) и (3) в (1) и переходя от переменной по времени к переменной по координате, приходим к выражению для изменения энергии частицы на пути dr :

$$d\mathcal{E} = eEdr - 2\pi e^4 nLdr/\mathcal{E}. \tag{4}$$

Если электрическое поле отсутствует, то изменение энергии определяется ионизационными потерями, которые обратно пропорциональны энергии. Тогда изменение энергии электрона с расстоянием определяется выражением

$$\mathcal{E}^2 = \mathcal{E}_0^2 - 4\pi e^4 nLr. \tag{5}$$

Из (5) находим расстояние r_2, на котором энергия электрона убывает в 2 раза за счет ионизационных потерь:

$$r_2 = 3\mathcal{E}_0^2/(16\pi e^4 nL), \tag{6}$$

При $n = 5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ изменение начальной энергии $\mathcal{E}_0$ (кэВ) электрона в 2 раза происходит на длине пути r_2 (10^3 км) имеющей следующие значения:

$\mathcal{E}_0$	5	10	30	50	100
r_2	0,7	2,9	26,0	72,0	290,0

При плотности плазмы $\sim 3 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$, которую обычно дают рентгеновские наблюдения [12], это расстояние будет еще меньше. Мы видим, что электроны с энергией до 10 кэВ теряют свою энергию на пути до 3000 км даже при плотности $n = 5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. Это расстояние быстро увеличивается с увеличением энергии электрона. Так что основная часть электронов энергетического спектра, которые сосредоточены в диапазоне 5—10 кэВ, могут нагреть короткие петли ($l < 3000$ км), но не могут вызвать свечения H_α-вспышки в более длинных петлях. В свечении H_α-вспы-

шек, вероятно, важной является теплопроводность корональной плазмы, нагретой до высоких температур [27].

На основании приведенных выше данных наименьшее расстояние от вершины петли до основания, если представить ее в виде полуокружности, составляет ~10 000 км, а наибольшее ~30 000 км, и расстояние 3000 км, на котором электроны с $\mathcal{E}_0 \leqslant 10$ кэВ теряют энергию вдвое, — малая величина по сравнению с характерными размерами петель, которые наблюдаются в рентгеновском диапазоне. При энергии 30 кэВ электроны проходят расстояния до 26 000 км, что сравнимо с размерами петель в рентгеновском диапазоне. Однако если электрон движется под углом к магнитному полю, то расстояние, которое он проходит вдоль петли, может быть существенно меньше. В магнитной петле с напряженностью поля, возрастающей к основаниям, из-за возможного отражения электронов глубина проникновения их будет еще меньше. При степенном спектре электронов с показателем 3—4 доля таких электронов в области энергий $\mathcal{E} > 30$ кэВ мала.

По-видимому, без дополнительного источника ускорения частиц с энергиями до 30 кэВ нельзя перенести значительную величину энергии на расстояния, сравнимые с характерными размерами петель, наблюдаемых в рентгеновском диапазоне. Таким источником ускорения может быть электрическое поле в магнитной петле, по которой течет электрический ток во время вспышки.

Если в уравнении (4) второе слагаемое всегда определяет только потери энергии частицами, то первое слагаемое в зависимости от направления **E** по отношению к движению электрона описывает либо ускорение, либо замедление электрона. Из уравнения (4) мы видим, что частица приобретает энергию, когда первое слагаемое превышает второе. Энергия, начиная с котрой происходит процесс ускорения частицы, определяется соотношением $d\mathcal{E} > 0$ в выражении (4), или

$$\mathcal{E} > 2\pi e^4 nL/(eE). \tag{7}$$

Для случая, когда ток течет вдоль магнитного поля (а для корональных петель это справедливо), из закона Ома $E = j/\sigma$. Максимальные значения плотности тока, которые были вычислены нами на основании наблюдений вектора магнитного поля в фотосфере, могут составлять $5 \cdot 10^4$ А/км^2 = $1{,}7 \cdot 10^4$ СГСЭ, довольно часто встречаются плотности тока $j = 10^4$ А/км^2 = $3 \cdot 10^3$ СГСЭ [28]. Принимая эти значения плотности тока и величину электропроводности $\sigma \approx 10^{11}$ СГСЭ, на основании выражения (7) оцениваем пороговое значение энергии $\mathcal{E}$, начиная с которого идет непрерывный процесс ускорения электронов. При плотности тока $5 \cdot 10^4$ А/км^2 это пороговое значение составляет 2,5 кэВ и при плотности тока, на порядок меньшей, эта энергия равна 25 кэВ. Присутствие электрического поля, направленного вдоль магнитного, способствует ориентации траектории электрона вдоль магнитного поля. Тем самым увеличивается путь его прохождения вдоль петли. Следовательно, наличие электрического поля существенно меняет условия прохождения ускоренных электронов. Оно приводит к ускорению всех электронов в той части петли, где электрическое поле направлено вверх, и увеличивает глубину проникновения их. Там, где электрическое поле направлено вниз, как видно из уравнения (4), все частицы будут замедляться как за счет электрического поля, так и за счет столкновений; глубина проникновения частиц в направлении против электрического поля будет меньше.

Наличие электрического поля, направленного вдоль магнитной петли, может объяснить факт асимметрии яркости узлов в рентгеновских лучах даже при симметричном положении источника ускорения относительно оснований петли и также в тех случаях, когда источник первичного ускорения сдвинут в сторону более слабого по свечению основания петли. Эти ситуации не поддаются объяснению в рамках гипотезы, предложенной в [19].

У разных вспышечных петель может быть различная плотность тока. Поэтому и величина пороговой энергии $\mathcal{E}$, выше которой электроны ускоряются, у каждой вспышки своя. Кроме того, во время вспышки плотность тока может быть существенно иной, чем в ее отсутствие, что тоже приведет к изменению величины пороговой энергии электрона.

Величина асимметрии, связанная с наличием электрического поля, зависит от нескольких факторов, таких как плотность частиц, плотность тока, проводимость, расстояние между первичным источником ускорения частиц и основанием петли, и также зависит от структуры магнитного поля. Величина пороговой энергии, а следовательно, и асимметрия могут быть меньше той, что получается по нашим оценкам, хотя бы потому, что мы взяли значение плотности плазмы примерно на порядок меньше того, что следует из рентгеновских наблюдений [12]. Кроме того, уменьшение асимметрии может быть вызвано высокоэнергетичными протонами, на распространение которых величина этого электрического поля не влияет и даже способствует прохождению их в то основание петли, куда проникновение электронов затруднено.

Отметим, что эта модель, учитывающая наличие электрического поля, конечно, не позволяет объяснить быстрые флуктуации яркости жесткого рентгеновского излучения в основаниях магнитных петель только эффектами распространения.

Асимметрия в распространении частиц должна проявиться и в асимметрии рентгеновского излучения в основаниях петель. Из таблицы мы видим, что асимметрия наблюдалась во всех рассмотренных нами вспышках, а в пяти из них — вплоть до самого высокого диапазона энергий (до 30 кэВ), в котором приведены изображения. Отсюда мы приходим к выводу, что если асимметрия обусловлена главным образом присутствием электрического поля, то верхний порог энергии рентгеновского излучения, до которого асимметрия еще наблюдается, определяет верхнюю границу энергии ускоренных электронов, на распространение которых еще оказывает существенное влияние электрическое поле. Выравнивание потоков в основаниях петли с увеличением жесткости рентгеновского излучения будет происходить при разных энергиях: у одних вспышек это могут быть десятки килоэлектронвольт, а у других, возможно, сотни. Для вспышек , приведенных в таблице, асимметрия наблюдается еще при 30 кэВ. Это означает, что разность потенциалов между источником первичного ускорения частиц и основаниями магнитной петли должна быть не ниже 30 кВ.

Чтобы детально исследовать выдвинутую концепцию, нужны хорошего качества данные по рентгеновским изображениям в широком диапазоне энергий и проведение сопоставления их с картами электрических токов, а также надежные данные по спектрам рентгеновского излучения. Сведения об электрических полях токов, которые текут во вспышечных петлях, важны не только для понимания асимметрии и самого процесса вспышки, но и для понимания условий, создающих дополнительное ускорение частиц на пути их распространения.

Авторы приносят благодарность Н.И. Шевякиной за помощь в подготовке рукописи к печати.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ellison M.A., Hoyle F.* // Observatory. 1947. Vol. 67, N 840. P. 181—182.
2. *Мустель Э.Р., Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1952. Т. 8. С. 19—50.
3. *Долгинов А.З., Яковлев Д.Г.* // Астрон. журн. 1973. Т. 50, № 5. С. 1001—1010.
4. *Окс Е.А.* // Письма в "Астрон. журн.". 1978. Т. 4. № 9. С. 415—419.
5. *Коваль А.Н., Окс Е.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 67. С. 90—102.
6. *Томозов В.М.* // Астрон. циркуляр. 1973. № 749. С. 1—3.
7. *Tsytovich V.N.* // Annu. Rev. Astron. and Astrophys. 1973. Vol. 11. P. 363—386.
8. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 78. С. 151—170.
9. *Antonucci E., Dennis B.R., Gabriel A.H., Simnett G.M.* // Solar Phys. 1985. Vol. 96, N 1. P. 129—142.

10. *De Jager C., Boelee A.* // Ibid. 1984. Vol. 92, N 1/2. P. 227—243.
11. *De Jager C., Boelee A., Rust D.M.* // Ibid. 1984. Vol. 92, N 1/2. P. 245—258.
12. *Dennis B.R.* // Ibid. 1988. Vol. 118. N 1/2. P. 49—94.
13. *Doyle J.B., Byrne P.B., Dennis B.R.* et al. // Ibid. 1985. Vol. 98, N 1. P. 141—158.
14. *Duijveman A., Hoyng P.* // Ibid. 1982. Vol. 81, N 1. P. 137—157.
15. *Hoyng P., Duijveman A., Machado M.E.* et al. // Astrophys. J. Lett. 1981. Vol. 246, N 3, pt 2. P. L155—L159.
16. *Kosugi T., Dennis B.R., Kai K.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 324, N 2. P. 1118—1131.
17. *Machado M.E., Duijveman A., Dennis B.R.* // Solar Phys. 1982. Vol. 79, N 1. P. 85—106.
18. *Machado M.E., Somov B.V., Rovira M.G., De Jager C.* // Ibid. 1983. Vol. 85, N 1. P. 157—184.
19. *MacKinnon A.L., Brown J.C., Hayward J.* // Ibid. 1985. Vol. 99, N 1/2. P. 231—262.
20. *MacNiece P., Pallavicini R., Mason H.E.* et al. // Ibid. 1985. Vol. 99, N 1/2. P. 167—188.
21. *Svestka Z., Farnik F., Fontenla J.M., Martin S.F.* // Ibid. 1989.Vol. 123, N 2. P. 317—341.
22. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1991. Т. 83. С. 3—11.
23. *De Jager C.* // Solar Phys. 1979. Vol. 64, N 1. P. 135—141.
24. *Dennis B.R.* // Ibid. 1989. Vol. 121, N 1/2. P. 75—94.
25. *Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И.* Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР. 1963. 384 с.
26. *Гопасюк С.И., Ерюшев Н.Н., Нешпор Ю.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1967. Т. 37. С. 109—117.
27. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Там же, 1988. Т. 79. С. 23—24.
28. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И.* // Там же. 1987. Т. 76. С. 147—168.

УДК 523

ОБЩИЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, А ТАКЖЕ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ТИПЕ РАССЕЯНИЯ

Д.Н. Рачковский

Рассматривается задача образования линии поглощения в предположении атмосферы Милна—Эддингтона. Предполагается линейная зависимость функции источников с оптической глубиной. Решение основывается на возможности представления фазовой матрицы в виде произведения двух соответственно транспонированных матриц.

Показано, что между обобщенной матричной функцией Амбарцумяна $\varphi(\mu)$ в случае релеевского рассеяния и $H_{l,r}(\mu)$ функциями Чандрасекара имеется линейное по μ отношение.

COMMON METHOD FOR SOLVING THE PROBLEM OF ABSORPTION LINES FORMATION IN THE SEMIINFINITE ATMOSPHERES WITH MAGNETIC FIELD OR WITH SCATTERING OF RESONANSE TYPE, *by D.N. Rachkovsky.* The problem of adsorption lines formation for Milne-Eddington model atmosphere was considered. Semiinfinite atmosphere with linear dependence of the source function on optical depth is assumed. The solution of relevant equations is based on the possibility of representing the phase matrics as a product of two accordingly transposed matrices.

It is shown, that between generalized Ambarcumian's matrice function $\varphi(\mu)$ for Reyleigh scattering and Chandrasechar's $H_{l,r}(\mu)$ functions there exists linear dependence (in relation to μ parameter).

Ранее нами в работах, посвященных переносу излучения в магнитном поле, было показано [1—3], что для различных линий фазовая матрица факторизуется, т.е. выполняется соотношение

$$\mathbf{I}(\tau, \bar{r}) = \hat{\beta}(\mathbf{r})\beta(\mathbf{q})\mathbf{I}(\tau, \mathbf{q}). \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{I}$ — векторы-параметры Стокса, а $\mathbf{q}$ и $\mathbf{r}$ — векторы падающего и рассеянного излучений.

В [4] нами было показано также, что подобное соотношение справедливо и для релеевского типа рассеяния. Таким образом, появляется возможность провести изложение теории образования линий поглощения в полубесконечной атмосфере единым образом, только на конечном этапе проводя детализацию, подставляя конкретные виды матриц $\hat{\beta}(\mathbf{r})$ в окончательные формулы. Оказывается также, что доказательство принципа взаимности можно провести в общем виде, основываясь только на представлении (1), причем доказательство не зависит от конкретной геометрии среды. В случае релеевского рассеяния приводится линейное соотношение между матричной формулировкой функции Абмарцумяна [5] и ее $H_l(\mu), H_r(\mu)$ — модификациями Чандрасекара [6].

Приведем сперва конкретные виды матриц $\hat{\beta}(\mathbf{r})$, с помощью которых мы будем иллюстрировать теорию, хотя значение развиваемой ниже теории может быть шире.

В случае рассеяния в магнитном поле (эффект Зеемана) мы будем рассматривать линию с главным квантовым числом $j_B = 0$. В.Е. Степанов [7] рассеяние излучения, характеризуемого параметрами I_+, I_-, на элементе объема записывает следующим образом:

$$I_\pm(\mathbf{r}) = c\sigma_\pm(\mathbf{r}) \int_{4\pi} \left\{\sigma_+(\mathbf{q})I_+(\mathbf{q}) + \sigma_-(\mathbf{q})I_-(\mathbf{q})\right\} d\omega_q \,. \tag{2}$$

Здесь знаки ± характеризуют главные колебания в магнитоанизотропной среде; $\sigma_\pm(\mathbf{r})$ — соответствующие коэффициенты поглощения; C — коэффициент пропорциональности. Следовательно, фазовая матрица будет иметь вид

$$\hat{P}(\mathbf{r},\mathbf{q}) = C\hat{\beta}(\mathbf{r})\beta(\mathbf{q}), \tag{3}$$

$$\hat{\beta}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \sigma_+(\mathbf{r}) & 0 \\ \sigma_-(\mathbf{r}) & 0 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Под релеевским типом рассеяния мы понимаем рассеяние в резонансных линиях, рассеяние на анизотропных частицах, а также электронное рассеяние. Часть фазовой матрицы, не зависящая от азимута, записывается [6]

$$\hat{P}(\mu,\mu_0) = \frac{3E_1}{4}\begin{pmatrix} 2(1-\mu^2)(1-\mu_0^2)+\mu^2\mu_0^2 & \mu^2 \\ \mu_0^2 & 1 \end{pmatrix} + \frac{E_2}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Излучение мы характеризуем в параметрах I_l и I_r. Величины E_1 и E_2 приведены в [6] и удовлетворяют соотношению

$$E_1 + E_2 = 1. \tag{6}$$

Для релеевского рассеяния $E_2 = 0$.

Выражение (3) можно факторизовать [4]:

$$\hat{P}(\mu,\mu_0) = \hat{\beta}(\mu)\tilde{\beta}(\mu_0), \hat{\beta}(\mu) = \begin{pmatrix} 2-3\mu^2 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \sqrt{E_1}/2 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \tag{7}$$

Для релеевского рассеяния мы будем пользоваться несколько другой записью матрицы $\hat{\beta}(\mu)$:

$$\hat{\beta}(\mu) = \frac{\sqrt{3}}{2}\begin{pmatrix} \mu^2 & 1-\mu^2 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{2} \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Выражение (8) можно получить из (7), полагая $E_1 = 1$ и умножая сперва на

$$L = \frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix} -1 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & 1 \end{pmatrix}.$$

Поскольку $\hat{L}\tilde{L} = \hat{E}$, эта операция не изменит фазовой матрицы $\hat{P}(\mu, \mu_0)$.

1. Принцип взаимности

Принцип взаимности означает наличие определенного соответствия между падающим и рассеянным от среды излучениями при смене их направлений на взаимно обратные. При рассмотрении отражения от среды нам необходимо будет его применять. Этот принци неоднократно доказывался, см., например, [6, 8, 9, 10, 13], однако каждый раз для определенной геометрии среды и для определенной фазовой матрицы. Между тем еще в [6] было указано, что фазовая матрица полностью определяет принцип взаимности. Ранее [1, 3, 9, 10] для разных типов линий мы, используя методику В.В. Соболева, каждый раз доказывали принцип взаимности заново. Ниже приводится доказательство принципа взаимности исходя только из одного условия факторизации фазовой матрицы и не зависящее от конкретной конфигурации среды.

Запишем соотношение между падающим и рассеянным излучениями от границы некоторой среды:

$$\mathbf{I}(0, \mathbf{r}) = \mu_i \mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i})\mathbf{I}(0, \mathbf{i}). \tag{9}$$

Под понятием луч будем понимать параллельный поток, претерпевающий рассеяние на определенных оптических глубинах. Для однократно рассеянного луча на глубине τ имеем

$$\mathbf{I}_1(0, \mathbf{r}) = \hat{\xi}\left(\mathbf{r}, \frac{\tau}{\mu_r}\right)\hat{\beta}(\mathbf{r})\tilde{\beta}(\mathbf{i})\hat{\xi}\left(\mathbf{i}, \frac{\tau}{\mu_i}\right)\mathbf{I}(0, \mathbf{i})\frac{\Delta\tau}{\mu_r}.$$

Здесь $\hat{\xi}(\mathbf{r}, \tau/\mu_r)$ — матрица поглощения, конкретный ее вид будет определен позднее.

Для двукратно рассеянных лучей имеем

$$\mathbf{I}_2(0, \mathbf{r}) = \frac{\Delta\tau_2}{\mu_r}\hat{\xi}\left(\mathbf{r}, \frac{\tau_2}{\mu_r}\right)\hat{\beta}(\mathbf{r})\left\{\tilde{\beta}(\mathbf{q}_1)\frac{\Delta\tau_1}{\mu_{q1}}\hat{\xi}\left(\mathbf{q}_1, \frac{|\tau_2 - \tau_1|}{\mu_{q1}}\right)\hat{\beta}(\mathbf{q}_1)\right\}\tilde{\beta}(i)\hat{\xi}\left(\mathbf{i}, \frac{\tau_1}{\mu_i}\right)\mathbf{I}(0, \mathbf{i}).$$

Член в фигурных скобках соответствует пути, пройденному между слоями τ_1 и τ_2. Эту формулу легко обобщить на k-кратно рассеянный луч:

$$I_k^A(0, \mathbf{r}) = \frac{\Delta\tau_k}{\mu_r}\hat{\xi}\left(r, \frac{\tau_k}{\mu_r}\right)\hat{\beta}(\mathbf{r})\prod_{j=k-1}^{1}\left\{\tilde{\beta}(\mathbf{q}_i)\frac{\Delta\tau_j}{\mu_{qj}}\hat{\xi}\left(\frac{|\tau_{j+1} - \tau_j|}{\mu_{qj}}\right)\hat{\beta}(\mathbf{q}_j)\right\} \times$$

$$\times\ \tilde{\beta}(\mathbf{i})\xi\left(\mathbf{i}, \frac{\tau_1}{\mu_i}\right)\mathbf{I}(0, \mathbf{i}).$$

Определим путь луча B, у которого все векторы $\mathbf{q}_i$ в фигурных скобках имеют обратное направление. Порядок оптических толщин $\tau_{j,j} = 1, \ldots, k$, также поменяем на

обратный. Запишем

$$I_k^B(0,\mathbf{r}) = \frac{\Delta\tau_1}{\mu_r}\,\hat{\xi}\left(\mathbf{r},\frac{\tau_1}{\mu_r}\right)\hat{\beta}(\mathbf{r})\prod_{j=1}^{k-1}\left\{\tilde{\beta}(\mathbf{q}_j)\frac{\Delta\tau j}{\mu_{qj}}\,\hat{\xi}\left(\mathbf{q}_j,\frac{|\tau_{j+1}-\tau_j|}{\mu_{qj}}\right)\hat{\beta}(\mathbf{q}_j)\right\}\times$$

$$\times\,\tilde{\beta}(\mathbf{i})\,\xi\left(i,\frac{\tau_1}{\mu_i}\right)\mathbf{I}(0,\mathbf{i}).$$

Матрицу $\hat{S}_k^A(\mathbf{r},\mathbf{i})$ для луча A можно найти, используя (9). Транспонируя $\hat{S}_k^A(\mathbf{r},\mathbf{i})$, заменяя векторы **r** на –**i** и **i** на –**r**, учитывая также четность функций $\hat{\beta},\hat{\xi}$, обнаружим

$$\tilde{S}_k^A(-\mathbf{i},-\mathbf{r}) = \hat{S}_k^B(\mathbf{i},\mathbf{r}),\qquad \tilde{S}_k^B(\mathbf{i},\mathbf{r}) = \hat{S}_k^A(-\mathbf{i},-\mathbf{r}).$$

Назовем луч B дополнительным к лучу A. Поскольку в ансамбле всевозможных лучей у каждого луча имеется дополнительный, то, суммируя, получаем

$$\hat{S}_k^A(\mathbf{r},\mathbf{i}) + \hat{S}_k^B(\mathbf{r},\mathbf{i}) = \tilde{S}_k^A(-\mathbf{r},-\mathbf{i}) + \tilde{S}_k^B(-\mathbf{i},-\mathbf{r}).$$

Следовательно, вообще

$$\hat{S}(\mathbf{r},\mathbf{i}) = \tilde{S}(-\mathbf{r},-\mathbf{i}). \tag{10}$$

Это и есть формулировка принципа взаимности. Как видим, вывод соотношения (10) не зависит от того, конечная по τ среда или полубесконечная. Неоднородность среды также можно учесть, детализируя функцию $\hat{\xi}$.

2. Диффузное отражение от полубесконечной атмосферы

Проведем прежде всего нормировку фазовой матрицы, исходя из принципа сохранения количества поглощенной и рассеянной энергии. Для резонансного когерентного рассеяния имеем

$$A\cdot\tilde{1}\int_{-1}^{+1}\hat{\beta}(\mu')\,d\mu'\,\tilde{\beta}(\mu) = \eta\cdot\tilde{1}. \tag{11}$$

Здесь $\tilde{1} = (1,1)$, $A = \eta/2$.

Аналогично в магнитном поле имеем

$$A\cdot\tilde{1}\int_{4\pi}\hat{\beta}(\mathbf{r})\,d\omega_r\,\tilde{\beta}(\mathbf{i}) = \tilde{1}\cdot\tilde{\beta}(\mathbf{i})\quad A^{-1} = \int_{4\pi}\left(\sigma_+(\mathbf{r})+\sigma_-(\mathbf{r})\right)d\omega_r.$$

Ниже встретятся транспонированные соотношения

$$A\hat{\beta}(\mu)\int_{-1}^{+1}\tilde{\beta}(\mu')\,d\mu'\cdot\bar{1} = \eta\cdot\bar{1}, \tag{11'}$$

$$A\hat{\beta}(r)\int_{4\pi}\tilde{\beta}(\mathbf{i})\,d\omega_i\cdot\bar{1} = \hat{\beta}(\mathbf{r})\cdot\bar{1}. \tag{12'}$$

Различие (11), (12) не помешает искать решение уравнения переноса одним способом. Имеем

$$\mu_r\frac{d}{d_\tau}I(\tau,\mathbf{r}) = \hat{\alpha}(\mathbf{r})I(\tau,\mathbf{r}) - C\hat{\beta}(\mathbf{r})\int\tilde{\beta}(q)\mathbf{I}(\tau,q)d\omega_q - C\hat{\beta}(r)\tilde{\beta}(\mathbf{i})\hat{\xi}(\tau,\mathbf{i})\,\mathbf{I}(0,\mathbf{i}), \tag{13)—(14}$$

поскольку τ — оптическая толщина в непрерывном спектре, все величины в (14) будут нормированы к k_ν — коэффициенту поглощения в непрерывном спектре.

Если индексом R обозначить величины, относящиеся к релеевскому рассеянию, а индексом M — к рассеянию в магнитном поле, то имеем

$$\hat{\alpha}_R(\mathbf{q}) = \hat{\alpha}_R(\mu) = (1+\eta)\hat{E}, \ \hat{\alpha}_M(\mathbf{q}) = \begin{pmatrix} 1+\eta_+(\mathbf{q}) & 0 \\ 0 & 1+\eta_-(\mathbf{q}) \end{pmatrix}, \tag{15}$$

$$C = (1-\varepsilon)A, \ \frac{d}{d\tau}\hat{\xi}(\tau, \mathbf{i}) = -\frac{\alpha(\mathbf{i})}{\mu_i}.$$

Решение задачи будем искать в виде

$$I(0, \mathbf{r}) = C\mu_i \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i})\mathbf{I}(0, \mathbf{i}). \tag{16}$$

При решении будем использовать принцип инвариантности I [16]. Для излучения, выходящего вверх, $\mu > 0$ на глубине τ, имеем

$$\mathbf{I}(\tau, \mathbf{r}) = C\mu_i \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i})\hat{\xi}(\tau, \mathbf{i})I(0, \mathbf{i}) + C\int \mu_q \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{q})\mathbf{I}(\tau, \mathbf{q})d\omega_q, \tag{17}$$

в (17) вектор $\mathbf{q}$ направлен вниз, вектор $\mathbf{r}$ — вверх.

Дифференцируя и полагая $\tau = 0$, получаем

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau, \mathbf{r}) = -C\hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i})\hat{\alpha}(i)I(0, \mathbf{i}) + C\int \mu_q \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{q})\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau, \mathbf{q})d\omega_q. \tag{18}$$

Имеем для производных в (18) на основании (14)

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau, \mathbf{r})\Big|_{\tau=0} = \frac{1}{\mu_r}\left\{\hat{\alpha}(\mathbf{r})\mathbf{I}(0, \mathbf{r}) - C\hat{\beta}(\mathbf{r})\int \tilde{\beta}(\mathbf{r}')\mathbf{I}(0, \mathbf{r}')d\omega_{r'} - C\hat{\beta}(\mathbf{r})\tilde{\beta}(\mathbf{i})\mathbf{I}(0, \mathbf{i})\right\},$$

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau, \mathbf{q})\Big|_{\tau=0} = \frac{C}{\mu_q}\beta(\mathbf{q})\left\{\int \tilde{\beta}(\mathbf{r}')\mathbf{I}(0, \mathbf{r}')d\omega_{r'} + \tilde{\beta}(\mathbf{i})\mathbf{I}(0, \mathbf{i})\right\}. \tag{19}$$

Подставляя (16) в (19), получаем

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau, \mathbf{r})\Big|_{\tau=0} = \frac{C}{\mu_r}\left\{\mu_i\hat{\alpha}(\mathbf{r})\hat{S}(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{i}}) - C\mu_i\hat{\beta}(\mathbf{r})\int \hat{\beta}(\mathbf{r}')\hat{S}(\mathbf{r}', \mathbf{i})d\omega_{r'} - \hat{\beta}(\mathbf{r})\tilde{\beta}(\mathbf{i})\right\}\mathbf{I}(0, \mathbf{i}),$$

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau, \mathbf{q})\Big|_{\tau=0} = \frac{C}{\mu_q}\hat{\beta}(\mathbf{q})\left\{C\mu_i\int \tilde{\beta}(\mathbf{r}')\hat{S}(\mathbf{r}', \mathbf{i})d\omega_{r'} + \tilde{\beta}(\mathbf{i})\right\}I(0, \mathbf{i}). \tag{20}$$

Подставляя (20) в (18), имеем

$$\frac{1}{\mu_r}\left\{\mu_i\hat{\alpha}(\mathbf{r})\hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i}) - C\mu_i\hat{\beta}(\mathbf{r})\int \tilde{\beta}(\mathbf{r}')\hat{S}(\mathbf{r}', \mathbf{i})d\omega_{r'} - \hat{\beta}(\mathbf{r})\tilde{\beta}(\mathbf{i})\right\}I(0, \mathbf{i}) =$$
$$= \left\{-\hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i})\hat{\alpha}(\mathbf{i}) + C^2\int \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{q}')\left(\mu_i\hat{\beta}(\mathbf{q}')\int \tilde{\beta}(\mathbf{r}'')\hat{S}(\mathbf{r}'', \mathbf{i})d\omega_{r''} + \hat{\beta}(\mathbf{q}')\tilde{\beta}(\mathbf{i})\right)d\omega_{q'}\right\}I(0, \mathbf{i}).$$

Так как $\mathbf{I}(0, \bar{\mathbf{i}})$ произвольно, мы можем приравнять матрицы в фигурных скобках. Разлагая на множители, находим

$$\mu_i\hat{\alpha}(\mathbf{r})\hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i}) + \mu_r\hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i})\hat{\alpha}(\mathbf{i}) = \left\{\hat{\beta}(\mathbf{r}) + C\mu_r\int \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{q}')\hat{\beta}(\mathbf{q}')d\omega_{q'}\right\} \times$$
$$\times \left\{\tilde{\beta}(\mathbf{i}) + C\mu_i\int \hat{\beta}(\mathbf{r}'')\hat{S}(\mathbf{r}'', \mathbf{i})d\omega_{r''}\right\}. \tag{21}$$

Поскольку, согласно принципу взаимности, $\hat{S}(\mathbf{r}'', \mathbf{i}) = \tilde{S}(-\mathbf{i}, -\mathbf{r}'')$, а также $\hat{\beta}(\mathbf{i}) = \hat{\beta}(-\mathbf{i})$, учитывая, что вектор $-\mathbf{i}$ направлен в верхнюю полусферу, как и вектор $\mathbf{r}$, имеем

$$\mu_i \hat{\alpha}(\mathbf{r}) S(\mathbf{r}, \mathbf{i}) + \mu_r \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{i}) \hat{\alpha}(\mathbf{i}) = \hat{\varphi}(\mathbf{r}) \tilde{\varphi}(\mathbf{i}).$$

Поскольку $\hat{\alpha}(\mathbf{r})$ — диагональная матрица, можем записать

$$S(r, i)_{m,n} = \frac{\left(\hat{\varphi}(r)\tilde{\varphi}(i)\right)_{m,n}}{\mu_i \alpha_{m,m}(r) + \mu_r \alpha_{n,n}(i)}. \tag{22}$$

Здесь функция φ определяется уравнением

$$\varphi_{m,n}(\mathbf{r}) = \beta_{m,n}(\mathbf{r}) + C\mu_r \int \frac{\left(\hat{\varphi}(\mathbf{r})\tilde{\varphi}(\mathbf{q})\right)_{m,k}}{\mu_q \alpha_{m,m}(\mathbf{r}) + \mu_r \alpha_{k,k}(\mathbf{q})} \beta_{k,n}(\mathbf{q}) d\omega_q. \tag{23}$$

В случае релеевского рассеяния имеем

$$\hat{\varphi}(\mu) = \hat{\beta}(\mu) + \frac{(1-\varepsilon)}{2} \frac{\eta}{1+\eta} \mu \hat{\varphi}(\mu) \int_0^1 \frac{\tilde{\varphi}(\mu')\hat{\beta}(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu'. \tag{24}$$

В рассматриваемом здесь случае рассеяния в магнитном поле если развернуть (23), то для $\hat{\varphi}(\bar{r})$ окажется отличным от нуля только первый столбец, его элементы будут равны

$$\varphi_\pm(\mathbf{r}) = \eta_\pm(\mathbf{r}) + C \frac{\mu_r \varphi_\pm(\mathbf{r})}{1+\eta_+(\mathbf{r})} \int_{2\pi} \left\{ \frac{\eta_+(\mathbf{q})}{1+\eta_+(\mathbf{q})} \varphi_+(\mathbf{q}) \left[\frac{\mu_r}{1+\eta_\pm(\mathbf{r})} + \frac{\mu_q}{1+\eta_+(\mathbf{q})} \right]^{-1} + \right.$$

$$\left. + \frac{\eta_-(\mathbf{q})}{1+\eta_-(\mathbf{q})} \varphi_-(\mathbf{q}) \left[\frac{\mu_r}{1+\eta_\pm(\mathbf{r})} + \frac{\mu_q}{1+\eta_-(\mathbf{q})} \right]^{-1} \right\} d\omega_q. \tag{25}$$

Делая в (25) замену

$$\varphi_\pm(\mathbf{r}) = \psi_\pm(\mathbf{r})\eta_\pm(\mathbf{r}), \tag{26}$$

мы убеждаемся, что новая функция $\psi_\pm$ зависит от переменной

$$t_\pm = \mu_r/[1 + \eta_\pm(\mathbf{r})]. \tag{27}$$

Подставляя (26) в (25), находим

$$\psi_\pm(t_\pm) = 1 + Ct_\pm \psi_\pm(t_\pm) \int_{2\pi} \left\{ \frac{\eta_+^2(\mathbf{q}')\left[1+\eta_+(\mathbf{q}')\right]^{-1}}{t_\pm + t'_+} \psi_+(t'_+) + \frac{\eta_-^2(\mathbf{q}')\left[1+\eta_-(\mathbf{q}')\right]^{-1}}{t_\pm + t'_-} \psi_-(t'_-) \right\} d\omega'. \tag{28}$$

3. Связь между функциями $\hat{\varphi}(\mu)$ и $H_{l,r}(\mu)$ в случае релеевского рассеяния

В [6] функция $\hat{S}(\mu, \mu_0)$ определяется через $H_l(\mu)$ и $H_r(\mu)$ некоторым сложным образом. Это объясняется тем, что фазовая матрица $\hat{P}(\mu, \mu')$ у Чандрасекара не факторизована. Соотношение (22) указывает, что переменные μ, μ_0 в функции $\hat{S}(\mu, \mu_0)$ разделяются. Следовательно, должна существовать зависимость между $\hat{\varphi}(\mu)$ и $H_{l,r}(\mu)$ при релеевском рассеянии. Поставим вопрос несколько более общо. Попробуем найти связь между функцией $\hat{\varphi}(\mu)$ при резонансном рассеянии и некоторой диагональной функцией Амбарцумяна $\hat{H}(\mu)$ Покажем, что такая связь существует

только для частного случая резонансного рассеяния, а именно для релеевского рассеяния.

Итак, матрица $\hat{\varphi}(\mu)$ определена уравнением

$$\hat{\varphi}(\mu)=\hat{\beta}(\mu)+C\mu\hat{\varphi}(\mu)\int_0^1\frac{\tilde{\varphi}(\mu')}{\mu+\mu'}\hat{\beta}(\mu')d\mu', \tag{29}$$

Здесь $C=(1-\varepsilon)/2(1+\eta)$, (30)

$$\hat{\beta}(\mu)=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}2-3\mu^2 & 1\\ -1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\sqrt{E_1} & 0\\ 0 & \sqrt{2}\end{pmatrix}. \tag{31}$$

Определим диагональную функцию $\hat{H}(\mu)$ уравнением

$$\hat{H}(\mu)=\hat{E}+C\mu\hat{H}(\mu)\int_0^1\frac{\hat{H}(\mu')\,\hat{\psi}(\mu')}{\mu+\mu'}d\mu'. \tag{32}$$

Здесь $\hat{\psi}(\mu)$ — пока неизвестная диагональная квадратичная по μ функция.

Для удобства выкладок запишем

$$\hat{\beta}(\mu)=\hat{C}_\beta^{(0)}+\hat{C}_\beta^{(2)}\mu^2,\ \hat{\psi}(\mu)=\hat{C}_\psi^{(0)}+\hat{C}_\psi^{(2)}\mu^2. \tag{33}$$

Сравнивая (33) и (31), находим

$$\hat{C}_\beta^{(0)}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}2 & 1\\ -1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\sqrt{E_1} & 0\\ 0 & \sqrt{2}\end{pmatrix},\ \hat{C}_\beta^{(2)}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}-3 & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\sqrt{E} & 0\\ 0 & \sqrt{2}\end{pmatrix}. \tag{34}$$

Будем искать соотношение между $\hat{\varphi}(\mu)$ и $\hat{H}(\mu)$ в виде

$$\hat{\varphi}(\mu)=\hat{H}(\mu)\left(\hat{a}+\hat{b}_\mu\hat{T}(\delta)\right). \tag{35}$$

Полагаем, что

$$\hat{T}(\delta)\tilde{T}(\delta)=\hat{E}. \tag{36}$$

Подставляем (35) в (29):

$$\hat{\varphi}(\mu)=\hat{\beta}(\mu)+C\mu\hat{H}(\mu)\int_0^1\left\{\left(\hat{a}\tilde{a}+\hat{b}\tilde{b}\mu\mu'\right)+\left(\hat{a}\tilde{T}\tilde{b}\mu'+\hat{b}\hat{T}a\mu\right)\right\}\frac{\hat{H}(\mu')}{\mu+\mu'}\hat{\beta}(\mu')\,d\mu'. \tag{37}$$

Некоторые упрощения возможны, если положим

$$\hat{a}\tilde{T}\tilde{b}=\hat{b}\hat{T}\tilde{a}. \tag{38}$$

Поскольку

$$\frac{\hat{a}\tilde{a}+\hat{b}\tilde{b}\,\mu\mu'}{\mu+\mu'}=\frac{\hat{a}\tilde{a}-\hat{b}\tilde{b}\mu^2}{\mu+\mu'}+\hat{b}\tilde{b}\,\mu, \tag{39}$$

то

$$\hat{\varphi}(\mu)=\hat{\beta}(\mu)+C\mu\,\hat{H}(\mu)\left(\hat{a}\tilde{a}-\hat{b}\tilde{b}\mu^2\right)\int_0^1\frac{\hat{H}(\mu')\hat{\beta}(\mu')}{\mu+\mu'}d\mu'+$$

$$+\ C\mu\hat{H}(\mu)\left(\hat{b}\mu+\hat{a}\tilde{T}\right)\tilde{b}\int_0^1\hat{H}(\mu')\hat{\beta}(\mu')\,d\mu'. \tag{40}$$

Пусть

$$\hat{\psi}(\mu)=\hat{a}\tilde{a}-\hat{b}\tilde{b}\,\mu^2. \tag{41}$$

Для произвольных квадратичных по μ $\hat{\beta}(\mu)$ и $\hat{\psi}(\mu)$ имеем тождество

$$\hat{\psi}(\mu)\cdot\int_0^1\frac{\hat{H}(\mu')\beta(\mu')}{\mu+\mu'}\,d\mu'-\int_0^1\frac{\hat{H}(\mu')\hat{\psi}(\mu')}{\mu+\mu'}\,\hat{\beta}(\mu)\,d\mu'=$$
$$=\left(\hat{\alpha}_1-\mu\hat{\alpha}_0\right)\left(\hat{\psi}(\mu)\,\hat{C}_\beta^{(2)}-\hat{C}_\psi^{(2)}\hat{\beta}(\mu)\right). \tag{42}$$

Здесь

$$\hat{\alpha}_{\mathbf{k}}=\begin{pmatrix}\alpha_{\mathbf{k}} & 0\\ 0 & A_{\mathbf{k}}\end{pmatrix}=\int_2^1\hat{H}(\mu)\mu^k d\mu,\quad \mathbf{k}=0,1,2. \tag{43}$$

Умножая (42) слева на $C\mu\hat{H}(\mu)$ и используя (32), находим

$$C\mu\hat{H}(\mu)\hat{\psi}(\mu)\int_2^1\frac{\hat{H}(\mu')\hat{\beta}(\mu')}{\mu+\mu'}\,d\mu'=$$
$$=\left(\hat{H}(\mu)-\hat{E}\right)\hat{\beta}(\mu)+C\mu\hat{H}(\mu)\left(\tilde{\alpha}_1-\mu\hat{\alpha}_0\right)\left(\hat{C}_\psi^{(0)}\hat{C}_\beta^{(2)}-\hat{C}_\psi^{(2)}\hat{C}_\beta^{(0)}\right). \tag{44}$$

Подставляя (44) в (40), получаем

$$\hat{\varphi}(\mu)=\hat{H}(\mu)\{\hat{\beta}(\mu)+C\mu\left(\tilde{\alpha}_1-\mu\hat{\alpha}_0\right)\left(\hat{C}_\psi^{(0)}\hat{C}_\beta^{(2)}-\hat{C}_\psi^{(2)}\hat{C}_\beta^{(0)}\right)+$$
$$+C\mu\left(\hat{a}\tilde{T}+\mu\hat{b}\right)\tilde{b}\int_0^1\hat{H}(\mu')\hat{\beta}(\mu')\,d\mu'. \tag{45}$$

Поскольку $\hat{H}(\mu)$ диагональна, то, приравнивая (45) и (35), находим

$$\hat{a}+\mu\hat{b}\hat{T}=\hat{\beta}(\mu)+C\mu\left(\hat{\alpha}_1-\mu\hat{\alpha}_0\right)\left(\hat{a}\tilde{a}\hat{C}_\beta^{(2)}+\hat{b}\tilde{b}\hat{C}_\beta^{(0)}\right)+$$
$$+C\mu\left(\hat{a}\tilde{T}+\mu\hat{b}\right)\tilde{b}\int_0^1\hat{H}(\mu')\hat{\beta}(\mu')\,d\mu'. \tag{46}$$

Условие равенства членов (46) с μ в нулевой степени дает

$$\hat{a}=\hat{C}_\beta^{(0)}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}2 & 1\\ -1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\sqrt{E_1} & 0\\ 0 & \sqrt{2}\end{pmatrix}. \tag{47}$$

Так как выражение

$$\hat{a}\tilde{a}=\frac{1}{4}\begin{pmatrix}4E_1+2 & -2E_1+2\\ -2E_1+2 & E_1+2\end{pmatrix}$$

должно быть диагонально, то необходимым условием для выполнения (35) будет $E_1=1$, т.е. соотношение (35) может выполняться только в случае релеевского рассеяния. Итак,

$$\hat{a}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}2 & 1\\ -1 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & \sqrt{2}\end{pmatrix},\quad \hat{a}\tilde{a}=\frac{3}{4}\begin{pmatrix}2 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix}. \tag{48}$$

Приравнивая коэффициенты при μ^2 в (46), имеем

$$\hat{C}_\beta^{(2)}-C\hat{\alpha}_0\left(\hat{a}\tilde{a}\hat{C}_\beta^{(2)}+\hat{b}\tilde{b}\hat{C}_\beta^{(0)}\right)+C\hat{b}\tilde{b}\int_0^1\hat{H}(\mu')\hat{\beta}(\mu')\,d\mu'=0.$$

Поскольку

$$\int_0^1\hat{H}(\mu')\hat{\beta}(\mu')\,d\mu'=\hat{\alpha}_0\hat{C}_\beta^{(0)}+\hat{\alpha}_2\hat{C}_\beta^{(2)},$$

получим

$$\left(\hat{E}-C\left(\hat{\alpha}_0\hat{a}\tilde{a}+\hat{b}\tilde{b}\hat{\alpha}_2\right)\right)\hat{C}_\beta^{(2)}=0,$$

$\hat{C}_\beta^{(2)}$ имеет только один отличный от нуля элемент (см. (34)). Следовательно,

$$C\left(\hat{\alpha}_{1,1}^{(0)}\left(\hat{a}\tilde{a}\right)_{1,1} - \hat{\alpha}_{1,1}^{(2)}\left(\hat{b}\tilde{b}\right)_{1,1}\right) = 1.$$

Это соотношение равно

$$C\int_0^1 H_{1,1}(\mu)\,\psi_{1,1}(\mu)\,d\mu = 1; \tag{49}$$

из (49) однозначно следует, что $C = 1/2, \left(\hat{b}\tilde{b}\right)_{1,1} = \left(\hat{a}\tilde{a}\right)_{1,1} = 3/2$, т.е. $H_{1,1}(\mu)$ совпадает с функцией $H_l(\mu)$, уравнение которой есть

$$H_l(\mu) = 1 + \frac{3}{4}\mu H_l(\mu)\int_0^1 \frac{H_l(\mu_1)\left(1-\mu_1^2\right)}{\mu+\mu_1}\,d\mu_1\,. \tag{50}$$

Равенство $C = 1/2$ означает, что соотношение (35) выполнимо лишь для чистого рассеяния, когда в (30) надо положить $1 + \eta = 1$ и $\varepsilon = 0$, когда нет потери квантов при рассеянии.

Остается рассмотреть члены, пропорциональные μ. Имеем

$$\hat{b}\hat{T} = \frac{1}{2}\alpha_1\left(\hat{a}\tilde{a}\hat{C}_\beta^{(2)} + \hat{b}\tilde{b}\hat{C}_\beta^{(0)}\right) + \frac{1}{2}\hat{a}\tilde{T}\tilde{b}\int_0^1 \hat{H}(\mu)\hat{\beta}(\mu)\,d\mu\,.$$

В смысле общности решения нам уже нечего терять. Попробуем подстановку $\hat{b} = \hat{a}$. Сокращая общий множитель, получаем

$$\hat{T}\left\{2\hat{E} - \tilde{a}\left(\hat{\alpha}_0\hat{C}_\beta^{(0)} + \hat{\alpha}_2\hat{C}_\beta^{(2)}\right)\right\} = a\hat{\alpha}_1\hat{\beta}(1). \tag{51}$$

Дальнейшие выкладки легче провести, если использовать определение (8). Тогда

$$\hat{a} = \hat{C}_\beta^{(0)} = \frac{\sqrt{3}}{2}\begin{pmatrix}0 & \sqrt{2}\\ 1 & 0\end{pmatrix},\quad \hat{\beta}(1) = \frac{\sqrt{3}}{2}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 1 & 0\end{pmatrix}, \tag{52}$$

$$\hat{C}_\beta^{(2)} = \frac{\sqrt{3}}{2}\begin{pmatrix}1 & -\sqrt{2}\\ 0 & 0\end{pmatrix}.$$

Имеем

$$\tilde{a}\hat{\alpha}\hat{\beta}(1) = \frac{3}{4}\begin{pmatrix}A_1 & 0\\ \sqrt{2}\,\alpha_1 & 0\end{pmatrix},$$

$$2\hat{E} - \tilde{a}\left(\hat{\alpha}_0\hat{C}_\beta^{(0)} + \hat{\alpha}_2\hat{C}_\beta^{(2)}\right) = 2\begin{pmatrix}1-\frac{3}{8}A_0 & 0\\ \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{3\sqrt{2}}{8}\alpha_0 & 0\end{pmatrix}. \tag{53}$$

Подставляя (53) в (51), получаем

$$\hat{T}\begin{pmatrix}1-\frac{3}{8}A_0\\ \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{3\sqrt{2}}{8}\alpha_0\end{pmatrix} = \frac{3}{8}\begin{pmatrix}A_1\\ \sqrt{2}\,\alpha_1\end{pmatrix}. \tag{54}$$

Уравнению (54) удовлетворяет вид $\hat{T} = \hat{T}(\delta)$:

$$\hat{T}(\delta) = \begin{pmatrix} \sin\delta & \cos\delta \\ \cos\delta & -\sin\delta \end{pmatrix}. \tag{55}$$

Решая (54), (55), легко получить

$$\cos\delta = \frac{A_1'(1/\sqrt{2} - \alpha_0') + \alpha_1'(1 - A_0')}{(\alpha_2')^2 + (A_1')^2},$$

$$\sin\delta = \frac{A_1'(1 - A_0') - \alpha_1'(1/\sqrt{2} - \alpha_0')}{(\alpha_1')^2 + (A_1')^2}. \tag{56}$$

Здесь мы ввели

$$\alpha_{1,0}' = \frac{3}{4\sqrt{2}}\,\alpha_{1,0}, \quad A_{1,0}' = \frac{3}{8}A_{1,0}.$$

Из (56) получаем $\delta = 1{,}0612$.

Вместо $\cos\delta$, $\sin\delta$ у Чандрасекара фигурируют величины c, q. Имеем соотношение

$$c = \sin\delta, \quad q = \sqrt{2}\cos\delta.$$

Приводим окончательную сводку формул.

Если определить в случае чистого, без поглощения релеевского рассеяния

$$\beta(\mu) = \frac{\sqrt{3}}{2}\begin{pmatrix} \mu^2 & 1-\mu^2 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{2} \end{pmatrix}, \tag{57}$$

то решение уравнения

$$\hat{\varphi}(\mu) = \hat{\beta}(\mu) + \frac{\mu}{2}\int_2^1 \frac{\tilde{\varphi}(\mu_1)\hat{\beta}(\mu_1)}{\mu + \mu_1}\,d\mu_1 \tag{58}$$

связано с решением $\hat{H}(\mu)$ уравнения

$$\hat{H}(\mu) = \hat{E} + \frac{3}{8}\mu\,\hat{H}(\mu)\int_2^1 \frac{\begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\hat{H}(\mu_1)(1-\mu_1^2)}{\mu + \mu_1}\,d\mu_1 \tag{59}$$

соотношением

$$\hat{\varphi}(\mu) = \hat{H}(\mu)\,\hat{a}\left(\hat{E} + \mu\hat{T}(\delta)\right), \tag{60}$$

где

$$\hat{a} = \frac{\sqrt{3}}{2}\begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \tag{61}$$

Соотношения (57)—(61) есть следствие связи между скалярными уравнениями

$$\varphi(\mu) = \beta(\mu) + \mu\varphi(\mu)\int_2^1 \frac{\varphi(\mu')\beta(\mu')}{\mu + \mu'}\,d\mu', \tag{62}$$

$$\beta(\mu)=\frac{\sqrt{3}}{2}\left(1-\mu^2\right), \tag{63}$$

$$H(\mu)=1+\mu H(\mu)\int_2^1\frac{H(\mu')\psi(\mu')}{\mu+\mu'}\,d\mu', \tag{64}$$

$$\psi(\mu)=\frac{3}{4}\left(1-\mu^2\right), \tag{65}$$

$$\varphi(\mu)=\frac{\sqrt{3}}{2}H(\mu)(1+\mu). \tag{66}$$

4. Образование линий поглощения в полубесконечной среде

Предполагаем, что источники излучения линейно зависят от τ:

$$\mathbf{B}(\tau,\mathbf{q}) = (1+\gamma\tau)\left(1-\varepsilon+\varepsilon\hat{\alpha}(\mathbf{q})\right)\mathbf{B}_0, \tag{66}$$

где

$$\mathbf{B}_0 = B_0\cdot\overline{1}. \tag{67}$$

Уравнение переноса излучения записывается

$$\mu_r\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau,\mathbf{r})=\hat{\alpha}(\mathbf{r})\mathbf{I}(\tau,\mathbf{r}) - C\hat{\beta}(\mathbf{r})\int\tilde{\beta}(\mathbf{q})\mathbf{I}(\tau,\mathbf{q})d\omega_q -$$

$$-\frac{1}{2}(1+\gamma\tau)\left(1-\varepsilon+\varepsilon\hat{\alpha}(\mathbf{r})\right)\mathbf{B}_0. \tag{68}$$

использующего асимптотическую формулу решения на бесконечности [6]. Этот метод матричного уравнения (68) требует меньших выкладок.

Частное решение, линейное по τ, ищем в виде

$$\mathbf{I}(\tau,\mathbf{r}) = \frac{1}{2}(1+\gamma\tau)\mathbf{B}_0 + \frac{1}{2}\gamma\mu_r\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\mathbf{B}_0. \tag{69}$$

Подставляя (69) в (68), находим, что необходимо выполнение двух условий:

Первое — четность функций $\hat{\beta}(\mathbf{q})$ и $\hat{\alpha}(\mathbf{q})$ по μ_0. Эт условие мы приняли при постановке задачи. Следовательно,

$$\int\hat{\beta}(\mathbf{q})\hat{\alpha}^{-1}\mu_q\cdot\overline{1}\,d\omega_q = 0. \tag{70}$$

Второе — сохранение количества поглощенной и рассеянной энергии.

$$A\hat{\beta}(\mathbf{r})\int\tilde{\beta}(\mathbf{q})\,d\omega_q\cdot\overline{1} = \hat{\eta}\cdot\overline{1}. \tag{71}$$

Ищем общее решение, удовлетворяющее граничным условиям при $\tau = 0$, в виде

$$\mathbf{I}(\tau,\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\left\{(1+\gamma\tau)+\gamma\mu_r\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\right\}\mathbf{B}_0 + \mathbf{I}^*(\tau,\mathbf{r}). \tag{72}$$

Так как

$$\mathbf{I}(\tau,-\mathbf{r}) = 0,$$

то

$$\mathbf{I}^*(\tau,-\mathbf{r}) = -\frac{1}{2}\left\{(1+\gamma\tau)-\gamma\mu_r\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\right\}\mathbf{B}_0.$$

Поток $\mathbf{I}(\tau,-\mathbf{r})$ можно считать падающим на границу $\tau = 0$ [6, 12]. Следовательно, выходящее по направлению $\mathbf{r}$ излучение складывается из

$$\mathbf{I}(0,\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\left\{\hat{E} + \gamma\mu_r\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\right\}\mathbf{B}_0 + C\int_{2\pi}\mu_q\,\hat{S}(\mathbf{r},\mathbf{q})\,\mathbf{I}^*(0,\mathbf{q})\,d\omega_q,$$

тогда

$$\mathbf{I}(0,\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\left\{\hat{E} + \gamma\mu_r\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r}) - C\int_{2\pi}\hat{S}(\mathbf{r},\mathbf{q})\mu_q d\omega_q + \right.$$
$$\left. + C\gamma\int_{2\pi}\hat{S}(\mathbf{r},\mathbf{q})\,\mu_q^2\,\hat{\alpha}^{-1}(q)\,d\omega_q\right\}\mathbf{B}_0. \tag{73}$$

Согласно (22) $S_{m,n}(\mathbf{r},\mathbf{q})$ можно записать:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r},\mathbf{q})_{m,n} = \alpha_{m,n}^{-1}(\mathbf{r})\,\frac{\left(\hat{\varphi}(r)\,\tilde{\varphi}(q)\right)_{m,n}}{\mu_r/\alpha_{m,m}(\mathbf{r}) + \mu_q/\alpha_{n,n}(\mathbf{q})}. \tag{74}$$

Если обозначить

$$\hat{A}_0 = \int\tilde{\varphi}(\mathbf{q})d\omega_q,\ \hat{A}_1 = \int\tilde{\varphi}(\mathbf{q})\frac{\hat{\mu}_q}{\alpha(\mathbf{q})}d\omega_q,$$
$$D(\mathbf{r})_{m,n} = \frac{\mu_r}{\alpha_{m,m}^2(r)}\int\frac{\left(\hat{\varphi}(\mathbf{r})\,\tilde{\varphi}(\mathbf{q})\right)_{m,n}}{\mu_r/\alpha_{m,m}(\mathbf{r}) + \mu_q/\alpha_{n,n}(\mathbf{q})}, \tag{75}$$

то получим

$$\int\hat{S}(\mathbf{r},\mathbf{q})\,\mu_q\,d\omega_q = \hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\,\hat{\varphi}(\mathbf{r})\,\hat{A}_0 - \hat{D}(\mathbf{r}),$$
$$\int\hat{S}(r,\mathbf{q})\frac{\hat{\mu}_q^2}{\alpha(\mathbf{q})}d\omega_q = \hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\,\hat{\varphi}(\mathbf{r})\,\hat{A}_1 - \mu_2\hat{\alpha}^{-2}(\mathbf{r})\hat{\varphi}(\mathbf{r})\hat{A}_0 + \mu_r\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\hat{D}(\mathbf{r}). \tag{76}$$

При выводе (76) был использован прием добавления величины

$$\left(\mu_r/\alpha(\bar{\mathbf{r}})\right)^{1,2} - \left(\mu_r/\alpha(\bar{\mathbf{r}})\right)^{1,2}.$$

Окончательно находим

$$\mathbf{I}(0,\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\left\{\left(\hat{E} + \gamma\mu_r\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\right)\left(\tilde{E} - C\,\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\,\hat{\varphi}(\mathbf{r})\,\hat{A}_0 + c\hat{D}(\mathbf{r})\right) + \right.$$
$$\left. + C\gamma\hat{\alpha}^{-1}(\mathbf{r})\,\varphi(\mathbf{r})\,A_1\right\}\mathbf{B}_0. \tag{77}$$

В случае рассеяния в магнитном поле $\hat{\varphi}(\mathbf{r})$ определяется (28), коэффициент C равен:

$$C = (1-\varepsilon)\left\{\int_{4\pi}\left(\eta_+(q) + \eta_-(q)\right)d\omega_q\right\}^{-1} = \frac{3}{8\pi}(1-\varepsilon)\left(\eta_p + \eta_l + \eta_r\right)^{-1}. \tag{78}$$

Здесь p, l, r — значки, соответствующие компонентам коэффициента поглощения при эффекте Зеемана.

Подставляя в (77) определения $\eta_\pm = \eta_\pm(\mathbf{r})$, $\varphi_\pm = \varphi_\pm(t_\pm)$

$$\hat{\alpha}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 1+\eta_+(\mathbf{r}) & 0 \\ 0 & 1+\eta_+(\bar{\mathbf{r}}) \end{pmatrix},\ t_\pm = t_\pm(\mathbf{r}) = \frac{\mu_r}{1+\eta_+(\bar{\mathbf{r}})},\ A_0 = \int_{2\pi}\left(\varphi'_+\eta'_+ + \varphi'_-\eta'_-\right)d\omega',$$

$$A_1 = \int_{2\pi}\left(\varphi'_+t'_+\eta'_+ + \varphi'_-t'_-\eta'_-\right)d\omega',\ D_\pm = D(t_\pm) = \int_{2\pi}\left(\frac{\varphi'_+\eta'_+}{t_\pm + t'_+} + \frac{\varphi'_-\eta'_-}{t_\pm + t'_-}\right)d\omega',$$ получим

$$\mathbf{I}_\pm(0,\mathbf{r}) = \frac{B_0}{2}(1+\gamma t_\pm)\left\{1 + Ct_\pm\,\eta_\pm\,\varphi_\pm\,D_\pm - C\frac{\eta_\pm}{1+\eta_\pm}\,\varphi_\pm\,A_0\right\} +$$
$$+ \frac{B_0}{2}\gamma C\frac{\eta_\pm}{1+\eta_\pm}\,\varphi_\pm\,A_1. \tag{79}$$

В случае резонансного рассеяния функция $\hat{\varphi}$ определяется уравнением (24), если подставить в (77) несколько измененные по отношению к ранее приведенным определениям величины:

$$\hat{\alpha}(r) = (1 + \eta)\hat{E}, \quad C = \frac{1}{2}(1 - \varepsilon)\eta, \quad \hat{A}_0 = \int_0^1 \hat{\varphi}(\mu)d\mu, \quad \hat{A}_1 = \int_0^1 \hat{\varphi}(\mu)\mu d\mu,$$

$\hat{D}(\mu) = \int_0^1 \frac{\tilde{\varphi}(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu'$. Находим

$$\mathbf{I}(0,r) = \frac{B_0}{2}\left\{\left(1+\gamma\frac{\mu}{1+\eta}\right)\left(\hat{E} - C\frac{\hat{\varphi}(r)}{1+\eta}\hat{A}_0 + C\frac{\mu_r}{1+\eta}\hat{\varphi}(\mu)\hat{D}(r) + C\frac{\gamma}{(1+\eta)^2}\hat{\varphi}(r)A_1\right)\right\}\bar{1}. \quad (80)$$

В случае изотропного рассеяния, переходя в (80) от матричных величин к скалярным и полагая в (24) $\hat{\beta} = 1$, получаем известное выражение, см., например, [12]:

$$\mathbf{I}(0,\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0\left\{\left(1 + \gamma\frac{\mu}{1+\eta}\right)\lambda^{1/2} + \frac{\gamma}{2}(1 - \varepsilon)\frac{\eta}{(1+\eta)^2}A_1\right\}, \quad (81)$$

где $\lambda = \dfrac{1 + \varepsilon\eta}{1 + \eta}$.

Некоторую помощь в применении приведенных выше формул может оказать следующая таблица обозначений:

Рассеяние	A	$\int d\omega'$	$\hat{\alpha}$	$\hat{\beta}$	C
В магнитном поле когерентное	$\frac{3}{8\pi}(K_p + K_l + K_r)^{-1}$	$\int_{2\pi} \ldots d\omega'$	$\begin{pmatrix} 1+\eta_+ & 0 \\ 0 & 1+\eta_- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \eta_+ & 0 \\ \eta_- & 0 \end{pmatrix}$	$(1-\varepsilon)A$
Резонансное когерентное	$\frac{\eta}{2}$	$\int_0^1 \ldots d\mu'$	$(1+\eta)\hat{E}$	$\begin{pmatrix} 2-3\mu^2 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{E_1}}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$	$(1-\varepsilon)A$

Некоторые замечания. Поскольку уравнения переноса излучения должны быть записаны для системы отсчета, связанной с наблюдателем, то когерентность, как мы ее понимали выше, т.е. сохранение неизменной частоты кванта при рассеянии, может осуществляться лишь для центральных частот линии [13, 14]. В крыле линии, если выполняется когерентность в атомной системе отсчета, в системе отсчета, связанной с наблюдателем, выполняется полное перераспределение по частотам.

Нетрудно обобщить все приведенные выше соотношения (кроме разд. 3), дополнив индекс ν ко всем величинам, и во всех формулах, где встречается интегрирование по μ или телесному углу ω, необходимо добавить интегрирование по частоте ν от 0 до ∞. 5.

Параметр A таблицы также несколько изменится. Естественно, вычислительные трудности значительно возрастают.

Численный алгоритм расчета резонансной поляризации

В качестве примера приведем один алгоритм расчета контура резонансной линии, образующейся при когерентном рассеянии в среде конечной оптической глубины [4]. Этот алгоритм имеет то преимущество, что не связан с предположением о линейности по τ функции источников $B(\tau)$, а также с применением как к конечной, так и к полубесконечной среде.

Выпишем пока необходимые формулы в общем виде, не ограничиваясь случаем резонансной поляризации.

Уравнение переноса излучения запишем в виде

$$\mu \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}(\tau, \mathbf{r}) = \hat{\alpha}(\mathbf{r}) \mathbf{I}(\tau, \mathbf{r}) - C\hat{\beta}(\mathbf{r}) \int_{4\pi} \tilde{\beta}(\mathbf{q}) \mathbf{I}(\tau, \mathbf{q}) d\omega_q - \hat{\gamma}(\mathbf{r}) \mathbf{S}^*(\tau). \tag{82}$$

Здесь $\mathbf{S}^*(\tau)$ — источники первичного излучения; например, в случае освещения среды извне согласно уравнению (14) имеем

$$\hat{\gamma}(\mathbf{r}) \mathbf{S}^*(\tau) = C\hat{\beta}(\mathbf{r}) \tilde{\beta}(\mathbf{i}) \hat{\xi}(\tau, \mathbf{i}) \mathbf{I}(0, \mathbf{i}). \tag{83}$$

Если определены только внутренние источники теплового излучения, линейные по τ, то согласно (66) имеем

$$\hat{\gamma}(\mathbf{r}) \mathbf{S}^*(\tau) = \left(1 - \varepsilon + \varepsilon \hat{\alpha}(\mathbf{r})\right)(1 + \gamma\tau) \mathbf{B}_0. \tag{84}$$

Ниже будут рассматриваться изотропные источники, когда

$$\hat{\gamma}(\mathbf{r}) = \hat{\alpha}(\mathbf{r}) = \hat{E}, \; C = \tfrac{1}{2}(1 - \varepsilon). \tag{85}$$

Функция $\beta(\bar{\mathbf{r}})$определяется уравнением (7).

Введем функцию источников рассеянного излучения

$$\mathbf{S}(\tau) = C \int_{4\pi} \tilde{\beta}(\mathbf{q}) \mathbf{I}(\tau, \mathbf{q}) \, d\omega_q. \tag{86}$$

Введем в уравнение (82) сделать подстановку

$$\mathbf{I}(\tau, \mathbf{r}) = \exp\left(\frac{\tau}{\mu_r} \hat{\alpha}(\mathbf{r})\right) \mathbf{I}^*(\tau, \mathbf{r}),$$

то легко получаем

$$\mathbf{I}(\tau, \mathbf{r}) = \int_{\tau}^{\tau_0} \frac{1}{\mu_r} \exp\left(\frac{\tau - \tau'}{\mu_r} \hat{\alpha}(\mathbf{r})\right) \left(\hat{\beta}(\mathbf{r}) \mathbf{S}(\tau') + \hat{\gamma}(\mathbf{r}) \mathbf{S}^*(\tau')\right) d\tau', \tag{87}$$

$$\mathbf{I}(\tau, \mathbf{q}) = \int_{0}^{\tau} \frac{1}{\mu_q} \exp\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu_q} \hat{\alpha}(\mathbf{q})\right) \left(\hat{\beta}(\mathbf{q}) \mathbf{S}(\tau') + \hat{\gamma}(\bar{\mathbf{q}}) \mathbf{S}^*(\tau')\right) d\tau'. \tag{88}$$

Подставляя (87), (88) в (86), находим

$$\mathbf{S}(\tau) = C \int_{0}^{\tau_0} \hat{K}\left(|\tau - \tau'|\right) \mathbf{S}(\tau') d\tau' + \int_{0}^{\tau_0} \hat{L}\left(|\tau - \tau'|\right) \mathbf{S}^*(\tau') \, d\tau'. \tag{89}$$

Здесь мы ввели обозначения

$$\hat{K}(x) = \int_{4\pi} \frac{1}{\mu_q} \tilde{\beta}(\mathbf{q}) \hat{\xi}\left(\mathbf{q}, \frac{x}{\mu_q}\right) \hat{\beta}(\mathbf{q}) \, d\omega_q, \tag{90}$$

$$\hat{L}(x) = \int_{4\pi} \frac{1}{\mu_q} \tilde{\beta}(\mathbf{q}) \hat{\xi}\left(\mathbf{q}, \frac{x}{\mu_q}\right) \hat{\gamma}(\mathbf{q}) \, d\omega_q, \tag{91}$$

$$\hat{\xi}\left(\mathbf{q}, \frac{x}{\mu_q}\right) = \exp\left(-\frac{x}{\mu_q}\hat{\alpha}(\mathbf{q})\right). \tag{92}$$

Интересно отметить, что множитель под интегралом в (90) тот же самый, что находится в фигурных скобках в формулах, определяющих рассеянные лучи при доказательстве принципа взаимности. В [4] был описан простой алгоритм решения уравнения (89) в случае резонансного рассеяния, когда функция $\hat{\beta}(\mu)$ определялась формулой (7). Все другие величины определялись по (85). Весь интервал по τ разбивался на ряд отрезков, в общем случае неравномерных. Функция $S(\tau)$ на двух соседних отрезках аппроксимировалась параболой. Таким образом, уравнение (89) сводилось к системе линейных уравнений. Видимо, благодаря тому, что производные с двух сторон нечетных узлов не равны друг другу, алгоритм оказался устойчивым к случайным возмущениям. Относительная точнось решения оказалась порядка 1% в поляризации и 0,2% в интенсивности при 25 точках деления. Было проведено также сравнение результатов с численными расчетами Н.А. Силантьева [11].

Выводы

Разработанная нами теория переноса излучения в магнитном поле, благодаря тому, что фазовая матрица факторизуется как при резонансном рассеянии, так и при рассеянии в магнитном поле, обобщена на случай резонансного рассеяния. Хотя окончательных новых результатов получено немного, однако общность методики решения для этих типов рассеяния с нашей точки зрения представляет определенный интерес.

Многие формулы, приведенные в [1, 2, 3, 4, 9,10], уточнены, преобразованы к более компактному виду и в них исключена специфика, присущая рассеянию в магнитном поле. Предложено новое доказательство принципа взаимности, применимое и для неоднородных, ограниченных сред.

Получено линейное по μ соотношение между обобщенной матричной функцией Амбарцумяна $\hat{\phi}(\mu)$ и $H_l(\mu)$ и $H_r(\mu)$ — функциями Чандрасекара для релеевского рассеяния.

Апрель 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рачковский Д.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1963. Т. 29. С. 97—116.
2. *Рачковский Д.Н.* // Там же. 1967. Т. 36. С. 3—7.
3. *Рачковский Д.Н.* // Там же. 1971. Т. 43. С. 190—199.
4. *Рачковский Д.Н.* // Там же. 1983. Т. 67. С. 79—83.
5. *Амбарцумян В.А.* // ДАН СССР. 1943. Т. 38. № 8.
6. *Чандрасекар С.* Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во иностр. лит., 1953.
7. *Степанов В.Е.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1958. Т. 19. С. 20—44.
8. *Соболев В.В.* Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: Гостехтеоретиздат, 1956.
9. *Рачковский Д.Н.* Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1967. Т. 36. С. 9—20.
10. *Рачковский Д.Н.* // Там же. 1967. Т. 37. С. 57—61.
11. *Силантьев Н.А.* // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 587—600.
12. *Busbridge I.W.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1953. Vol. 113, N 1. P. 52—66.
13. *Jeffris J.T., White O.R.* // Appl. J. 1960. Vol. 132. P. 767—774.
14. *Finn G.D.* // Ibid. 1967. Vol. 147, N 3. P. 1085—1091.

УДК 523.98

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА ВНЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

С.И. Гопасюк, Л.Б. Дёмкина, Т.Н. Тарасова

По данным наблюдений в λ 5250 Å Fe I и λ 5324 Å Fe I проведено изучение структуры магнитного поля в спокойных областях на Солнце. Наибольшее отношение наблюдаемых напряженностей (B_{5324}/B_{5250}) приходится на максимальные значения поля в элементах и наименьшее — в местах с полем до 5—7 Гс. В рамках двухкомпонентной модели (тонкоструктурные элементы с высокой напряженностью и слабое поле окружающее их) проанализирован факт роста наблюдаемого поля с переходом в верхние слои фотосферы. Рассмотрена возможность объяснения наблюдаемого роста поля с высотой наличием в области температурного минимума кольцевого тока вокруг каждого элемента поля. Величина этого тока, протекающего в слое, параллельном поверхности Солнца, должна быть ~10^{10} А.

INVESTIGATIONS OF MAGNETIC FIELD STRUCTURE OUTSIDE ACTIVE REGIONS, *by S.I. Gopasyuk, L.B. Demkina, T.N. Tarasova.* The magnetic field in quiet regions on the Sun was studied using the simultaneous observations in the lines λ 5250 Å FeI and λ 5324 Å Fe I. The ratio B_{5324}/B_{5250} of observed magnetic field strengths has maximal value in those places of magnetic elements where the field intensity is the highest.

Shown in [8] the increasing of observed magnetic field strength with the height in the photosphere is confirmed here. This phenomena is discussed in the frames of the two-component model of the magnetic field structure (unresolved flux tubes and background field). The observed increasing of the magnetic field strength with the height can be explained provided a circular electric current flows around every magnetic element in the region of the temperature minimum. The value of such electric current should be about 10^{10} A.

Понимание многих проблем солнечной физики требует знания тонкой структуры магнитного поля. В связи с этим выявление ее свойств имеет принципиальное значение. Вполне естественно, что многие исследователи предприняли большие усилия, чтобы установить истинные размеры неоднородностей. Довольно полный обзор по исследованию тонкой структуры поля дан в [1]. Мы выделим только некоторые наиболее характерные результаты.

Во-первых, на основании прямых наблюдений были обнаружены в невозмущенных областях элементы поля размером около 1" и напряженностью 300—500 Гс [2]. Харвей и Ливингстон [3] обратили внимание на то, что напряженность продольного магнитного поля вне активных областей, измеренная с магнитографом по линии λ 5250 Å Fe I, получается систематически в два-три раза ниже, чем по линии λ 5233 Å Fe I. Это различие они объяснили высокой чувствительностью λ 5250 Å Fe I к температуре, т.е. уменьшением крутизны контура линии в местах с магнитным полем, где температура выше по сравнению с соседней фотосферой. Наблюдения на двойном магнитографе по многим спектральным линиям [4] указали на возможность присутствия насыщения сигнала при измерениях по линиям с высокой чувствительностью к полю. Различие наблюдаемых напряженностей поля по разным линиям в [5] было отнесено к чистому эффекту насыщения и построена модель элемента, согласно которой поперечный его размер 100—300 км и напряженность поля в нем около 2000 Гс. В последующем модель совершенствовалась, но во всех случаях напряженность поля оставалась высокой (1500—2000 Гс) [1].

Во-вторых, имеются и другие наблюдения [6—10]. Они показали, что в невозмущенных областях и в активных (вне пятен) измеренная напряженность магнитного поля увеличивается с ростом эквивалентной ширины линии. Это справедливо [6, 8], когда поле определяется по близким к ядру участкам линии. С переходом в крылья линии измеренная напряженность уменьшается по сравнению с наблюдаемой вблизи ее центра. Изменение измеренной напряженности поля согласно [8] обусловлено

переходом в более высокие слои солнечной атмосферы. Попытка совмещения обеих групп данных наблюдений была предпринята в [9].

Ниже мы продолжаем начатое в [6, 8] изучение структуры магнитного поля в невозмущенной атмосфере Солнца по наблюдениям в двух спектральных линиях.

1. Данные наблюдений

Наблюдения продольной составляющей магнитного поля параллельно с лучевыми скоростями и яркостью были проведены в сентябре 1986 г. на двойном магнитографе [11] Башенного солнечного телескопа. Наблюдения участка поверхности Солнца в центре диска выполнены одновременно в двух спектральных линиях λ 5250 Å Fe I (фактор Ланде $g = 3{,}0$) и λ 5324 Å Fe I ($g = 3/2$). Размеры участка составляли обычно 150" × 200" и только в отдельных случаях 150" × 150". Входная щель спектрографа всегда соответствовала 1" × 1", а постоянная времени каждого из каналов магнитографа 1^s. Хотя эквивалентные ширины линий λ 5250 Å и λ 5324 Å отличаются очень сильно, щели обоих фотометров всегда были одинаковыми по ширине и равными 55 мÅ. Центры щелей фотометров относительно центров линий находились на расстоянии 62,5 мÅ.

Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогида [12] со скоростью 2" в секунду и при расстоянии между центрами соседних разрезов в 1". Фотогид удерживает изображение Солнца за края и обеспечивает точность 1". Калибровка сигналов магнитного поля осуществлялась посредством сдвига линии на сканируемом участке (в местах, где сигнал поля не отличается от шумового) на величину $\Delta\lambda_k = \pm 31{,}5$ мÅ (±1,8 км/с для λ 5250 Å).

Для обработки мы отобрали наблюдения участков, которые были проведены при лучшем качестве изображений. Особенно хорошее и устойчивое в течение всего времени наблюдений было качество изображений 17.09 и 18.09.1986 г.

2. Обработка наблюдений, результаты

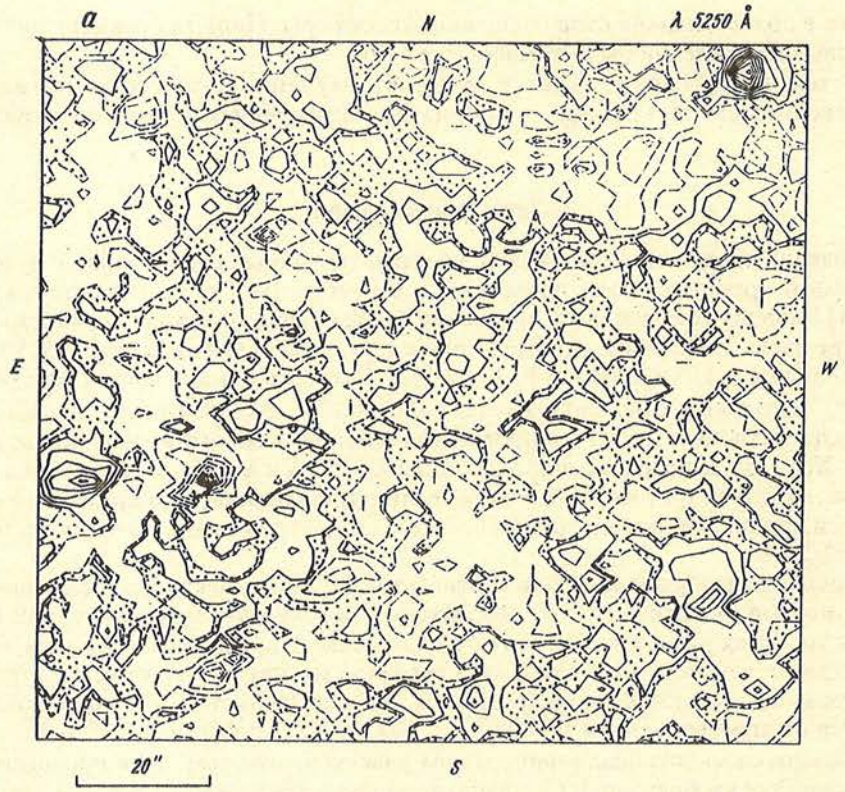
Фрагмент одновременной записи поля в обеих линиях участка 18.09.86 г. приведен на рис. 1. Он показывает, что: 1) пространственная структура поля на обоих уровнях с точностью до разрешения и с учетом шумов одинаковая; 2) напряженность поля, измеренная по линии λ 5324 Å, всюду ощутимо выше, чем та, что следует из наблюдений в λ 5250 Å; 3) наблюдаемые размеры элементов поля довольно велики.

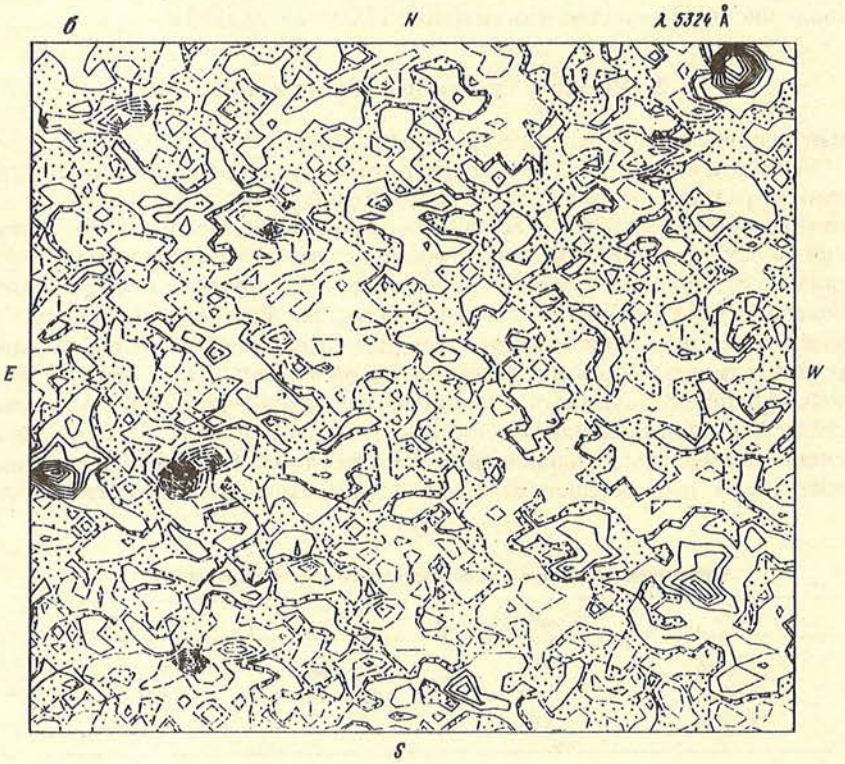
Применялись два подхода в обработке наблюдений. Сначала данные одновременных наблюдений в обеих линиях наносились на график, представленный на рис. 2. Для этого брались на каждом скане пиковые значения сигналов поля, превышающие уровень шума. Зависимость аппроксимировалась одной прямой, и для обеих полярностей находился коэффициент наклона, т.е. величина напряженности поля, измеренного по линии λ 5324 Å в единицах напряженности, измеренной по λ 5250 Å. Результаты вычислений приведены в первых двух строчках табл. 1. Отметим, что значения этих относительных напряженностей около 3,0 и меньше по сравнению с приведен-

Таблица 1

Отношение максимальных напряженностей поля в элементах

Дата	B_{5324}/B_{5250}	Дата	B_{5324}/B_{5250}
16.09.86	3,22	21.09.86	3,23
17.09.86	3,28	22.09.86	3,05
18.09.86	3,08		


а
N
λ 5250 Å
E
W
20"
S


б
N
λ 5324 Å
E
W
S

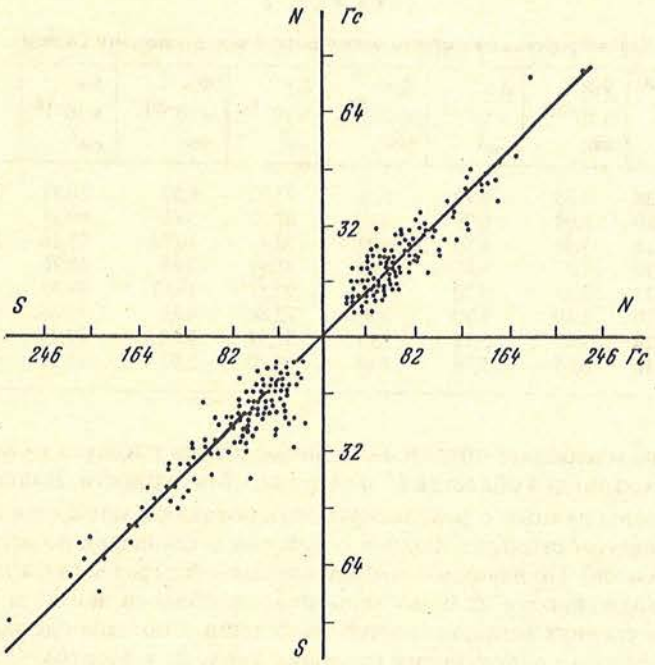


Рис. 2. Зависимость пиковых напряженностей (в гауссах) в элементах магнитного поля, измеренного одновременно в двух линиях

Ось ординат — наблюдения по линии λ 5250 Å Fe I (канал II), ось абсцисс — наблюдения по линии λ 5324 Å Fe I (канал I)

ными в [8]. Данное различие естественно и находит свое объяснение в том, что взятые здесь ширины щелей фотометров больше и расположены дальше от центров линий. По мере удаления от центра линии отношение измеренных напряженностей поля по разным линиям становится ближе к единице [8].

Дополнительные исследования позволили установить, что имеется различие относительных напряженностей поля разных полярностей, и оно связано с инструментальной поляризацией, сигнал от которой менялся в течение дня, но не превышал 0,1% сигнала калибровки для второго канала (обыкновенный пучок). Инструментальная поляризация давала сигнал *N*-полярности для второго канала магнитографа и в то же время сигнал *S*-полярности для первого.

После учета инструментальной поляризации были подсчитаны для двух участков (17.09 и 18.09) магнитные потоки *N*- и отдельно *S*-полярности и относящиеся к этим потокам площади. Вычисления проводились по каждой паре одновременных записей для магнитных элементов с напряженностью поля 6,3 Гс и выше по наблюдениям в λ 5250 Å. Отдельно были вычислены потоки и площади на остальной части участка.

Граница каждого элемента выделялась по наблюдениям в λ 5250 Å таким образом, чтобы площадь его на обеих картах (записи λ 5250 Å и λ 5324 Å) была одинаковой. Граничное поле магнитного элемента на записях в λ 5250 Å обычно соответствовало уровню, мало превышающему уровень шума (в 1,5 раза). Результаты вычислений магнитных потоков по всем элементам *N*- и отдельно *S*-полярности и их суммарных площадей приведены в четвертом и соответственно пятом столбцах табл. 2. Были

←

Рис. 1. Часть области, 18.09.1986 г.

Изолинии проведены через 1, 5, 10, 15 делений и т.д. Штриховыми линиями выделены области *N*-полярности, сплошными — *S*-полярности, области между изолиниями ±1 деление заполнены точками

а — наблюдения в λ 5250 Å Fe I, 1 деление — 1,57 Гс; *б* — наблюдения в λ 5324 Å Fe I, 1 деление — 4,2 Гс

Таблица 2

Характеристики магнитного поля участков невозмущенного Солнца

Дата	Полярность	λ, Å	Ф × $\times 10^{-20}$, мкс	S × $\times 10^{-18}$, см^2	Ф × $\times 10^{-20}$, мкс	S × $\times 10^{-18}$, см^2	Ф × $\times 10^{-20}$, мкс	S × $\times 10^{-18}$, см^2	B_{5324}/B_{5250}		
17.09	N	5324	3,03	6,99	6,50	73,72	9,53	80,71	2,91	2,46	2,59
		5250	1,04	6,99	2,64	62,22	3,68	69,21			
	S	5324	3,96	6,85	6,11	50,41	10,06	57,26	2,89	2,48	2,63
		5250	1,37	6,85	2,46	61,91	3,83	68,76			
18.09	N	5324	3,39	9,20	7,29	90,12	10,67	99,32	2,85	2,41	2,53
		5250	1,19	9,20	3,02	72,88	4,21	82,08			
	S	5324	2,67	5,76	5,21	51,97	7,88	57,73	2,81	2,66	2,71
		5250	0,95	5,76	1,96	69,20	2,91	74,96			

также вычислены магнитные потоки и связанные с ними площади на остальной части карты (вне элементов) для областей *N*- и отдельно *S*-полярности. В шестом и седьмом столбцах приведены данные о результирующих потоках и площадях вне элементов, а в восьмом и девятом столбцах данные о потоках и площадях по всей области (без выделения элементов). По данным столбцов четыре—девять были вычислены средние по площади напряженности поля по элементам, в области вне их и по всей карте. Отношение этих средних напряженностей, выделенных по наблюдениям в λ 5324 Å и λ 5250 Å, приведено в последующих столбцах табл. 2, в десятом (для элементов), одиннадцатом (вне элементов) и в двенадцатом (по всей области).

Мы видим (столбец десятый), что для элементов поля, когда площадь каждого из них взята одинаковой на обоих уровнях, отношение потоков (или напряженностей) поля в среднем одинаково. Оно равно в среднем 2,90 и очень близко к тому, что получается по пиковым значениям (3,08—3,28; см. табл. 1). Несколько меньшее значение отношений, вычисленных по потокам, возможно, связано с вкладом периферии элементов с низким значением напряженности поля, где крутизна контура линий (особенно λ 5250 Å) больше и более близка к значению ее при калибровке. В результате сигнал поля в λ 5250 Å становится больше, т.е. меньше подвержен влиянию крутизны контура, но возможно также, что в местах слабого поля существенным становится влияние шума. Близкие отношения напряженностей, вычисленных на основании потоков (средних по площади), с теми, которые получены по отношению пиковых напряженностей, показывают, что структура поля внутри элемента на обоих уровнях в среднем практически одинаковая в пределах разрешения.

Подобие в среднем в распределении напряженности поля внутри элементов на обоих уровнях подтверждено и непосредственно. Для этого было отобрано 16 одиночных (с одним максимумом) элементов. Элементы поля имели, конечно, разную величину максимальной напряженности и были разных размеров по сечению. Чтобы данные для всех 16 элементов можно было сравнить, распределение поля внутри каждого элемента было представлено в единицах максимального значения и расстояние от центра пика выражено в единицах его полуширины. Данные вычислений нанесены на общий рис. 3 (по наблюдениям в λ 5250 Å и отдельно по λ 5324 Å). Такие нормированные распределения были построены по данным наблюдений при прямом сканировании (направление $W \rightarrow E$) и отдельно по данным с обратным сканированием (направление $E \rightarrow W$).

Распределения, построенные по наблюдениям с прямым и обратным сканированием, показали также, что: 1) постоянная времени каналов магнитографа при скорости сканирования 2"/с незначительно влияет при регистрации на сигнал поля и 2) аппаратурные характеристики обоих каналов магнитографа (наблюдения в λ 5250 Å и λ 5324 Å) практически одинаковы.

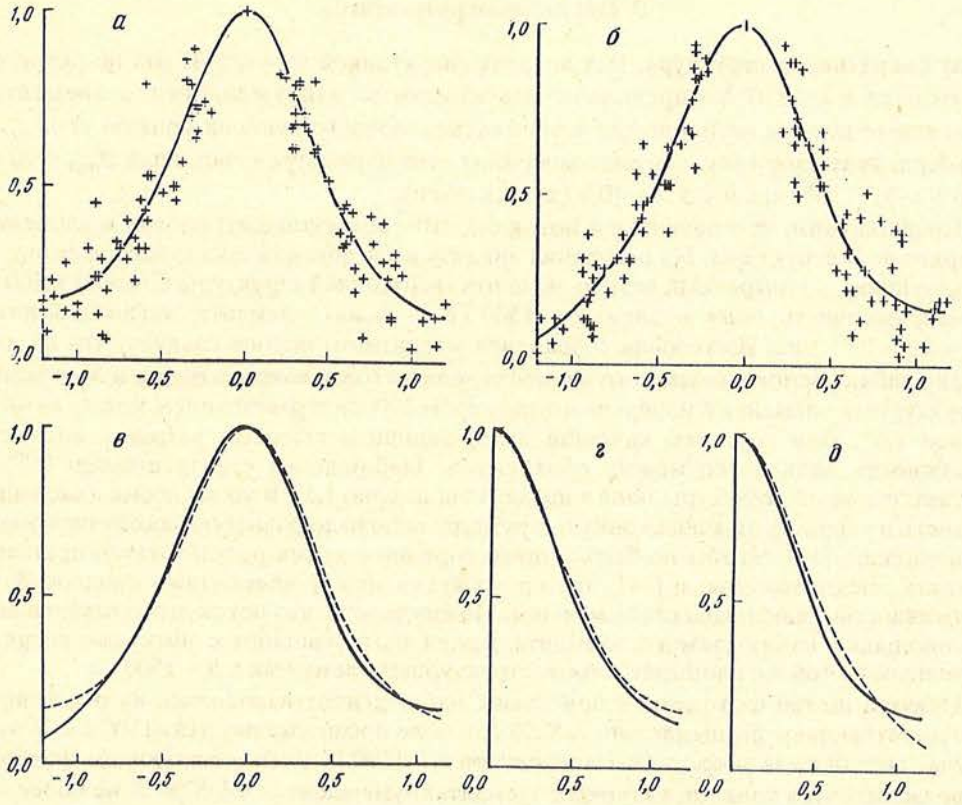


Рис. 3. Распределение поля в элементах вдоль центрального разреза при сканировании в направлении $W \rightarrow E$

Ось ординат — напряженность в единицах максимальной величины, ось абсцисс — расстояние от максимума в единицах полуширины элемента. Крестики — данные наблюдений, сплошные линии — сглаженные кривые.

а — наблюдения в λ 5250 Å Fe I, *б* — наблюдения в λ 5324 Å Fe I, *в* — сглаженные кривые (сплошная — наблюдения в λ 5324 Å штриховая — в λ 5250 Å), *г* — сравнение распределения поля в элементе (рис. 3, *в*) от мест максимальной напряженности к краю (элемента) по наблюдениям в λ 5250 Å Fe I, сплошная кривая — западная часть элемента, штриховая — восточная часть элемента, *д* — то же, что на рис. 3, *г*, но по наблюдениям в λ 5324 Å

Обращает на себя внимание то, что с переходом от элементов к остальной части участков (см. табл. 2) отношение напряженностей поля, измеренного в λ 5324 Å и λ 5250 Å, становится заметно меньше как по наблюдениям 17.09, так и 18.09. Сейчас трудно определенно сказать, чем вызвано такое систематическое различие. Возможно, на отношении напряженностей вне элементов сильнее сказывается влияние шумов, величина которых только примерно в 1,5 раза меньше сигналов поля. Возможно, вне элементов, где поле слабее, крутизна контура, особенно линии λ 5250 Å, больше. Это приводит к увеличению сигнала, измеренного в λ 5250 Å, и уменьшению отношения B_{5324}/B_{5250}. Однако не исключено, что сама структура поля в элементах с малой величиной измеренного поля несколько другая.

На основании табл. 2 мы также видим, что в целом по каждому из участков размером 200" × 150" (17.09 и 18.09) магнитные потоки *N*- и *S*-полярности по наблюдениям в λ 5324 Å, в 2,6—2,7 раза выше, чем по измерениям в λ 5250 Å.

3. Обсуждение результатов

а) Сверхтонкая структура. Для анализа сверхтонкой структуры мы по регистрациям поля в λ 5250 Å определили максимальные напряженности в элементах, магнитные потоки на площадке в элементах, соответствующей уровню $^1/_2\, B_{max}$, и размеры этих площадок. Средние величины этих параметров составили $B_{max} \approx 10$ Гс, $< \Phi > \approx 5{,}3 \cdot 10^{17}$ мкс и $< S > \approx 10{,}2$ (кв. сек. дуги).

Предположим, что магнитный поток $5{,}3 \cdot 10^{17}$ мкс сконцентрирован в элементах сверхтонкой структуры. На основании анализа исследований последнего времени [1] можно принять поперечный размер элемента сверхтонкой структуры близким к 100 км и напряженность поля в элементе 1500 Гс. В таком элементе магнитный поток $\Phi_0 \approx 1{,}5 \cdot 10^{17}$ мкс. Из условия сохранения магнитного потока следует, что на площадке наблюдаемого магнитного элемента должно содержаться в среднем 3—4 тонкоструктурных элемента с поперечным размером 100 км и расстоянием между ними не менее 1,6". При хорошем качестве изображений и высоком разрешении такую скважность поля легко можно обнаружить. Наблюдения с разрешением 0,5" не показали тонкой структуры поля в пределах примерно 1,5". В то же время измеренная яркость и скорость выявили тонкую структуру вплоть до размеров, соответствующих разрешению [13]. Чтобы не быть в противоречии с этими результатами, пришлось сделать предположение в [14], что промежутки между элементами с высокой напряженностью заполнены слабым полем. Можно видеть, что поток этого слабого поля на площадке наблюдаемого элемента дожен быть сравним с потоком, сосредоточенным на той же площадке в тонкоструктурных элементах с $B \approx 1500$ Гс.

Центры щелей фотометров при наших наблюдениях находились на расстоянии, соответствующем расщеплению λ 5250 Å в поле с напряженностью 1500 Гс. В этом случае сигнал из-за эффекта насыщения при $B \approx 1500$ Гс (соответствующем значению напряженности в тонкоструктурных элементах) уменьшится в λ 5250 Å не более чем в 1,4 раза (см. рис. 7 в [15]). За счет менее крутого контура λ 5250 Å в местах с полем по отношению к местам без поля сигнал может еще уменьшиться в 1,3 раза [16]. При полях в 1500 Гс эффект насыщения для λ 5324 практически отсутствует, а крутизна контура этой линии уменьшается не более чем на 10% [6].

В результате отношение напряженностей поля, измеренного по линиям λ 5324 Å и λ 5250 Å, становится примерно 1,87. Отметим, что это отношение оказывается близким к тому (≈ 2,1) [8], которое следует из наблюдений в центральных частях линий λ 5324 Å и λ 5253 Å, принадлежащих одному мультиплету и имеющих одинаковый фактор Ланде, но разную эквивалентную ширину. В [8] было показано, что наблюдаемая напряженность поля увеличивается с переходом в верхние слои фотосферы (вплоть до области температурного минимума). Объяснение этого факта при наличии двухкомпонентной структуры поля с близкими магнитными потоками (магнитных трубок с напряженностью 1500 Гс, которые вкраплены в сравнительно протяженную (4"—8") область слабого поля чрезвычайно трудно. Оно требует, например, предположения, что в процессе наблюдений измеряется не полный магнитный поток в нижней фотосфере от тонкоструктурных элементов. Потеря потока от тонкоструктурных элементов может произойти из-за того, что в местах с напряженностью $B \geqslant 1500$ Гс температура фотосферы ниже окружающей. Вследствие этого вклад от этих площадок в результирующий световой поток в щели спектрографа окажется меньше, чем от соседних площадок такого же размера. С переходом в верхние слои фотосферы тонкоструктурные магнитные трубки расширяются, напряженность поля уменьшается до $B \approx (8\pi P_e)^{1/2}$ (P_e — внешнее давление плазмы). В области температурного минимума, где образуется линия λ 5324 Å [17], напряженность поля становится $B \approx 150$ Гс, а линейный размер элемента 300 км — это вполне наблюдаемые величины при хороших атмосферных условиях.

б) Электрический ток. Для объяснения наблюдаемой инверсии поля в [8] было высказано предположение, что в области температурного минимума текут электрические токи. Рассмотрим эту гипотезу. Предположим, что вокруг каждого наблюдаемого магнитного элемента течет электрический ток. Ток сконцентрирован в области температурного минимума и течет в слое, параллельном поверхности Солнца. Для простоты примем, что ток I-линейный и течет он по окружности радиуса R. Хорошо известно, что напряженность поля в любой точке оси окружности такого тока:

$$B_I = \frac{2\pi I}{c} \frac{R^2}{(R^2 + d^2)^{3/2}}, \qquad (1)$$

d — расстояние рассматриваемой точки оси от центра кругового тока.

Усиление исходного фотосферного поля возможно, когда его направление и направление поля кольцевого тока совпадают. Поэтому вокруг элементов поля N-полярности кольцевой ток должен течь в одном направлении, а вокруг элементов поля S-полярности — в противоположном направлении. Напряженность поля составляет с направлением тока правовинтовую систему. Теперь оценим величину поля кольцевого тока. По наблюдениям в λ 5250 Å средняя из максимальных напряженность поля в элементах $\langle B_{5250} \rangle \approx 10$ Гс, а отношение максимальных напряженностей поля в элементах $B_{5324}/B_{5250} \approx 3{,}17$ (среднее из пяти, табл. 1). Однако если учесть уменьшение крутизны профилей линий в местах с полем в 1,3 раза для λ 5250 Å и в 1,1 раза для λ 5324 Å, то среднее из максимальных $B_{5250} \approx 14$ Гс и $B_{5324}/B_{5250} \approx 2{,}5$. Усиление поля по нашему предположению обусловлено наложением поля B_I кольцевого тока на исходное B_{5250}, т.е. $B_{5324} = B_{5250} + B_I$. Тогда $B_{5324}/B_{5250} = 1 + B_I/B_{5250} = 2{,}5$. Откуда мы находим, что поле кольцевого тока $B_I = 1{,}5B_{5250} \approx 21$ Гс. Примем, что оно относится к центру кругового тока ($d = 0$), и на основании выражения (1) оцениваем величину тока. При радиусе кольца $R \approx 3''$; $I \approx 7{,}3 \cdot 10^9$ А, а плотность тока при сечении $S \approx \Delta h \Delta R \approx 8 \cdot 10^5$ км^2 ($\Delta h \approx 4 \cdot 10^2$ км^2, $\Delta R \approx 2 \cdot 10^3$ км) $j_\varphi \approx 10^4$ А/км^2.

Подчеркнем, что ток в элементах, величину и плотность которого мы оценили здесь, течет параллельно поверхности Солнца. В то же время составляющая тока, которая была вычислена в [18], направлена перпендикулярно к поверхности. Величины обоих этих токов оказались удивительно близкими ($5 \cdot 10^9$ А — вертикальный ток [18]). Однако плотность горизонтального тока более чем на порядок выше плотности вертикального. Это явление очень сходно с тем, что имеет место для пятна [19]. Не исключено, что меньшая величина отношения B_{5324}/B_{5250} вне элементов по сравнению со значением внутри может быть проявлением несколько различающихся между собой структур поля.

4. Заключение

Проведенное исследование показало, что распределение поля внутри элементов, измеренного по линиям λ 5250 Å и λ 5324 Å, подобно. Отношение наблюдаемых напряженностей поля (B_{5324}/B_{5250}) слабо зависит от того, в каких местах элементов измерены напряженности. При выбранном нами расположении щелей фотометров это отношение наибольшее (3,28—3,08 17.09 и 18.09) для максимальных напряженностей в элементах поля и наименьшее (по данным этих же дней) 2,50, если взяты области с напряженностью до 5—7 Гс. В предположении двухкомпонентной модели (элементы размером ≈ 100 км и $B \approx 1500$ Гс вкраплены в слабые поля) проанализирован факт роста наблюдаемого поля с переходом в верхние слои фотосферы вплоть до температурного минимума.

Рассмотрена возможность объяснения наблюдаемого роста поля с высотой нали-

чием в области температурного минимума кольцевого тока вокруг каждого элемента магнитного поля. Величина кольцевого тока, расположенного в слое, параллельном поверхности Солнца, должна быть равна 10^{10} А. Это значение очень близко соответствует величине вертикального тока в элементах поля, вычисленного в [18].

В заключение приносим благодарность Н.И. Шевякиной за помощь в обработке данных наблюдений и оформлении статьи.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Solanski S.K.* // Proc. X Europ. Reg. Astron. Meet. IAU. Prague, 1987. P. 95—103.
2. *Sheeley N.R.* // Astrophys. J. 1966. Vol. 144, N 2. P. 723—732.
3. *Harvey J., Livingston W.* // Solar Phys. 1969. Vol. 10, N 2. P. 283—293.
4. *Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.* // Ibid. 1973. Vol. 31, N 2. P. 307—316.
5. *Stenflo J.O.* // Ibid. Vol. 32, N 1. P. 41—63.
6. *Гопасюк С.И., Северный А.Б.* // Письма в "Астрон. журн.". 1983. Т. 9, № 2. С. 120—124.
7. *Semel M.* // Astron. and Astrophys. 1981. Vol. 97, N 1. P. 75—78.
8. *Гопасюк С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 72. С. 159—171.
9. *Лозицкий В.Г., Цап Т.Т.* // Кинематика и физика небес. тел. 1989. Т. 5, № 1. С. 50—58.
10. *Ганжа С.И.* // Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск: Наука, 1989. Т. 2. С. 99—104.
11. *Северный А.Б.* // Астрон. журн. 1966. Т. 43, № 3. С. 465—479.
12. *Границкий Л.В., Границкая Л.А., Дидковский Л.В., Никулин Н.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1977. Т. 56. С. 181—188.
13. *Livingston W.* // Astrophys. J. 1968. Vol. 153, N 3. P. 929—942.
14. *Стенфло Дж.О.* // Проблемы солнечной активности / Под ред. В. Бумбы, И. Клечека. М.: Мир, 1979. С. 75—120.
15. *Степанов В.Е., Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1962. Т. 28. С. 166—193.
16. *Гопасюк С.И.* // Phys. Solar. (Potsdam), 1980. N 4. P. 69—76.
17. *Гопасюк С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 66. С. 77—82.
18. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Там же. 1991. Т. 84. С. 127—135.
19. Котов В.А. // Там же. 1972. Т. 46. С. 115—127.

УДК 523

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ КВАЗИДВУХЛЕТНЕГО ЦИКЛА ПО ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ

В.П. Бобова

Для ряда *aa*-индекса продолжительностью 115 лет (1868—1982 гг.) проанализированы спектры мощности в диапазоне периодов 1—40 лет. Найдено, что в этом диапазоне основными являются периоды ≈ 22 и ≈ 1,9 лет. Остальные периоды можно объяснить как 2 или 3 гармоники 11-летнего цикла или проявленные в результате сложной амплитудно-фазовой модуляции. Период 1,92 года на всем протяжении имеет стабильную фазу, сбиваясь лишь в 12 и 19 циклах СА. Заметно различие значений периодов в четных и нечетных циклах. Сравниваются периоды, полученные по другим независимым данным, и делается вывод о возможной общности периодов — 11 и 1,9 года для Солнечной системы в целом.

STUDY STRUCTURE AND DYNAMICS QUASI-BIENNIAL CYCLE ON GEOMAGNETIC DATA. *by V.P. Bobova.* Power spectrum of geomagnetic *aa*-index (1868—1982) was calculated for period range 1—40 years. It was found that in the period range studied the essential stable periods are ~22 and ~1.9 years. The others periods may be interpreted as the second and third harmonics of 11 years cycle, or they might be obtaine as result complex amplitude and phase modulation. Period 1,92 years has stable phase modulation. Period 1,92 years has stable phase over the all interval investigated, however in the cycle N 12 and N 19 essential changes of the phase was observed. There are some differences of periods for even and odd solar cycles.

The period obtained for other independent measurements are compared, ~11 and ~19 years cycles there are possible common for the all solar system.

Изучению квазидвухлетних периодичностей в последнее время посвящено значительное число публикаций с использованием разных видов солнечных и геофизических данных. Однако нет ответа на вопрос о происхождении этих периодов, механизмов солнечно-земных связей, структуре и динамике основных периодов. Наблюдаются довольно значительные расхождения в характеристиках периодов, полученных по разным данным и для разных циклов солнечной активности.

В [1—3] приведен подробный анализ многих этих исследований. Сейчас нет необходимости доказывать существование квазидвухлетних периодичностей. Нами был проведен анализ закономерностей проявления анализируемых колебаний, динамических характеристик периодов и вариаций солнечно-земных связей. С этой целью был проанализирован 115-летний массив геофизического *аа*-индекса и проведено сравнение с результатом исследования *AE*-индекса за перекрывающиеся 14 лет данных (1966—82 гг.), а также с числами Вольфа за те же 14 лет.

Материал и методика обработки

Для исследования характеристик периодов в диапазоне 1—40 лет использовался 115-летний непрерывный ряд геофизического антиподального *аа*-индекса (1868—1982 гг.). Трехчасовые данные были получены в машиночитаемой форме из Москвы (МЦД-Б). Обрабатывались среднесуточные, трехдневные или среднемесячные данные в исходном виде и, дополнительно, редуцированные для удаления длиннопериодных вариаций. Было вычислено отклонение от средних за 4 года, нормированное на среднеквадратическую ошибку за эти же 4 года. Массив перекрывает 11 циклов солнечной активности, начиная с 11-го номера.

Спектральный метод анализа — наложение эпох с фурье-преобразованием, применяемый много лет для получения спектров в разных диапазонах. Тонкая структура и динамические характеристики колебаний изучались с помощью уже также многократно испытанного метода косинор-анализа [4]. Дополнительно введено построение средней кривой для интересующего нас периода (свертка по фазам периода) и аппроксимация косинусоидой по значениям амплитуды и фазы, вычисленным из косинор-анализа.

Такая обработка проводилась независимо для разных циклов солнечной активности, периодов максимума или минимума, для разных временных интервалов по 22, 44 и т.д. лет для всего массива данных. Анализировался параллельно исходный и редуцированный ряд.

Результаты обработки *аа*-индекса

В исходных данных сильна зависимость от солнечной активности, хорошо заметен 11-летний цикл. На рис. 1 приведены средние значения *аа*-индекса за год, месяц и вверху редуцированные aa/σ по 4-м годам. Примеры частотных спектров в интервале 1—40 лет для исходного временного ряда приведены на рис. 2. Наибольшую амплитуду имеют периоды ≈ 21,4 года (с вековой модуляцией ≈ 28 и ≈ 18 лет), трехгорбый цикл ≈ 12, ≈ 11 и ≈ 10 лет. Это известные периоды, вызванные динамической активностью Солнца.

⟶

Рис. 1. Числовой ряд *аа*-индекса за 115 лет

Цифрами обозначены годы максимума солнечной активности: *а* — среднегодовые; *б* — среднемесячные; *в* — редуцированные (aa/σ) — удалены периоды более 4 лет, данные нормированы на среднеквадратичную ошибку

Рис. 2. Примеры частотных спектров, полученных по среднемесячному исходному ряду *аа*-индекса за 115 лет, в диапазоне периодов

а — 8—30 лет, *б* — 1—3,5 года. По горизонтальной оси — значения периодов в месяцах, по вертикальной — относительная спектральная плотность. Цифры на спектрах — значения периодов в годах

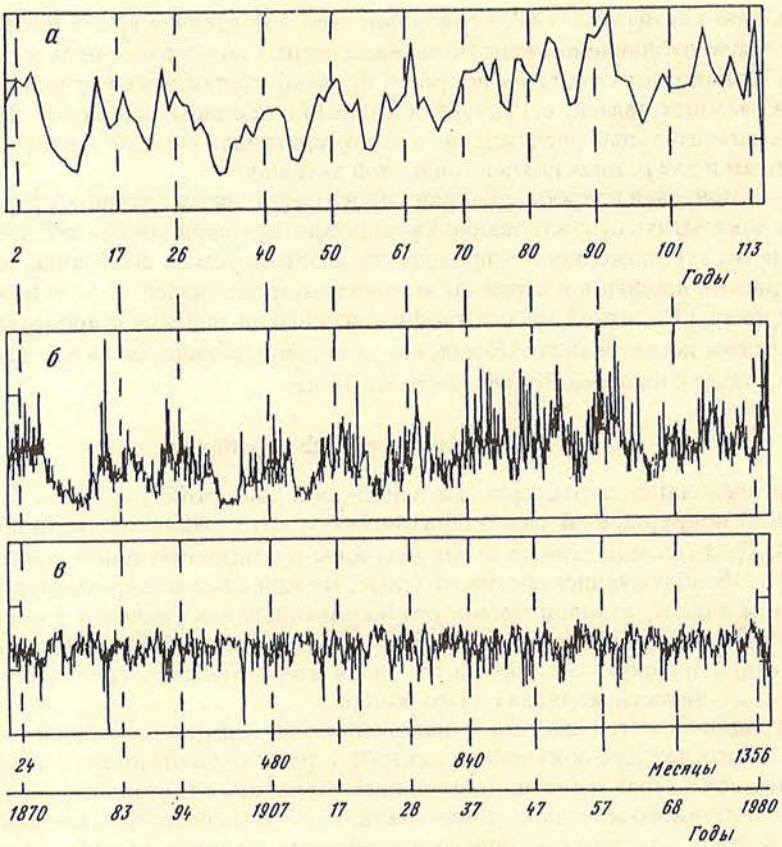

а
2
17
26
40
50
61
70
80
90
101
113
Годы
б
в
24
480
840
1356
Месяцы
1870
83
94
1907
17
28
37
47
57
68
1980
Годы

Рис. 1

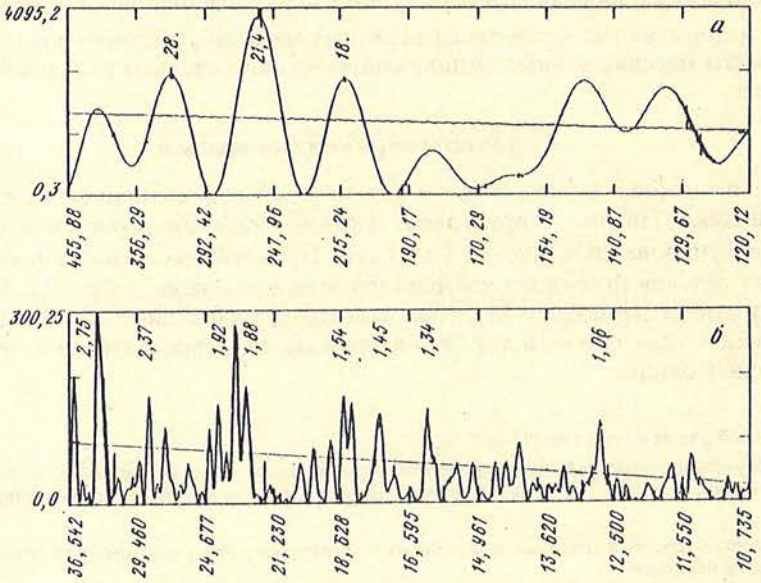
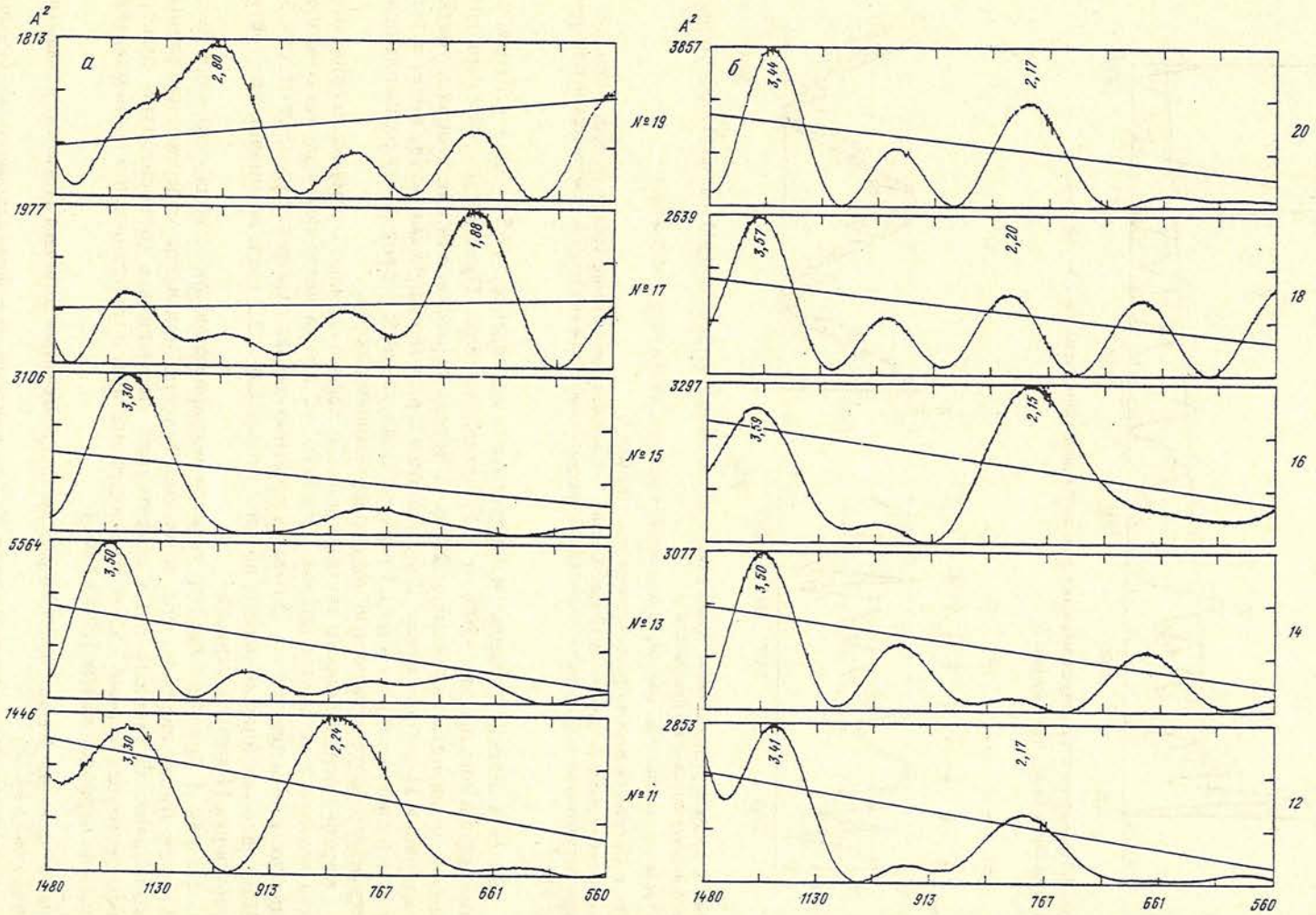

4095,2
0,3
28.
21,4
18.
а
455,88
356,29
292,42
247,96
215,24
190,17
170,29
154,19
140,87
129,67
120,12
300,25
0,0
2,75
2,37
1,92
1,88
1,54
1,45
1,34
1,06
б
36,542
29,460
24,677
21,230
18,628
16,595
14,961
13,620
12,500
11,550
10,735

Рис. 2


A²
а
1813
2,80
№ 19
1977
1,88
№ 17
3106
3,30
№ 15
5564
3,50
№ 13
1446
3,30
2,24
№ 11
1480
1130
913
767
661
560
A²
б
3857
3,44
2,17
20
2639
3,57
2,20
18
3297
3,58
2,15
16
3077
3,50
14
2853
3,41
2,17
12
1480
1130
913
767
661
560

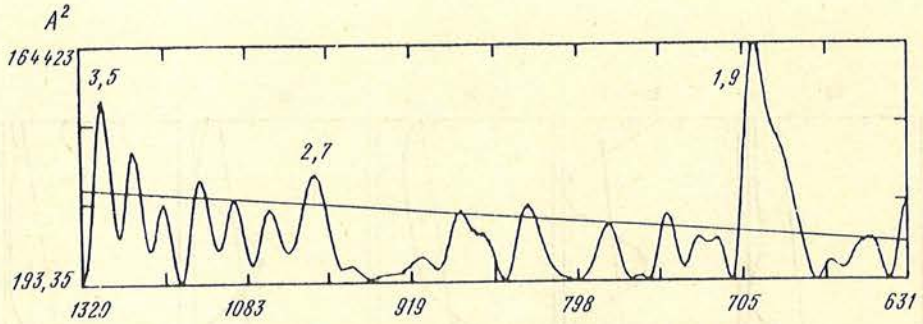
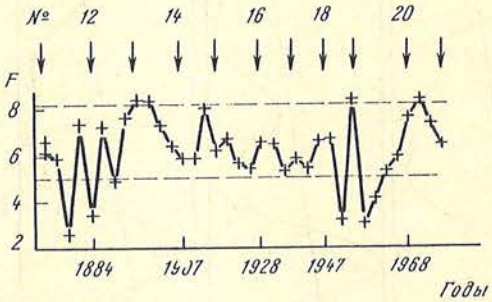


Рис. 4. Пример спектра редуцированного ряда *aa*/σ в диапазоне периодов 1,6—3,6 года

Обозначения те же, что и на рис. 3



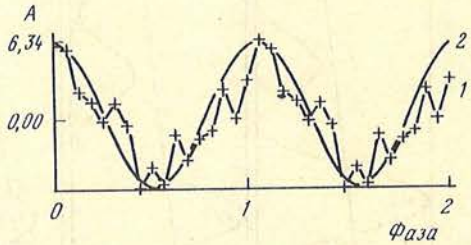


Рис. 5. Фазовое распределение, среднее за 3 года, полученное для периода 1,915 года по 115-летнему ряду *aa*/σ индекса методом косинор-анализа

Стрелками указаны годы максимума солнечной активности, номера циклов обозначены

Рис. 6. Средняя свертка по фазам периода рис. 5 (кривая *1*)

Значение периода разделено на 17 бин. Кривая 2 — аппроксимация косинусоидой, построенной по значениям амплитуды и фазы, вычисленным из косинор-анализа. Оценка фазовой когерентности по критерию $\chi^2 = 10^{-3}$

Более короткие периоды, наблюдаемые в *aa*-индексе, ≈ 7,5; ≈ 5,6; ≈ 4,7 года, их амплитуды составляют ~20% от $\bar{A}$ 11-летнего периода. Присутствие этих периодов можно объяснить наложением 22- и 11-летних периодов или как вторая и третья гармоники 11-летнего цикла. Далее, почти в 2 раза меньшую амплитуду имеет целый ряд периодичностей от 4 до 1,5 года. Квазидвухлетний период имеет расщепленную структуру, соответствующую модуляции вековым циклом.

Картина периодичности внутри цикла СА весьма сложна, к тому же неодинакова для четных и нечетных циклов. Периоды ≈ 2,1 года появляются во всех четных циклах (в 14-м цикле $P = 1{,}95$ года), в нечетных циклах спектры все различны (рис. 3). Наиболее устойчивый период во всех циклах СА ≈ 3,5 года, возможно, это третья гармоника 11-летнего периода.

На рис. 4 приведен пример спектра модифицированного радя *aa*/σ-индекса за 115 лет. Линия широкая, что, возможно, является признаком суперпозиции разных колебаний. Остальные пики значительно уменьшились (относительно спектра исходного ряда), кроме 3,5 лет. Это свидетельствует о модуляционном происхождении многих периодов между 1,9 и 3,5 года.

←

Рис. 3. Частотные спектры исходного ряда для отдельных циклов солнечной активности, в диапазоне периодов 1,5—4 года

По горизонтальной оси — периоды в сутках. Указаны номера циклов солнечной активности: *а* — нечетные циклы, *б* —четные циклы

Если обработать ряд aa/σ отдельно для максимума или минимума солнечной активности, т.е. вводя искусственно цикл СА, то появляются вновь многие периоды между 1,9 и 3,5 года, изменяясь при намеренном сдвиге выбранного максимума или минимума.

Полученные косинор-анализом периодограммы в диапазоне периодов 1,5—3 года подтверждают существование наиболее устойчивого квазидвухлетнего периода — 1,915 года для всего 115-летнего массива данных. Определены амплитуда, фаза, степень когерентности периода $\chi^2 = 19{,}5$. Вероятность получить такую фазовую стабильность случайно $\lesssim 10^{-3}$. На рис. 5 приведено изменение фазы колебания для периода 1,915 года. Сбой фазы наблюдается для 12-го и 19-го циклов СА. На рис. 6 показана средняя фазовая кривая этого же периода, по найденным амплитуде и фазе построена косинусоида. Заметен излом в форме средней кривой, возможно, указывающий на существование других гармоник внутри периода. Если построить форму колебания по отдельным циклам СА, то она весьма различна.

Анализируя изложенные выше факты, делаем вывод, что для 115-летнего ряда *aa*-индекса в диапазоне периодов 1,5—40 лет основными являются 2 колебания: известный всем солнечный цикл ≈ 11 лет и квазидвухлетнее колебание ≈ 1,9 года. Остальные периоды можно объяснить как гармоники 11-летнего цикла или следствие сложной модуляции. Предположение, что 1,9 года — также гармоника 11-летнего цикла, не проходит, так как амплитуда его больше, чем возможных предыдущих гармоник, фаза более стабильна.

Сравнение с другими данными

Для сравнения геофизических данных была проведена синхронная обработка *AE*- и *aa*-индексов за перекрывающиеся временны́е интервалы 1966—74 и 1978—82 гг. В диапазоне периодов 1,5—3,5 года спектры идентичны, однако в *AE*-индексе значительную амплитуду имеет годовая гармоника, в *aa*-индексе наибольшую мощность имеет период 0,5 и 4,7 года. Данные непрерывно перекрываются лишь за 9 лет, затем в *AE*-индексе трехлетний пропуск. На подъеме 20-го цикла фазы в *AE*- и *aa*-индексах сбиваются, не одинаковы, а затем восстанавливаются, сохраняя для периода 1,92 года фазу 3,5 рад и на следующий цикл. Амплитуды периодов близки, составляют ~3% от среднего значения ряда. Спектр ряда чисел Вольфа также подобен спектрам геофизических индексов, в нем наибольшую мощность имеют периоды ≈ 2,0 и ≈ 4,7 года.

Средние фазовые кривые периода 1,915 года за 9 лет для *AE*- и *aa*-индексов похожи, однако кривая для *AE*-индекса имеет четко видную годичную гармонику (форма которой почти монохроматическая синусоида). Для чисел Вольфа наиболее правильную форму имеет колебание с периодом ≈ 2,0 года, фаза периода смещена примерно на 20% относительно фазы этого же периода для геофизических индексов.

Сравним основные периоды, полученные при анализе *aa*-индекса, с периодами, полученными другими авторами по независимым данным.

Сравнение периодов, полученных по разным временны́м рядам в диапазоне 1,5—3 года

aa-индекс [наши данные]	Вращение Земли [6]	Изменение диаметра Солнца [7]	Солнечные протонные события [8]	Активные области на Солнце [9]	Космические лучи [10]
1,92	1,89 2,20	1,96	1,86	1,96	1,9
2,7	2,84	2,7	3,0	3,0	

Подводя итоги исследования, можно сделать заключение о преимущественном выделении всем известного ≈ 11-летнего и квазидвухлетнего периодов ≈ 1,9 года в независимых временны́х рядах солнечных и геофизических измерений. Эти периоды известны в Солнечной системе как сидерические периоды вращения Юпитера и Марса. Можно далее предположить, что в Солнечной системе как в целом "организме" имеются выделенные устойчивые периоды, которые, возможно, проявляются по единому закону для всех длинны́х временны́х рядов, получаемых при исследовании колебательных процессов в Солнечной системе.

Заключение

1. Анализ 115-летнего ряда геомагнитного *aa*-индекса позволил выделить в диапазоне периодов 1—40 лет два основных периода ≈ 11 лет и ≈ 1,9 года. Наличие большого числа других периодов возможно объяснить модуляцией вековым, 22- и 11-летними циклами, а также суперпозицией разных колебаний со сложной амплитудно-фазовой модуляцией.

2. Фаза квазидвухлетнего цикла в *aa*-индексе почти постоянна на протяжении 11 солнечных циклов, сбиваясь значительно лишь в 12-м и 19-м циклах солнечной активности.

3. Наблюдается значительное различие в проявлении квазидвухлетнего периода в четных и нечетных циклах *CA*. В четных циклах спектры похожи между собой, выделяются периоды ≈ 2,1 и ≈ 3,5 года. В нечетных циклах спектры различны, наиболее постоянен период ≈ 3,5 года, (предположительно третья гармоника 11-летнего цикла).

4. Характер солнечно-земных связей меняется с уровнем *CA*, изменяясь от цикла к циклу и внутри одного цикла сложным образом, но сохраняя на протяжении десятков лет свои основные свойства. Это дает основание предположить возможный единый механизм проявления колебательных процессов в солнечной системе.

Автор выражает признательность Н.Н. Степанян и Д.Н. Рачковскому за интерес к работе и ценные замечания.

Май, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Apostolov E.M., Letfus V.* // Stud. geophys. et geod. 1988. Vol. 32, N 2. P. 171—186.
2. *Currie R.G.* // Appl. Space Sci. 1973. Vol. 20. N 2. P. 509.
3. *Ривин Ю.Р.* Циклы Земли и Солнца. М.: Наука, 1989.
4. *Бобова В.П., Владимирский Б.М., Пудовкин М.И.* // Магнитосфер. исслед. 1990. Т. 14. С. 86—95.
5. *Бобова В.П.* // Проблемы солнечной активности. Л.: ФТИ, 1991. С. 159—171.
6. *Carta F., Cheistovsky F., Manara A., Marroleni F.* // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 114, N 2. P. 388—393.
7. *Delache P., Laclare F., Sadsaond H.* // Nature. Vol. 317, N 6036. P. 416—418.
8. *Зиль М.В., Митрикас В.Г., Петров В.М.* и др. // Космич. исслед. 1987. Т. 25, вып. 2. С.325—333.
9. *Рубашов Б.М.* Проблемы солнечной активности. М.: Наука, 1964. 362 с.
10. *Коломеец Е.В., Чумбалова Р.А., Шахова Ю.А.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. Т. 36, № 11. С. 2405—2410.

УДК 523.9

РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ 5-МИН СОЛНЕЧНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ С КОНВЕКТИВНЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ

К.В. Парчевский

В первом приближении теории возмущений рассчитаны поправки к собственным частотам 5-мин колебаний, обусловленные влиянием конвекции. Вычислено время жизни отдельных мод колебаний. Конвективные скорости вычислялись по теории длины пути перемещения с $\Lambda = 200$ км.

CALCULATIONS OF THE INTERACTION OF THE 5-MIN SOLAR OSCILLATIONS WITH CONVECTIVE FLOMS, *by K.V. Parhcevsky*. Corrections of the eigenfrequencies 5-min oscillations due to the influence of the convection, were calculated in the first order of the perturbation theory. The living time of the different modes of the oscillations was estimated. Convective velosities were calculated using mixing length theory with $\Lambda = 200$ km.

В данной работе вычисляются поправки к собственным частотам колебаний невозмущенной солнечной модели, которые возникают при взаимодействии солнечных осцилляций с конвективными движениями. Величина поправок имеет большое значение для уточнения теоретического спектра собственных частот Солнца и теории возбуждения и затухания колебаний.

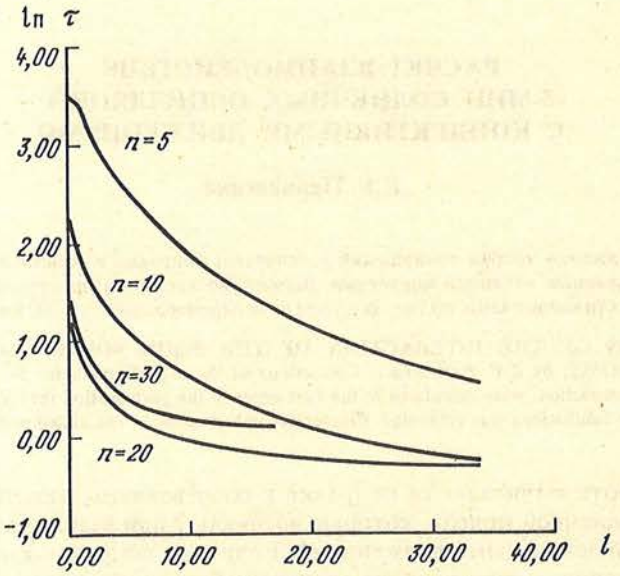
Для вычисления спектра 5-мин колебаний требуется решить задачу на собственные значения для линеаризованной системы уравнений гидродинамики, описывающей адиабатические колебания самогравитирующей сферически-симметричной невращающейся массы жидкости. Линеаризованные уравнения выводятся в предположении, что скорости в невозмущенном состоянии есть средние скорости вещества при свободной конвекции, а наличие колебаний приводит к добавлению малых поправок плотности ρ' и давления p' к соответствующим невозмущенным величинам ρ_0 и p_0. Для эйлеровой вариации скорости имеем:

$$\upsilon'_k = \frac{\partial}{\partial t}\xi_k + \upsilon_i^0\,\partial_i\,\xi_k - \xi_i\,\partial_i\upsilon_k^0\,, \tag{1}$$

где ξ_k — компоненты вектора смещения выделенного элемента при колебаниях, υ_k^0 — средние скорости в невозмущенном состоянии, причем $\frac{\partial}{\partial t}\upsilon_k^0 \equiv 0$ (состояние стационарно). Для статического невозмущенного состояния $\upsilon_i^0 = 0$. В нашем случае υ_i^0 — это средние скорости турбулентного движения вещества. Будем считать, что зависимость от времени всех величин дается множителем $\exp(i\omega t)$. Подставляя (1) в уравнение движения и пренебрегая возмущениями гравитационного потенциала, имеем

$$\rho\omega^2\,\xi - \varepsilon\omega\mathcal{M}(\xi) + \mathcal{L}(\xi) = \varepsilon^2\mathcal{N}(\xi),\ \varepsilon = u(R_\odot/GM_\odot)^{1/2}, \tag{2}$$

где u — характерные турбулентные скорости, $\mathcal{L}(\xi)$ — оператор невозмущенной задачи на собственные значения, $\mathcal{M}(\xi) = 2i\rho(\mathbf{v}^0\nabla)\xi$, а $\mathcal{N}(\xi)$ пропорционально $|v^0|^2$. Здесь введена система единиц $G = M_\odot = R_\odot = 1$. Тогда плотность ρ выражается в единицах $M_\odot/R_\odot^3$, давление p — в единицах $GM_\odot^2/R_\odot^4$, радиальная координата r — в единицах $R_\odot$, все скорости (в том числе и скорость звука) выражаются в единицах $(GM_\odot/R_\odot)^{1/2}$. Все величины при таком выборе системы единиц будут одинакового порядка, что удобно при дальнейших численных расчетах.



Зависимость времени жизни мод τ_{nl} (сутки) от l для разных n

Конвективные скорости вычислялись по теории длины пути перемешивания с $\Lambda = 200$ км

Наличие безразмерного параметра $\varepsilon \approx 0{,}005$ позволяет использовать теорию возмущений. Разложим все величины по степеням ε и подставим в (2). Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях ε, придем к последовательности уравнений:

$$\varepsilon^0: \quad \rho_0\omega_0^2\xi_0 + \mathcal{L}_0(\varepsilon_0) = 0, \tag{3а}$$

$$\varepsilon^1: \quad \rho_0\omega_0^2\xi_1 1_0(\xi_1) = \omega_0\mathcal{M}_0(\xi_0) - 2\rho_0\omega_0\omega_1\xi_0 \tag{3б}$$

$\mathcal{L}_0(\xi)$ — самосопряженный оператор (см., например, [2]). Для более общего случая, когда учитывается магнитное поле и вращение, уравнения (3) выведены в [3]. Умножим (3б) на ξ_0^* и проинтегрируем по всему объему Солнца. Учитывая самосопряженность $\mathcal{L}_0$ и (3а), можно показать, что левая часть получившегося выражения равна 0. Тогда первая поправка к собственнной частоте равна:

$$\omega_1 = \langle \xi_0^* \mathcal{M}_0(\xi_0) \rangle / 2 \langle \rho_0 \xi_0^* \xi_0 \rangle. \tag{4}$$

Турбулентные скорости можно вычислить по теории длины пути перемешивания [1].

$$\upsilon^2 = \frac{1}{8} gA\Lambda^2, \tag{5}$$

где Λ — длина перемешивания $\Lambda = 200$ км), $A = \frac{d\ln\rho}{dr} - \frac{\rho}{\Gamma_1}\frac{d\ln p}{dr}$ — параметр, характеризующий устойчивость по отношению к конвекции.

Поправка к частоте в первом порядке оказывается чисто мнимой, что означает затухание колебаний. Зная поправку ω_1, нетрудно вычислить $\tau = (\varepsilon|\omega_1|)^{-1}$ время жизни отдельной моды. Для численного анализа была выбрана модель 1 Кристенсена—Далсгаарда. Результаты численных расчетов приведены на рисунке, где показана зависимость времени жизни τ_{nl} от l для различных значений n (τ выражено

в сутках). Вычисленные значения τ находятся в хорошем согласии со значениями, рассчитанными по наблюдаемым ширинам линий (А.В. Брунс, С.М. Шумко, частное сообщение). Уменьшение τ с ростом l объясняется тем, что для больших l точка поворота лежит ближе к поверхности и моды с такими l приводят больше времени внутри конвективной зоны, чем моды с низкими значениями l. Наличие некоторого предельного τ_{lim}, к которому с ростом l асимптотически стремятся времена жизни мода для разных n, а также немонотонная зависимость τ от n требуют дальнейшего исследования.

Автор глубоко благодарен научному руководителю доктору А.Г. Косовичеву за постановку задачи и С.В. Воронцову за любезно предоставленную программу расчета спектра собственных частот невозмущенной модели Солнца.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cox J.P., Giuli R.T.* Principles of stellar structure. N.Y., 1968. Vol. 1.
2. *Кокс Дж.* Теория звездных пульсаций. М.: Мир, 1983.
3. *Gough D.O., Tailor P.P.* // Mem. Soc. astron. ital. 1984. Vol. 55. P. 215—226.

УДК 523.75

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ СПЕКТР РАДИОГРАНУЛЯЦИИ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 3,3 мм

А.Г. Кисляков, В.И. Носов, Л.И. Цветков

Обсуждаются результаты наблюдений радиогрануляции на волне 3,3 мм на РТ-22 КАО с угловым разрешением 40". Наблюдения выполнены в 1987—1989 гг. с помощью автоматизированного радиометрического комплекса ИПФАН (г. Н.-Новгород). Данные обрабатывались методом спектрального анализа в интервале пространственных масштабов 800—30". Распределения радиояркости по диску Солнца сопоставлялись с магнитограммами, публикуемыми в SGD. Показано, что радиогрануляционная структура масштаба 90—60" наилучшим образом проявляется вдоль линии инверсии магнитного поля. Определены средние амплитуды повышения радиояркости и проведено качественное сопоставление радиогрануляции с сеткой хромосферных магнитных полей.

THE SPATIAL SPECTRUM OF SOLAR RADIO GRANULATION AT THE WAVELENGTH 3.3 mm, by *A.G. Kislyakov, V.I. Nosov, L.I. Tsvetkov.* — The results of solar radio granulation observations at the wavelength 3.3 mm with the 22-meter radio telescope Crimean astrophysical observatory with the 40-arcsec resolution are discussed. The observations were performed in 1987—1989 using a broadband modulation radiometer conjuged with microcomputer made by Institute Applied Physics, N. Novgorod. The data were processed by means of the spectral analysis method in the interval 800—30 arcsec. The comparison of the Stanford magnetograms publised in Solar Geophysical Data and the radio granulation at the wavelength 3.3 mm is given. It is known that the 90—60 arcsec scale are visible better along of neutral magnetic field line. The average amplitudes of the radio brightness rises are determined. The quantitative comparison of radio granulation with the chromospheric magnetics field network is made.

Введение

Первое обнаружение радиогрануляции было сделано в КАО на РТ-22 "затменным" методом при покрытии диска Солнца Меркурием в 1970 г. на волне 8 мм [1]. В результате наблюдений и корреляционного анализа выявлены две группы неоднородностей с характерными размерами 1,6—3,4" и 17—40". Образование радиогрануляционной структуры радиоизлучения авторы объясняют неоднородностями магнитного поля, которое играет существенную роль в происхождении радиоизлучения от отдельных мелкоструктурных образований. В дальнейшем радиогрануляция на коротких волнах 1,4 и 4,1 мм была подтверждена по наблюдениям на РТ 2 × 25 [2]. Наблюдения на телескопе РАТАН-600 на волне 1,35 см позволили выявить флуктуации радиояркости участков спокойного Солнца. Характерный пространственный масштаб радиогрануляции 44" свидетельствовал о вероятной связи с хромосферной сеткой [3]. В [4, 5] на волнах 2—4 см сообщается о трех группах характерных размеров радиогрануляции 42—82", 102—156" и 190—280". Там же сделана оценка величины магнитного поля в радиогранулах. Проблема оптического эквивалента радиогрануляции еще не решена и нельзя исключить возможность существования радиогранул, отождествляемых с различными оптическими образованиями.

В данном исследовании мы будем придерживаться концепции связи радиогрануляции со структурой магнитных полей на Солнце. В какой-то степени эта работа есть продолжение [6], где мы установили связь радиоизлучающих областей на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см со слабыми холмами магнитного поля разной полярности и расположенными над ними флоккулами в период минимума солнечной активности.

Итак, нашей целью является изучение параметров радиогрануляции на волне 3,3 мм, исследование пространственного спектра радиогрануляции и сопоставление его с крупномасштабной структурой солнечных магнитных полей.

1. Методика наблюдений и обработки

Программа исследований распределения радиояркости по диску Солнца на волне 3,3 мм была реализована в трех циклах наблюдений на РТ-22 13; 14; 16 июня 1987 г.; 14; 15; 16; 17 мая 1988 г. и 10; 13; 15 мая 1989 г. Угловое разрешение телескопа РТ-22 на волне 3,3 мм составляет 40". Программа наблюдений содержала сканирование по прямому восхождению α площадок на диске Солнца с размерами $15 \times 30'$ или $17 \times 20'$ с шагом 1—2' по склонению δ. Проводилось также многократное сканировние по α через центр диска Солнца.

При наблюдениях применялся автоматизированный радиометрический комплекс, состоящий из широкополосного модуляционного радиометра и системы сбора и обработки информации на базе микроЭВМ "Электроника ДЗ-28" и ДВК-3 [7]. Для улучшения разрешения по антенной температуре применялся квазинулевой метод измерений. Компенсация среднего уровня солнечного радиоизлучения осуществлялась с помощью газоразрядного генератора шума.

Материал наблюдений 1987 г. анализировался по оригинальным записям радиоизлучения. Массивы данных 1988 г. обрабатывались по программам фурье-анализа в вычислительном центре КАО. Пространственные спектры рассчитывались по 180 отсчетам. Удаление тренда проводилось по параболическому закону. По данным наблюдений 1989 г. на ДВК-3 вычислялись спектры мощности флуктуаций распределения радиояркости по методу быстрого преобразования Фурье (БПФ), с числом отсчетов $n = 512$. Предварительная фильтрация данных осуществлялась путем прямого и обратного БПФ.

В дальнейшем проводилось сопоставление распределения радиояркости и пространственных спектров радиогрануляции с магнитограммами, публикуемыми в SGD [8].

2. Пространственный спектр радиогрануляции

Сканы диска Солнца, выполненные 13; 14 и 16 июня 1987 г., позволили выявить вариации распределения радиояркости на волне 3,3 мм, которые, по-видимому, обусловлены неоднородностями хромосферы [2]. Гистограмма расстояний между максимумами в распределении радиояркости показала характерный пространственный масштаб неоднородностей: 120—150" и 180—240". Этот масштаб неоднородностей соответствовал участкам диска Солнца без видимых пятен и пор. Среднее значение превышений радиояркости над уровнем спокойного Солнца равно 0,5% от антенной температуры T_a [9].

Этот результат побудил нас к дальнейшему более тщательному исследованию радиогрануляции на волне 3,3 мм на основе спектрального анализа кривых распределений радиояркости. На рис. 1 представлена магнитограмма, полученная на NSO/Kitt Peak, с нанесенной площадкой сканирования ($17 \times 20'$). Разница во времени наблюдений ~9 ч утра была учтена. Справа отмечена шкала $\Delta\sigma$ с указанием шага и направления сканирования. Всего было отмечено 11 сканов, по записям которых в дальнейшем были оценены пространственные спектры радиогрануляции, изображенные на рис. 2 (преимущественно северная полусфера диска Солнца) и рис. 3 (преимущественно южная полусфера). Здесь по оси абсцисс отложена нормированная частота N, определяемая дискретностью данных, по оси ординат — амплитуда вариаций яркостной температуры Солнца на волне 3,3 мм. Амплитудные спектры вариаций яркостной температуры ΔT_a содержат пики, которые соответствуют доминирующим пространственным гармоникам, выраженным в угловых секундах. При совместном рассмотрении рис. 1 и рис. 2, 3 можно видеть, что наиболее сложный спектр получен при $\Delta\delta = -4'$ и $\Delta\delta = -6'$, когда линии сканирования проходили по участку диска Солнца с видимыми неоднородностями магнитного поля (III квадрант) и с сопоставимыми размерами. Запись центрального скана ($\Delta\delta = 0$) также содержит

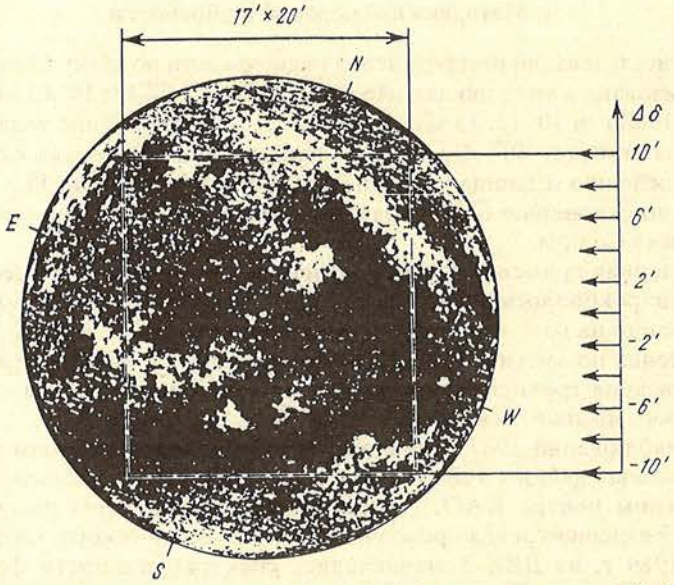


Рис. 1. Площадка сканирования диска Солнца, совмещенная с магнитограммой Kitt Peak (10.05.1989 в 15^h53^m UT)

Сканирование проводилось по α с шагом по δ (Δδ = 2). Стрелками показаны направления сканов. Время 6—7^h UT. Угловое разрешение телескопа 40". На магнитограмме: светлые контуры — магнитные поля *N*-полярности, темные — магнитные поля *S*-полярности

вариации радиояркости со сложным спектром радиогрануляции. В приполярных областях проявляются в основном гармоники большего масштаба. В спектрах радиогрануляции встречаются близкие по значению пространственные гармоники 218, 153, 135 и 80", две из которых проявились в среднем спектре, изображенном в правой нижней части рис. 3. Из этого рассмотрения можно сделать предварительный вывод о том, что существует некая средняя периодичность в распределении неоднородностей хромосферы с пространственным масштабом 218" и 80". Этот масштаб может характеризовать размещение холмов с противоположными магнитными полями.

3. Сопоставление радиогрануляции со структурой магнитных полей

Поскольку угловое разрешение телескопа составляет 40", то объектами изучения могут быть структуры радиогрануляции с размерами сравнимыми и большими этой величины. Мы использовали SSO-магнитограммы [8], представляющие собой компьютерные карты крупномасштабных магнитных полей на Солнце. Эти магнитограммы представляют структуру магнитных полей, с разрешением 180", однако качественное сопоставление все-таки можно сделать. Сопоставление сканов локальных источников, располагающихся над группами пятен, с магнитограммами показало, что максимумы в распределении радиояркости в большинстве случаев совпадают с линией инверсии магнитного поля. Например, сканы участка диска Солнца, выполненные 12—16 мая 1987 г., с группой пятен СД45 [10] свидетельствовали, что максимумы локального источника соответствовали контурам линии раздела полярностей магнитного поля.

Обратимся к рис. 4, где в верхней части представлен фрагмент SSO-магнитограммы за 14.05.88 с заштрихованной полосой сканирования на РТ-22 размером 0,66 × 26'. Наблюдения выполнены с разницей во времени около 8 ч. Крупномасштабная струк-

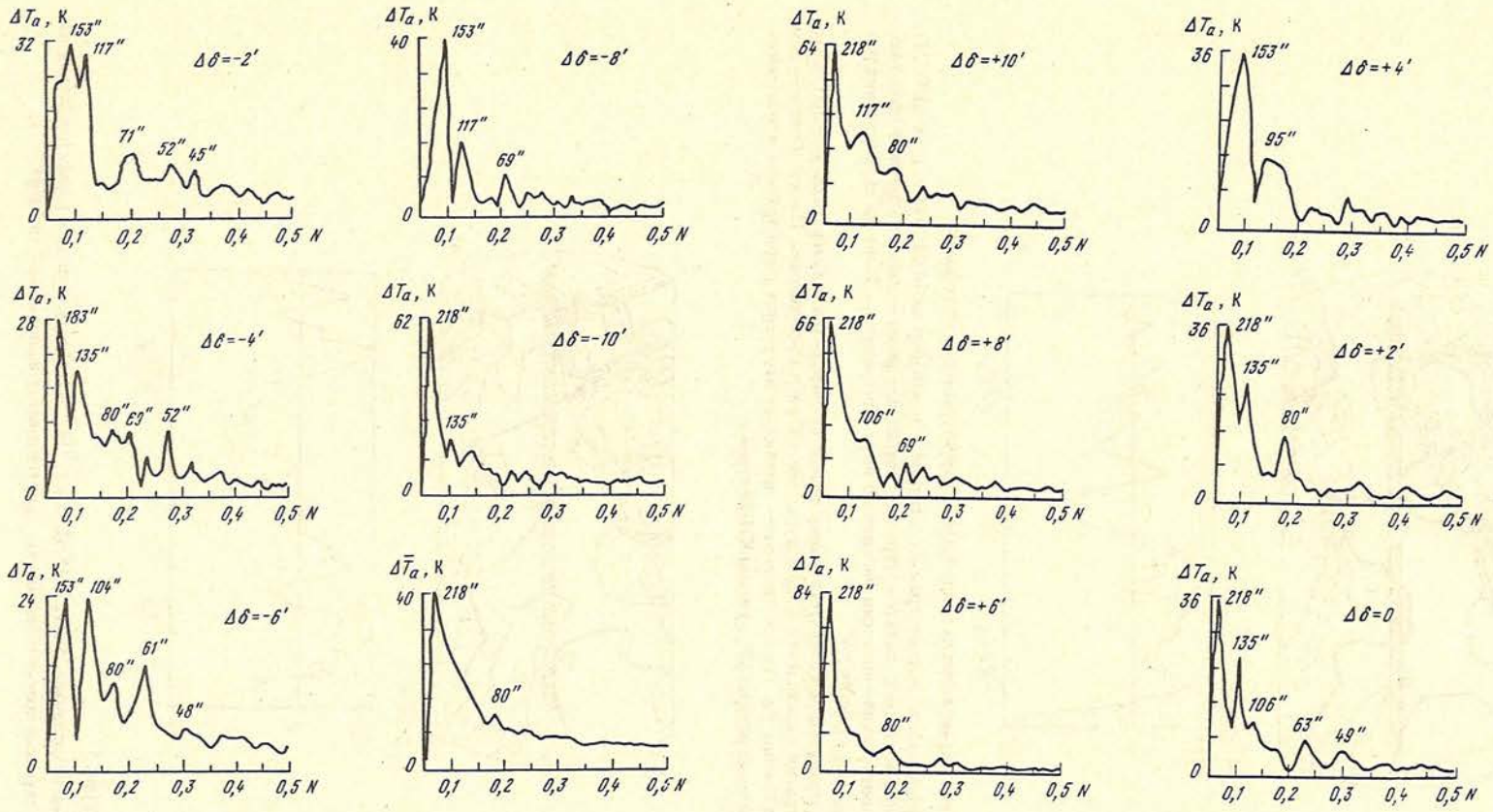


Рис. 2. Спектры радиограннуляции на волне 3,3 мм, полученные при обработке записей сканов площадки диска Солнца при шаге $+\Delta\delta$
По оси абсцисс — нормированная частота N, по оси ординат — амплитуда флуктуаций в значениях яркостной температуры ($T_я$ на волне 3,3 мм принималась равной 6500 К). Пространственные размеры радиограннуляции, соответствующие доминирующим пикам в спектрах, указаны в угловых секундах

Рис. 3. Спектры радиограннуляции на волне 3,3 мм, полученные при обработке записей сканов площадки диска Солнца при шаге $-\Delta\delta$
В правом нижнем углу представлен усредненный по 11 спектрам пространственный спектр радиограннуляции

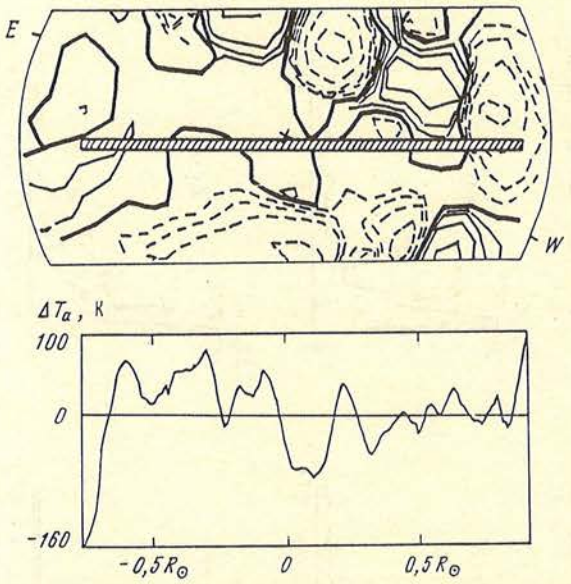


Рис. 4. Сопоставление радиограпуляции на волне 3,3 мм и структуры магнитных полей

Вверху представлен фрагмент из магнитограммы (Stanford magnetogram за 14.05.1988 г. в 18^h28^m UT) Сплошные линии — линии магнитного поля *N*-полярности, штриховые линии — линии магнитного поля *S*-полярности. Жирные линии — линии инверсии магнитного поля заштрихована. Полоска сканирования размером 26 × 0,66". Время скана 10^h02^m UT

Внизу — запись радиограпуляции, соответствующая полосе сканирования (размеры совмещены) после низкочастотной фильтрации, эквивалентной процедуре "чистки" радиоизображения. По оси абсцисс — размеры в долях радиуса Солнца $R_\odot$. По оси ординат — амплитуда изменения радиояркости в значениях приведенной яркостной температуры $\Delta T_я$ с учетом КИП антенны

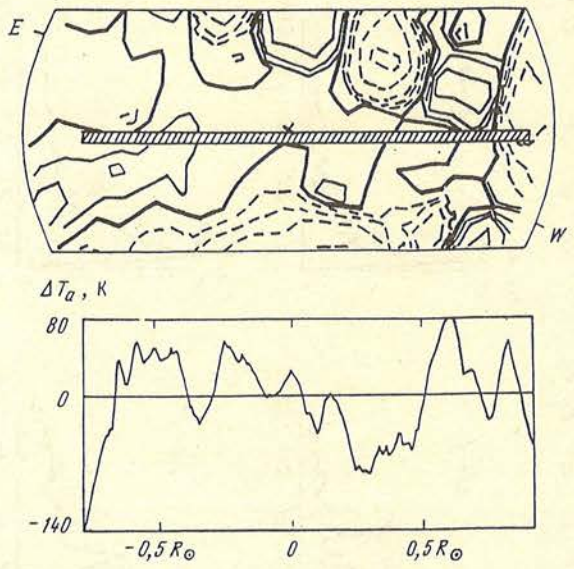


Рис. 5. То же, что и на рис. 4

Вверху фрагмент из магнитограммы [SGD] за 15.05.88 в 17^h18^m UT. Внизу — запись радиограпуляции на волне 3,3 мм, соответствующая полосе сканирования (заштрихована), выполненного в 10^h44^m UT

Таблица 1

Пространственные гармоники в интервале I

Дата	Пространственные частоты максимумов, сек. дуги							
14.05.88		256	229	193	155*	119*	110	96*
15.05.88	512	334		185		124		
16.05.88	458	332			158	134*		98
17.05.88		281	229	192	156	120	105*	

Примечание. $A_{I} = 44 \div 14$ K в $T_{я}$ в интервале I: 800—84".

Таблица 2

Пространственные гармоники в интервале II

Дата	Пространственные частоты максимумов, сек. дуги							
14.05.88	81*				50*	48*		
15.05.88			64*	60*	50*		43	
16.05.88	85	71*			50*	45*	43	40
17.05.88	82*	73*	66	64*		46	43	41

Примечание. $A_{II} = 3{,}2 \div 2{,}0$ K в $T_{я}$ в интервале II: 86—28".

тура магнитного поля за это время изменяется незначительно, как это следует из сравнения ряда ежедневных магнитограмм. В нижней части рис. 4 представлена запись радиограннуляции, соответствующая полосе сканирования после удаления параболического тренда. Сопоставление обеих частей рисунка не дает возможности определить, каким элементам магнитограмм соответствуют максимумы и минимумы в распределении радиояркости между зонами активности. Однако в некоторых случаях наблюдаются изломы в распределении радиогранул, совпадающие с моментами пересечения диаграммой направленности телескопа линии инверсии магнитного поля. На рис. 5 представлены аналогичная магнитограмма и структура радиограннуляции вдоль линии сканирования за 15.05.88. Характерной особенностью распределения радиогранул является наличие периодических структур масштаба 60—90", которые совпадают с моментами, когда диаграмма направленности телескопа сканирует по линии инверсии магнитного поля или близко от нее. Например, это видно на участках распределения радиогранул, располагающихся на расстоянии $0{,}5R_{\odot}$ к западу от центра (см. рис. 4) и на расстоянии $0{,}5R_{\odot}$ к востоку от центра (см. рис. 5). Просмотр записей сканов и магнитограмм за указанные выше периоды наблюдений (десять дней) позволил обнаружить 20 таких случаев. Эта особенность радиограннуляции, по-видимому, не является случайной и свидетельствует о качественной связи радиограннуляции с неоднородностями хромосферы, располагающимися вдоль линии инверсии магнитного поля.

С целью изучения общей структуры радиограннуляции массивы данных наблюдений 1988 г. (одномерные сканы через центр диска) были подвергнуты спектральному анализу. В табл. 1 и 2 представлены пространственные "гармоники" радиограннуляции для двух интервалов (I, II): 800—84" и 86—28". При вычислении спектров в интервале II данные сглаживались фильтром скользящего среднего.

Пространственные частоты, отмеченные звездочкой, совпадают с пиками в спектрах на рис. 2 и 3 с точностью ±2".

Из таблиц можно видеть, что существуют ряд близких пространственных частот

радиограннуляции на волне 3,3 мм как в отдельные дни наблюдений, так и в структуре радиограннуляции 1988—1989 гг. Средняя амплитуда вариаций радиояркости A_I для больших пространственных масштабов 512—96" на порядок больше средней амплитуды вариаций A_{II} для масштабов 85—40". Следует признать, что здесь возможно влияние эффекта антенного сглаживания и цифрового фильтра.

4. Обсуждение результатов

Сравнивая радиограннуляционную структуру на волне 2,3 см [5] и наши измерения радиограннуляции на волне 3,3 мм, можно утверждать, что имеет место наложение вариаций радиояркости масштаба 90—40" на вариации большего машстаба. Заметим, что правомерность проведения аналогии обусловлена близостью углового разрешения радиотелескопов РАТАН-600 и РТ-22 на этих волнах.

Определение яркостных температур радиограннуляционных образований требует ряд допущений о их размерах и форме [1, 5]. Согласно нашим измерениям средней амплитуды вариаций радиояркости (см. таблицы) яркостная температура радиограннуляционных образований масштаба 90—60" порядка 20—40 К, а для образований масштаба 500—100" — 150—200 К. Эти значения согласуются с измерениями на РТ-22 в сантиметровом диапазоне волн [6].

Принимая во внимание результаты, полученные в [5], можно утверждать, что действительно существует ряд неоднородностей хромосферы со стабильными пространственными масштабами в интервале 500—40", которые сохраняют свои размеры до уровня нижней короны. Крупномасштабные радиограннуляционные образования могут быть связаны с фоновыми магнитным полями Солнца, средний размер которых на широтах $\varphi = \pm 50°$ равен 400" [11]. Радиограннуляция масштаба 100—230" связана, по-видимому, с магнитными холмами [6]. Пространственный масштаб 43" из интервала 50—40" подтверждает ранее полученный результат о связи радиограннуляции со структурой хромосферной сетки [3], где располагаются усиленные вертикальные магнитные поля и локально повышенные значения температуры. Радиограннуляция масштаба 90—60", проявляющаяся вблизи линий инверсии магнитного поля, по всей вероятности, связана с усилением напряженности магнитного поля на границах ячеек суперграннуляции [12]. При этом супергранулы расположены вдоль линии инверсии поля более упорядоченно.

Основные выводы работы можно сформулировать следующим образом.

1. Крупномасштабная структура радиограннуляции на волне 3,3 мм содержит ряд стабильных по размерам образований как в областях спокойного Солнца, так и в зонах активности.

2. Распределение радиояркости с пространственными квазипериодическими структурами в интервале 90—60", располагающимися вдоль линий инверсии магнитного поля, свидетельствуют о наличии неоднородностей в хромосфере, связанных с усилением магнитного поля в промежутках между супергранулами.

Авторы выражают искреннюю благодарность С.И. Нехаевой за вычисления на ЭВМ.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ефанов В.А., Моисеев И.Г., Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1975. Т. 53. С. 121—129.
2. *Кисляков А.Г., Куликов Ю.Ю., Федосеев Л.И., Чернышев В.И.* // Письма в "Астрон. журн." 1975. Т. 1, № 4. С. 24—28.
3. *Гельфрейх Г.Б., Кононович Э.В., Смирнова О.Б.* // Астрон. журн. 1989. Т. 66, вып. 4. С. 822—831.
4. *Богод В.М., Корольков Д.В.* // Письма в "Астрон. журн." 1975. Т. 1, № 10. С. 25—27.
5. *Богод В.М.* // Сообщ. САО. 1978. Вып. 23. С. 22—42.

6. *Бачурин А.Ф., Дворяшин А.С., Ерюшев Н.Н., Цветков Л.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1981. Т. 64. С. 152—162.
7. *Носов В.И., Забытов Ю.М., Лебский Ю.В., Штанюк А.М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 7. С. 785—790.
8. Solar Geophys. Data. 1987. N 514; 1988. N 527, 531; 1989. N 539.
9. *Кисляков А.Г., Носов В.И., Цветков Л.И.* // Тез. докл. XX Всесоюз. конф. по радиофиз. исслед. солнеч. системы. Ереван, 1988. С. 37.
10. Солнеч. данные. 1987. № 6.
11. *Степанян Н.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1982. Т. 65. С. 43—58.
12. *Гибсон Э.* // Спокойное Солнце. М.: Мир, 1977. С. 297.

УДК 523.98

СПЕКТРЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ВСПЛЕСКОВ И *S*-КОМПОНЕНТА

И.Г. Моисеев, Н.С. Нестеров, П.С. Никитин

При помощи 22-метрового радиотелескопа КАО измерены характеристики 57 всплесков радиоизлучения и источников *s*-компонента, в которых они произошли, на волнах 13 мм (параметры *I* и *V*) и 8 мм (*I*). Степень круговой поляризации всплесков не превышает 35%, спектральные индексы $\alpha_b = d\ln T_я/d\ln f$ заключены в пределах от –0,5 до –6,5. Выявлена корреляция α_b со спектральным индексом источника *S*-компонента α_s- и с длительностью фазы нарастания всплеска, при этом более быстрые всплески имеют более крутые спектры. Отмеченные свойства всплесков на миллиметровых волнах могут быть объяснены как с помощью моделей тепловых неоднородных источников, так и влиянием нетепловой эмиссии.

THE MILLIMETER EMISSION SPECTRA OF OUTBURSTS AND OF LOCAL SOURCES, *by Moiseev I.G., Nesterov N.S., Nikitin P.S.* Characteristics of 57 outbursts and of local sources in which they situated have been determined at wavelengths 13 mm (parameters *I* and *V*) and 8 mm (*I*) using 22-meter radio telescope of Crimean Astrophysical Observatory. It is found that circular polarization degree does not exceed 35%, spectral index $\alpha_b = d\ln T_b/d\ln f$ is distributed in the range from –0,5 to –6,5. The correlations are revealed for α_b: with α of parent local source and with burst rise time. The shorter is the burst and the faster is its development the steeper is the emission spectrum of event. The observed characteristics of bursts may be explained by involving of the models of strongly in homogeneous thermal (free-free) sources or by composition both of nonthermal and of thermal radiation.

Верхняя хромосфера и нижняя корона активных областей (АО) на Солнце, т.е. слои, откуда выходит миллиметровое излучение, играют важную роль при энерговыделении в солнечных вспышках [1]. Так как корональные части АО оказываются прозрачными для волн миллиметрового диапазона, исследование АО и вспышек в этом участке электромагнитного спектра, особенно в сочетании с измерениями круговой поляризации, должно дать ценные сведения об областях энерговыделения.

С февраля 1990 г. мы начали одновременные, т.е. совмещенные по времени и по направлению приема излучения, наблюдения активных областей на двух волнах: 13 мм с регистрацией параметров *I* и *V* и 8 мм (только *I*). Измерения проводились с помощью 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории. Здесь излагаются и обсуждаются результаты первого года наблюдений с февраля 1990 г. по январь 1991 г.

Аппаратура и методика наблюдений

Для наблюдений на обеих волнах 13 и 8 мм применялись модуляционные супергетерогенные радиометры с чувствительностью около 0,2 К при времени интегрирования 1 с. Радиометры были подключены к одному общему облучателю, изготовленному для волны 13,5 мм. В результате дополнительных потерь в элементах волноводного тракта, использовавшихся для подключения, чувствительность обоих радиометров, отнесенная ко входу облучателя, ухудшилась и составила около 1 К.

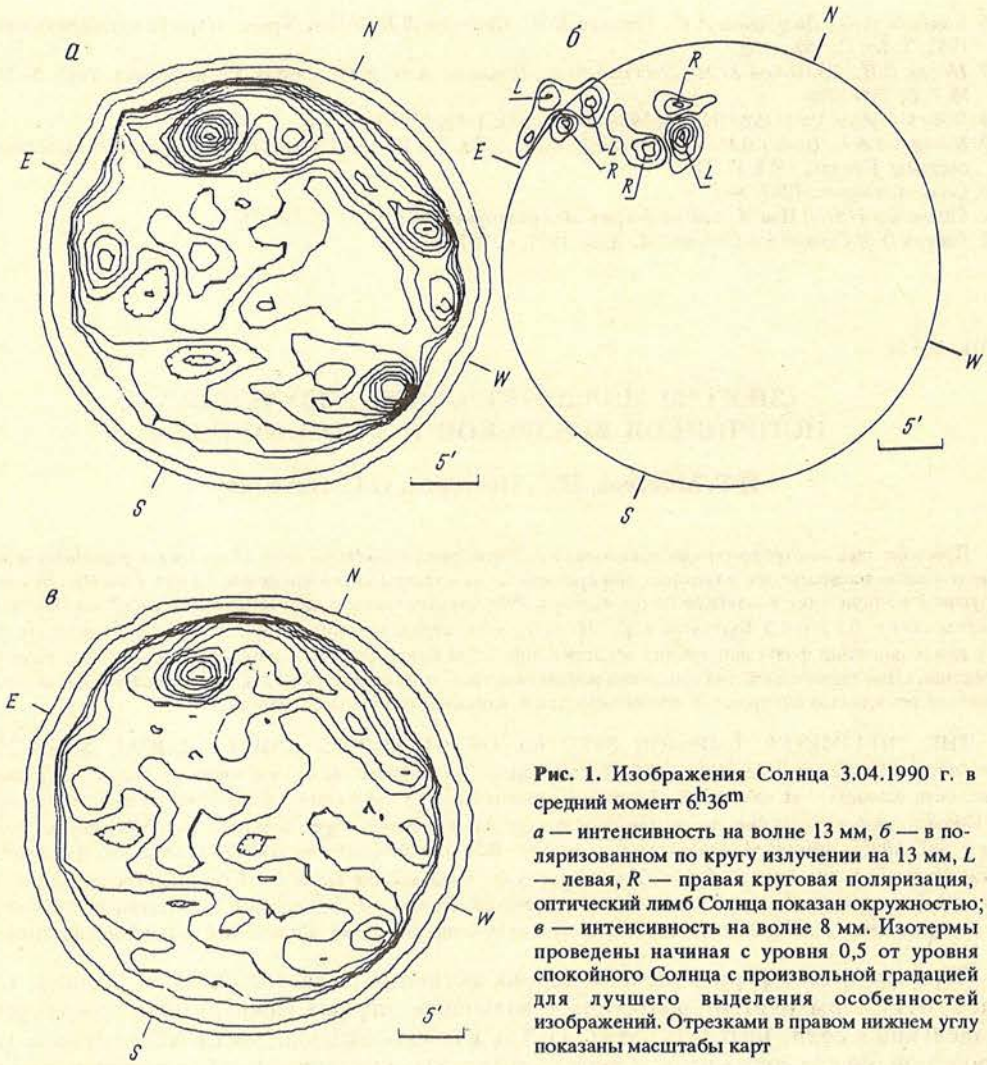


Рис. 1. Изображения Солнца 3.04.1990 г. в средний момент 6^h36^m

а — интенсивность на волне 13 мм, *б* — в поляризованном по кругу излучении на 13 мм, *L* — левая, *R* — правая круговая поляризация, оптический лимб Солнца показан окружностью; *в* — интенсивность на волне 8 мм. Изотермы проведены начиная с уровня 0,5 от уровня спокойного Солнца с произвольной градацией для лучшего выделения особенностей изображений. Отрезками в правом нижнем углу показаны масштабы карт

Угловое разрешение антенны на 8 и 13 мм при такой схеме облучения оказалось близким — около 2,5'. Выделение параметра круговой поляризации *V* на волне 13 мм осуществлялось с помощью четвертьволновой пластинки и фарадеевского модулятора. Просачивание сигнала из канала *I* в канал *V* не превышало 0,5%. Уровень кроссполяризационных лепестков, обусловленных эллиптичностью главного лепестка диаграммы направленности радиотелескопа, не превышал 1%. Более подробно аппаратура описана в [2].

Каждый день наблюдений начинался с построения изображения Солнца и определения координат наиболее интенсивного источника *s*-компонента. На рис. 1 приведен пример изображения всего Солнца, показывающего наличие источников *s*-компонента на его диске. На изображениях в северо-восточной части обращают на себя внимание также возмущения изотерм и наличие поляризованного по кругу излучения вблизи радиолимба. Поляризованный по кругу компонент располагается даже вне оптического диска Солнца. Отмеченная особенность изображений связана с выходящей АО. После этой процедуры антенна наводилась на выделенный источник

и осуществлялось слежение за ним. Выходные сигналы всех трех каналов преобразовывались в цифровой код и записывались на магнитный диск с помощью измерительно-вычислительного комплекса ИВК-2 на базе ЭВМ СМ-4. Частота дискретизации информации составляла около 10 Гц в канале, но для уменьшения объема магнитной памяти, необходимой для хранения информации, данные усреднялись за интервал времени 2,275 с. Параллельно для контроля сигналы регистрировались на самописцах.

Результаты наблюдений и обработка

Всего за 51 день наблюдений в течение года нами было проведено 137 часов слежения за АО. За это время было зарегистрировано 57 всплесков, отчетливо выраженных на обеих волнах. Как и на волнах сантиметрового диапазона, всплески имели разнообразные характеристики, отмечавшиеся раньше, например в [3, 4]. На рис. 2 приведен пример импульсного события с длительностью нарастания сигнала t_i от начала всплеска до его максимума в несколько секунд и с последующим уменьшением мощности излучения до первоначального уровня в течение нескольких минут. На рис. 3 показан медленный всплеск с длительностью фазы подъема в несколько минут и последующим падением интенсивности в течение нескольких десятков минут. Значительное число наблюдавшихся нами событий представляло собой комбинации из показанных на рис. 2 и 3: вначале происходил импульсный всплеск, подобный показанному на рис. 2, затем следовала более длительная фаза, аналогичная событию на рис. 3. Для изучения статистических свойств всплесков на миллиметровых волнах мы определили некоторые параметры и их источников S-компонента, в которых они произошли.

В табл. 1 приведены характеристики источников s-компонента, в которых наблюдались всплески. Они определялись по сканам, сделанным через максимумы источников в моменты, когда источники были в спокойном состоянии. В 1-й колонке указаны даны в формате год.месяц.число; во 2-й — средний момент времени наблюдения S-компонента; в 3—5-й колонках последовательно — антенные температуры источников в каналах I (T(13)) и V (V(13)) на волнах 13 и 8 мм (T(8)); в 6-й — степень поля-

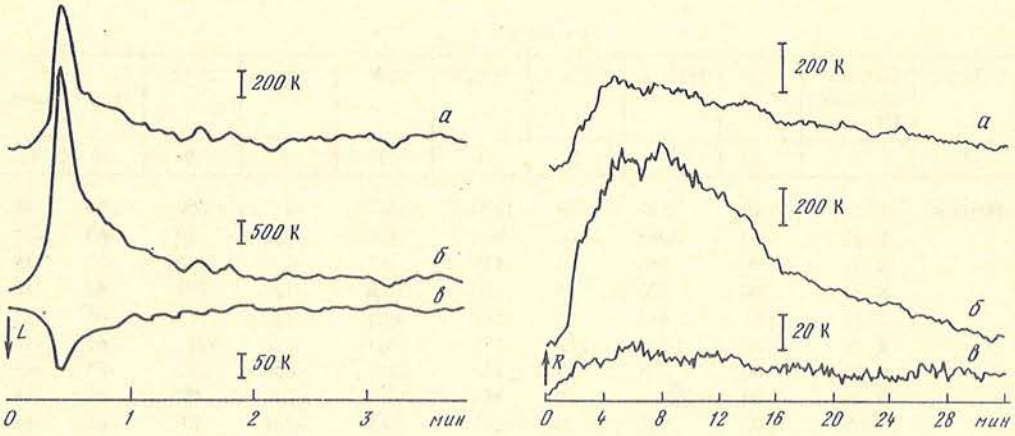


Рис. 2. Пример импульсного всплеска с началом отсчета времени в момент 9^h36^m UT 3.04.1990 г. *а* — канал *I* 8 мм; *б* — канал *I* 13 мм; *в* — канал *V* 13 мм. Вертикальными отрезками показаны масштабы записи

Рис. 3. Пример длительного всплеска за 23.05.1990 г. с началом массивов в $8^h46^m32^s$ Обозначения те же, что и на рис. 2

Таблица 1

Дата	Момент UK	$T(13)$, K	$V(13)$, K	$I(8)$, K	p, %	α_s	B, Гс	L, град	b, град
90.03.28	9^h10^m	7520	–184	2713	–2,5	–2,0	97	–63	–18
90.03.30	7 22	4400	156	1200	3,6	–2,6	110	–71	–21
90.03.30	12 25	4240	–135	850	–3,2	–3,2	90	–71	–21
90.04.03	5 32	2500	37	900	1,5	–2,0	60	34	20
90.04.03	10 40	3000	45	1080	1,5	–3,2	80	34	23
90.04.04	6 44	2670	70	940	2,6	–2,1	100	28	16
90.05.22	10 40	6640	1285	1900	19,0	–2,5	600	–47	35
90.05.22	12 20	9700	890	2266	9,2	–2,9	250	–48	33
90.05.23	6 05	5000	265	842	5,3	–3,6	118	–55	32
90.05.23	13 30	6600	–300	3200	–4,5	–1,5	240	–55	32
90.05.24	11 32	7630	–390	1960	–4,5	–2,7	126	–73	–17
90.05.24	13 40	8000	–771	1350	–9,1	–3,5	200	–73	–17
90.05.25	8 53	4760	–265	500	–5,5	–4,5	98	–79	–16
90.05.25	10 05	4450	–317	790	–7,0	–3,5	160	–79	–16
90.05.25	11 13	1800	–50	400	–2,5	–3,0	70	64	22
90.05.26	12 10	7000	–130	2570	–2,0	–2,0	80	65	22
90.09.01	11 50	6480	–400	1980	–6,0	–2,3	206	–35	18
90.12.26	11 15	7880	–160	3080	–2,0	–1,9	85	22	–24
91.01.06	10 30	3570	80	530	2,2	–3,8	458	–66	–12
91.01.08	9 38	5450	140	2200	2,6	–1,8	115	–57	–14
91.01.08	10 40	5590	140	1750	2,5	–2,3	90	–60	–14
91.01.10	11 15	6880	110	2160	1,6	–2,3	55	52	14
91.01.10	11 15	6880	–265	2160	–4,0	–2,3	140	52	14
91.01.16	8 33	3400	153	1140	5,0	–2,2	180	–22	17
91.01.17	11 06	3600	146	1100	4,0	–2,4	135	–45	17
91.01.18	9 25	5300	–250	2060	–4,8	–1,9	200	–13	–14
91.01.19	8 10	4760	–185	1700	–3,0	–2,0	120	–23	–13
91.01.21	12 22	6100	260	1420	4,2	–2,9	115	67	–16
91.01.22	7 48	8500	355	2320	4,2	–3,0	110	75	–16
91.01.24	7 42	9000	330	2870	3,7	–2,3	130	54	–9
91.01.28	13 24	9000	455	2220	5,0	–2,3	140	48	–13

Таблица 2

Дата	Начало всплеска UT	t_i, с	$T(13)$, K	$V(13)$, K	$T(8)$, K	p, %	α_b	B, Гс	L, град	b, град
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
90.03.28	$8^h 45^m$	40	7230	<–630	1900	<–8,7	–2,7	> 260	–63	–18
	8 47	60	3690	–219	990	–6,0	–2,6	180	–63	–18
	8 49	90	964	25	436	2,5	–1,3	150	–63	–18
	8 57	90	320	20	140	6,0	–1,6	297	–63	–18
	9 34	180	643	29	212	+4,5	–2,2	162	–65	–18
	9 39	30	1446	–131	283	–9,0	–3,3	220	–65	–18
	9 43	60	804	–97	140	–12,0	–3,5	272	–65	–18
	9 49	40	1285	–19	354	–1,5	–2,6	45	–65	–18
	10 03	180	964	34	213	3,5	–2,0	93	–65	–18
90.03.30	6 28	10	8500	–1000	430	–12,5	–5,9	160	–71	–21
	11 56	6	9000	–538	857	–6,0	–4,7	100	–71	–21
90.04.03	5 45	360	370	17	225	5,0	–1,0	450	34	20
	9 37	15	5400	–167	1090	–3,1	–3,2	80	34	23
	10 00	30	1700	–35	330	–2,0	–3,3	50	34	23
	10 04	120	565	23	400	4,0	–0,7	450	34	23

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
90.04.04	$7^h 42^m$	540	1090	30	395	2,8	–2,0	110	28	15
90.05.21	6 50	30	5625	>–300	1230	>–4,0	–3,0	> 96	–37	35
90.05.22	11 40	120	32200	>2000	6560	>6,0	–3,2	>150	–47	35
	11 51	230	3643	724	721	22,3	–3,2	553	–47	35
	13 08	22	1420	440	100	31,0	–5,3	460	–48	33
90.05.23	6 32	30	625	152	80	24,0	–4,1	463	–55	32
	6 40	15	4870	910	480	8,5	–4,6	318	–55	32
	6 41	20	1500	190	185	13,0	–4,2	245	–55	32
	6 43	30	3000	640	150	21,0	–6,0	277	–55	32
	6 46	120	610	90	120	15,0	–3,2	370	–55	32
	6 58	15	2500	300	140	12,0	–5,0	190	–55	32
	7 10	20	3000	1000	130	33,0	–6,0	430	–55	32
	8 50	1500	30000	–1210	11200	–4,1	–2,0	163	–62	–16
90.05.24	11 43	30	7360	–1170	600	–15,8	–5,0	250	–73	–17
	11 49	240	1630	163	603	–10,0	–2,0	390	–73	–17
	12 07	60	2450	763	450	–31,0	–3,4	720	–73	–17
	14 01	180	1460	145	603	–9,9	–1,8	437	–73	–17
90.05.25	11 32	450	850	–98	320	–11,0	–2,0	447	64	22
90.05.26	11 52	150	750	–86	357	–11,0	–1,5	593	65	22
90.09.01	11 06	30	5830	–1557	378	–26,0	–5,4	380	–35	18
	11 15	300	1557	–138	525	–8,8	–2,2	320	–35	18
90.12.26	11 20	1080	14630	–650	5950	–4,5	–1,8	155	22	–24
91.01.06	9 50	300	970	–80	200	–8,0	–3,2	200	–66	–12
91.01.08	10 02	600	1550	48	560	3,0	–2,0	120	–57	–14
91.01.08	11 18	60	5100	–900	480	–17,6	–2,9	480	–60	–14
	11 21	780	9730	125	3900	1,3	–1,8	60	–60	–14
91.01.10	9 50	1200	2100	80	1370	3,8	–0,9	330	52	14
91.01.16	8 53	40	340	100	140	30,0	–1,7	1300	–22	17
91.01.17	12 27	30	400	80	150	20,0	–2,0	860	–45	17
	12 32	90	400	30	200	7,5	–1,4	420	–45	17
91.01.18	9 49	600	2650	–240	1140	–9,0	–1,7	420	–13	–14
91.01.19	9 02	30	900	–260	154	–29,0	–3,5	650	–23	–13
91.01.21	11 12	300	1700	120	600	7,0	–2,8	270	67	–16
91.01.21	11 52	720	2570	155	1070	6,0	–1,8	270	67	–16
	12 30	600	2380	110	800	4,5	–2,2	165	67	–16
91.01.22	11 55	15	3600	292	250	8,0	–5,3	120	75	–16
91.01.24	9 05	40	6500	925	1540	14,0	–2,9	380	54	–9
	9 09	90	1250	75	390	6,0	–2,3	206	54	–9
91.01.28	12 40	480	1320	265	500	20,0	–1,7	810	48	–13
	12 52	15	6550	2230	1160	34,0	–3,5	780	48	–13
	12 54	60	1320	185	325	11,0	–2,8	400	48	–13
	13 05	300	1300	93	360	7,0	–2,6	215	48	–13

ризации $p = V(13)/T(13)$; в 7-й спектральный индекс $\alpha = d\ln T/d\ln\lambda$, где $d\ln T = \ln(T(8)/T(13))$, а $d\ln\lambda = \ln(13{,}5/8{,}15)$; в 8-й — проекция вектора напряженности магнитного поля на луч зрения, рассчитанная по степени поляризации и спектральному индексу из соотношения $B \cdot |\cos\beta| = 107\,|p/(\alpha \cdot \lambda)|$ [5]; в 9-й и 10-й приведены гелиокоординаты: долгота от центрального меридиана L и широта b — точки, за которой осуществлялось слежение для регистрации всплесков.

В табл. 2 даны аналогичные параметры зарегистрированных всплесков. Она отличается в табл. 1 тем, что в ней в 1-й колонке приведены моменты начала событий и добавлена 2-я колонка со временем нарастания от начала события до его максимума t_i.

Антенные температуры от S-компонента и от источников всплесков в табл. 1 и 2 определялись как превышение над уровнем "невозмущенного" Солнца и максимума всплеска над предвсплесковым уровнем соответственно. Они калибровались по сигналу от невозмущенного Солнца. При калибровке было принято, что антенные температуры от Солнца на обеих волнах равны яркостным, которые составляют $9 \cdot 10^3$ К на 13 мм и $8 \cdot 10^3$ К на 8 мм. Отрицательные значения параметра $V(13)$ и степени поляризации p соответстуют левой круговой поляризации. Отрицательные значения гелиодолготы и гелиошироты обозначают западную и южную полусферы Солнца соответственно. Приведенные гилиокоординаты дают фактически положение максимумов источников S-компонента.

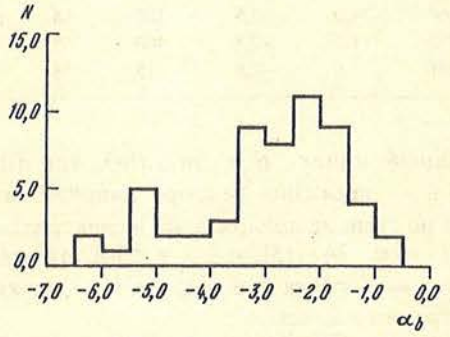
В выражение, из которого определялась напряженность магнитного поля, мы подставляли спектральный индекс по антенной температуре, хотя в него необходимо подставлять индекс по яркостной температуре. Здесь использовалось то обстоятельство, что угловое разрешение радиотелескопа на 8 и 13 мм было практически одинаковым, следовательно, коэффициенты пропорциональности между яркостными и антенными температурами должны быть одинаковыми на обеих волнах, что доказывает правомерность сделанной замены.

Некоторые корреляции между параметрами всплесков и источников s-компонента

Данные об источниках s-компонента и всплесков, приведенные в табл. 1 и 2, использовались нами для поиска статистических связей между отдельными параметрами.

Спектральные индексы всплесков заключены в интервале от –6,5 до –0,5 и распределены непрерывно в этом диапазоне, как это следует из рис. 4, построенного по данным табл. 2. Степень поляризации их излучения не превышает 35%, а гистограмма (степень поляризации — число всплесков) на рис. 5 тоже не дает оснований для разделения их на какие-либо группы. Этот вывод об ограниченности p, следующий из табл. 2 и рис. 5, относится только к степени поляризации в максимуме всплесков. Поскольку возможна зависимость p от фазы всплеска (см., например, [6]), необходимо дополнительное рассмотрение этого вопроса.

Распределение зарегистрированных всплесков по гелиодолготам свидетельствует о возможной направленности их излучения на миллиметровых волнах: более половины их приходится на долготы –60±15° (западная полусфера). Вероятность регистрации всплеска в определенном долготном интервале прямо пропорциональна времени наблюдения в этом диапазоне долгот. На рис. 6 показано распределение частоты



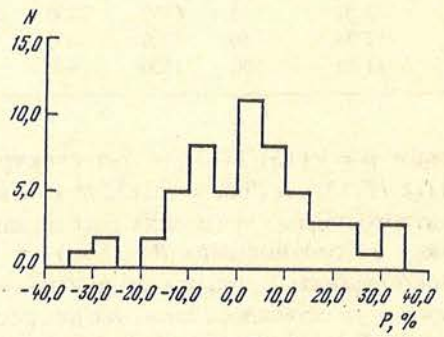
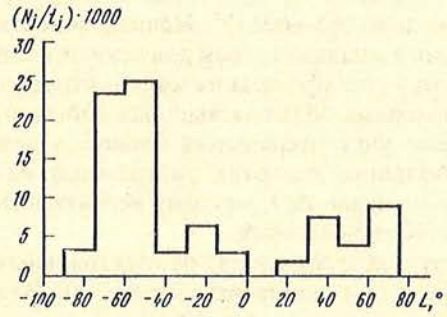


Рис. 4. Гистограмма: число всплесков N — спектральный индекс α_b

Рис. 5. Гистограмма: число всплесков N — степень поляризации p



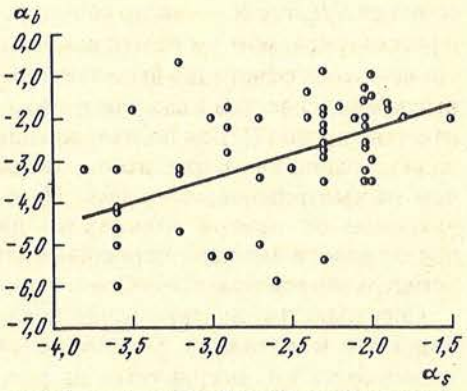


Рис. 6. Распределение частоты всплесков (N_j / t_j) по гелиодолготе L, отсчитываемой от центрального меридиана к востоку

Рис. 7. Зависимость спектральных индексов α_b от α_s

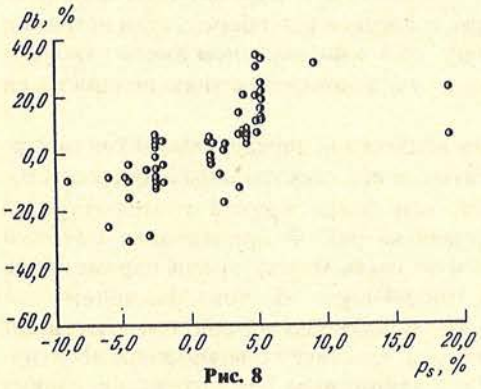


Рис. 8

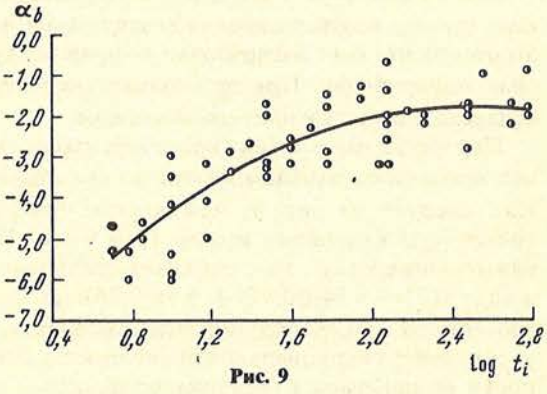


Рис. 9

Рис. 8. Диаграмма: степень поляризации S-компонента p_s — степень поляризации всплеска Pb

Рис. 9. Зависимость α_b от логарифма длительности переднего фронта всплеска $\log t_i$ на волне 13 мм

Рис. 10. Зависимость α_b от логарифма средней скорости нарастания всплеска $\log(T(13)/t_i)$

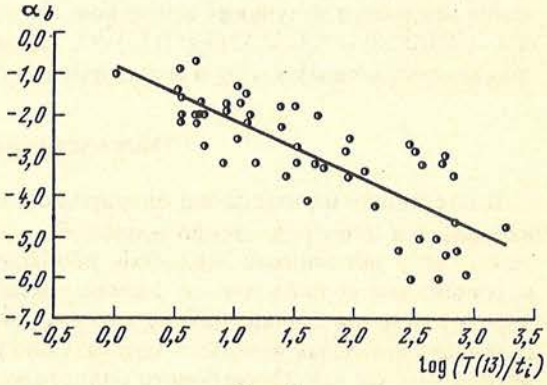


Рис. 10

событий N_j/t_j, где N_j — число событий, а t_j — время слежения за активными областями в рассматриваемом j-м долготном интервале, реализованное нами за год наблюдений. На нем тоже отчетливо выделяется максимум на долготах –60±15°. Направленность излучения всплесков в сантиметровом и, возможно, в миллиметровом диапазонах волн известна давно [7]. Для подтверждения реальности этого эффекта на миллиметровых волнах, равно как и для его опровержения, необходима бóльшая выборка событий, чем рассматривающаяся здесь. Необходим также учет сокращения масштаба при удалении от центра солнечного диска: на больших долготах диаграммой направленности антенны перекрывается большая площадь АО, поэтому вероятность регистрации всплесков, особенно в протяженных АО, повышается.

Спектральные индексы всплесков в табл. 2 статистически зависят от спектральных индексов источников S-компонента, в котором они произошли (табл. 1). Эта зависимость иллюстрируется на рис. 7. Несмотря на большой разброс данных на диаграмме, видно, что между спектральными индексами всплесков α_b и спектральными индексами источников S-компонента α_s имеется линейная зависимость вида $\alpha_b = -0{,}03(\pm 0{,}69) + 1{,}13(0{,}26)\alpha_s$. Коэффициенты в этом соотношении найдены методом наименьших квадратов, в скобках после коэффициентов указаны их среднеквадратичные ошибки.

Рис. 8 показывает, что левой поляризации s-компонента в подавляющем большинстве случаев соответствовала левая поляризация всплесков и наоборот, если источник S-компонента был поляризован по правому кругу, то и всплески в нем имели такой же знак поляризации. При небольших значениях p- у S-компонента знак поляризации всплеска мог быть и противоположным.

Интересна связь между временем нарастания всплеска t_i, определяемым как интервал времени от начала события до его максимума, и его спектральным индексом α_b. Как следует из рис. 9, чем короче всплеск, тем более крутой температурный спектр его излучения между 13 и 8 мм. Кривая на рис. 9, проведенная методом наименьших квадратов, означает статистическую связь между этими параметрами в виде $\alpha_b = -8{,}84(\pm 0{,}77) + 5{,}56(0{,}96)\log t_i - 1{,}10(0{,}04)\log^2 t_i$. И снова мы видим, что события со спектральными индексами вплоть до –6 довольно хорошо соответствуют указанной функциональной зависимости. Это свидетельствует о возможной идентичности механизмов излучения всплесков с $\alpha \approx 2$, типичным для оптически тонких однородных источников с тормозным (свободно-свободные переходы) излучением, и событий с $\alpha \approx -6$. На рис. 10 изображена зависимость спектрального индекса α_b от параметра $\log(T(13)/t_i)$, являющегося логарифмом средней скорости возрастания мощности излучения всплесков. Здесь зависимость близка к линейной в виде $\alpha = -0{,}83(0{,}23) - 1{,}32(0{,}13)\log(T(13))/t_i)$. Подобные соотношения существуют и между спектральным индексом α_b и аналогичными параметрами всплесков на волне 8 мм.

Обсуждение результатов

В предыдущем разделе мы оперировали с антенными температурами T_a, которые измеряются непосредственно в процессе наблюдений. Для определения яркостных температур источников всплесков необходимы сведения об их угловых размерах, которыми мы не располагаем. Можно оценить значения яркостных температур $T_я$ по порядку величины, если считать, что размеры всплесков соответствуют поперечному сечению магнитных петель, в которых они развиваются. При характерном диаметре петель $\sim 10^9$ см для 22-метрового радиотелескопа должно выполняться соотношение $T_я \approx 200 \cdot T_a$. Значения $T(13)$ в табл. 2 не превышают $\approx 3 \cdot 10^4$ К, следовательно, $T_я \leqslant 6 \cdot 10^6$ К. На волне 8 мм значения $T_я$ примерно в три раза меньше. Оптическая толща таких источников должна быть около 0,2 и 0,08 на волнах 13 и 8 мм со-

ответственно, если их электронная температура $T_e \cong 3 \cdot 10^7$ K. Если размеры источников всплесков больше принятого нами значения, то их яркостные температуры и оптические толщи уменьшаются. Следовательно, приведенная здесь оценка не противоречит модели тормозного (свободно-свободные переходы) радиоизлучения оптически тонкого источника всплеска.

Линейные размеры 10^9 см, принятые выше для источников всплесков, соответствуют среднему размеру пятен. Поперечные размеры магнитных петель в активных областях на порядок меньше, поэтому значения $T_я$, полученные выше, возрастут на два порядка и составят $\approx 5 \cdot 10^8$ K. Во всяком случае короткое и мощное событие 22 мая 1990 г. в 11^h40^m UT (см. табл. 2) должно было произойти в небольшой по размерам области. Такую температуру источников всплесков уже трудно объяснить в рамках тормозного механизма, и возникает необходимость привлекать нетепловые процессы излучения.

Связь между параметрами активных областей и характеристиками всплесков, проиллюстрированная на рис. 7 и 8, свидетельствует о том, что параметры всплесков в значительной степени предопределены структурой АО, а не только процессом, который их инициирует. Возможная направленность излучения всплесков (см. рис. 6) в сочетании с зависимостью знака поляризации излучения АО и самих всплесков от долготы [8—10] приводят к такому же выводу. Необходимо отметить, что события с наиболее крутыми температурными спектрами ($\alpha = -4 \div -6$) наблюдались нами на гелиодолготах больше 40° от центрального меридиана.

Значительные трудности представляет объяснение спектров излучения всплесков со спектральными индексами α_b, принимающими значения вплоть до –6, в рамках теплового тормозного механизма. Очевидно, что при $\alpha_b \approx -2$ область всплеска может быть оптически тонким однородным тепловым источником с $T_e \approx 3 \cdot 10^7$ K, образовавшимся в результате медленного прогрева верхней хромосферы в активной области, например, потоком энергичных электронов. Отклонения α_b от значения –2 могут быть связаны с неоднородностью источника, возникающей под действием ударной и тепловой волн, образующихся в результате теплового взрыва в хромосфере. Существенной особенностью процесса нагрева хромосферы электронным потоком согласно, например, [1, 11] является появление в области горячей и оптически прозрачной для волн $\lambda \approx 1$ см плазмы конденсаций с плотностью $N_e \approx 10^{13}$ см$^{-3}$. Плазменная частота такой конденсации составляет около 30 ГГц, т.е. попадает в диапазон наших частот. Из анализа радиоизлучения слоя плазмы вблизи ее ленгмюровской частоты [12] следует, что в принципе в этом случае спектральные индексы α_b могут принимать значения, приведенные в табл. 2. Рис. 9 и 10 показывают, что наибольшие по абсолютной величине спектральные индексы ($-4 \div -6$) наблюдаются у всплесков коротких, с большой скоростью возрастания температуры. Следовательно, можно сделать вывод, что наиболее неоднородные источники всплесков образуются при коротком и мощном нагреве хромосферы. Обычные "тепловые" спектры ($\alpha_b \approx -2$) и, значит, более однородные области излучения формируются при медленном или слабом нагреве, противоположно тому, что было получено в [11] в результате численного моделирования вспышечного процесса разогрева хромосферы.

С другой стороны, образование крутых спектров на миллиметровых волнах может быть объяснено с помощью других механизмов излучения. Например, в [13] утверждается, что гиросинхротронное излучение плазмы с $T_e \approx 5 \cdot 10^7$ K в магнитном поле $b =$ $= 550$ Гс, близком к тому, что получалось у нас из поляризационных измерений, может обеспечить наблюдаемые потоки микроволнового излучения всплесков. Спектральный индекс по потоку в рассматриваемом нами диапазоне волн может достигать –8 (–10 по температуре). Сложение такого излучения с тепловым в различной пропорции может дать весь наблюдавшийся нами диапазон спектральных индексов.

В заключение заметим, что расчет магнитного поля по формуле из [5], справедлив,

по-видимому, при $\alpha_b \lesssim -2$, т.е. для всплесков продолжительных или с малой скоростью нарастания потока. В остальных случаях необходимы другие методы определения магнитных полей.

Авторы считают, своим приятным долгом выразить благодарность Зайцеву В.В. и Степанову А.В. за плодотворное обсуждение результатов этой работы.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сомов Б.В.* // Итоги науки и техники. Астрономия. 1987. Т. 34. С. 78—135.
2. *Моисеев И.Г., Нестеров Н.С., Никитин П.С., Стрепка И.Д.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1992. Т. 86.
3. *Blakey J.R.* // Solar Phys. 1976. Vol. 46, N 1. P. 241—245.
4. *Домнин С.Л., Ефанов В.А., Моисеев И.Г., Нестеров Н.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1980. Т. 62. С. 176—182.
5. *Bogod V.M., Gelfreikh G.B.* // Solar Phys. 1980. Vol. 67, N 1. P. 29—46.
6. *Kundu M.R.* // Radio Phys. Sun. Symp. N 86 Intern. Astron. Union, College Park, Md., Aug. 7—10, 1979. Dordrecht etc., 1980. P. 157—169.
7. *Моисеев И.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1967. Т. 37. С. 128—136.
8. *Ефанов В.А., Моисеев И.Г.* // Там же. 1973. Т. 47. С. 58—63.
9. *Моисеев И.Г.* // Там же. 1977. Т. 56. С. 100—104.
10. *Krüger A.* // Phys. Solariterr. 1976. N 1. S. 7—16.
11. *Косовичев А.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1986. Т. 75. С. 8—21.
12. *Железняков В.В., Злотник Е.Я.* // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 1038—1046.
13. *Lu E.T., Petrosian V.* // Astrophys. J. 1990. Vol. 354. P. 735—744.

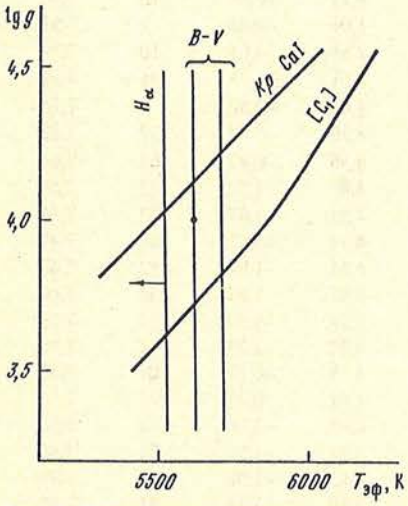
УДК 523.8 + 524.3

АНАЛИЗ АТМОСФЕР ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА: κCet

И.С. Саванов

На основе высокодисперсных спектрограмм с высоким отношением сигнала к шуму, полученных с ПЗС-камерой, установлены параметры атмосферы звезды κCet (G5 V) $T_{эф} = 5600$ K, $\lg g = 4{,}0$. По измеренным нами эквивалентным ширинам примерно 70 линий оценены содержания 16 элементов. Методом синтетических спектров определено содержания лития в атмосфере κCet $\lg\varepsilon(\mathrm{Li}) = 1{,}95$, отношение изотопов лития $^6\mathrm{Li}/^7\mathrm{Li}$ не превосходит 0,1. Проекция скорости вращения на луч зрения составляет 8 км/с. Оценены эволюционные параметры звезды: κCet имеет массу порядка 1,1 $M_\odot$; радиус 1,7 $R_\odot$, светимость 2,7 $L_\odot$, угол наклона оси вращения к лучу зрения составляет около 60°. Возраст, определяемый по эволюционным трекам, равен $t = 6 \cdot 10^9$ лет, тогда как оценка возраста по уменьшению содержания лития дает значение $t = 1{,}4 \cdot 10^9$ лет. Найденные оценки эволюционных параметров согласуются со статистическими зависимостями, связывающими поток в линии Ca II, $\upsilon \sin i$ и содержание лития.

MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF SOLAR TYPE STARS κCet, *by I.S. Savanov.* On the base of high dispersion spectra obtained with CCD-camera with *S/N* about 100 the parameters of active star κCet (G5 V) are found: $T_{ef} = 5600$ K, $\log g = 4{,}0$. Surface gravity is determined using an additional criterion based on the analysis of pressure broadened wings of Ca I λ6162, 18 Å line. The abundances of 16 elements are found from equivalent widths of 70 lines. From comparison between observed and calculated synthetical spectra we estimate the Lithium abundance in the atmosphere of κCet5 $\log\varepsilon$ (Li) = 1,95 as well as upper limit of Lithium isotope ratio $^6\mathrm{Li}/^7\mathrm{Li} < 0{,}1$. We also determine rotational velocity $\upsilon \sin i = 8$ km/s. From evolutionary calculations we find that κCet has mass of 1,1 $M_\odot$, radius of 1,7 $R_\odot$ and luminosity 2,7 $L_\odot$. We conclude that age determined from evolutionary tracks $t = 6 \cdot 10^9$ *y* is significantly higher than $t = 1{,}4 \cdot 10^9$ *y* from Lithium abundance — age calibration. Obtained evolutionary parameters agree with statistical relations between Ca II flux, $\upsilon \sin i$ and Lithium abundance.



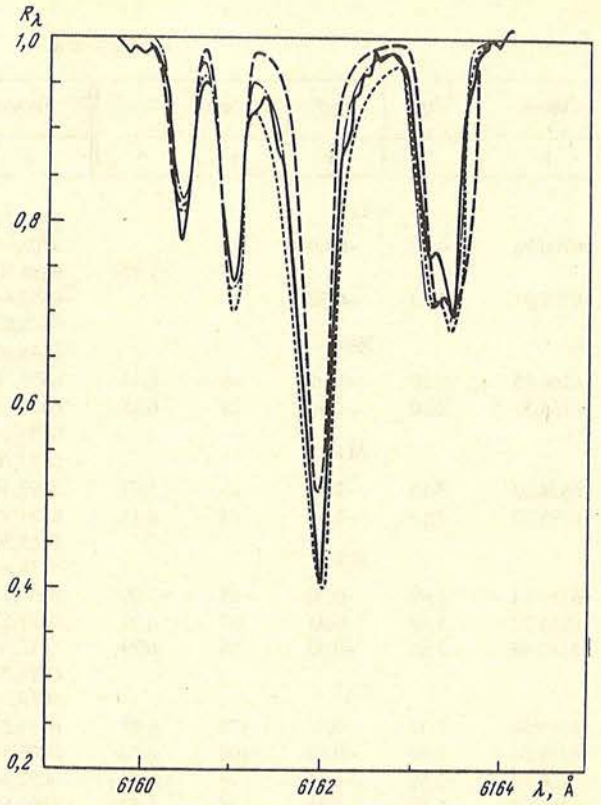


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести (кружок соответствует принятой модели)

Обсуждение применяемых критериев см. в тексте

Рис. 2. Сопоставление наблюдаемого (сплошная линия) и теоретических спектров в диапазоне длин волн λ6159—6164 Å, рассчитанных для моделей с $T_{эф}$ = 5500 K и lg$g$ = 3,5 (пунктирная линия), 4,0 (штрих-пунктирная линия) и 4,5 (штриховая линия)

Звезда κCet (HR 996, HD 20630, спектральный класс G5 V) входит в число объектов, на поверхности которых заподозрено наличие магнитных полей. Прямые измерения магнитного поля [1] в одну из дат (1.3.82) методом Робинсона [2] привели к выводу о возможном присутствии магнитного поля порядка 1 кГс, фактор заполнения поверхности звезды составляет 0,73. Дополнительные свидетельства присутствия магнитного поля могут быть получены из анализа коротко- и долгопериодической переменности, проявляющейся в эмиссионных линиях H и K Ca II [3].

Как и система ξ Boo A, B, изученная нами ранее [4], κCet привлекла внимание исследователей благодаря наличию заметной линии лития в своем спектре. Хербиг [5] установил высокое для данного спектрального класса отношение [Li/Ca] в атмосфере этой звезды: +0,84 dex. Кроме того, в ее атмосфере было заподозрено повышенное содержание изотопа ^{6}Li [6].

Спектрограммы κCet были получены со спектрографом фокуса куде 2,6 метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории с ПЗС-камерой CCD-2000 Хельсинкской обсерватории [7] 27 января и 4 марта 1991 г. Спектральное разрешение при наблюдениях составляло порядка 0,18 Å, отношение сигнала к шуму было близким к 100. Были выбраны шесть участков спектра с центральными длинами волн 6786, 6707, 6645, 6563, 6158 и 6016 Å. Обработка спектрограмм проводилась на ЭВМ СМ-4 и включала такие процедуры, как удаление следов частиц, вычитание темнового тока

Таблица 1

Линия	E_l	lggf	W_λ, mÅ	lgε	Линия	E_l	lg$f$	W_λ, mÅ	lgε
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
		Li I			6705,12	4,69	–1,35	39	7,56
6706,76	0,00	–0,00	27	1,91	6703,57	2,75	–3,16	33	7,38
6707,91	0,00	–0,30			6696,30	4,81	–2,02	22	8,05
					6653,88	4,15	–2,65	10	7,60
					6648,08	1,01	–4,96	7	7,51
		Na I			6646,90	2,61	–4,01	10	7,39
6160,75	2,10	–1,35	45	6,13	6639,71	4,61	–1,75	31	7,82
6154,39	2,10	–1,66	29	6,15	6635,68	4,43	–2,58	9	7,76
					6634,10	4,79	–1,44	37	7,82
		Al I			6633,76	4,56	–0,87	68	7,66
6698,63	3,14	–1,65	15	5,97	6633,44	4,83	–1,52	25	7,66
6695,97	3,14	–1,34	33	6,11	6627,56	4,55	–1,65	22	7,42
					6165,36	4,14	–1,52	46	7,47
		Si I			6159,38	4,61	–1,97	12	7,47
6155,14	5,62	–0,30	85	7,09	6157,73	4,07	–1,25	58	7,40
6145,02	5,61	–0,94	37	6,91	6151,62	2,18	–3,30	47	7,29
6142,49	5,62	–0,99	24	6,79	6148,66	4,32	–2,73	11	7,90
					6024,07	4,55	–0,17	107	7,49
		Ca I			6020,19	4,61	–0,21	129	7,93
6169,56	2,52	–0,48	132	6,48	6018,30	4,65	–2,06	11	7,56
6169,04	2,52	–0,80	106	6,53	6008,57	3,88	–1,26	91	7,86
6166,44	2,52	–1,14	76	6,42	6007,96	4,65	–1,05	60	7,79
6163,75	2,52	–1,29	76	6,57	6005,55	2,59	–3,68	21	7,47
6162,18	1,90	–0,10	263	6,57	6003,03	3,88	–1,31	82	7,75
6161,30	2,52	–1,27	60	6,25			Fe II		
		Ti I			6149,25	3,89	–3,05	30	7,58
6146,23	1,87	–1,38	5	4,81			Co I		
		V I			6632,44	2,28	–2,00	5	4,60
6785,00	1,05	–1,85	6	4,40			Ni I		
6150,15	0,30	–1,71	11	3,88	6772,32	3,66	–1,07	42	6,14
		Cr I			6635,15	4,42	–0,87	29	6,40
6630,02	1,03	–3,58	6	5,42	6643,64	1,68	–2,41	90	6,60
					6007,32	1,68	–3,44	22	6,04
		Mn I					Y I		
6021,80	3,07	+0,03	115	5,75					
6016,64	3,07	–0,24	103	5,87	6793,63	0,57	–0,24	16	2,82
6013,50	3,07	–0,25	80	5,59	6023,42	0,00	–1,70	3	2,88
		Fe I					Y II		
6796,12	4,14	–2,00	15	7,14	6795,63	1,72	–1,11	8	2,21
6794,62	4,95	–2,12	6	7,66			Zr I		
6793,27	4,07	–2,21	11	7,13					
6786,86	4,19	–2,01	24	7,47	6143,18	0,07	–1,30	4	2,66
6783,71	2,59	–3,97	12	7,41			Ba II		
6777,41	4,14	–2,97	12	7,99					
6715,41	4,59	–1,66	32	7,73	6141,73	0,70	–0,16	136	2,76
6713,76	4,77	–1,63	24	7,67			Eu II		
6713,06	4,59	–1,58	31	7,61					
6710,31	1,48	–4,97	17	7,45	6645,11	1,38	+0,10	<5	0,44

Таблица 2

λ, Å	Элемент	E_l	lggf
6160,753	Na I	2,10	–1,35
6161,295	Ca I	2,52	–1,27
6162,18	Ca I	1,90	–0,09
6163,421	Ni I	4,10	–0,83
6163,554	Fe I	2,20	–3,74
6163,754	Ca I	2,52	–1,29

Таблица 3

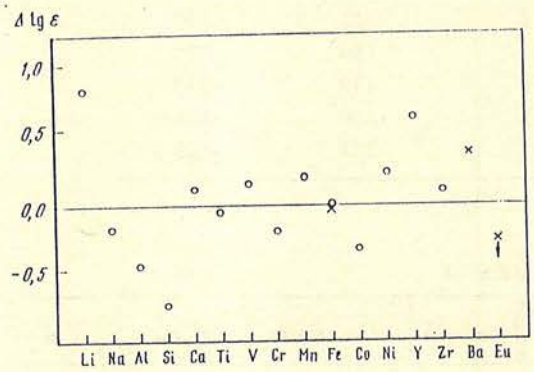
Элемент	Число линий	$\lg\varepsilon_{\kappa Cet}$	$\lg\varepsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg\varepsilon_{\kappa Cet}$	$\lg\varepsilon_{\odot}$
Li I	1	1,91	1,10	Fe I	32	7,58	7,60
Na I	2	6,14	6,32	Fe II	1	7,58	7,60
Al I	2	6,04	6,49	Co I	1	4,60	4,92
Si I	3	6,93	7,65	Ni I	3	6,30	6,08
Ca I	6	6,47	6,36	Y I	2	2,85	2,24
Ti I	1	4,81	4,85	Y II	1	2,21	2,24
V I	1	4,20	4,04	Zr I	1	2,66	2,56
Cr I	1	5,42	5,61	Ba II	1	2,76	2,40
Mn I	3	5,75	5,55	Eu II	1	0,44	0,70

и фона неба, учет неоднородности чувствительности матрицы, нормировка к уровню непрерывного спектра. После указанной обработки нами были измерены эквивалентные ширины примерно 70 линий, принадлежащих 16 элементам. Результаты измерений, а также атомные данные для этих линий приводятся в табл. 1.

Анализ спектральных линий κCet был выполнен методом моделей атмосфер на основе сетки моделей Куруца [8]. Вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской обсерватории по программам, описанным в [9].

Оценка эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести для атмосферы κCet основана на анализе диаграммы $T_{эф}$ – lg$g$ (рис.1). Эффективная температура звезды была оценена, во-первых, согласно калибровке $\lg T_{эф} = 3{,}908 - 0{,}234(B - V)$ из [10], уже примененной нами ранее при анализе системы ξ Boo A, B. Определенное таким образом значение эффективной температуры оказалось равным $T_{эф} = 5610$ K. Калибровка Бем-Витензе [11] для звезд главной последовательности дает несколько более высокую температуру $T_{эф} = 5690$ K. Во-вторых, сопоставление наблюдаемого и теоретических профилей линии H_α приводят к значениям $T_{эф}$ ниже 5500 K. Отметим, что опубликованные в литературе оценки эффективной температуры для атмосферы κCet $T_{эф} = 5650$ K [12] и $T_{эф} = 5700$ K [13] также найдены по фотометрическим данным.

Применение третьего критерия — индекса металличности [c_1] приводит к значению ускорения силы тяжести lg$g$, равному 3,7. Эта величина ниже, чем было принято



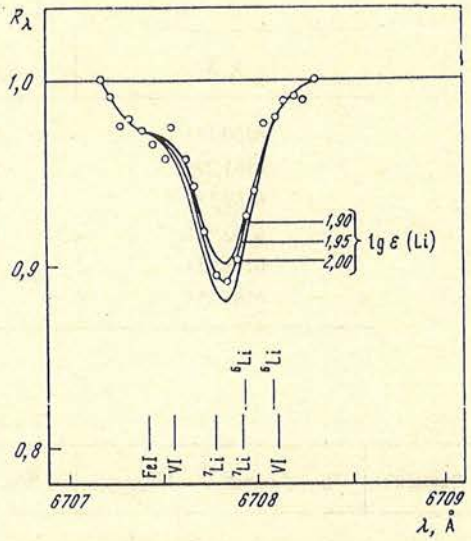


Рис. 3. Содержание элементов в атмосфере к Cet по отношению к содержанию в атмосфере Солнца

Кружки соответствуют содержаниям, найденным по линиям нейтральных элементов, крестики — по линиям ионов

Рис. 4. Сопоставление наблюдаемого и теоретических профилей бленды линии лития для трех значений содержания лития

Отношение изотопов лития $^6Li/^7Li$ принято равным 0,10. Отмечены положения основных линий в данном спектральном диапазоне

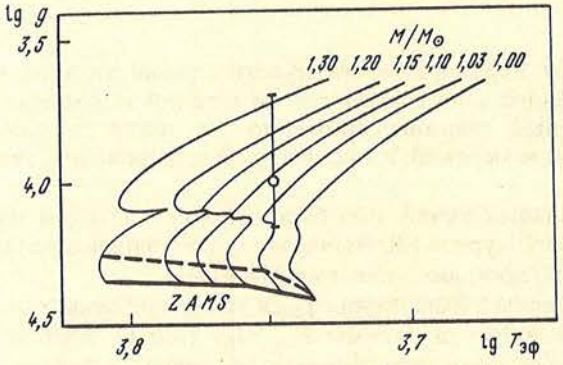


Рис. 5. Эволюционные треки для звезд с массами 1,0—1,3 $M_\odot$ на плоскости lg$g$ — $T_{эф}$

Кружком отмечено положение к Cet при первоначально принятых нами параметрах атмосферы. Штриховая линия — изохрона $t = 1{,}4 \cdot 10^9$ лет. ZAMS соответствует главной последовательности нулевого возраста

в исследовании [12], основанном на результатах статьи [14], в которой по тригонометрическому параллаксу $\pi = 0'',105$ было установлено lg$g$ = 4,45. Для уточнения параметра lg$g$ нами был привлечен еще один критерий, основанный на сопоставлении расчетных и наблюдаемых в спектре кCet профилей линий металлов. Зависимость поведения крыльев сильных линий от давления известна начиная с работ Унзольда [15]. Описание использования данного метода при исследованиях атмосферы Арктура

и ряда субгигантов можно найти в [16, 17]. Из списка линий, применяемых для данной цели, мы остановились на линии Ca I λ 6162,17 Å. Необходимые атомные параметры этой линии (сила осциллятора, радиационная и ван-дер-ваальсовская константы затухания) были взяты из статьи Эдвардссона [17]. На рис. 2 наблюдаемые спектры κCet в диапазоне длин волн λ 6159—6164 Å сопоставлены с рядом синтетических спектров, рассчитанных для одного значения эффективной температуры $T_{эф}$ = 5500 K и трех значений ускорения силы тяжести lg$g$ = 3,5; 4,0 и 4,5. Список и параметры атомных линий, попадающих в данный спектральный участок, приведены в табл. 2. Наилучшее согласие профилей линий (в первую очередь мы рассматривали длинноволновое крыло линии Ca I λ 6162,17 Å, другое крыло, возможно, содержит неучтенную в наших расчетах бленду) достигается при значении lg$g$ = 4,0. Аналогичные вычисления были проведены для моделей с эффективной температурой, равной 6000 K. При этом согласие было достигнуто при lg$g$ = 4,5. Из рассмотрения рис. 1, на котором представлены все перечисленные выше критерии, мы сделали окончательный выбор параметров модели атмосферы: $T_{эф}$ = 5600±100 K, lg$g$ = 4,0±0,25.

Имеющийся в нашем распоряжении наблюдательный материал содержит 32 линии нейтрального железа. Однако данный набор линий не обладает достаточно большим диапазоном изменений эквивалентных ширин линий W_λ, необходимым для определения традиционным способом микротурбулентной скорости в атмосфере κCet. В связи с этим в наших вычислениях было принято значение ξ_t = 0,8 км/с, наиболее часто используемое при анализе звезд солнечного типа [18].

С указанными параметрами атмосферы мы определили содержания 16 элементов для κCet (табл. 3, рис. 3). Избыток лития в ее атмосфере по нашей оценке составляет +0,81dex(lgε(Li) = 1,91). Эта величина находится в хорошем согласии с определениями из [13]: lgε(Li) = 2,0, но выше, чем результат, приводимый в статье Дункана [12]: lgε(Li) = 1,53. Отметим, что наши вычисления были выполнены с измеренной нами эквивалентной шириной бленды линии лития Li I λ 6708 Å W_λ = 27 мÅ, согласующейся с результатом из [12] W_λ = 26 мÅ, а измерения [13] свидетельствуют о большей величине W_λ = 38±2 мÅ. Найденное нами отношение [Li/Ca] составляет +0,70 dex, Хербиг в своей статье [5] приводит близкую величину + 0,84 dex.

Содержания большинства элементов определялись нами по 1—2 линиям и в связи с этим могут рассматриваться лишь как предварительные значения. Можно сделать достаточно уверенное заключение о том, что содержание железа, определенное по слабым линиям, близко к солнечному значению. За исключением содержания лития отличия содержаний большинства элементов от солнечных не превышает ±0,3 dex. Несомненно, заслуживает внимания дефицит легких элементов — Na, Al — и еще более значительный дефицит Si в атмосфере κCet. Возможен небольшой избыток бария по отношению к солнечному значению (0,3 dex). Если при анализе атмосферы ξ Boo A [4] нами был сделан вывод об избытке содержаний редкоземельных элементов, то для κCet мы могли сделать лишь единственную оценку содержания европия. В рассматриваемые нами спектральные участки попадает линия Eu II λ 6645,11 Å, принимая для которой оценку эквивалентной ширины W_λ < 5 мÅ, мы нашли, что содержание европия в атмосфере κCet понижено по отношению к солнечному по крайней мере на 0,25 dex.

Как уже упоминалось в атмосфере κCet было заподозрено повышенное содержание изотопа ^{6}Li [6]. По методу, предложенному Хербигом [6], отношение изотопов ^{6}Li/^{7}Li характеризуется параметром $R = (\lambda - 6707{,}811)/(6707{,}971 - \lambda)$, где λ — центр тяжести бленды линии лития. Согласно [6] для κCet отношение изотопов лития составляет 0,39. В 1972 г. Коен [19] из анализа профилей линии лития показала, что для пяти звезд, для которых Хербигом был получен результат об избытке ^{6}Li (0,32 < ^{6}Li/^{7}Li < < 0,55), данное отношение не превосходит 0,1. Выполненные впоследствии в [20, 21, 22] детальные расчеты синтетических спектров показали, что для большинства ис-

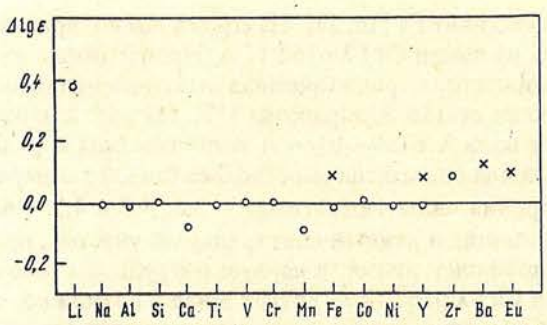


Рис. 6. Изменения рассчитанных нами содержаний элементов в атмосфере κ Cet при увеличении значения ускорения силы тяжести на 0,2 dex

следуемых звезд отношение изотопов лития составляет менее 0,1. По измерениям центра тяжести бленды линии лития для κCet в [13] найдена величина $R = 0{,}019$.

Из профиля бленды лития, полученного по нашим спектрограммам, мы также пытались оценить возможное присутствие линии лития ^{6}Li. Рассчитанный нами синтетический спектр в диапазоне λ 6706—6709 Å включал семь линий трех элементов. Атомные данные для этих линий: ^{6}Li, ^{7}Li, V I и Fe I, были взяты из [21, 23]. Содержания железа и ванадия были приняты согласно результатам, приведенным в табл. 3. К сожалению, не очень высокое спектральное разрешение и отношение сигнала к шуму порядка 90 для анализируемой спектрограммы позволили лишь получить верхнюю оценку отношения ^{6}Li/^{7}Li < 0,1. Отношение $R = 0{,}05$ также в достаточной мере согласуется с наблюдениями (рис. 4). Наилучшее согласие наблюдаемого и теоретических профилей достигается при lgε (Li) = 1,95.

При сопоставлении с эволюционными расчетами [24] можно установить, что масса κCet составляет 1,1 $M_\odot$ (рис. 5). По общепринятым соотношениям [25] легко оценить радиус и светимость звезды: $R = 1{,}7\ R_\odot$ и $L = 2{,}7\ L_\odot$. Наконец, принимая в качестве $P_{rot} = 9{,}4$ дня [3], из

$$\sin i = P_{rot} \upsilon \sin i/(R/R_\odot)/50{,}63$$

находим угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения $i = 60°$.

Известно, что для звезд интервала температур 5500—6000 K содержание лития может служить для оценки возраста звезды. Одна из таких методик предложена в статье Содерблома [26]. Калибровка Содерблома основана на ряде допущений, в частности, таких, что все звезды при образовании имеют одинаковое содержание лития, скорость уменьшения величины lgε (Li) зависит только от массы звезды и что Солнце является типичным представителем звезд той же массы и возраста. Поскольку масса κCet близка к солнечной, мы нашли, что возраст звезды может составлять $1{,}4 \cdot 10^9$ лет с неопределенностью $(-0{,}3; +0{,}2) \cdot 10^9$ лет. Найденное таким образом значение возраста t и проекции скорости вращения на луч зрения достаточно хорошо согласуется с зависимостью, представляющей замедление скорости вращения с возрастом (пропорционально $t^{-1/2}$) для звезд с массами порядка 1 $M_\odot$ и температурами менее 6000 K и изображенной на рис. 5 в [26].

Возраст κCet также может быть установлен из сравнения с эволюционным треком [24]. Его значение оказалось равным $t = (6 \pm 2) \cdot 10^9$ лет, что значительно больше возраста, найденного по содержанию лития. Кроме того, эволюционные треки [24] позволяют решить обратную задачу — зная возраст звезды и эффективную температуру, оценить параметр lg$g$. На рис. 5 штриховой линией нанесена изохрона $t = 1{,}4 \cdot 10^9$ лет. При значении $T_{эф} = 5600$ K мы приходим к величине ускорения силы тяжести lg$g$ = 4,33, достаточно хорошо согласующейся с результатом по тригоно-

метрическому параллаксу [14]. Таким образом, для фиксированного значения $T_{эф}$ = = 5600 K были установлены следующие определения lg$g$: 4,45 (по тригонометрическому параллаксу), 4,33 (возраст по содержанию лития), 4,1 (по крыльям линии Ca I), и 3,7 (по индексу $[c_1]$). Придавая большой вес второму и третьему определениям, мы имеем среднее значение, близкое к lg$g$ = 4,2. Возможные изменения химического состава при увеличении ускорения силы тяжести на 0,2 dex по отношению к принятому нами ранее значению приведены на рис. 6. Результаты определений эволюционных параметров κCet в зависимости от принимаемых параметров атмосферы приведены ниже:

$T_{эф}$	5600	5600
lg$g$	4,00	4,20
$M/M_\odot$	1,10	1,05
$R/R_\odot$	1,7	1,3
$L/L_\odot$	2,7	1,6
t(по эв.тр.)	$6{,}2 \cdot 10^9$	$4{,}6 \cdot 10^9$
t (по литию)	$1{,}4 \cdot 10^9$	

Найденный нами возраст κCet сопоставим с величиной $2 \cdot 10^9$ лет, установленной в [12, 13]. Учитывая, что нами было найдено более высокое содержание лития (lgε (Li) = 1,95), чем приводится в [12], мы приходим к выводу, что при таких высоких содержаниях лития и нормированном потоке в линии Ca II $R_K = 22{,}1 \cdot 10^6$ κCet является одной из самых холодных звезд в группе A (звезды с высоким содержанием лития и высокой хромосферной активностью) по классификации Дункана [12].

Автор благодарит Л.С. Любимкова и П.П. Добронравина за сделанные замечания и полезное обсуждение статьи.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Marcy G.W.* // Astrophys. J. 1984. Vol. 276. P. 286—304.
2. *Robinson R.D.* // Ibid. 1980. Vol. 239. P. 961.
3. *Baliunas S.L., Vaughan A.M., Hartmann L.* et al. // Ibid. 1983. Vol. 275. P. 752.
4. *Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1992. Т. 84. С. 25—31.
5. *Herbig G.H.* // Astrophys. J. 1965. Vol. 141. P. 588.
6. *Herbig G.H.* // Ibid. Vol. 140. P. 702.
7. *Huovelin J., Puotanen M., Tuominen I.* // Helsinki Univ. Techn. Radio Lab. Rep. 1986. Suppl. 166. P. 18.
8. *Kurucz R.L.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. Vol. 40. P. 1.
9. *Любимков Л.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1980. Т. 62. С. 44—53.
10. *Noyes R.W., Hartmann L., Baliunas S.L.* et al. // Astrophys. J. 1984. Vol. 279. P. 763.
11. *Bohm-Vitenze E.* // Annu. Rev. Astron. Appl. 1981. Vol. 19. P. 293.
12. *Dunkan D.K.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 248. P. 651—669.
13. *Pallavicini R., Cerruti-Sola M., Dunkan D.K.* // Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 174. P. 116—126.
14. *Haernshaw J.B.* // Ibid. 1974. Vol. 36. P. 191.
15. *Uhsold A.* // Physik der Sternatmosphären. B. etc.: Springer, 195. S. 332—333.
16. *Bell R.A., Edvardsson B., Gustafsson B.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1987. Vol. 212. P. 497—515.
17. *Edvardsson B.* // Astron. and Astrophys. 1988. Vol. 190. P. 148—166.
18. *Kostik R.I.* // Solar Phys. 1982. Vol. 78. P. 39—57.
19. *Cohen J.G.* // Astrophys. J. 1972. Vol. 171. P. 71.
20. *Maurice F., Spite F., Spite M.* // Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 132. P. 278.
21. *Andersen J., Gustafsson B., Lambert D.L.* // Ibid. 1984. Vol. 136. P. 65.
22. *Rebolo R., Crivellari L., Castelli F.* et al. // Ibid. 1986. Vol. 166. P. 195—203.
23. *Muller E.A., Peytremann E., De La Reza R.* // Solar Phys. 1975. Vol. 41. P. 53.
24. *Menger J.G., Sweigart A.V., Demarque P., Gross P.G.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. Vol. 40. P. 733.
25. *Любимков Л.С., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 68. С. 121—133.
26. *Soderblom D.R.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1983. Vol. 53. P. 1—15.

УДК 524.3

СОДЕРЖАНИЕ УГЛЕРОДА, АЗОТА, КИСЛОРОДА И ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРАХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД ТИПА δ ЩИТА. I. 28 And

Т.М. Рачковская

Изучены спектры пульсирующей типа δ Щита звезды 28 And на основании наблюдений с ПЗС-матрицей [10] с высоким спектральным разрешением (0,1 Å) на участках длин волн, центрированных на линии λ 5052 C I, λ 6160 O I и λ 8686 N I.

Полученные содержания CNO lgε (C) = 8,32, lgε (N) = 7,60 и lgε (O) = 8,88 свидетельствуют о том, что в атмосфере 28 And по сравнению с Солнцем существует небольшой дефицит азота и углерода, а содержание кислорода близко к солнечному. Близким к солнечному оказалось также содержание серы, а lgε кальция и железа, как и по результатам [5], от солнечного практически не отличаются. Можно предполагать существование в атмосфере 28 And небольшого избытка бария и дефицита кремния.

CARBON, NITROGEN, OXYGEN AND THE OTHERS ELEMENTS ABUNDANCES IN THE ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. I. 28 And *by T.M. Rachkovskaya.* The spectra of the Delta Scuti pulsating variable 28 and have been investigated using observations with the CCD matrix [10] with the high spectral resolution (0,1 Å) in the spectral regions with the centres on the lines λ 5052 C I, λ 6160 O I, λ 8686 N I.

The obtained CNO abundances lg (C) = 8,32; lg (N) = 7,60 and lg (O) = 8,88 indicate, that in the atmospheres of 28 And with respect to the Sun there are the small deficiency of the nitrogen, and of the carbon, but the oxygen abundance is like the Sun. The abundance of sulphur in 28 And is like the Sun too. The 28 And has the same calcium and iron abundances as the Sun. It is possible, that in the atmosphere of 28 And there is the small overabundant of the barium, and underabundant of the silicon.

1. Введение

В Крымской астрофизической обсерватории выполнен цикл работ по исследованию спектров восьми пульсирующих звезд типа δ Щита. Результаты исследований отдельных звезд опубликованы в нескольких статьях, ссылки на которые можно найти в [1]. Спектры были получены фотографическим методом с дисперсией от 4 до 12 Å/мм в диапазоне λ 3800—6000 Å. В результате анализа спектров, который проводился методом моделей атмосфер, были определены эффективная температура $T_{эф}$, ускорение силы тяжести lg$g$, микротурбулентная скорость ξ_t и оценено содержание химических элементов. Результаты исследования показали, что все изученные нами пульсирующие типа δ Щита [1] имеют аномальный химический состав (о содержании CNO речь пойдет ниже). По величине аномалий их можно подразделить на две группы. Одна группа звезд имеет повышенное по сравнению с Солнцем содержание всех наблюденных элементов, величина избытка увеличивается с возрастанием их атомного номера. У другой группы звезд содержание элементов в зависимости от атомного номера качественно оказалось подобным классическим A_m-звездам, т.е. наблюдался дефицит более легких элементов и избыток (за некоторым исключением) более тяжелых. Содержание элементов группы CNO, которые представляют особый интерес с точки зрения звездной эволюции, к настоящему времени оценено лишь для единичных звезд, поскольку их спектральные линии в видимой области спектра либо слабы, либо наблюдались в блендах. Из восьми звезд [1] нам удалось наблюдать лишь линии углерода у четырех: 20 CVn, δDel, V644Her и 28 And. Ишикава [2] наблюдал линии углерода, азота и кислорода для 20 CVn. Использовав эквивалентные ширины CNO из [2], а для углерода и наши наблюдения, а также модель атмосферы, полученную нами [3], мы нашли для 20 CVn близкие к солнечным величины содержания CNO. Для звезд V644Her и 28 And согласно нашим оценкам [4, 5] содержание углерода оказалось несколько ниже солнечного. Роби и Ламберт [6] по наблюдениям в ближней

Таблица 1

Некоторые сведения о звезде 28 And

Звезда	HD	$\upsilon \sin i$, км/с	m_υ	Δm	$P_{пульс}$	Тип пульсаций
28 And	2628	20 [5]	5,20	0,02 [8]	$0^P,069$	Радиальные
		30 [7]		0,035 [9]		

инфракрасной области получили содержание CNO для двух пульсирующих типа δ Щита – ρPup и δDel. Результаты [6] показывают, что у этих звезд существует дефицит в содержании элементов CNO по сравнению с их содержанием на Солнце. Для δDel нами также найден небольшой дефицит углерода [1]. Когда появились новые технические возможности, мы продолжили наблюдения звезд списка [1] с целью изучения содержаний CNO.

Здесь мы изложим результаты исследования спектров звезды типа δ Щита — 28 And, полученных в зеленой и ближней инфракрасных областях. Некоторые сведения об этой звезде приведены в табл. 1.

2. Наблюдения. Обработка материала наблюдений

Наблюдения были выполнены на 2,6-м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с ПЗС-матрицей (600 × 380 пиксел) Хельсинкского университета (Финляндия) [10], установленной в фокусе куде, во втором порядке дифракционного спектрографа. Линейная дисперсия спектров составляла 3 Å/мм, спектральное разрешение 0,1 Å (0,055 Å на пиксел). Одновременно регистрировался спектральный интервал около 30 Å, центрированный на выбранные для исследования линии λ 5062 C I; λ 6160 O I; λ 8686 N I. Для повышения точности наблюдений, как правило в одну ночь, не меняя угла наклона дифракционной решетки, делались последовательно две—три экспозиции одного и того же спектрального участка, которые затем при обработке суммировались. Время отдельной экспозиции составляло 40—60 мин. В табл. 2 представлены некоторые данные о материале наблюдений. Наблюдений 28 And нами было получено больше, чем представлено в таблице, однако часть из них оказались непригодными для обработки из-за низкого отношения сигнал/шум (S/N). Для окончательного анализа были оставлены лучшие спектры, для которых S/N = = 60÷100.

Таблица 2

Некоторые данные о наблюдениях звезды 28 And

Дата	$\lambda_{центр}$, Å
05—06.01.1990	5052
	6160
23—24.11.1990	8686
08—09.02.1991	5052

Обработка спектров проводилась на ЭВМ СМ-4 по стандартным программам и заключалась в выполнении последовательных операций: "чистка" спектра звезды и фона неба от космических частиц, вычитание сигнала от фона неба из спектра звезды, учет плоского поля матрицы, суммирование отдельных экспозиций (если их было несколько), проведение непрерывного спектра и нормирование к единичному непрерывному спектру. В результате были получены профили и эквивалентные ширины спектральных линий, которые подвергались дальнейшему анализу.

3. Эквивалентные ширины. Силы осцилляторов

Наблюденные линии, номера мультиплетов, силы осцилляторов и эквивалентные ширины представлены в первых четырех столбцах табл. 3. Как видно из таблицы, кроме CNO для 28 And нам удалось наблюдать линии еще пяти элементов, причем линии кальция, железа, бария, а также углерода наблюдались нами ранее [5]. Азот, кислород, кремний и сера для 28 And исследуются впервые. Силы осцилляторов для железа взяты из [11, 12], для бария и нейтрального кремния из [13], для остальных элементов из [14]. Остановимся на каждом элементе в отдельности.

Таблица 3

Список исследованных линий

λ, Å	Мультиплет	lg *gf*	W_λ, мÅ	lgε	λ, Å	Мультиплет	lg *gf*	W_λ, мÅ	lgε
		C I					Ca I		
5052,12	12	–1,49	102	8,60	6162,18	3	–0,22	132	6,35
		N I			6163,76	20	–1,02	24	6,44
8680,28 бл.	1	+0,24	83		6166,44	20	–0,90	22	6,27
8683,38	1	–0,045	26	7,38			Fe I		
8686,13	1	–0,45	32	7,89	5049,82	114	–1,46	96	7,45
					5065,02	1094	–0,39	120	7,90
		O I							
6155,99	10	–1,16	15	8,97	5068,77	383	–1,22	92	7,67
6156,78	10	–0,94	19	8,84	8688,60	144	–1,21	144	7,16
6158,19	10	–0,44	47	8,82	8699,43	1267	–0,70	20	7,57
		Si I					Fe II		
6145,09	29	–0,84	10	6,87	6147,74	74	–3,00	69	7,63
6155,21	29	–0,30	38	6,96	6149,25	74	–2,87	70	7,52
		Si II					Ba II		
5056,02	5	+0,42	60	7,46	6141,72	2	–0,16	156	2,34
		S I							
8680,47 бл.	6		83						
8693,98	6	–0,52	21	7,10					
8694,77	6	+0,05	76	6,98					

4. Химический состав

Для определения содержаний элементов в атмосфере 28 And была использована принятая нами ранее модель: $T_{эф}$ = 7900 K, lg*g* = 4,1, ξ_t = 5,5 км/с. Содержания вычислялись по эквивалентным ширинам W_λ, как это делалось ранее (см., например, [3]), а для углерода также методом синтетических спектров [15]. При расчете синтетического спектра, согласно [15], учитывались ширина инструментального профиля линии и вращение звезды. В последнем столбце табл. 3 записаны содержания элементов, полученные по индивидуальным линиям. В табл. 4 приведены усредненные значения содержаний (если оценки сделаны по нескольким линиям) по наблюдениям с ПЗС-матрицей, а для углерода, кальция, железа и бария также по фотографическим

Таблица 4

Содержание элементов в атмосфере 28 And и на Солнце

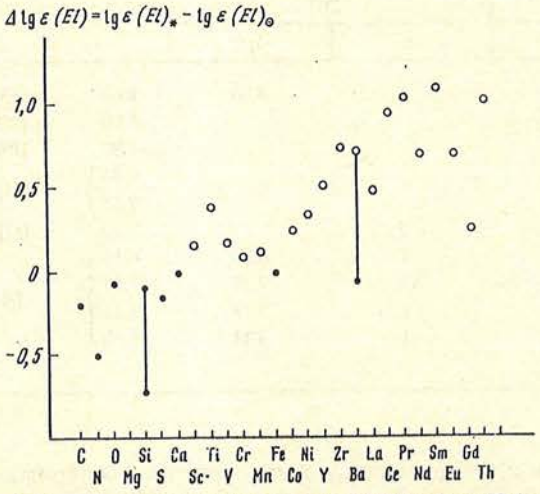
Элемент	28 And				$\lg\varepsilon_\odot$	
	Данная статья		[5]			
	n	$\lg\varepsilon$	n	$\lg\varepsilon$		
C I	1	8,55	1	8,09	8,67	[19]
N I	2	7,60			8,00	[20]
O I	3	8,88			8,92	[19]
Si I	2	6,92			7,65	[13]
Si II	1	7,46			7,55	
S I	2	7,04			7,20	[17]
Ca I	3	6,38	8	6,34	6,36	[3]
Fe I	5	7,55	45	7,55	7,55	
Fe II	2	7,58	8	7,48	7,56	
Ba II	1	2,34	1	3,11	2,40	

наблюдениям спектров [5]. В последнем столбце таблицы дано солнечное содержание соответствующих элементов $\lg\varepsilon_\odot$ и ссылки на статьи, из которых взяты эти значения.

Самые многочисленные в наблюденных участках оказались линии железа (см. табл. 3) и величины его содержания $\lg\varepsilon$ (Fe) для 28 And по ПЗС и фотографическим наблюдениям хорошо согласуются между собой, равно как и с солнечным значением (см. табл. 4). То же самое можно сказать о содержании кальция. Третий элемент, линии которого нам удалось наблюдать двумя методами, — Ba II. В обоих случаях оценки содержания бария $\lg\varepsilon$ (Ba) сделаны по одной линии и, как показывают данные табл. 4, согласие между ними недостаточно хорошее — разница составляет 0,77 dex. В среднем содержание бария в 28 And по сравнению с солнечным можно считать в избытке на 0,32 dex (рис. 1).

Содержание кремния мы оценили по трем линиям, две из них λ 6145 и λ 6155 соответствуют нейтральному состоянию Si I, одна λ 5056 — Si II-ионизованному. Как видно из табл. 3, $\lg\varepsilon$ (Si) по двум линиям нейтрального кремния оказался ниже на полпорядка величины, чем по линии ионизованного. Чтобы сделать более определенный вывод относительно содержания кремния в атмосфере 28 And, необходимы наблюдения дополнительных линий, но можно полагать, что для λ 6145 и λ 6155 принятые силы осцилляторов недостаточно точны. В пользу этого предположения говорит то, что авторы [13] при исследовании гигантов также по упомянутым выше линиям нейтрального кремния с теми же значениями сил осцилляторов получили более низкое содержание, чем по другим линиям как нейтрального, так и ионизованного кремния.

С ПЗС-матрицей нами были наблюдены три линии серы S I λ8680,47 бл.; λ 8693,98; λ 8694,77 (см. табл. 3), одна из которых блендируется линией азота. Из таблицы видно, что величины содержания серы, полученные по двум линиям, имеют близкие между собой значения. Данные табл. 4 и рис. 1 показывают, что среднее значение содержания серы $\lg\varepsilon$ (S) для 28 And оказалось незначительно ниже солнечного. Для сравнения упомянем, что содержание серы было определено по линии λ 8694,77 SI Садакане и Окуида [16] для двенадцати звезд спектрального типа A, среди которых четыре металлических A_m (в том числе Сириус), две пекулярных (A_p), остальные нормальные звезды. Авторы [16] делают вывод: "... Содержание серы для большинства программных звезд совпадает с солнечным, за исключением 68 Tau (A_m) и 73 Dra (A_p), в которых содержание $\lg\varepsilon$ (S) повышено и понижено соответственно. Воз-



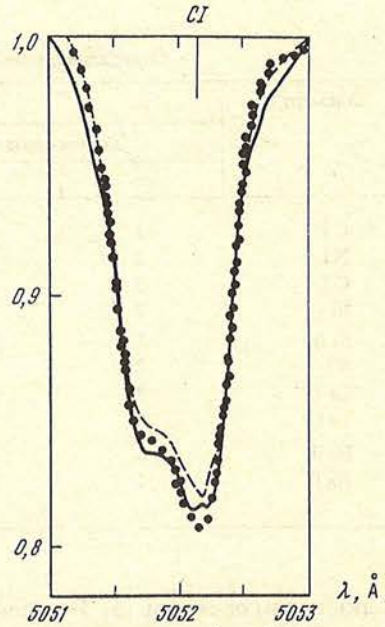


Рис. 1. Сравнение содержания элементов в атмосфере 28 And с их содержанием в атмосфере Солнца Точки — элементы, содержание которых определено либо только здесь, и в [5], светлые кружки — результаты только из [5]

Рис. 2. Сравнение наблюденного спектра звезды 28 And (сплошная линия) с синтетическим (штриховая линия) для содержания углерода lgε(C) = 8,45, точки — для lgε (C) = 8,50

можно несколько пониженное содержание в 2 Lyn (нормальная *A*-звезда) и εUMa (A_p)". Заметим, что для Сириуса (A_m) по пяти линиям Савановым [7] был получен довольно существенный по сравнению с Солнцем избыток содержания серы ~0,70 dex, тогда как по определениям [16] (одна линия) величины lgε (S) у Сириуса и Солнца оказались одинаковыми.

Теперь рассмотрим элементы CNO.

Углерод. Нам удалось наблюдать лишь одну линию углерода λ 5052, 12 C I, которая в синем крыле блендируется линией железа λ 5051,64 Fe I. Поскольку красное крыло λ 5052,12 C I свободно от бленд, мы могли вычислить эквивалентную ширину по половине профиля. Учитывая, что профили линий в 28 And симметричны, по эквивалентной ширине согласно [3] было определено содержание углерода lgε (C) = 8,60. Кроме того, величину lgε (C) мы оценили, рассчитав синтетический спектр в интервале длин волн λ 5051—5053 Å и сравнив его с наблюденным. При расчете синтетического спектра, как уже отмечалось выше, мы пользовались методикой, описанной в [15].

Прежде чем рассчитывать синтетический спектр в окрестности линии λ 5052,12 C I, мы рассчитали синтетический спектр в диапазоне λ 6146—6151 Å, куда попадают неблендированные линии железа λ 6147,74 Fe II и λ 6149,25 Fe II, для которых по эквивалентным ширинам было определено его содержание, равное lgε (Fe) = 7,63 и 7,52 соответственно. При расчетах в качестве первоначального значения скорости вращения мы приняли $\upsilon \sin i$ = 20 км/с, т.е. значение, которое было получено нами при вычислении синтетического спектра с целью оценки содержания тория в 28 And [18]. В результате вариаций значения $\upsilon \sin i$ оказалось, что наилучшее согласие рассчитанного и наблюденного спектра в области λ 6146—6151 Å имеет место при $\upsilon \sin i$ = = 17 км/с, т.е. величина $\upsilon \sin i$ незначительно отличается от скорости, полученной

нами в [18]. Итак, принимая $\upsilon \sin i$ = 17 км/с и варьируя величину lgε (C), мы пришли к наилучшему согласию рассчитанного и наблюденного профилей λ 5051,64—5052,12 Å при lgε (Fe) = 7,62. На рис. 2 представлены результаты сравнения синтетического спектра при двух значениях содержания углерода lgε (C) = 8,45 и 8,50 и наблюденного. Таким образом, содержания углерода в 28 And, полученные двумя методами (см. табл. 3), оказались близки между собой и солнечным значением (см. табл. 4).

Азот. Из трех наблюденных линий нейтрального азота одна λ 8680,28 находится в бленде с линией серы. Среднее значение содержания по двум другим линиям λ 8683,38 и λ 8686,13 оказалось равным lgε (N) = 7,64, что на 0,40 dex меньше солнечного (см. табл. 4).

Кислород. По линиям триплета λ 6155,90; λ 6156,78 и λ 6158,19 O I получены близкие между собой значения содержаний, их среднее значение lgε (O) = 8,88 практически не отличается от содержания кислорода на Солнце (см. табл. 4).

5. Обсуждение результатов и выводы

Итоги изучения спектров пульсирующей звезды 28 And, полученных с ПЗС-матрицей, представлены в табл. 4 и на рис. 1. На основании этих результатов можно сделать следующие выводы:

1. Содержание кальция и железа для 28 And по наблюдениям с ПЗС-матрицей оказались такими же, как были получены нами ранее фотографическим путем [5]: lgε (Ca) = 6,36 и lgε (Fe) = 7,55, и не отличаются от солнечных значений.

2. Хотя содержания бария, полученные с ПЗС-матрицей и фотографически, несколько различны (см. табл. 4), однако можно предполагать, что в 28 And существует некоторый избыток этого элемента по отношению к Солнцу.

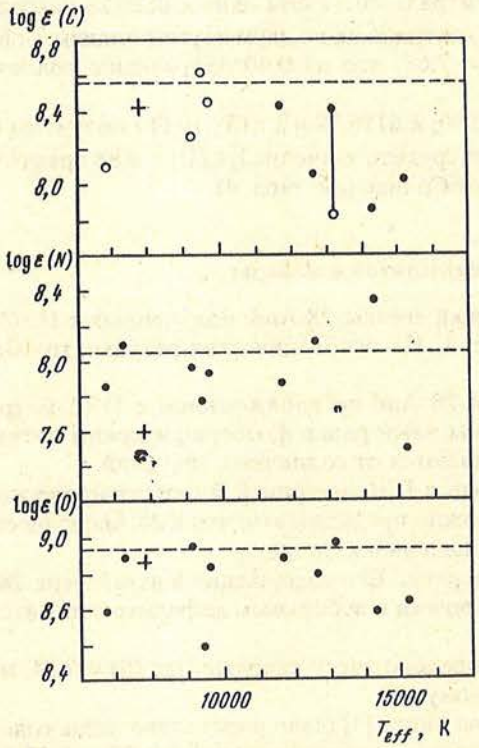
3. Кремний для 28 And наблюдался впервые. Его содержание в атмосфере 28 And lgε (Si) = 7,20 находится по нашим определениям в небольшом дефиците относительно Солнца.

4. Содержание серы в 28 And также оценено здесь впервые: lgε (S) = 7,04, и, как видно из табл. 4 и рис. 1, близко к солнечному.

5. Из элементов группы CNO для 28 And ранее [5] было определено лишь содержание углерода. В результате сравнения полученных нами величин lgε (C) = 8,32, азота lgε (N) = 7,60 и кислорода lgε (O) = 8,88 для 28 And с содержанием их на Солнце (см. табл. 4 и рис. 1) следует, что в атмосфере 28 And наблюдается небольшой дефицит углерода и азота, тогда как содержание кислорода близко к солнечному.

Мы сравнили полученные нами значения lgε (C), lgε (N) и lgε (O) для 28 And с результатами исследования этих элементов Роби и Ламбертом [6] для стандартных и металлических (A_m) звезд соответственно на рис. 3 и 4, где представлены зависимости lgε (C, N, O) от эффективной температуры. Из рис. 3 и 4 видно, что по содержанию углерода 28 And не отличается от стандартных звезд (см. рис. 3) и располагается у верхней границы положения A_m-звезд (см. рис. 4). Содержание азота lgε (N) у 28 And оказалось ниже, чем у стандартных звезд (см. рис. 3) и близко к среднему значению lgε (N) представленных на рис. 4 A_m-звезд. И, наконец, величина содержания кислорода у 28 And соответствует верхней границе этой величины как для стандартных, так и для A_m-звезд близких эффективных температур. В списке A_m-звезд, исследованных в [6], оказались две звезды типа δ Щита — ρPup и δ Del, на рис. 4 они отмечены косыми черточками.

На основании положения на рис. 4 пульсирующих 28 And, ρPup и δDel можно сделать вывод, что аномалии содержания lgε (C) и lgε (O) у 28 And менее выражены, чем у двух других пульсирующих звезд, тогда как содержание азота lgε (N) практически одинаковое для трех звезд. Как уже отмечалось выше, δDel исследовалась нами ранее [5], где нам удалось определить для нее содержание углерода lgε (C) = 8,33 по



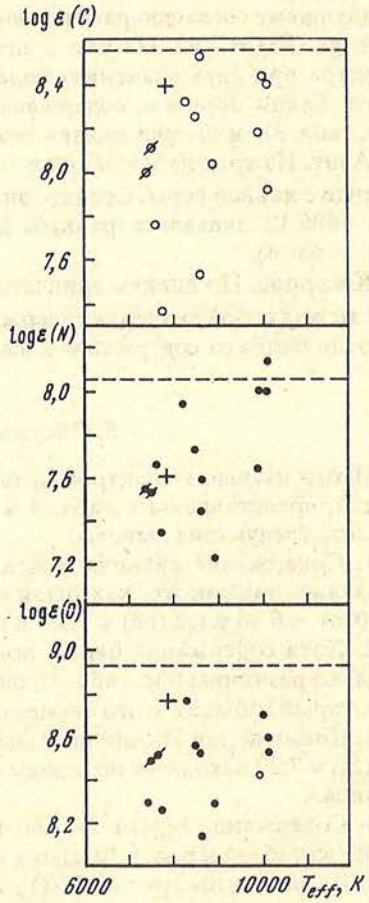


Рис. 3. Содержание углерода, азота и кислорода в стандартных звездах согласно [6]

Штриховая линия — солнечное содержание CNO. Светлые и темные кружки на верхнем рисунке соответствуют содержанию по линиям нейтрального и ионизированного углерода. Крестики — содержание CNO для 28 And согласно нашим определениям

Рис. 4. Содержание углерода, азота и кислорода в Am-звездах [6]

Светлые и темные кружки, перечеркнутые косыми линиями, — звезды ρPup и δDel. Остальные обозначения см. на рис. 3

двум линиям. Это значение несколько выше lgε (C) = 7,98 согласно [6]. Сейчас мы проводим наблюдения звезды δDel с ПЗС-матрицей и в ближайшее время надеемся сделать оценки содержания углерода по инфракрасным линиям.

В заключение автор благодарит Л.С. Любимкова за ценные замечания при чтении рукописи, а также Т.Н. Никулину и Л.И. Филатову за изготовление иллюстраций.

Май, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рачковская Т.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 3—18.
2. *Ishikawa M.* // Publ. Astron. Soc. Jap. 1975. Vol. 27. P. 1—33.
3. *Любимков Л.С., Рачковская Т.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 71. С. 217—144.
4. *Любимков Л.С., Рачковская Т.М.* // Там же. Т. 72. С. 89—99.
5. *Любимков Л.С., Рачковская Т.М.* // Там же. Т. 73. С. 82—92.

6. *Roby S.W., Lambert D.L.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1990. Vol. 73. P. 67—102.
7. *Uesugi A., Fukuda J.* // Revised catalogue of stellar rotational velocities. Department of Astronomy, Kyoto Univ. Kyoto, 1982.
8. *Ibanoglu C., Ertan A.Y., Tunca Z.* et al. // Rev. mex. astron. y astrofis. 1983. Vol. 5. N 4. P. 261—269.
9. *Breger M.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1979. Vol. 91. P. 5—26.
10. *Huovelin I., Poutanen M., Tuominen I.* // Helsinki Univ. Techn. Radio Lab. Rep. 1986. Suppl. 166. P. 18.
11. *Боярчук А.А., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 70. С. 57—128.
12. *Боярчук А.А., Саванов И.С.* // Там же. Т. 74. С. 49—69.
13. *Боярчук А.А., Саванов И.С.* // Там же. 1988. Т. 78. С. 14—22.
14. *Wiese W.L., Smith M.W., Glennon D.M.* // Atomic transition probabilities. Wash. (D.C.), 1966. Vol. 1: NSRDS—NBS4; 1969. Vol. 2: NSRDS—NBS22.
15. *Любимков Л.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 74. С. 3—14.
16. *Sadakane K., Okyudo M.* // Publ. Astron. Soc. Jap. 1989. Vol. 41. P. 1055—1065.
17. *Саванов И.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 76. С. 37—40.
18. *Любимков Л.С., Рачковская Т.М.* // Там же. 1986. Т. 74. С.14—19.
19. *Lambert D.L., Roby S.W.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 254. P. 663—669.
20. *Grevesse N., Lambert D.L., Sauval A.J.* et al. // Astron. and Astrophys. 1990.Vol. 232. P. 225—230.

УДК 523.942.841

О ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИИ* В СПЕКТРАХ ИЗБРАННЫХ Be-ЗВЕЗД: θCrB, φPer, ψPer

Т.С. Галкина

Проведен анализ спектральных наблюдений трех Be-звезд: θCrB, φPer, ψPer, полученных в сезоны 1988–1990 гг. на 122-см телескопе с дифракционным спектрографом, с привлечением результатов наблюдений предыдущих лет.

Наблюдения θCrB в 1988–1990 гг. подтверждают обнаруженную ранее переменность структуры профилей абсорбционных линий водорода. Изменения структуры и глубины ядер линий водорода от H_α до H_δ указывают на то, что θCrB находится в фазе Be-shell.

Анализ эмиссионных спектров φPer показал наличие строгой повторяемости в изменениях структуры эмиссионных профилей линии H_α с фазой от цикла к циклу.

Обнаружена зависимость между изменениями относительной интенсивности эмиссионных компонент (*V/R*), полуширины эмиссии и скорости вращения внешней части оболочки и делается заключение, что оболочка вокруг главного компонента асимметрична, имеет форму эллипсоидального кольца, расположенного в орбитальной плоскости системы.

Сильная эмиссия в линиях H_α и H_β с глубокой абсорбцией в спектре ψPer показывает изменения интенсивности и слабые колебания относительной интенсивности эмиссионных компонент.

За время наблюдений с 1986 г. в изменении лучевой скорости по компонентам линии H_α наметился тренд в сторону отрицательных значений.

Выявленные изменения параметров эмиссии H_α свидетельствуют об изменениях в структуре оболочки, обусловленных вращением и, возможно, радиальными движениями.

ON VARIATION OF THE EMISSION IN THE SPECTRA SOME Be-STARS: θCrB, φPer, ψPer, *by T.S. Galkina*. The analysis of spectroscopic observations of three Be stars; θCrB, φPer, ψPer are reported. The observations obtained with 50" reflector equipped with a grating spectrograph. The results of observations previous years were used.

The observations of θCrB in 1988–1990 confirm the variation of the structure of profile of hydrogen absorption lines discovered in early.

We conclude from the variations of the structure and deep core of hydrogen lines that θCrB is in Be-shell phase.

In the spectrum φPer it is found that the structure of the emission profiles H_α-line show the recurrence with phase from cycle to cycle.

Also, it is found the correlation between the variations of the relative internsity *V* and *R* component H_α-emission line, the halfwidth of emission and the velocity rotation of outward envelope.

We conclude that the envelope around the primary is asymmetric, in the form elliptical ring in the orbital plane of the system φPer.

The strong emission with the deep absorption in the H_α- and H_β-lines in the spectrum ψPer show the variations of intensity and the small fluctuation the relative intensity of emission *V* and *R* components.

During the observations from 1986 to 1990 the radial velocity from the measurements of the components H_α-line showed trend towards the violet from the rest wavelength.

The revealed variations of the parameters of emission H_α-line point out on modification of the structure of envelope due to the rolation and may be the radial motion.

Явление Be в звездах спектрального типа *B* открыто более 100 лет назад. Однако, несмотря на то, что изучению звезд с характеристикой Be посвящено много исследований, мы еще далеки от понимания происхождения и природы их переменности. Еще не выработана единая система общей классификации переменных эмиссионных спектров Be-звезд в оптической области ввиду того, что каждое описание Be-спектра относится только к конкретной Be-звезде, наблюденной в определенную эпоху. Каждая из изученных Be-звезд является уникальной, со своими специфическими характеристиками.

Тем не менее к началу 80-х годов удалось выявить следующие общие свойства Be-звезд.

1. Be-звезды – это звезды спектрального типа B, III–IV класса светимости, с большими скоростями вращения ($\upsilon \sin i$ – от 150 до 450 км/с).

2. В оптических и инфракрасных спектрах этих звезд присутствуют в эмиссии линии бальмеровской серии (по крайней мере H_α), а также линии HeI и некоторых металлов, что является указанием на наличие протяженных, холодных, плотных околозвездных областей. Как теперь установлено, эти области имеют электронную плотность порядка 10^{11}–10^{12} электрон/см и электронные температуры порядка 10^4K, что ниже температур фотосфер звезд.

3. Все Be-звезды показывают иррегулярные изменения как в оптических спектрах (изменения интенсивности эмиссии, смещения линии и др.), так и в блеске в той же области. Наблюденные изменения характеристик спектра указывают на то, что количество массы, плотность, размеры и скорости в холодной протяженной области, испускающей H_α и другие эмиссионные линии, также меняются.

4. Наблюдения в ультрафиолетовой области Be-звезд раннего типа, успешно проводимые на спутниках JUE, Copernic, показали у резонансных линий высокой ионизации (CIV, SiIV, NV) наличие короткоживущих резких абсорбционных компонент, смещенных в коротковолновую область спектра, которые свидетельствуют о присутствии переменного звездного ветра со скоростями истечения от 500 до 1000 км/с и электронными температурами выше эффективных температур центральных звезд.

5. Длительные ряды наблюдений отдельных Be-звезд (λEri, ξOph, χOph, ηCen, θCrB и др.) позволили установить, что Be-звезды изменяют свои эмиссионные характеристики: эмиссия в линиях Бальмера показывает изменения вплоть до исчезновения и появления вновь спустя некоторое время. Появление эмиссионных линий в спектрах B-звезд раннего типа есть кратковременная (переходящая) фаза в жизни звезды. Спектр Be-звезды изменяется от Be к Be-shell и дальше может стать спектром нормальной звезды типа *B* с абсорбционными линиями, а спустя некоторое время наступает обратный переход названных фаз. Эти переходы ограниченной продолжительности и непредсказуемы [1 и ссылки там]. Чтобы выявить такую последовательную смену состояний атмосферы звезды, нужны длительные ряды наблюдений.

За последние 10 лет достигнут определенный прогресс в изучении Be-звезд. Этому способствовали организация кооперативной программы комплексного фотометрического и спектроскопического исследования избранных Be-звезд и применение современной техники для наблюдений с высоким разрешением, с большим отношением сигнал/шум, что дало возможность изучать в деталях переменность профилей спектральных линий. А это в свою очередь привело к обнаружению быстрых изменений профилей абсорбционных и эмиссионных линий в интервалах от 0,2 до 2 дней.

Коротковременные изменения в виде выпуклостей и горбов на профилях фотосферных линий обнаружены уже у ряда Be-звезд, таких, как ξOph, λEri, χOph, ηCen, и

некоторых других. Характерно, что все эти звезды претерпели фазовые изменения их спектров от Be к Be-shell и к *B*-нормальной.

Возникает вопрос: существует ли какая-либо связь между наблюдаемыми быстрыми изменениями на профилях абсорбционных и эмиссионных линий определенной звезды и долговременными изменениями, наблюдаемыми в видимой области спектра? Оказалось, что у некоторых звезд, для которых имелись одновременные слежения за быстрой и долговременной переменностью (ξOph, λEri, ξOri, ηCen) выявлена связь между изменениями в амплитуде быстрой переменности и долговременной переменностью эмиссии в линиях водорода. У одних звезд эти изменения показывают антикорреляцию, как у χOph: амплитуда кратковременных колебаний уменьшалась, когда эмиссия возрастала, затем амплитуда медленно увеличивалась, эмиссия уменьшалась. λEri показала другую зависимость: амплитуда кратковременных колебаний была наибольшей перед возрастанием эмиссии.

Из параллельных наземных и ультрафиолетовых наблюдений обнаружено, что резкие абсорбционные компоненты у резонансных линий возникают и наблюдаются больше и чаще в моменты времени, когда отношение интенсивности фиолетового компонента к красному ($^V/_R$) эмиссионных линий водорода H_α и H_β больше единицы, и, наоборот, они редки или отсутствуют в фазах, когда это отношение меньше единицы.

Выполненные к настоящему времени исследования Be-звезд приводят к заключению, что спектр Be-звезды, наблюденный в широком диапазоне длин волн от рентгеновской до далекой инфракрасной области, имеет симбиотический характер благодаря присутствию в нем высокоионизованных и низкоионизованных спектральных характеристик, которые указывают на наличие в атмосфере звезды областей с диаметрально противоположными физическими характеристиками. Однако остается пока неизвестным происхождение Be-явления, и поэтому невозможно предсказать и дать однозначные объяснение наблюденным характеристикам. Вот поэтому и важны изучения и кратковременных изменений профилей линий и слежения за долговременными изменениями в спектре как в видимой, так и в ультрафиолетовой областях. И, конечно, наиболее ценными являются непрерывные длительные ряды наблюдений за избранными объектами параллельно в разных шкалах времени и в разных спектральных областях.

В нашу программу исследования долговременной спектральной переменности избранных Be-звезд вошли наиболее доступные для телескопа небольшого размера (122-см рефлектора) звезды от 7-й до 2-й величины: χPer, γCas, φPer, ψPer, θCrB и некоторые другие. Здесь будут изложены результаты наблюдений трех Be-звезд θCrB, φPer и ψPer, выполненных в 1988–90 гг.

1. Наблюдения. Спектральные наблюдения всех звезд выполнены на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с дифракционным спектрографом с дисперсиями 30 Å/мм у H_α и 36 Å/мм в области λ3700–4950 Å. Данные наблюдений каждой звезды приведены в соответствующей таблице. Спектры получены на пластинках Kodak 103 aO и 103 aF. Экспозиции состаляли от 20 до 40 мин для H_α и до 1 ч для области λ3700–4950 Å.

2. θCrB. θCrB – звезда главной последовательности, спектрального типа *B* $6V_e$ с очень широкими фотосферными линиями. $\upsilon_e \sin i$ по линиям HeI и MgII оценивается разными авторами в разные периоды наблюдений в диапазоне от 250 до 400 км/с.

θCrB примечательна тем, что ее спектр в видимой области с момента открытия ее, как звезды Be, с 1922 г. к настоящему времени претерпел фазовые изменения от Be к Be-shell и к нормальному спектру звезды типа *B* с абсорбционными линиями. Этот факт и поставил θCrB в список возможных быстрых переменных по аналогии с Be-звездами с быстрой переменностью λEri, μCen и др., которые также претерпели фазовые изменения от Be к спектру нормальной звезды типа B.

Наши на блюдения θCrB были начаты в апреле 1980 г., когда она находилась в

Таблица 1

Данные наблюдений θ CrB в 1988–1990 гг.

Дата	J.D.	Область спектра λ, Å	Число наблюдений
1988 г	2447...		
10.06	323,351	3750–4950	2
19.07	352,292	3750–4950	2
7.08	382,309	3750–4950	1
8.08	383,302	3750–4950	1
1990 г.	2448...		
15.05	027,389	5800–6700	1
11.06	054,333	5800–6700	1
10.07	083,303	3750–4950	2
13.07	086,290	3750–4950	1
		5800–6700	1
15.07	088,286	3750–4950	1
17.07	090,287	5800–6700	1
		3750–4950	1
23.07	093,371	3750–4950	2

Таблица 2

Эквивалентные ширины линий водорода и гелия в спектре

Идентификация HI	1980		1985		1988		1990		aLeo* B7V
	28.04–17.05		30.06–18.07		10.06–8.08		10–23.07		Wλ, Å
	Wλ, Å	n	Wλ, Å	n	Wλ, Å	n	Wλ, Å	n	
Hα	6,29	8	4,47	6	–	–	7,62	1	–
Hβ	8,00	2	5,70	6	7,16	6	6,14	6	6,17
Hγ	8,18	8	8,34	6	8,14	6	8,50	7	7,10
Hδ	6,94	8	7,38	6	7,86	6	8,29	7	6,63
H7	6,50	8	7,69	6	7,38	6	7,00	7	6,98
H8	5,75	8	6,69	6	6,77	6	6,91	7	6,62
H9	6,28	6	5,47	6	6,03	6	5,49	7	6,34
H10	5,37	8	4,81	6	5,66	6	5,13	7	5,57
H11	4,10	8	4,03	6	4,82	6	4,77	7	4,61
H12	2,62	8	3,19	6	3,32	6	4,05	7	3,43
H13	1,66	8	2,34	6	3,05	6	2,53	7	2,36
H14	1,46	8	1,68	6	1,82	6	2,16	7	1,89
H15	1,18	8	1,24	6	1,70	2	0,96	5	1,46
H16	1,08	8	0,93	6	1,72	2	–	–	–
							σ = ± 0,5 Å		
HeI									
λ 4471	0,91	5	1,18	6	1,19	5	1,37	6	0,35
4388	0,93	5	0,73	6	0,95	5	0,95	6	–
4143	0,54	8	0,82	5	1,01	6	0,89	5	–
4121	0,48	8	0,36	5	0,60	6	0,63	5	–
4026	0,81	8	1,16	6	0,98	6	1,04	6	0,53
4009	0,46	8	0,78	6	0,51	5	0,76	6	0,13
3820	0,83	6	0,76	4	0,56	5	0,43	5	0,30
Mg II									
λ 4482	–	–	0,68	6	0,77	5	0,67	6	–

* *Копылов И.М.* // Изв. КАО. Т. 20. С. 123–155.

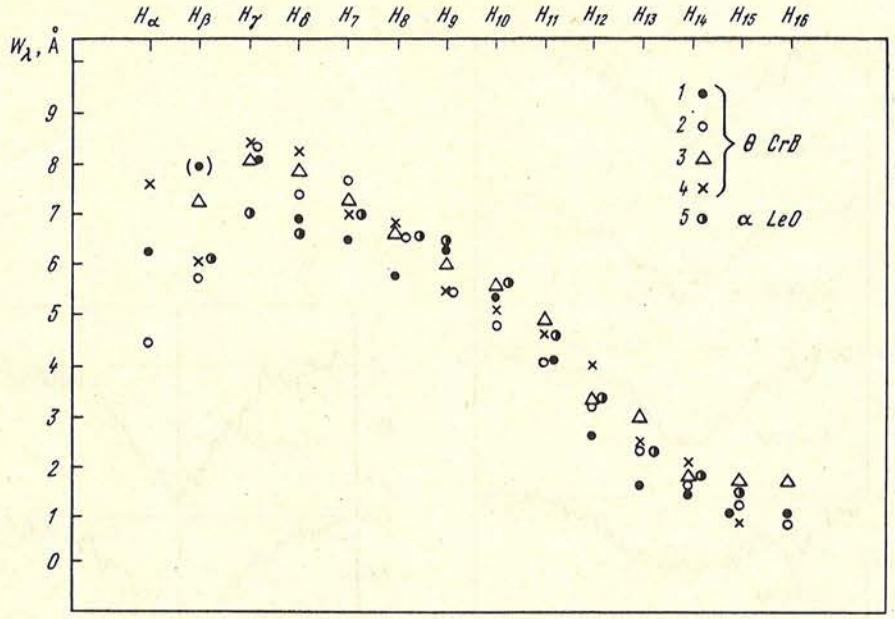


Рис. 1. Изменения эквивалентной ширины линий водорода с номером линии по наблюдениям разных лет
1 — 1980 г., *2* — 1985 г., *3* — 1988 г., *4* — 1990 г., *5* — αLeO

фазе Be-shell [2]. Для этой фазы были характерны резкие абсорбционные ядра на профилях широких абсорбционных линий H_α и H_β. Be-shell фаза звезды, начавшаяся в 1979 г., длилась примерно один год. Как показывали наши наблюдения, резкие абсорбционные ядра на профилях широких линий начали исчезать с июля 1980 г. и к октябрю 1980 г.абсорбционное ядро профиля H_α исчезло.

θCrB вошла в нормальную *B*-фазу и продолжала оставаться в этой фазе, как показывали систематические наблюдения В. Дюазон и др. [3] до 1985 г.

Выполненные нами наблюдения и анализ спектров θCrB в 1985 г. [4] показали сложную, нестабильную, изменяющуюся от ночи к ночи структуру профилей абсорбционных линий водорода H_α и H_β с изменением глубины.

Новая серия наблюдений θCrB была получена нами в июле–августе 1988 и в июле 1990 гг. Данные о наблюдениях приведены в табл. 1. Здесь первый столбец – дата, второй – момент наблюдений в юлианских днях, в следующих столбцах – область спектра и число наблюдений. Со всех спектрограмм были сделаны записи в интенсивностях. Для участков спектра, содержащих линии H_α и H_β, данные выводились на графопостроитель и профили приводились к уровню локального континуума. По записям в интенсивностях были оценены эквивалентные ширины линий водорода и гелия и построены профили первых членов серии Бальмера H_β–H_8. Полученные оценки эквивалентных ширин линий водорода и гелия по наблюдениям четырех сезонов приведены в табл. 2. Здесь же в последнем столбце приведены эквивалентные ширины этих же линий, полученные для αLeo, которая была принята в качестве стандарта. Но, как оказалось впоследствии, αLeo открыта как Be-звезда.

На рис. 1 показана зависимость эквивалентной ширины линий водорода от номера линии. Разными значками обозначены наблюдения разных лет. Разброс значений W_α особенно заметен у первых членов серии H_α и H_β, что указывает на переменность интенсивности этих линий.

На рис. 2,*а* и 2,*б* показаны избранные профили водородных линий H_α и H_β для каждого сезона наблюдений. Структура профилей очень сложная и меняется от сезона

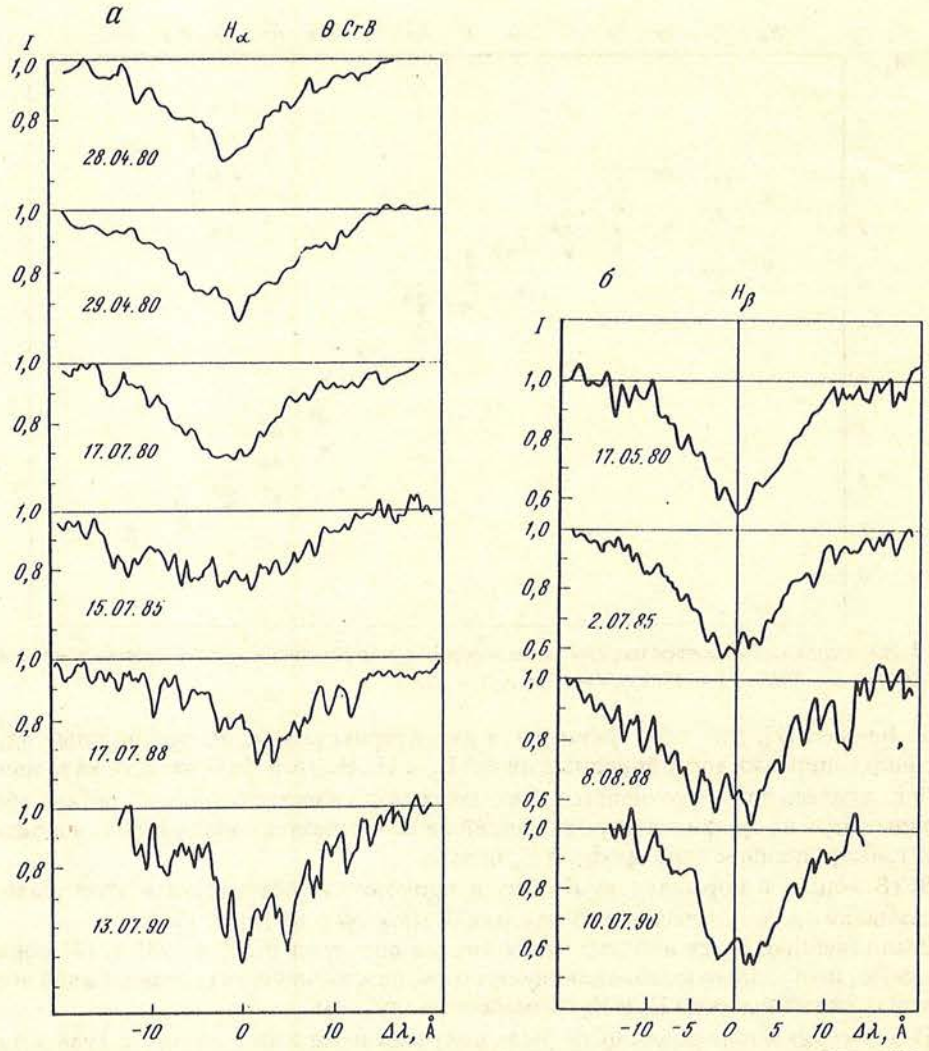


Рис. 2. Профили линий H_α (*а*) и H_β (*б*) в спектре θCrB в разные сезоны наблюдений с 1980 по 1990 г.

к сезону. Так, в апреле 1980 г. на профилях H_α еще заметны следы узкого абсорбционного ядра в центре линии, которое к июлю уже исчезло, профиль становится просто широким. В следующие сезоны и H_α и H_β показывают переменность и глубины и структуры профилей.

Переменная структура профилей водородных линий в спектре θ CrB видна в 1988 и 1990 гг. На рис. 3,*а* и 3,*б* приведены профили линий H_β, H_γ, H_δ и H_8 для указанных сезонов наблюдений. Здесь заметна сходная картина переменности в ядрах профилей H_β и H_γ. Последние изменяют структуру от узкой абсорбции в ядре до почти плоского ядра. Переменная структура профилей линий вблизи ядра и самого ядра может быть результатом наложения эмиссии, возникающей в оболочке, окружающей звезду, или это есть результат проявления быстрых изменений на профилях H_β и H_γ, обусловленных той же причиной, что и быстрые колебания фотосферных линий HeI и MgII, обнаруженные в мае 1988 г. и в апреле–мае 1989 г. Хубертом и др. [5] по спектрам с высоким разрешением.

По фотосферным линиям HeI λ4026, λ4143, λ4388, λ4471 и MgII λ4482 были оце-

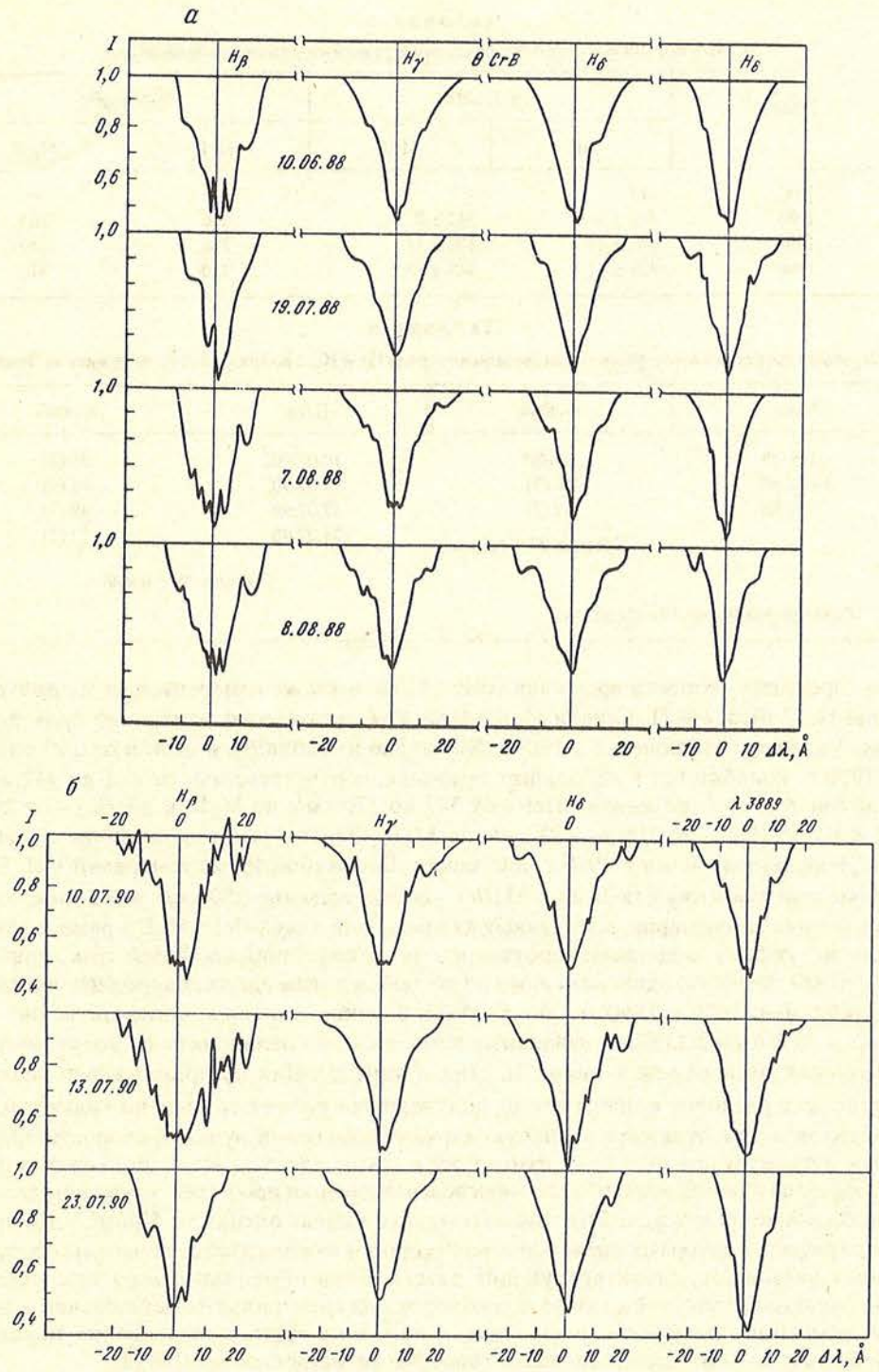


Рис. 3. Профили линий водорода Hβ, Hγ, Hδ, Hε в 1988 г. (*а*) и в 1990 г. (*б*)

Таблица 3

Сравнение оценок скорости вращения в разные годы и полуширин линий

Годы	$\upsilon \sin i$, км/с		$\Delta\lambda\,(J_{max}/2)$	
	He I	Mg II	He I	Mg II
1980	365	–	–	–
1985	442 ± 9	342 ± 9	316	265
1988	401 ± 12	370 ± 14	283	270
1990	429 ± 11	345 ± 15	310	218

Таблица 4

Лучевые скорости по абсорбционным линиям водорода H_δ и H_γ с поправкой $\Delta\, v_a$ за вращение Земли

Дата	v_r, км/с	Дата	v_r, км/с
10.06.88	18 (4)*	10.07.90	35 (2)
19.07.88	38 (2)	15.07.90	46 (1)
7.08.88	32 (2)	17.07.90	49 (2)
	Среднее 29 + 6,5 км/с	23.07.90	22 (1)
			Среднее 38 ± 6 км/с

*В скобках приведено число наблюдений

нены проекции скорости вращения ($\upsilon \sin i$) θCrB, а также измерены полуширины двух линий HeI λ4026, λ4471 и линии MgII λ4482. Результаты этих измерений приведены в табл. 3 для всех наблюдений с 1980 г. Как видно из таблицы, и $\upsilon \sin i$ и $\Delta\lambda(I/2)$ с 1985 г. по 1990 г. колеблются в небольших пределах, соответственно: от 401 до 442 км/с с ошибкой ± 11 км/с по линиям HeI и от 342 до 370 км/с по MgII, и $\Delta\lambda(I/2)$ – от 283 до 316 км/с по HeI и от 218 до 270 км/с по MgII. Однако заметно различие в оценках $\upsilon \sin i$, полученных нами в 1980 г. и Стоекли, Баскомбом [6] из измерений HeI. Полученные ими значения для $\upsilon \sin i$ и $\Delta\lambda(I/r)$ – соответственно 350 км/с и 242 км/с. Различия в оценках полуширин, полученных из измерений линий HeI и MgII в разные сезоны, также могут быть следствием коротковременных колебаний профилей этих линий.

Лучевая скорость, оцененная нами по абсорбционным ядрам водородных линий H_γ и H_δ (табл. 4) в 1988 и 1990 гг., показывает близкие значения, соответственно: 29 ± 6 км/с и 38 ± 6 км/с. Однако найденные нами значения отличаются от полученных ранее оценок из измерений линий H_α, HeI и MgII [5]. Для υ_r принималось значение 30 км/с. Эти различия в значениях υ_r, полученных в разные сезоны, по линиям разных элементов могут отражать реальную картину изменений лучевой скорости. Однако найти истинную причину этих изменений пока не удается. Из-за большой ширины фотосферных линий, искаженных эмиссией, асимметрии профилей, появляющихся резких абсорбционных компонент трудно получить точные оценки υ_r. Кроме того, приводимые разными авторами оценки лучевой скорости в большинстве получены по линиям разных элементов, характеризующих разные слои оболочки и в разные периоды наблюдений. Отсутствие длительных однородных спектральных наблюдений в широком диапазоне длин волн не позволяет провести тщательный анализ поведения лучевых скоростей с целью проверки гипотезы двойственности θCrB [7].

Поэтому пока остается открытым вопрос, что является причиной наблюдающихся спектральных и слабых фотометрических изменений θCrB: двойственность, быстрое вращение звезды с пятном, или нерадиальные пульсации, или какой-то синтез из этих причин.

Таблица 5

Данные наблюдений и параметры H_α-эмиссии

Дата	J.D.	Фаза в долях периода	W_λ, Å	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda$ (I/2), км/с	"в", км/с	$(\upsilon \sin i)_{об}$	υ_r, км/с		
										V	A	R
	2447...											
27.12.89	888,271	0^P,811	58,2	6,20	5,30	1,17	460	1530	82	80	1	114
5.01.90	897,246	0,882	53,0	5,64	5,08	1,11	468	1560	74	–91	19	129
8.01.90	900,226	0,905	62,8	6,36	5,58	1,14	442	1492	64	–90	1	113
25.01.90	917,212	0,039	68,0	6,56	6,56	1,00	490	1456	89	–	–	–
30.01.90	922,206	0,079	51,4	5,84	5,38	1,09	475	1485	97	–98	6	108
31.01.90	923,220	0,087	70,5	6,70	6,25	1,07	431	1648	89	–108	–6	108
21.02.90	944,251	0,252	55,2	6,18	5,20	1,19	475	1493	89	–107	–16	88
14.03.90	965,250	0,418	52,4	6,50	5,90	1,10	403	1220	74	–85	–12	94
21.03.90	972,217	0,473	58,9	6,40	7,00	0,91	416	1485	67	–65	7	93
	2448...											
23.11.90	219,354	0,424	64,0	7,34	6,80	1,08	402	1337	52	–94	–13	75

Для ответа на этот вопрос нужны более длинные ряды однородных наблюдений как классическим методом визуальной области спектра, так и высокоточной, высокочувствительной техникой, позволяющей изучать детально профили линий.

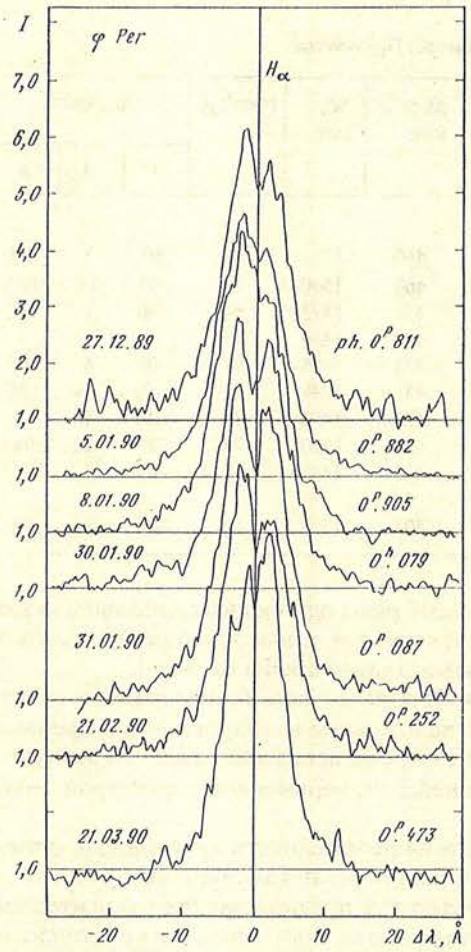
3. φ Персея. φ Персея известна как двойная Be-звезда с весьма пекулярным спектром. Сложный характер ее спектра обусловлен наложением на широкие фотосферные линии ($\upsilon \sin i$ > 400 км/с) водорода и гелия узких абсорбционных ядер, сильной эмиссией в линиях водорода, присутствием в эмиссии линий FeII, переменной структурой эмиссионных профилей водорода и гелия.

В начале 40-х годов Хайнеком [8] была найдена переменность лучевой скорости с периодом около 127 дней. На основании этого было сделано заключение, что φPer – спектрально-двойная звезда. С тех пор высказано три предположения относительно строения этой системы: 1) φPer – спектрально-двойная, состоящая из компонентов ранних спектральных классов (B1 + B3) с околозвездной оболочкой вокруг главного компонента; 2) Дж. Петерс [9] на симпозиуме в 1976 г. высказал предположение о том, что вторичный может быть звездой позднего спектрального класса, или вообще никакой двойственности нет; в конце 70-х годов Поэкерт [10], проведя тщательный анализ спектров φPer, обнаружил слабую эмиссию у линии HeIIλ4686 Å, сделал вывод, что эта эмиссия возникает в горячей области в окрестности вторичного компонента.

С целью проверки этих выводов и получения новых наблюдательных данных (подтверждающих, или отвергающих высказанные предположения), с 1981 г. нами получено несколько рядов наблюдений φPer. Результаты этих наблюдений изложены в [11 а, б, в].

Выводы коротко сводились к следующему: подтверждена периодичность в изменении лучевой скорости. При этом было найдено, что с периодом 127 дней изменяются: относительная интенсивность фиолетового (*V*) и красного (*R*) компонентов эмиссионных линий H_α и H_β, структура эмиссионных профилей, двухкомпонентная структура профилей этих линий в определенных фазах становится многокомпонентной. Замечен сдвиг по фазе кривых лучевой скорости по компонентам *V, A, R* линии H_α со временем. Так, у Поэкерта [10] минимум υ_r приходился на фазы 0^P,6–0^P,8, наши наблюдения в 1985–1986 гг. показывают минимум на фазах 0^P,5–0^P,7, эта тенденция прослеживается и дальше.

В предыдущих анализах было обращено внимание на нестабильное поведение



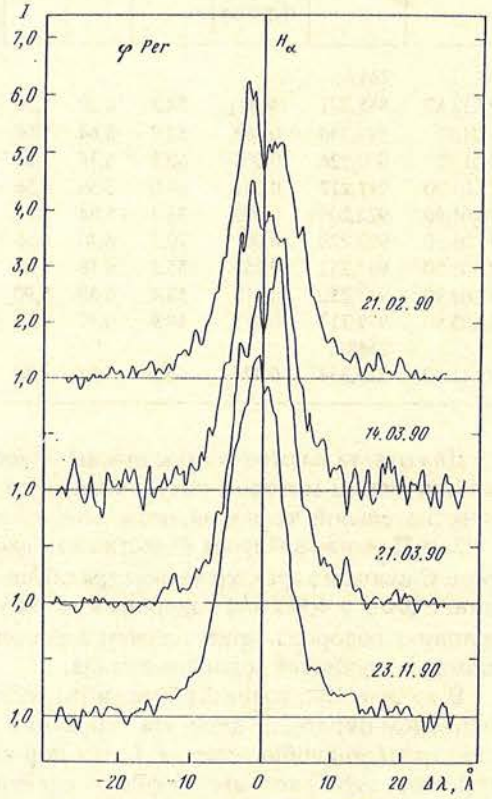


Рис. 4. Профили линии H_α в спектре φPer за период наблюдений с декабря 1989 г. по март 1990 г.

Рис. 5. Избранные профили линии H_α в спектре φPer в окрестности фаз, когда происходит изменение относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов от $V/R > 1$ и $V/R < 1$

эмиссии в линиях H_α и H_β в фазах вблизи момента соединения ($0^P,3$–$0^P,5$) [11 б, в], когда резко изменяется относительная интенсивность *V*- и *R*-компонентов, появляется многокомпонентная структура профилей, что, видимо, обусловлено усилением нестабильности в оболочке.

С конца декабря 1989 по март 1990 г. была получена новая серия наблюдений φPer в области H_α. Этими наблюдениями охвачены фазы от $0^P,811$ до $0^P,473$, и одно наблюдение сделано в конце ноября 1990 г. в фазе $0^P,424$. Данные наблюдений приведены в табл. 5, где названия столбцов поясняют ее содержание.

На рис. 4 показаны профили эмиссии в линии H_α для отдельных наблюдений. Снова обращает на себя внимание сложная, переменная структура профилей в разных фазах. Так, в фазах от $0^P,811$ до $0^P,905$ вершина профиля имеет многокомпонентную структуру с преобладанием интенсивности фиолетового компонента. Далее уже на фазе $0^P,08$ видно усиление центральной абсорбции, положение ядра абсорбции попадает на несмещенную длину волны линии H^α. Далее у фазы $0^P,252$ вырисовываются слабая структура на фиолетовом и красном компонентах. На рис. 5 показаны четыре профиля H_α-линии, три из них получены в течение одного месяца, с 21.02 по

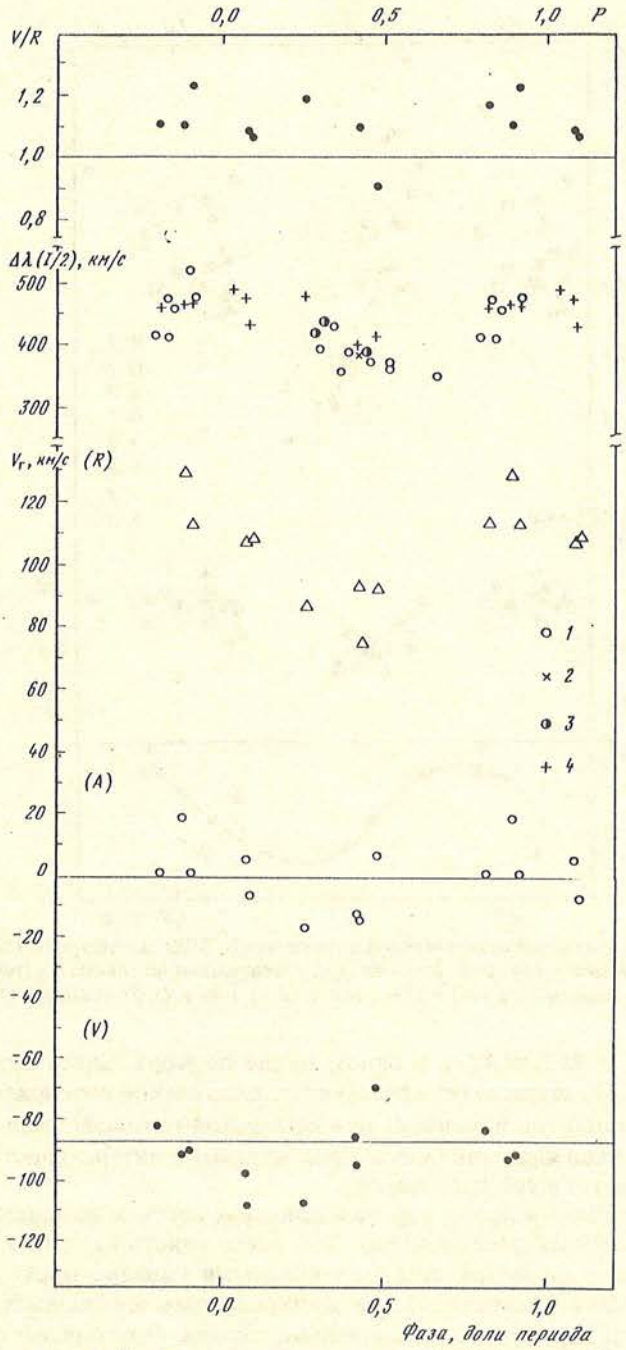


Рис. 6. Изменения относительной интенсивности компонентов *V/P*, полуширины Δλ(*1/2*) по наблюдениям в 1985/86 г. (*1*), 1987/88 г. (*2*, *3*), 1989/90 г. (*4*) и лучевой скорости υ_r по компонентам *V*, *A*, *P* линии H_α с фазой периода

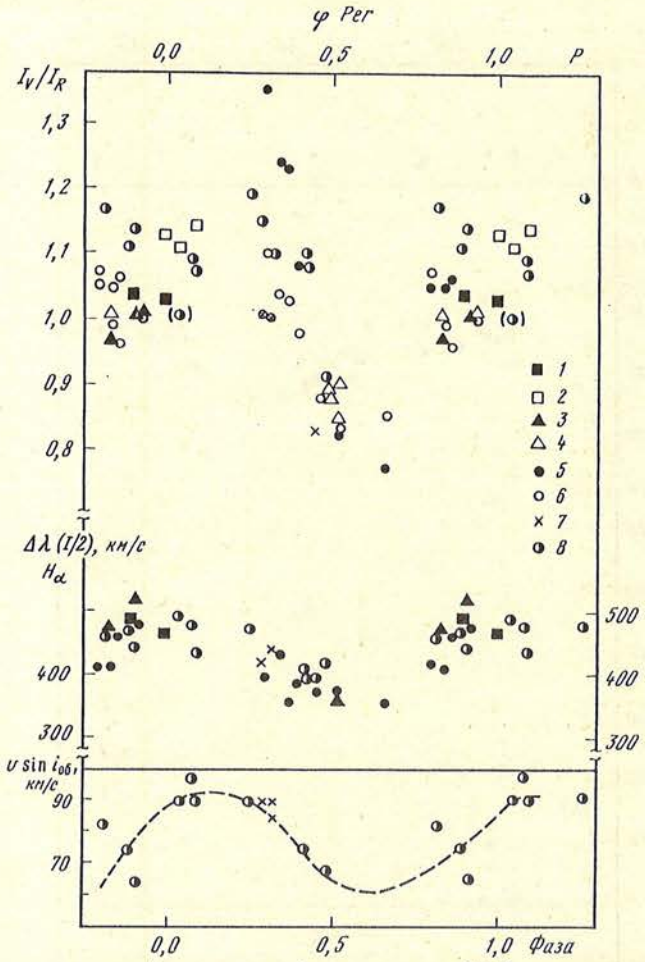


Рис. 7. Сопоставление изменений относительной интенсивности (V/R), полуширины ($\Delta\lambda(I/2)$) и проекции скорости вращения внешней части оболочки ($\upsilon \sin i)_{об}$, определенных по линиям H_α (темные значки) и H_β (светлые значки) по наблюдениям в 1981 г. (*1*, *2*), 1985 г. (*3*, *4*), 1986 г. (*5*, *6*), 1987/88 г. (*7*), 1989/90 г. (*8*)

21.03.90 г. (фазы $0^P,252$–$0^P,473$), в одном цикле периода. Здесь видно, как между фазами $0^P,418$ и $0^P,473$ происходит изменение относительной интенсивности $V/R > 1$ на $V/R < 1$. Вблизи моментов изменения относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов ядро линии сужается, максимум интенсивности с фиолетовой стороны перемещается в красную сторону.

Обращает на себя внимание строгая повторяемость в изменениях структуры профилей H_α с фазой от цикла к циклу. Это легко видеть из сопоставления наблюдений прошлых лет с наблюдениями, выполненными в январе–марте 1990 г. и спустя два периода (21.11.90 г., фаза $0^P,424$). По нормированным профилям H_α-эмиссии были оценены следующие параметры: эквивалентная ширина, интенсивности фиолетового и красного компонентов, их отношение, ширина профиля на половине интенсивности и ширина абсорбционного ядра, или расстояние между центрами эиссионных пиков ($\Delta(V-R)$), по которой оценивалась $\upsilon \sin i$ оболочки. Результаты этих измерений приведены в 4–9-м столбцах табл. 5. В трех последних столбцах даны оценки лучевой скорости, измеренной по компонентам V, A, R линии H_α. Фазы, как и ранее [11б], посчитаны по формуле: T_0 = J.D. $2424473^d,5001 + 126^d,696\,E$. На рис. 6 показаны изменения полу-

Таблица 6

Некоторые параметры эмиссионных линий H_α и H_β в спектре φ Peг

Дата	Фаза в долях периода	I_V/I_R × ×(H_α)	I_V/I_R × ×(H_β)	Δλ (I/2) × ×(H_α), км/с	Дата	Фаза в долях периода	I_V/I_R × ×(H_α)	I_V/I_R × ×(H_β)	Δλ (I/2) × ×(H_α), км/с
1981 г.					6.10	0^P514	0,82	0,83	370
09.09	0^P,89	1,04	–	490	24.10	0,656	0,77	0,85	352
22.09	0,99	1,03	1,13	465	11.11	0,797	1,05	1,07	414
28.09	0,04	–	1,11	–	16.11	0,837	1,05	0,99	411
5.10	0,09	Пере- дер.	1,14	–	18.11	0,852	1,06	0,96	457
					26.11	0,915	1,16	1,01	475
27.10	0,27	«		–	1987–88 гг.				
24.11	0,49	«		–	22.09.87	0,285	1,15	1,01	420
					26.09.87	0,316	1,10	1,00	438
1985 г.					16.02.88	0,443	0,83	–	394
17.09	0,484	–	0,89	–	1989–90 гг.				
19.09	0,499	–	0,88	–	27.12.89	0,811	1,17	–	460
21.09	0,515	0,90	0,85	364	5.01.90	0,882	1,11	–	468
23.09	0,530		–	–	8.01.90	0,905	1,14	–	442
30.10	0,823*	0,97	1,01	475	25.01.90	0,039	1,00	–	490
9.11	0,901**	⩾ 1,00	⩾ 1,01	520	30.01.90	0,079	1,09	–	475
12.11	0,925**	⩾ 1,00		–	31.01.90	0,087	1,07	–	431
1986 г.					21.02.90	0,252	1,19	–	475
9.09	0,301	1,35	1,10	396	14.03.90	0,418*	1,10	–	403
14.09	0,341	1,24	1,04	431	21.03.90	0,473*	0,91	–	416
17.09	0,369	1,23	1,03	357	23.11.90	0,424*	1,08	–	402
21.09	0,396*	1,08	0,98	388					
29.09	0,459	–	0,88	374					

*В этих фазах ядро эмиссии H_α показывает многокомпонентную структуру.

**На профилях с фиолетовой стороны появляются резкие узкие эмиссионные компоненты.

ченных основных параметров с фазой периода – сверху вниз: изменения V/R, полуширины H_α-эмиссии и изменения лучевой скорости по компонентам линии H_α. Здесь прослеживается зависимость в изменении полуширины с фазой периода. Полуширина минимальна в фазах между 0^P,5 и 0^P,7. По всем годам наблюдений начиная с 1981 г. было проведено сопоставление изменений относительной интенсивности компонентов (V/R) с полушириной эмиссии. В табл. 6 приведены значения измеренных величин V/R для H_α и H_β по каждому сезону наблюдений. На рис. 7 показан ход изменения этих параметров с фазой. Видна четкая корреляция в изменениях с фазой относительной интенсивности эмиссионных компонентов и полуширины эмиссии. Возникает вопрос: чем могут быть обусловлены изменения полуширины эмиссии? реальны ли они?

В настоящее время из статистических исследований профилей линий в спектрах Be-звезд, проводимых, в частности, Дашем и др. [13], найдено, что полуширина H_α-эмиссии для данной эквивалентной ширины увеличивается с увеличением вращательной скорости центральной звезды. Исходя из этих представлений, мы определили скорость вращения центральной звезды и внешней части оболочки. Последняя определялась по ширине абсорбционных ядер водородных линий H_α и H_β. Как видно на рис. 7 (внизу), проекция скорости вращения внешней части оболочки $(\upsilon \sin i)_{об}$ также показывает

Таблица 7

ψ Per. Данные наблюдений, параметры H_α

Дата	J.D. 2447...	W_λ, Å	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda(I/2)$, км/с	"в", км/с	$(\upsilon \sin i)_{об}$ км/с	υ_r, км/с		
									V	A	R
1990 г.											
8.01	900,288	58,2	>8,0	>8,0	~1,0	327	1158	74	–50	17	90
26.01	918,315	–	–	–	–	–	–	–	–84	–4	76
30.01	922,287	59,0	8,44	9,28	0,91	305	1233	74	–87	–5	71
31.01	923,296	51,8	6,94	7,23	0,96	353	1274	78	–79	4	85
20.02	943,260	49,3	7,54	7,36	1,02	334	1188	82	–85	–7	75
21.02	944,318	48,2	7,32	7,12	1,03	327	1232	82	–96	–11	75
12.03	963,269	76,3	10,5	10,5	1,00	356	1277	67	–77	2	84
14.03	965,322	47,2	7,08	7,36	0,96	327	1084	74	–86	–2	75
15.03	966,272	42,0	6,46	6,30	1,02	334	1188	82	–103	–18	74
19.03	970,291	58,9	9,12	9,21	0,99	308	1158	70	–86	–2	85
21.03	972,292	52,5	7,80	7,66	1,08	319	1188	74	–88	–5	73
3.04	985,275	65,0	9,10	9,48	0,96	320	890	63	–69	6	79
7.04	989,240	68,0	9,04	9,20	0,98	354	890	85	–79	–2	74

изменения с фазой. Эти изменения колеблются в пределах от 92 км/с в фазе около $0^p,0$–$0^p,2$ до 65 км/с в фазе около $0^p,6$.

Полагая, что скорость вращения в оболочке подчиняется закону сохранения углового момента υR = const, где υ – линейная скорость на расстоянии R от звезды, можно определить размеры внешней части оболочки из соотношения: $\upsilon_{об} r_{об} = V_* R_*$. По фотосферным линиям была определена скорость вращения центральной звезды, она оказалась равной в среднем 420 км/с (изменения от 380 до 450 км/с по наблюдениям 1985/86 гг). Оценки дают следующие значения для радиуса внешней части оболочки $r_{об}$: 4,6 R_* в фазах $0^p,0$–$0^p,2$ и 6,5 R_* в фазах около $0^p,6$.

Таким образом, в фазах $0^p,55$–$0^p,65$, когда интенсивность красного компонента превосходит интенсивность фиолетового, радиус оболочки оказывается наибольшим, в этих же фазах полуширина эмиссии минимальна, здесь же и скорость вращения внешней части оболочки показывает меньшие значения. Отсюда можно заключить, что оболочка асимметрична, имеет форму эллипсоидального кольца в орбитальной плоскости системы φPer.

4. ψ Персея. φPer по физическим параметрам атмосферы находится между θCrB и φPer. С θCrB ее роднит быстрое вращение. Критическая скорость вращения для θCrB принимается равной 376 км/с и для ψPer – 369 км/с. И θCrB и ψPer внесены в список возможных быстрых переменных [14]. Как уже отмечалось выше, у θCrB за последнее время обнаружена и подтверждена быстрая переменность профилей фотосферных линий HeI и MgII. Сравниваемые звезды несколько различаются по массам и радиусам в соответствии с различием в спектральных классах: *B6Ve* у θCrB и *B4IVe* у ψPer. В настоящее время их спектры в видимой области существенно различаются.

θCrB находится в слабой Be-shell фазе или почти нормальной B-фазе, к которой она пришла после сильных эмиссионных эпизодов. Тогда как спектр ψPer характеризует присутствие сильной эмиссии в линиях водорода, которая указывает на наличие мощной протяженной околозвездной оболочки. Постоянное патрулирование этой звезды, как и других объектов подобного класса, представляется интересным и важным для понимания природы и строения оболочки.

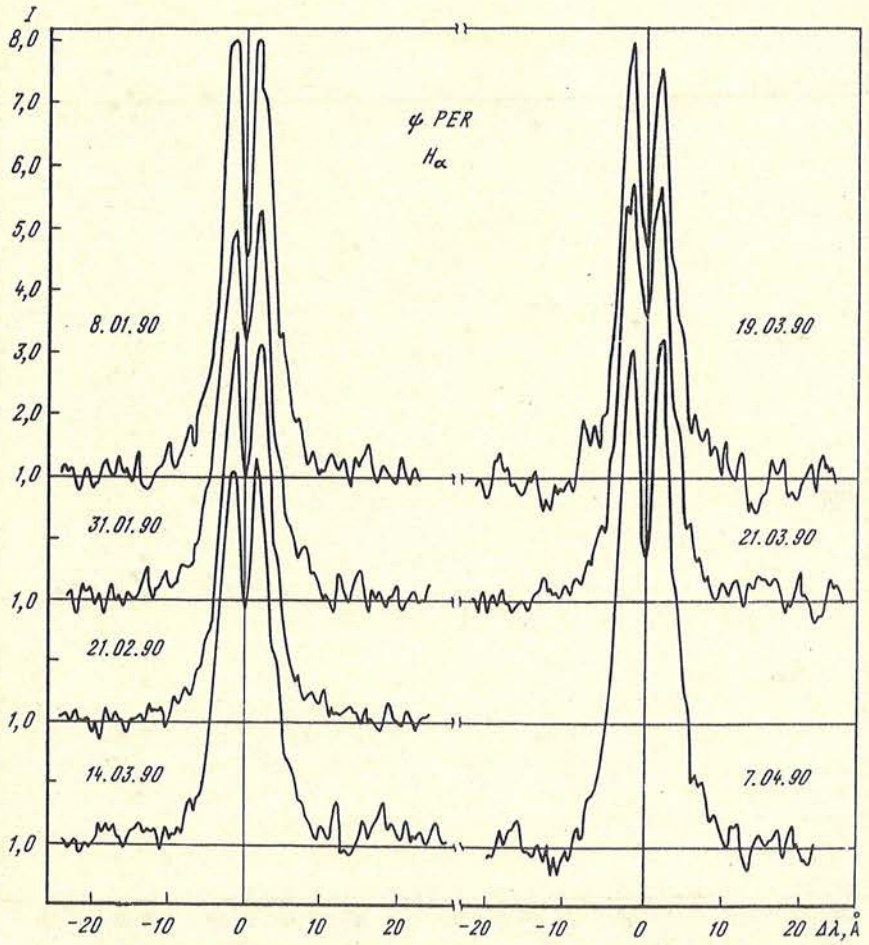


Рис. 8. Профили эмиссионной линии H_α с 8.01.90 по 7.04.90

Наблюдения ψPer начаты в 1986 г. Тогда они показали [11в] сильную эмиссию в линиях H_α и H_β с глубоким абсорбционным ядром, разделяющим фиолетовый и красный компоненты. Интенсивность эмисси *V*- и *R*-компонентов линии H_α превышала уровень континуума в 6–9 раз и у H_β от 1,3 до 1,6. Эмиссионные компоненты наблюдались и у H_γ, хотя эмиссия не достигала уровня континуумма, а резкие абсорбционные компоненты в ядрах водородных линий прослеживались до H9. Наряду с резкой центральной абсорбцией широкие абсорбционные крылья наблюдались у H_β.

Наблюдения в январе–апреле 1990 г. получены для области H_α. Данные приведены в табл. 7. Здесь первый столбец – дата, второй – юлианский день и в столбцах 4–13 – параметры, оцененные по эмиссионной линии H_α.

На рис. 8 показаны профили линии H_α для разных ночей наблюдений. Здесь можно видеть такую же двухкомпонентную структуру линии H_α, как и прежде. Общая интенсивность эмиссии заметно меняется от ночи к ночи, при этом относительная интенсивность фиолетового и красного компонентов (*V* и *R*) разделенных глубоким абсорбционным ядром, испытывает небольшие колебания. На рис. 9 показано поведение некоторых параметров эмиссионной линии H_α для наблюдений в 1986, 1987/1989 и в 1990 гг. Наиболее продолжительный ряд наблюдений был в 1990 г. На этом рисунке заметны слабые колебания относительной интенсивности *V*/*R* – фиолетового и

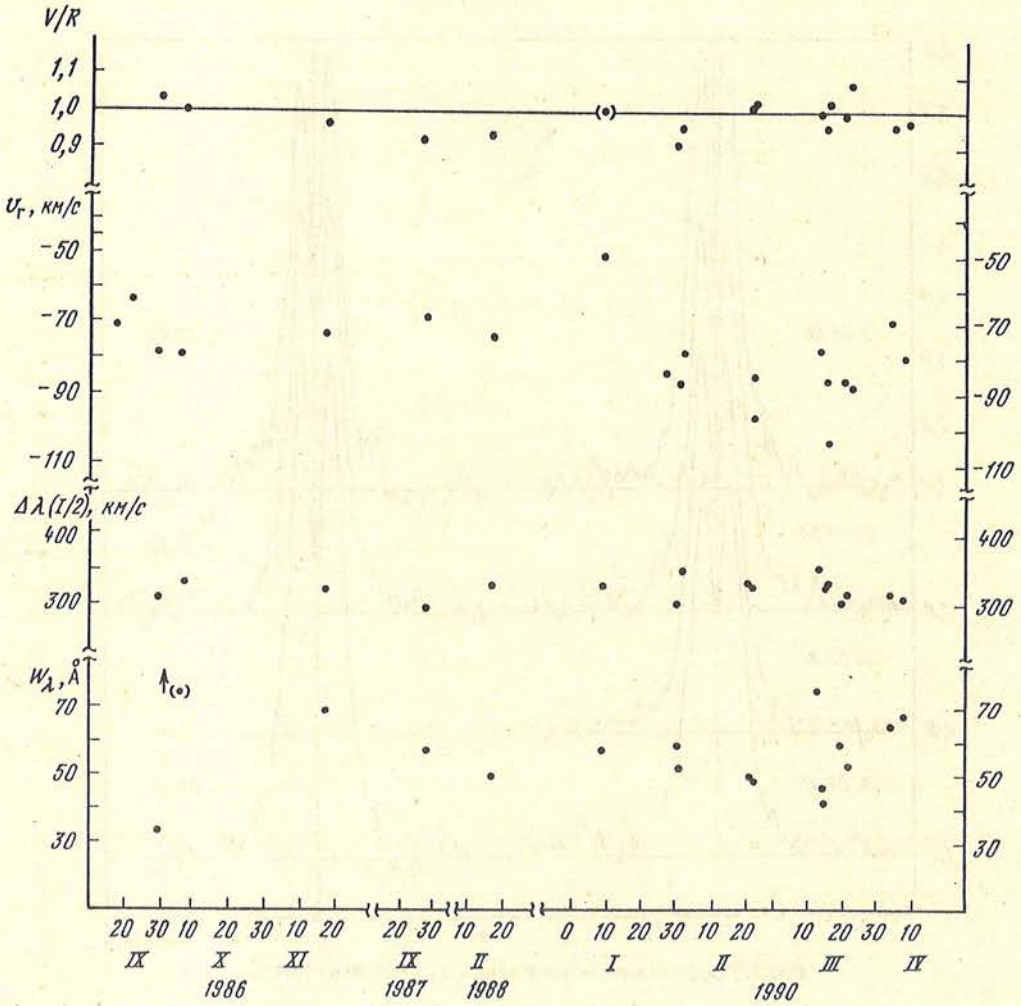


Рис. 9. Параметры линии H_α по наблюдениям в 1986 г., 1987/88 и в 1990 гг.

красного компонентов линии H_α в пределах от 0,92 до 1,08. Также и полуширина эмиссии H_α не показала больших изменений, она колеблется от 300 до 360 км/с. Наибольший разброс значений показывает лучевая скорость (v_r) и эквивалентная ширина (W_λ) эмиссии. На рисунке приведены измерения v_r только по фиолетовому компоненту. Средние значения по всем (V, A, R) компонентам равны соответственно: – 82 ± 4, 2 ± 2, 78 ± 3 км/с. Следует отметить, что лучевая скорость по наблюдениям последнего сезона показала довольно значительные колебания ото дня ко дню. При среднем значении – 82 км/с по фиолетовому компоненту за цикл наблюдений ото дня ко дню она изменяется в пределах от – 70 до – 100 км/с, по абсорбции от – 18 до 17 и по R-компоненту от 70 до 90 км/с.

Примерно на 10 км/с в сторону отрицательных значений сместилась средняя лучевая скорость в сравнении с предшествовавшими сезонами.

Размеры внешней части оболочки, где возникает эмиссия с резкой абсорбцией, найдены нами из оценок скорости вращения, которая определена из измерения ширин центральной абсорбции. Оценки скорости вращения наружной оболочки приведены в табл. 6, столбец 11. Радиус наружной оболочки найден равным 4,5 R_*.

Таким образом, из рассмотрения материала спектральных наблюдений ψPer с 1986 по 1990 г. можно заключить, что в оболочке, окружающей центральную звезду, происходят изменения в структуре, обусловленные быстрым вращением и, возможно, радиальными движениями.

В заключение искренне благодарю лаборанта Н.И. Яворскую за помощь в обработке спектральных наблюдений.

Май, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Doazan V.* // IAU Colloq. N 92 "Physics of Be stars", 1986. Cambridge: Univ. press, 1987. P. 384–403.
2. *Галкина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1986. Т. 74. С. 23–34.
3. *Doazan V., Marlborough J.M., Morossi C.* et al. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 158. P. 1–13.
4. *Галкина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1990. Т. 82. С. 14–26.
5. *Hubert A.M., Hubert H., Chatzichriston H., Floquet M.* // Astron. and Astrophys. 1990. Vol. 230, N 1. P. 131–135.
6. *Stoeklly T.R., Buscombe W.* // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1987. Vol. 227, N 4. P. 801.
7. *Harmanec P.* // Bull. Astron. Inst. Czechosl. 1983. Vol. 34. P. 324–335.
8. *Hynek J.A.* // Astrophys. J. 1944. Vol. 100. P. 151.
9. *Peters G.J.* // "Be and Shell stars" IAU Symp. N 70. Dordrecht: Reidel, 1976. P. 417.
10. *Poeckert R.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1981. Vol. 93, N 553. P. 297–317.
11. *Галкина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1986. Т. 74. С. 23–34; 1988. Т. 80. С. 41–54; 1990. Т. 82. С. 14–26.
12. *Hubert H., Dogostinor B., Hubert A.M., Floquet M.* // Proc. X Europ. Reg. Astron. Meet. IAU. Prague, 1987. Vol. 5. P. 45–48.
13. *Dachs J.* // IAU Colloq. N 92. "Physics of Be stars". 1986. Cambridge: Univ press, 1987. P. 149–172.
14. *Persy J.R.* // Ibid. P. 49–66.

УДК 524.3

ВЫСОКОТОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО ОТДЕЛЬНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ

С.И. Плачинда, А.В. Якушечкин*, С.Г. Сергеев

Описан прибор – модифицированный анализатор Зеемана, установленный в фокусе Куде 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории, а также методика обработки наблюдений. Приведены первые результаты измерений эффективного магнитного поля Ар-звезды βCrB по отдельным спектральным линиям FeI, EuII, CeII с новым анализатором и ПЗС-матрицей.

THE HIGH-ACCURACY MEASUREMENTS OF MAGNETIC FIELD OF βCrB IN SINGLE SPECTRAL LINES OF VARIOUS CHEMICAL ELEMENTS, *by S.I. Plachinda, A.V. Jakuschechkin, S.G. Sergeev.* Using an advanced technique we proposed to study the H_e for further investigations of the distribution inhomogeneous physical and chemical conditions on surface of Ap-stars. The observations were carried out at the Crimean Astrophysical Observatory on the 2.6m telescope in the Coude focus. A special device consisting of an entrance rotating plate with λ/4, a plate of Iseland spar and an exit quarter-wave plate is installed in front of the entrance slit of the spectrograph. We started our observations of βCrB, using the assembly of analyzer and CCD detector, in 1987 in the spectral range λ6023–6035 Å. Three lines of FeI, two lines of Ce II and one line of EuII, being practically free from blends, were chosen for further data treatment. The smoth curve of the mean variations of H_e with the period of star rotation are broken by the CeII lines only.

* Симферопольский государственный университет.

1. Введение

β CrB (SrCrEu) (HD 137909) она из наиболее исследованных магнитных Ар-звезд. Эфемерида для периода вращения [1]

$$J.D._{p.cr} = 2434217{,}5 + 18{,}487\ E, \qquad (1)$$

$J.D._{p.cr}$ – юлианская дата положительного кроссовер-эффекта. Эффективное магнитное поле H_e изучалось многочисленными исследователями фотографическим способом, с помощью поляриметра и фильтров в крыльях H_β, на многощелевых магнитометрах, а также на магнитометрах по одиночным линиям металлов. Все наблюдения показывают наличие дипольной составляющей глобального магнитного поля звезды. Однако по измерениям на магнитометре с использованием одиночной спектральной линии "пекулярного" элемента (см. тип спектральной пекулярности звезды) CrI λ4254,33 Å было также заподозрено существование переменности H_e с фазой периода вращения звезды, которая описывается в разные сезоны наблюдений одним из двух типов кривых. В обоих случаях изменения магнитного поля с периодом вращения модулируются колебаниями, характерная длительность которых приблизительно в пять раз короче основного периода. Фазы максимумов этих колебаний на одной кривой соответствуют фазам минимумов на другой кривой [2, 3].

С другой стороны, наблюдения H_e у βCrB на магнитометре по одиночной линии FeII λ4520,2 Å [4] не показывают обнаруженного нами эффекта, как не показывают измерения H_e с помощью "водородного" магнитометра [5].

Линия CrI λ4254,33 Å, вероятно, блендируется двумя слабыми линиями PrII и CrII [6]. Однако, каким образом блендирование может привести к наблюдению обнаруженной нами модуляции H_e (и в особенности существованию в разные сезоны двух типов модуляции), нам установить не удалось. По крайней мере в рамках гипотезы однородного глобального магнитного поля звезды это пока не представляется возможным.

Анализ измерений других авторов, выполненных по множеству спектральных линий одновременно (фотографический метод, многощелевые магнитометры), также не позволил уверенно выделить заподозренный нами тип переменности [3].

В связи с этим возник вопрос: если поверхность Ар-звезды 1) физически и 2) химически неоднородна, а также, как было предположено в [3], 3) глобальное магнитное поле βCrB формируется локальными крупномасштабными магнитными областями, то, вероятно, измерения H_e по одиночным спектральным линиям разных химических элементов будут показывать отсутствие или присутствие обсуждаемого эффекта. В случае существования последнего величина наблюдаемого эффекта будет зависеть от атомных параметров спектральной линии и от результирующего влияния трех перечисленных выше факторов. Такая вероятность не исключена, так как известно, что линии разных элементов показывают переменность разной амплитуды с фазой периода вращения звезды. Так, согласно [7], переменность у βCrB эквивалентных ширин линий железа незначительна, а у линий хрома присутствует. Борра и Вохан выбрали для изучения поведения магнитного поля βCrB линию FeII λ4520,2 Å именно по причине отсутствия переменности последней с фазой периода вращения. По их наблюдениям, интересующий нас эффект не был обнаружен. Мы обнаружили эффект модуляции H_e по наблюдениям в линии CrI λ4254,33 Å, т.е. по линии, которая принадлежит элементу, показывающему спектральную переменность. В силу названных причин становится ясно, что по измерениям H_e у βCrB, полученным осреднением по множеству линий (обычно количество линий Fe составляет большинство от числа всех выбранных линий), нельзя ожидать уверенного выделения эффекта модуляции. Поэтому необходимы наблюдения H_e у Ар-звезд по одиночным спектральным линиям разных химических элементов.

2. Аппаратура, методика наблюдений и обработки

С целью дальнейшего изучения описанной проблемы мы продолжили наблюдения H_e у βCrB с новым прибором. Наблюдения выполнялись в Крымской обсерватории на 2,6-м телескопе в фокусе Куде.

Перед щелью спектрографа был установлен анализатор, состоящий из входной слюдяной пластины λ/4, пластины исландского шпата, разводящей обыкновенный и необыкновенный лучи на 2,3 мм (~4,5") и выходной слюдяной пластины λ/4. Эта пластина необходима для того, чтобы преобразовать линейную поляризацию света после исландского шпата в круговую и тем самым уравнять коэффициенты отражения двух пучков света от дифракционной решетки. В качестве светоприемника служил ПЗС-детектор. Подобный анализатор, используемый с ПЗС-детектором, описан в [8]. Рабочая площадь ПЗС-матрицы 580 × 380 пикселов, размер пиксела 20 мк, подробное описание в [9]. Рабочая область длин волн анализатора 5800–6500 Å, обратная дисперсия 3 Å/мм, обычно реализуемое разрешение 20 000.

В течение одной экспозиции благодаря разведению в пространстве пластиной исландского шпата обыкновенного и необыкновенного лучей, в фокальной плоскости на ПЗС-детектор проецируются два спектра звезды со взаимоортогональной круговой поляризацией. Для проведения следующей экспозиции входная пластина λ/4 поворачивается на 90° и положения спектров с разной круговой поляризацией меняются местами. Следовательно, в двух экспозициях на одно и то же место ПЗС-детектора проецируется контур спектральной линии с разной круговой поляри-зацией.

В данном случае существуют две возможности вычисления H_e: или по спектрам только одной экспозиции или двух:

1. Обработка спектров одной экспозиции. Необходимо по спектру сравнения или (в случае присутствия) по линиям атмосферной воды определить дисперсионную кривую для каждого спектра. По дисперсионной кривой вычисляется смещение контура линии одной поляризации относительно контура линии другой. Ограничение на точность вычисления смещения контуров в этом случае определяется не только количеством накопленных зарядов на ПЗС и чистотой учета неоднородности чувствительности пикселов матрицы, но также и неидеальной юстировкой плоскости ПЗС в фокальной плоскости спектрографа. Этот метод имеет, однако, преимущество перед методом вычисления H_e по двум экспозициям в том случае, если исследуется распределение круговой поляризации в контурах спектральных линий для звезд, переменность которых может существенно сказаться на характеристиках контуров за время удвоенной экспозиции. Интенсивность в спектре вычисляется как $N = N_п + N_л$ после учета смещения дисперсионных кривых обоих спектров друг относительно друга, где $N_п$ – интенсивность в правополяризованном по кругу спектре, $N_л$ – в левополяризованном спектре. В единицах непрерывного спектра интенсивность $I = (I_п + I_л) / 2$.

2. При вычислении H_e по двум экспозициям спектры с правой и левой взаимоортогональной круговой поляризацией поочередно проецируются на одно и то же место ПЗС-детектора. Поэтому точность в учете неоднородности чувствительности пикселов сказывается на конечном результате вычисления H_e меньше, нежели в первом случае. Аналогично исключается неточность юстировки матрицы в фокальной плоскости спектрографа. Для того чтобы исключить смещение контуров спектральных линий во второй экспозиции относительно первой за счет пульсаций звезды или инструментальных эффектов, применяется следующая методика обработки.

Пусть для второй экспозиции λΔ – смещение контура, не обусловленное расщеплением энергетических уровней атома в магнитном поле звезды. В этом случае для первой экспозиции мы можем принять смещение, вызванное магнитным полем, равное $\Delta\lambda_H$:

$$\Delta\lambda_H = 4{,}67\cdot10^{-13} z\lambda^2 H_e,$$

где z – эффективный фактор Ланде, а λ – длина волны в ангстремах. Для второй экспозиции смещение контура одной поляризации будет $\Delta\lambda_H + \Delta\lambda$, а второй $\Delta\lambda_H - \Delta\lambda$. Следовательно, по двум экспозициям

$$\Delta\lambda_H = [(\Delta\lambda_H + \Delta\lambda) + (\Delta\lambda_H - \Delta\lambda)] / 2,$$

и искажение $\Delta\lambda$ исключается.

Для вычисления интенсивности необходимо учесть смещение $\Delta\lambda$ и после этого в единицах непрерывного спектра

$$I = (I_п + I_л) / 2.$$

Этот метод потенциально более эффективен, чем первый, при необходимости получения высоких точностей в определении H_e по одиночным спектральным линиям, так как перечисленные выше факторы ухудшения точности искомого результата исключаются в процессе наблюдений за счет поворота входной пластины $\lambda/4$.

Для вычисления H_e реализовано программное обеспечение четырех способов, применение каждого из которых может определяться условиями эксперимента и задачи.

1. Метод аппроксимации крыльев контура спектральной линии прямыми [10]:

$$2\Delta\lambda_H = \frac{\Delta\lambda_0}{n}\sum_{i=1}^{n}\frac{P_i}{\ln\left(I_2^*/I_1^*\right)_i},$$

где $P_i = (I_п - I_л) / (I_п + I_л)$ – поляризация в данной точке контура, $\Delta\lambda_0$ – спектральный интервал аппроксимируемого участка крыла контура в ангстремах, n – количество точек в крыле, I^*_2 – значение интенсивности в долях континуума на границе аппроксимации крыла со стороны непрерывного спектра, I^*_1 – интенсивность на границе аппроксимации крыла со стороны ядра линии.

2. Метод аппроксимации крыльев контура спектральной линии сплайнфункцией [11]:

$$2\Delta\lambda_H = \int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} V d\Delta\lambda \Big/ \int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} (\partial I/\partial\lambda)\, d\Delta\lambda,$$

где $V = I_п - I_л$ – разница интенсивностей для данной длины волны ортогонально поляризованных по кругу пучков света, $\partial I/\partial\lambda$ – градиент яркости в данной точке среднего контура линии: $I = (I_п + I_л) / 2$, $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ – границы спектральной области аппроксимации.

В первом и втором методах для вычисления $\Delta\lambda_H$ не участвуют точки в ядре контура линии.

3. Метод вычисления H_e по центрам тяжести контуров. По известной формуле для центра тяжести плоской фигуры вычисляются центры тяжести контуров каждого из компонент. Разница между ними дает $\Delta\lambda_H$:

$$2\Delta\lambda_H = \left(\frac{\int\lambda\left(f^*(\lambda) - f(\lambda)\right)d\lambda}{\int\left(f^*(\lambda) - f(\lambda)\right)d\lambda}\right)_1 - \left(\frac{\int\lambda\left(f^*(\lambda) - f(\lambda)\right)d\lambda}{\int\left(f^*(\lambda) - f(\lambda)\right)d\lambda}\right)_2, \qquad (2)$$

где λ – длина волны в ангстремах, $f^*(\lambda)$ – уровень ограничения контура со стороны континуума, $f(\lambda)$ – функция, описывающая контур.

Формула (2) может быть применена для вычисления $\Delta\lambda_H$ по точкам контура, а также для вычислений в случае представления контура подходящей функцией. Если число пикселов ПЗС-детектора, попадающих на контур, невелико, то их несимметричное расположение относительно центра тяжести контура приведет к

существенному увеличению ошибки вычислений, если будем пользоваться суммированием по точкам. Поэтому желательно представление контура какой-либо кривой.

Представленные нами результаты обработки наблюдений H_e у βCrB получены из вычислений по формуле (2) с описанием контуров сплайн-функцией.

3. Наблюдения

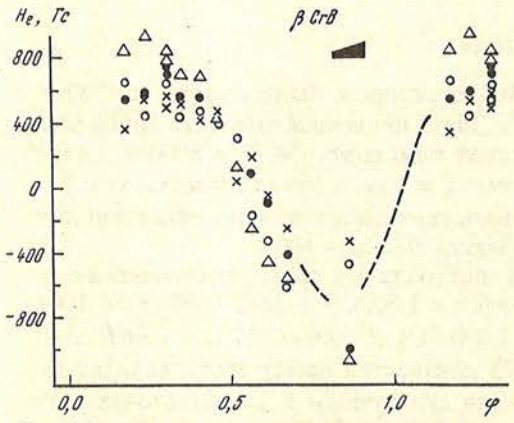
Наблюдения βCrB с анализатором и ПЗС-детектором были начаты в 1987 г. Изучаемая спектральная область 6023–6053 Å. Для выбора спектральных линий был рассчитан синтетический спектр с эффективной температурой T_e = 8000 K, силой тяжести lg$g$ = 4,0, микротурбулентной скоростью ζ = 2 км/с, металличностью z = 0,0, а также брались избытки в содержании химических элементов по отношению к солнечному: для Cr – 10, Sr – 100, для группы редких земель – 1000.

Для обработки наблюдений выбрано шесть спектральных линий, практически свободных от бленд: FeI λ6024,066 Å (фактор Ланде z = 1,300), FeI (λ6027,057 (z = 1,100), CeII λ6035,488 (z = 1,231), FeI λ6042,092 (z = 1,000 ?), CeII λ6043,387 (z = 0,667), EuII λ6049,508 (z = 1,800). Для линии FeI λ6042,092 неизвестен номер мультиплета, поэтому не рассчитан фактор Ланде. Мы приняли его равным 1 и использовали эту линию, чтобы иметь возможность сравнения характера поведения H_e с фазой периода вращения звезды для разных линий железа. Спектр нормировался к континууму. Глубины линий 0,1–0,2 в долях непрерывного спектра. Контуры ограничивались со стороны континуума на глубине 0,02–0,05. Ошибки σ определялись из серий измерений за ночь как среднеквадратичные. Количество накопленных зарядов на ПЗС в одном столбце пикселов колебалось от 5000 до 15000. Количество пикселов в контурах линий 10–15.

На рис. 1 представлены средние за ночь значения измерений H_e в зависимости от фаз периода вращения звезды согласно (1). Как видим, в пределах ошибок для данного количества измерений отсутствуют вариации H_e, нарушающие гладкость кривой изменения магнитного поля с периодом вращения. Для детального анализа мало данных, но можно отметить, что амплитуда изменения H_e, измеренного по линии европия, превышает амплитуду изменения H_e, полученного по линиям железа. На фазе ~0,30 две даты наблюдений. Видно хорошее совпадение измерений для каждой линии в отдельности.

На рис. 2 представлены измерения H_e по линиям CeII с фазой периода вращения. Сплошная кривая соответствует вариациям H_e, обнаруженным по линии CrI λ4254,33 Å [3]. Штриховая кривая показывает возможные изменения H_e по измерениям в линии CeII λ6035 Å. На фазах 0,18–0,55 можно заподозрить переменность, нарушающую гладкость кривой изменения магнитного поля с периодом вращения звезды. О других фазах этого пока нельзя сказать из-за недостаточного числа наблюдений. В некоторых фазах отсутствуют измерения H_e по линии CeII λ6043Å.

Точность обработки наблюдений конкретной звезды зависит от числа накопленных зарядов ПЗС, глубины линии и фактора Ланде. Чем больше зарядов накоплено, чем глубже линия и больше фактор Ланде, тем выше точность. Поэтому в ряде случаев из-за недостаточного накопления зарядов ПЗС для данной глубины линии (~0,1) и малого фактора Ланде (z = 0,667) мы обработали контуры линии CeII λ6043 Å не для всех дат. Журнал и таблица результатов будут приведены в одной из последующих статей, когда будут обработаны все ночи наблюдений.



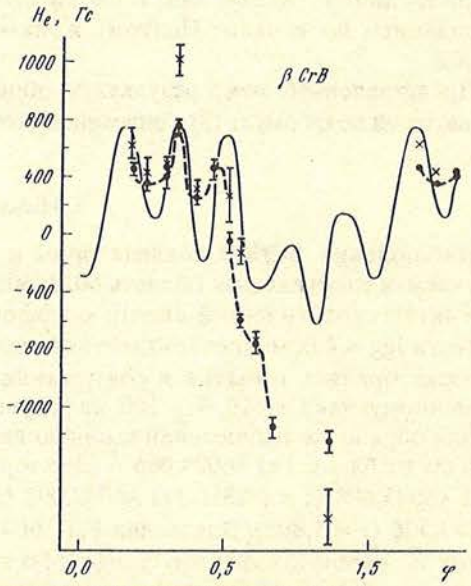


Рис. 1. Средние за ночь значения измерений H_e в зависимости от фаз периода вращения звезды

Неравносторонний заштрихованный четырехугольник показывает диапазон изменения ошибки σ для разных дат от 20 до 80 Гс. Темные кружки — измерения H_e по линии Fe I λ 6024, крестики — Fe I λ 6027, светлые кружки — Fe I λ 6042, треугольники — Eu II λ 6049. Штриховая кривая описывает предполагаемый ход изменения H_e для фаз, в которых отсутствуют наблюдения

Рис. 2. Измерения H_e по линиям Ce II в зависимости от фазы периода вращения

Темные кружки — измерения H_e по линии Ce II λ 6035, крестики — Ce II λ 6043. Для каждого измерения показаны свои ошибки ±σ. Описание кривых см. в тексте

4. Заключение

Если Ар-звезда βCrB имеет неоднородные физические и химические условия по поверхности, а также справедлива гипотеза о том, что глобальное магнитное поле формируется локальными магнитными областями, то для изучения этой проблемы необходимы отдельные измерения H_e по спектральным линиям разных химических элементов. Вероятно, это может иметь принципиальное значение для звезд, у которых очень узкие спектральные линии и сегодня невозможно применить для их изучения метод Zeeman–Doppler Imaging [12]. Применяемый нами усовершенствованный анализатор может быть эффективен вместе с ПЗС-детектором для получения высоких точностей в измерении H_e по отдельным спектральным линиям.

Авторы признательны И.Д. Найденову (Специальная астрофизическая обсерватория) за изготовление анализатора.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Preston G.W., Sturch C.* // The magnetic and related stars / Ed. C. Cameron, Baltimore: Mono Book, 1967. P. 111–121.
2. *Плачинда С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 78. С. 62–69.
3. *Plachinda S.I.* // Magnetic stars / Ed. Yu.V. Glagolevsky, I.M. Kopylov. Leningrad: Nauka, 1988. P. 54–66.
4. *Borra E.F., Vaughan A.H.* // Astrophys. J. 1977. Vol. 216. P. 462–478.
5. *Borra E.F., Landstreet J.D.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1980. Vol. 42. P. 421–445.
6. *Landstreet J.D.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 326.
7. *Mathys G.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1991.
8. *Donati J.-F., Semel M.* // Solar Phys. 1990. Vol. 128. P. 227–242.
9. *Huovelin J., Poutanen M., Tuominen I.* // Helsinki Univ. Techn. Radio Lab. Rep. 1986. Suppl. 166. P. 18.
10. *Плачинда С.И., Дмитриенко Е.С., Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1984. Т. 69. С. 42–49.
11. *Плачинда С.И.* // Там же. 1986. Т. 74. С. 47–49.
12. *Semel M.* // Astron. and Astrophys. 1989. Vol. 225. P. 456–466.

УДК 524.314 + 520.84.054

ЗВЕЗДНЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ. II

В.И. Бурнашев, С.С. Гузий

Для использования в качестве абсолютных звездных спектрофотометрических стандартов предложены звезды сравнения переменных ранних спектральных классов. Спектрофотометрические наблюдения выполнены в 1983–1984 гг. для восьми звезд от $6^m,9$ до $8^m,8$ в спектральном диапазоне 3200–7500 Å с разрешением около 25 Å. Средняя точность полученных результатов – около 2% в области 4000–6000 Å, до 5% – на краях исследуемого диапазона. Расхождения с данными других авторов около 3–4% в области 3200–6000 Å, до 20% – около 7500 Å.

SPELLAR SPECTROPHOTOMETRIC STANDARDS. II, *by V.I. Burnashev, S.S. Guziy*. The comparison stars for variables are given as reliable spectrophotometric standards. Spectrophotometric observations were carried out in 1983–84 for 8 stars in the spectral range 3200–7500 Å with the resolution near 25 Å. The mean accuracy is about 2% in 4000–6000 Å wavelength range and 5% in the ultraviolet and red. Our results differ from the data obtained elsewhere by 3–4% for 3200–6000 Å, and by 20% for 7500 Å.

Ранее [1] нами исследовано распределение энергии в спектрах четырех ярких звездных спектрофотометрических стандартов, полученное в Крымской обсерватории на протяжении нескольких лет методом фундаментальной спектрофотометрии. Между тем несмотря на предпринимаемые многими наблюдателями усилия до сих пор ощущается нехватка надежно определенных данных о распределении энергии в спектрах звезд, которые могли бы использоваться в качестве абсолютных спектрофотометрических стандартов при наблюдениях на крупных телескопах. Очевидно, что основные требования предъявляемые к таким звездам, это, во-первых, надежно установленное отсутствие переменности, во-вторых, достаточно гладкий спектр для того, чтобы применение другими исследователями аппаратуры с различным спектральным разрешением слабо влияло на получаемый результат. Как известно, подобные же требования предъявляются и к звездам сравнения для переменных ранних спектральных классов. Накопленный к настоящему времени наблюдательный материал по фотоэлектрической фотометрии переменных звезд дает надежду построить сеть слабых стандартов, в качестве которых можно взять звезды сравнения для переменных ранних спектральных классов, по крайней мере, для северного полушария. Программа исследования слабых спектрофотометрических стандартов была начата в Крымской астрофизической обсерватории в 1983 г. В течение 1983–1984 г. на телескопе АЗТ-11 с помощью спектрофотометра АСП-38 были проведены наблюдения ряда звезд сравнения для переменных звезд. Каждое наблюдение

состояло из четырех сканирований спектра в интервале 3110–7600 Å с шагом 10 Å. Спектральное разрешение, с учетом качества изображения порядка 3"–5", составляло около 25Å. Для экономии времени атмосферная прозрачность определялась с помощью вспомогательного телескопа АЗТ-7, на котором был установлен спектрофотометр СФ-68. Такое "разделение труда" вполне оправдано и в ночи среднего качества позволяет обеспечить точность учета атмосферной экстинкции до 1–2% [2]. Система абсолютной калибровки "Харитонов-80" задается распределением энергии в спектре первичного стандарта αLyr, полученным Харитоновым [3] и представляющим собой среднее из результатов калибровок нескольких авторов. Среднее наблюдаемое распределение энергии в спектрах четырех ярких стандартов в этой системе с шагом 25 Å приводится в [1]. Большая яркость основного стандарта αLyr потребовала применения звездного стандарта промежуточной яркости. В качестве такого стандарта была выбрана αLac – звезда раннего спектрального класса (A1V), для которой имелось достаточное число определений в течение нескольких наблюдательных сезонов: в 1974 г. – 7 наблюдений, в 1979 г. – 3 наблюдения, в 1983 г. – 5 наблюдений, в 1986 г. – 2 наблюдения.

Сопоставление среднего распределения энергии для αLac по четырем привязкам 1974–1986 гг. и результатов абсолютной спектрофотометрии, выполненной другими авторами, приведено на рис. 1, где по оси ординат отложены разности $\Delta \lg E(\lambda) = \lg E^{авт}(\lambda) - \lg E^{ср}(\lambda)$. Здесь $\lg E^{авт}(\lambda)$ – данные о распределении энергии в спектре звезды, взятые из литературы и пересчитанные к системе "Харитонов-80". Как видно, полученные нами спектроэнергетические кривые совпадают с данными других авторов с точностью до 0,01 (~2,5%) в интервале 4000–6000 Å. На краях исследуемого диапазона (λ3200–3700 Å и 6000–7500 Å) расхождение достигает 3–5%. Значительное расхождение в области бальмеровского скачка и водородных линий обусловлено как неточностью в установке длины волны, так и разным спектральным разрешением аппаратуры, применяющейся разными исследователями. Систематический сдвиг примерно на 5% относительно данных Глушневой и др. [4], по-видимому, объясняется разными значениями визуальной звездной величины, принятой в каталоге [4] и полученной нами.

В проведенных нами наблюдениях на телескопе АЗТ-11 для абсолютной привязки использовалась только αLac, однако в качестве дополнительного стандарта для зимних наблюдений может быть взята λPer, для которой также имеется достаточное число определений: в 1974 г. – 8, в 1983 г. – 6, в 1986 г. – 8 наблюдений. Расхождение $\Delta \lg E(\lambda)$ между средним распределением энергии для этой звезды в 1974–1986 г. и данными Харитонова и др. [5] в среднем составляют 0,008–0,012 (2–3%) в интервале 3400–5800 Å и доходят до 0,04 (~10%) в крайних точках исследуемой области.

Средняя ошибка привязки для одного отдельно взятого сезона наблюдений указана на рисунке сплошной линией и составляет для обеих звезд около 1–1,5% в интервале 4000–6000 Å, и 2–3% в интервалах 3200–3700 Å и 6000–7500 Å. Как видно, отклонение опубликованных другими авторами данных от средних значений, полученных нами в течение 1974–1986 гг., не превышает более чем в три раза средней ошибки одной привязки. Таким образом, применение этих звезд в качестве стандартов промежуточной яркости кажется вполне допустимым. Средние из всех привязок распределения энергии в спектрах этих звезд, представляющие собой $\lg E(\lambda)$, где $E(\lambda)$ выражено в эрг·с$^{-1}$·см$^{-2}$, отнесенные к интервалу длин волн 1 см, приведены в табл. 1. Кроме того, указаны ошибки средних значений, выраженные в единицах третьего знака после запятой.

Основные сведения о наблюдавшихся звездах программы приведены в табл. 2, где, кроме номеров по каталогу HD и спектральных классов, приведены также значения V, $B-V$, $U-B$, вычисленные с помощью кривых реакций, опубликованных Страйжисом [6], и коэффициентов перехода, определенных нами ранее [7]. В скобках приводятся средние значения по данным разных авторов, взятые из сводного фотометрического ка-

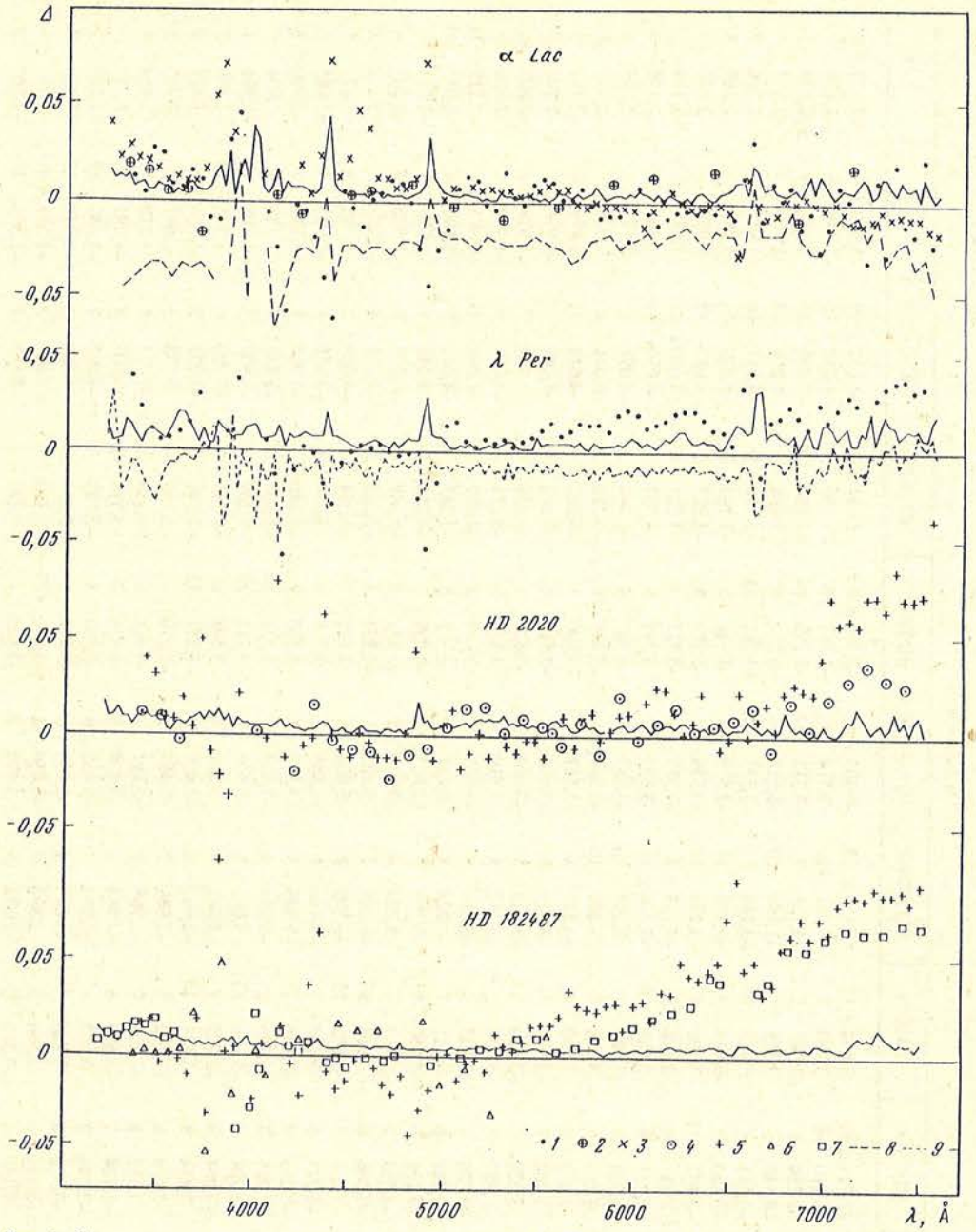


Рис. 1. Сопоставление средних распределений энергии в спектрах звезд-стандартов с данными других авторов

1 — [5], *2* — [11], *3* — [12], *4* — [13], *5* — [9], *6* — [14], *7* — [10], *8* — [4], *9* — сопоставление результатов наблюдений на АЗТ-11 и средних значений, полученных в 1974—1986 гг. для звезды λPer. Сплошная линия — средняя ошибка одной привязки за один сезон наблюдений

Таблица 1

λ, Å	HD 1264	HD 1334	HD 2020	HD 182487	HD 191946	HD 203975	HD 207073	HD 214259	α Lac	λ Per
3200	−3,554 ± 5	−3,117 ± 10	−3,899 ± 17	−3,155 ± 13	−3,505 ± 4	−3,745 ± 8	−3,184 ± 11	−4,027 ± 19	−1,942 ± 8	−2,171 ± 8
3225	−3,552 7	−3,110 8	−3,940 9	−3,151 10	−3,514 9	−3,747 15	−3,180 10	−4,030 16	−1,938 6	−2,178 3
3250	−3,538 6	−3,124 9	−3,905 5	−3,158 7	−3,512 14	−3,752 10	−3,185 16	−4,016 21	−1,938 6	−2,174 3
3275	−3,542 8	−3,143 6	−3,905 14	−3,164 10	−3,518 9	−3,754 6	−3,198 7	−4,019 18	−1,950 6	−2,163 4
3300	−3,540 4	−3,161 6	−3,915 9	−3,169 7	−3,533 11	−3,761 12	−3,196 9	−4,017 16	−1,955 7	−2,169 9
3325	−3,547 2	−3,154 9	−3,914 9	−3,172 11	−3,529 3	−3,766 6	−3,197 6	−4,029 6	−1,955 7	−2,169 8
3350	−3,552 6	−3,147 11	−3,906 5	−3,179 12	−3,536 4	−3,761 5	−3,207 5	−4,023 12	−1,950 5	−2,170 4
3375	−3,556 5	−3,161 8	−3,912 9	−3,183 8	−3,557 1	−3,777 3	−3,221 4	−4,030 4	−1,955 5	−2,173 2
3400	−3,566 2	−3,181 8	−3,921 10	−3,196 11	−3,572 8	−3,789 5	−3,237 7	−4,050 14	−1,969 3	−2,176 5
3425	−3,569 1	−3,191 6	−3,924 11	−3,204 10	−3,587 4	−3,800 4	−3,244 5	−4,051 6	−1,973 3	−2,183 6
3450	−3,575 2	−3,201 5	−3,928 8	−3,207 10	−3,595 8	−3,809 6	−3,258 5	−4,041 8	−1,976 5	−2,190 5
3475	−3,569 1	−3,205 6	−3,930 9	−3,211 8	−3,587 7	−3,806 1	−3,262 6	−4,048 11	−1,979 4	−2,192 4
3500	−3,572 5	−3,205 7	−3,929 11	−3,216 9	−3,606 8	−3,815 3	−3,262 6	−4,046 8	−1,976 4	−2,198 3
3525	−3,563 2	−3,220 6	−3,924 3	−3,212 8	−3,609 9	−3,823 3	−3,267 4	−4,044 7	−1,978 4	−2,203 6
3550	−3,570 4	−3,227 5	−3,936 2	−3,217 8	−3,619 9	−3,815 7	−3,271 4	−4,049 4	−1,984 3	−2,206 9
3575	−3,584 4	−3,234 7	−3,935 6	−3,224 8	−3,605 8	−3,829 8	−3,279 5	−4,048 11	−1,985 2	−2,212 11
3600	−3,575 4	−3,237 6	−3,931 7	−3,228 8	−3,618 7	−3,825 8	−3,281 8	−4,041 5	−1,986 4	−2,213 11
3625	−3,566 3	−3,236 6	−3,930 5	−3,223 7	−3,623 4	−3,839 2	−3,286 6	−4,044 5	−1,979 5	−2,211 9
3650	−3,560 3	−3,235 7	−3,913 8	−3,221 6	−3,620 2	−3,831 4	−3,289 6	−4,037 6	−1,980 3	−2,207 4
3675	−3,563 1	−3,236 6	−3,908 9	−3,216 7	−3,624 1	−3,834 9	−3,285 6	−4,033 4	−1,982 3	−2,203 2
3700	−3,536 4	−3,237 7	−3,892 11	−3,209 5	−3,608 6	−3,815 7	−3,284 5	−4,003 2	−1,966 3	−2,171 6
3725	−3,493 1	−3,225 6	−3,864 7	−3,186 6	−3,585 1	−3,791 6	−3,274 6	−3,955 1	−1,925 4	−2,085 2
3750	−3,446 3	−3,215 7	−3,836 12	−3,146 5	−3,540 3	−3,760 9	−3,240 3	−3,904 5	−1,891 8	−2,010 2
3775	−3,383 4	−3,205 7	−3,786 9	−3,094 6	−3,519 3	−3,731 10	−3,208 2	−3,846 7	−1,828 9	−1,936 9
3800	−3,353 6	−3,204 7	−3,756 13	−3,066 5	−3,514 2	−3,715 10	−3,209 5	−3,808 3	−1,798 4	−1,895 7
3825	−3,328 6	−3,204 6	−3,753 7	−3,041 5	−3,509 4	−3,698 6	−3,185 5	−3,790 6	−1,745 13	−1,859 5
3850	−3,220 6	−3,154 8	−3,671 10	−2,965 8	−3,469 5	−3,671 12	−3,141 3	−3,703 2	−1,693 1	−1,824 4
3875	−3,259 7	−3,174 6	−3,692 3	−2,989 7	−3,487 3	−3,670 4	−3,155 4	−3,733 3	−1,681 8	−1,815 4
3900	−3,257 6	−3,182 8	−3,700 9	−2,998 8	−3,491 7	−3,688 6	−3,169 6	−3,731 5	−1,722 11	−1,854 4
3925	−3,137 5	−3,124 7	−3,599 6	−2,883 5	−3,436 6	−3,616 7	−3,096 2	−3,607 4	−1,591 5	−1,759 7
3950	−3,194 6	−3,144 7	−3,642 6	−2,936 7	−3,458 6	−3,632 8	−3,128 1	−3,667 7	−1,647 19	−1,789 7
3975	−3,316 4	−3,222 9	−3,736 5	−3,053 4	−3,539 6	−3,716 9	−3,221 4	−3,789 3	−1,761 17	−1,899 7
4000	−3,139 5	−3,143 9	−3,566 5	−2,894 4	−3,456 3	−3,641 17	−3,122 3	−3,617 3	−1,585 4	−1,771 3
4025	−3,117 3	−3,160 8	−3,533 5	−2,876 5	−3,470 2	−3,629 8	−3,122 4	−3,596 4	−1,556 2	−1,763 3

4050	−3,124	± 5	−3,140	± 6	−3,532	± 5	−2,880	± 5	−3,459	± 5	−3,623	± 8	−3,114	± 2	−3,600	± 4	−1,562	± 4	−1,768	± 3
4075	−3,175	6	−3,159	6	−3,591	4	−2,925	3	−3,479	4	−3,647	6	−3,141	3	−3,646	2	−1,618	9	−1,800	4
4100	−3,359	6	−3,257	6	−3,748	6	−3,090	4	−3,575	2	−3,754	4	−3,264	7	−3,821	4	−1,803	2	−1,935	8
4125	−3,208	4	−3,195	5	−3,634	8	−2,957	7	−3,509	4	−3,681	5	−3,173	4	−3,680	3	−1,647	6	−1,821	1
4150	−3,142	4	−3,175	5	−3,552	4	−2,900	5	−3,486	4	−3,649	5	−3,141	5	−3,613	2	−1,595	4	−1,798	4
4175	−3,153	3	−3,172	5	−3,551	5	−2,903	4	−3,487	4	−3,653	5	−3,145	4	−3,620	2	−1,594	4	−1,802	4
4200	−3,155	4	−3,183	5	−3,555	3	−2,912	4	−3,495	4	−3,663	5	−3,155	4	−3,629	3	−1,601	4	−1,813	4
4225	−3,164	3	−3,191	4	−3,565	3	−2,920	4	−3,503	4	−3,674	4	−3,162	3	−3,636	1	−1,611	4	−1,824	5
4250	−3,173	4	−3,204	4	−3,575	2	−2,929	5	−3,514	1	−3,689	6	−3,172	4	−3,645	3	−1,620	3	−1,829	5
4275	−3,182	4	−3,214	5	−3,580	3	−2,940	4	−3,522	3	−3,696	5	−3,184	5	−3,651	3	−1,631	2	−1,839	4
4300	−3,208	4	−3,221	4	−3,620	3	−2,964	3	−3,531	1	−3,706	6	−3,197	3	−3,675	4	−1,665	3	−1,857	4
4325	−3,332	4	−3,280	4	−3,735	5	−3,077	5	−3,595	3	−3,771	5	−3,270	5	−3,800	6	−1,783	13	−1,933	4
4350	−3,373	5	−3,316	5	−3,780	7	−3,115	8	−3,621	1	−3,809	3	−3,299	6	−3,836	3	−1,819	22	−1,968	11
4375	−3,232	3	−3,255	4	−3,648	6	−2,991	5	−3,562	6	−3,726	4	−3,229	3	−3,700	1	−1,683	5	−1,876	4
4400	−3,216	4	−3,254	4	−3,612	2	−2,977	4	−3,564	2	−3,727	6	−3,229	2	−3,680	3	−1,668	3	−1,872	4
4425	−3,213	4	−3,255	3	−3,603	2	−2,977	4	−3,568	2	−3,728	4	−3,231	3	−3,683	2	−1,667	2	−1,875	3
4450	−3,219	5	−3,261	4	−3,611	4	−2,979	4	−3,575	3	−3,740	3	−3,240	5	−3,686	2	−1,672	2	−1,880	2
4475	−3,226	5	−3,285	4	−3,615	1	−2,992	4	−3,589	3	−3,745	7	−3,254	5	−3,692	2	−1,682	2	−1,890	1
4500	−3,230	4	−3,272	4	−3,618	1	−2,993	5	−3,589	2	−3,748	4	−3,251	4	−3,692	3	−1,687	2	−1,897	1
4525	−3,243	5	−3,281	4	−3,630	3	−3,004	4	−3,602	4	−3,755	5	−3,258	3	−3,703	2	−1,696	2	−1,906	1
4550	−3,251	5	−3,287	5	−3,638	5	−3,013	4	−3,605	2	−3,764	2	−3,267	4	−3,707	3	−1,708	1	−1,916	1
4575	−3,255	5	−3,294	5	−3,638	2	−3,014	4	−3,609	7	−3,771	4	−3,275	2	−3,714	2	−1,712	2	−1,919	3
4600	−3,257	5	−3,301	4	−3,640	2	−3,020	4	−3,619	5	−3,772	3	−3,280	2	−3,717	1	−1,713	2	−1,920	3
4625	−3,263	5	−3,307	4	−3,641	2	−3,023	4	−3,623	4	−3,779	3	−3,289	4	−3,719	3	−1,720	1	−1,926	2
4650	−3,266	5	−3,311	4	−3,645	1	−3,028	4	−3,630	3	−3,782	4	−3,291	4	−3,727	3	−1,724	2	−1,932	1
4675	−3,272	5	−3,315	4	−3,649	3	−3,034	5	−3,638	2	−3,786	6	−2,299	4	−3,731	1	−1,730	1	−1,938	1
4700	−3,276	5	−3,324	3	−3,655	3	−3,040	5	−3,644	7	−3,794	4	−3,306	5	−3,739	3	−1,736	1	−1,942	2
4725	−3,285	5	−3,329	3	−3,661	2	−3,047	4	−3,646	3	−3,808	4	−3,316	7	−3,748	1	−1,746	1	−1,949	1
4750	−3,293	5	−3,336	2	−3,667	3	−3,055	4	−3,656	4	−3,812	5	−3,324	5	−3,756	3	−1,754	1	−1,958	2
4775	−3,303	5	−3,345	4	−3,680	2	−3,063	4	−3,663	2	−3,822	3	−3,333	5	−3,764	5	−1,762	2	−1,965	3
4800	−3,314	5	−3,353	4	−3,691	4	−3,076	4	−3,674	3	−3,828	3	−3,343	4	−3,773	5	−1,777	2	−1,976	3
4825	−3,347	5	−3,366	4	−3,725	4	−3,105	4	−3,687	2	−3,838	5	−3,358	5	−3,803	3	−1,807	3	−1,997	3
4850	−3,501	6	−3,442	2	−3,851	17	−3,244	4	−3,764	1	−3,926	6	−3,450	3	−3,938	1	−1,958	4	−2,104	7
4875	−3,472	± 7	−3,438	± 4	−3,847	± 7	−3,216	± 3	−3,748	± 2	−3,918	± 5	−3,439	± 5	−3,913	± 3	−1,915	± 17	−2,076	± 16
4900	−3,361	6	−3,386	4	−3,753	8	−3,123	3	−3,709	6	−3,859	2	−3,374	2	−3,811	2	−1,821	6	−2,012	4
4925	−3,349	5	−3,399	2	−3,732	4	−3,115	3	−3,716	3	−3,864	2	−3,379	1	−3,803	5	−1,810	4	−2,009	4

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	HD 1264		HD 1334		HD 2020		HD 182487		HD 191946		HD 203975		HD 207073		HD 214259		α Lac		λ Per	
4950	–3,349	5	–3,394	4	–3,728	4	–3,113	4	–3,718	5	–3,860	7	–3,378	2	–3,804	6	–1,812	3	–2,012	4
4975	–3,354	5	–3,398	3	–3,736	5	–3,121	3	–3,725	2	–3,872	4	–3,383	3	–3,808	5	–1,817	2	–2,020	2
5000	–3,364	5	–3,407	3	–3,739	2	–3,125	4	–3,731	3	–3,882	6	–3,390	1	–3,817	1	–1,823	1	–2,028	1
5025	–3,372	5	–3,416	4	–3,748	5	–3,133	4	–3,738	2	–3,884	1	–3,397	1	–3,819	2	–1,829	2	–2,036	1
5050	–3,372	4	–3,421	4	–3,752	5	–3,142	4	–3,746	3	–3,893	5	–3,406	2	–3,829	3	–1,836	2	–2,042	2
5075	–3,378	5	–3,422	3	–3,751	6	–3,142	4	–3,751	3	–3,900	1	–3,410	1	–3,831	2	–1,840	2	–2,045	1
5100	–3,385	5	–3,426	2	–3,759	7	–3,148	4	–3,757	4	–3,901	2	–3,416	3	–3,835	1	–1,845	2	–2,051	2
5125	–3,393	4	–3,433	2	–3,764	5	–3,156	4	–3,760	4	–3,907	5	–3,424	1	–3,837	3	–1,852	1	–2,058	1
5150	–3,405	4	–3,436	2	–3,771	8	–3,163	5	–3,765	5	–3,914	2	–3,431	1	–3,843	3	–1,859	1	–2,066	1
5175	–3,415	1	–3,445	1	–3,784	7	–3,174	5	–3,771	3	–3,920	1	–3,436	2	–3,846	5	–1,868	1	–2,071	1
5200	–3,419	5	–3,446	2	–3,789	8	–3,178	4	–3,776	4	–3,924	3	–3,443	2	–3,848	4	–1,872	1	–2,076	2
5225	–3,424	6	–3,452	2	–3,786	9	–3,183	5	–3,783	5	–3,933	3	–3,453	2	–3,849	3	–1,879	1	–2,081	1
5250	–3,424	5	–3,458	1	–3,793	8	–3,187	4	–3,791	5	–3,938	5	–3,459	1	–1,857	3	–1,884	2	–2,086	1
5275	–3,432	6	–3,464	3	–3,798	8	–3,195	4	–3,796	3	–3,945	4	–3,463	1	–3,863	5	–1,891	1	–2,093	3
5300	–3,433	5	–3,469	2	–3,797	11	–3,198	4	–3,805	4	–3,951	5	–3,470	3	–3,869	4	–1,896	1	–2,100	3
5325	–3,443	4	–3,473	3	–3,808	6	–3,206	4	–3,811	4	–3,955	1	–3,476	1	–3,875	3	–1,901	1	–2,104	3
5350	–3,440	4	–3,479	3	–3,806	7	–3,208	4	–3,817	8	–3,958	8	–3,480	2	–3,873	4	–1,906	1	–2,109	1
5375	–3,450	5	–3,483	2	–3,812	6	–3,214	4	–3,822	4	–3,961	4	–3,485	2	–3,880	1	–1,911	1	–2,114	1
5400	–3,458	5	–3,489	3	–3,818	6	–3,222	4	–3,823	2	–3,964	5	–3,492	2	–3,887	2	–1,919	2	–2,120	1
5425	–3,462	4	–3,498	3	–3,826	5	–3,226	4	–3,835	2	–3,974	3	–3,496	3	–3,896	4	–1,926	1	–2,125	1
5450	–3,465	4	–3,502	4	–3,824	6	–3,230	4	–3,840	6	–3,971	5	–3,502	1	–3,892	3	–1,929	1	–2,134	4
5475	–3,470	5	–3,506	2	–3,832	5	–3,236	4	–3,841	3	–3,982	1	–3,512	2	–3,897	4	–1,935	1	–2,136	2
5500	–3,476	4	–3,512	2	–3,833	5	–3,244	4	–3,847	1	–3,988	3	–3,522	3	–3,908	3	–1,941	1	–2,141	2
5525	–3,481	5	–3,516	3	–3,842	5	–3,248	3	–3,858	4	–3,992	4	–3,522	3	–3,913	5	–1,946	1	–2,147	2
5550	–3,488	6	–3,522	3	–3,842	8	–3,248	4	–3,865	6	–3,994	5	–3,524	4	–3,910	1	–1,951	2	–2,153	2
5575	–3,487	4	–3,519	3	–3,836	9	–3,253	3	–3,853	5	–3,989	3	–3,525	4	–3,905	4	–1,955	3	–2,155	2
5600	–3,492	5	–3,528	4	–3,845	6	–3,258	3	–3,873	7	–3,997	3	–3,531	3	–3,915	3	–1,960	2	–2,160	2
5625	–3,498	6	–3,536	3	–3,853	7	–3,263	4	–3,874	2	–4,008	4	–3,541	3	–3,927	4	–1,966	1	–2,166	2
5650	–3,505	4	–3,540	4	–3,857	4	–3,269	4	–3,887	3	–4,014	4	–3,547	2	–3,933	6	–1,972	1	–2,173	2
5675	–3,510	6	–3,546	4	–3,861	3	–3,277	3	–3,890	4	–4,020	1	–3,553	1	–3,937	6	–1,979	1	–2,179	3
5700	–3,521	6	–3,554	1	–3,873	4	–3,283	4	–3,898	2	–4,033	6	–3,567	1	–3,938	8	–1,986	2	–2,185	1
5725	–3,524	6	–3,566	2	–3,876	7	–3,292	4	–3,904	5	–4,036	3	–3,574	2	–3,951	5	–1,994	2	–2,191	1
5750	–3,532	5	–3,572	4	–3,881	5	–3,294	4	–3,913	6	–4,044	5	–3,578	2	–3,956	7	–2,000	4	–2,197	3
5775	–3,538	5	–3,577	2	–3,886	6	–3,301	4	–3,916	5	–4,051	6	–3,582	2	–3,964	4	–2,004	3	–2,201	2

5800	−3,537	± 5	−3,582	± 3	−3,881	± 3	−3,307	± 5	−3,916	± 3	−4,051	± 5	−3,588	± 2	−3,961	± 8	−2,009	± 1	−2,208	± 2
5825	−3,541	6	−3,587	3	−3,896	3	−3,310	3	−3,924	3	−4,058	5	−3,590	4	−3,969	5	−2,014	1	−2,213	1
5850	−3,547	6	−3,594	3	−3,905	4	−3,315	2	−3,935	3	−4,077	3	−3,600	5	−3,971	4	−2,019	2	−2,216	2
5875	−3,551	5	−3,607	3	−3,907	4	−3,323	4	−3,939	1	−4,078	3	−3,610	6	−3,974	3	−2,025	2	−2,224	2
5900	−3,561	6	−3,612	4	−3,925	6	−3,331	4	−3,952	3	−4,088	3	−3,614	5	−3,990	5	−2,032	1	−2,234	2
5925	−3,563	6	−3,609	3	−3,923	7	−3,333	4	−3,958	2	−4,086	1	−3,617	3	−3,985	7	−2,039	2	−2,237	4
5950	−3,569	6	−3,619	3	−3,924	4	−3,339	3	−3,963	4	−4,090	3	−3,626	6	−3,993	1	−2,043	2	−2,241	4
5975	−3,573	6	−3,620	3	−3,927	4	−3,343	4	−3,959	1	−4,096	1	−3,633	3	−3,992	3	−2,048	3	−2,245	4
6000	−3,583	6	−3,629	4	−3,927	6	−3,347	5	−3,965	3	−4,098	4	−3,630	3	−3,995	1	−2,054	2	−2,250	2
6025	−3,584	5	−3,630	4	−3,938	8	−3,357	4	−3,971	3	−4,099	9	−3,640	3	−4,003	5	−2,060	2	−2,254	3
6050	−3,588	5	−3,641	4	−3,944	6	−3,364	4	−3,983	6	−4,110	12	−3,647	3	−4,010	4	−2,066	1	−2,263	2
6075	−3,598	5	−3,645	5	−3,945	2	−3,366	4	−3,980	1	−4,122	1	−3,653	2	−4,019	6	−2,071	2	−2,269	1
6100	−3,602	3	−3,652	2	−3,950	6	−3,373	5	−3,988	2	−4,123	3	−3,661	1	−4,012	6	−2,078	1	−2,277	2
6125	−3,612	4	−3,658	5	−3,955	5	−3,382	5	−3,989	2	−4,135	6	−3,662	1	−4,024	6	−2,084	2	−2,284	4
6150	−3,616	4	−3,669	4	−3,964	7	−3,388	5	−3,999	5	−4,133	1	−3,676	4	−4,033	4	−2,094	2	−2,289	3
6175	−3,620	3	−3,675	3	−3,969	7	−3,392	6	−4,007	1	−4,137	2	−3,678	3	−4,038	7	−2,096	1	−2,295	4
6200	−3,633	5	−3,681	5	−3,972	5	−3,393	7	−4,022	7	−4,146	7	−3,683	2	−4,040	9	−2,102	1	−2,300	6
6225	−3,631	5	−3,686	5	−3,969	8	−3,402	6	−4,028	7	−4,149	2	−3,691	2	−4,047	6	−2,107	1	−2,305	6
6250	−3,635	2	−3,681	4	−3,979	8	−3,404	6	−4,022	7	−4,160	7	−3,694	6	−4,042	6	−2,110	1	−2,310	4
6275	−3,644	6	−3,696	4	−3,980	6	−3,411	4	−4,030	6	−4,163	4	−3,707	2	−4,052	8	−2,117	3	−2,315	3
6300	−3,643	5	−3,702	1	−3,981	6	−3,413	4	−4,027	1	−4,169	5	−3,703	7	−4,054	3	−2,119	3	−2,318	3
6325	−3,652	5	−3,703	1	−3,994	4	−3,421	6	−4,036	6	−4,166	6	−3,708	3	−4,059	3	−2,124	2	−2,322	3
6350	−3,652	5	−3,710	4	−3,995	6	−3,428	6	−4,044	2	−4,173	6	−3,717	4	−4,064	4	−2,133	1	−2,327	3
6375	−3,660	6	−3,717	1	−3,999	3	−3,432	5	−4,055	2	−4,187	3	−3,722	4	−4,067	4	−2,139	1	−2,331	3
6400	−3,666	6	−3,727	3	−4,003	5	−3,440	6	−4,054	4	−4,191	7	−3,732	8	−4,079	5	−2,144	3	−2,335	1
6425	−3,671	9	−3,728	4	−4,004	9	−3,443	6	−4,059	4	−4,199	4	−3,738	3	−4,079	4	−2,149	3	−2,341	1
6450	−3,683	5	−3,728	3	−4,019	5	−3,449	5	−4,073	4	−4,195	2	−3,742	4	−4,088	4	−2,156	3	−2,344	4
6475	−3,686	6	−3,740	2	−4,025	3	−3,457	6	−4,075	3	−4,207	5	−3,752	4	−4,095	7	−2,161	5	−2,346	6
6500	−3,695	7	−3,746	2	−4,030	5	−3,463	4	−4,080	9	−4,214	15	−3,756	5	−4,103	4	−2,171	5	−2,358	9
6525	−3,717	2	−3,756	2	−4,048	5	−3,482	4	−4,078	1	−4,226	5	−3,770	3	−4,117	6	−2,191	5	−2,375	7
6550	−3,815	4	−3,808	4	−4,133	5	−3,569	8	−4,130	2	−4,272	2	−3,827	2	−4,194	5	−2,274	3	−2,435	5
6575	−3,803	5	−3,812	2	−4,121	9	−3,558	8	−4,138	1	−4,261	4	−3,834	7	−4,183	8	−2,281	10	−2,432	6
6600	−3,723	4	−3,776	1	−4,066	7	−3,488	7	−4,105	7	−4,230	5	−3,785	2	−4,127	4	−2,202	8	−2,361	18
6625	−3,714	5	−3,769	3	−4,049	6	−3,481	6	−4,105	1	−4,218	5	−3,780	5	−4,127	3	−2,190	4	−2,360	19
6650	−3,710	6	−3,763	3	−4,033	3	−3,480	4	−4,101	3	−4,221	1	−3,778	7	−4,109	7	−2,190	4	−2,383	5

Таблица 1 (окончание)

λ, Å	HD 1264	HD 1334	HD 2020	HD 182487	HD 191946	HD 203975	HD 207073	HD 214259	α Lac	λ Per
6675	–3,710 ± 4	–3,775 ± 1	–4,049 ± 6	–3,482 ± 4	–4,113 ± 4	–4,242 ± 3	–3,788 ± 7	–4,113 ± 2	–2,192 ± 5	–2,389 ± 6
6700	–3,724 6	–3,773 3	–4,046 5	–3,486 5	–4,108 9	–4,239 5	–3,789 5	–4,124 3	–2,196 3	–2,391 6
6725	–3,722 7	–3,777 4	–4,045 6	–3,492 6	–4,098 2	–4,245 2	–3,798 2	–4,129 3	–2,203 2	–2,395 4
6750	–3,731 4	–3,784 3	–4,060 4	–3,497 6	–4,115 6	–4,245 3	–3,800 2	–4,133 4	–2,211 3	–2,399 4
6775	–3,734 4	–3,786 5	–4,062 14	–3,501 6	–4,120 7	–4,260 7	–3,805 4	–4,123 10	–2,214 3	–2,405 4
6800	–3,744 6	–3,790 3	–4,076 8	–3,516 4	–4,140 10	–4,258 5	–3,807 2	–4,142 13	–2,218 4	–2,414 5
6825	–3,748 8	–3,803 2	–4,063 4	–3,513 5	–4,138 14	–4,254 13	–3,812 2	–4,127 2	–2,222 2	–2,412 1
6850	–3,749 5	–3,802 4	–4,069 6	–3,519 6	–4,155 1	–4,255 12	–3,817 3	–4,128 11	–2,231 5	–2,423 4
6875	–3,755 2	–3,805 3	–4,073 4	–3,517 6	–4,131 2	–4,263 8	–3,831 2	–4,132 9	–2,228 7	–2,418 8
6900	–3,754 4	–3,815 4	–4,071 2	–3,528 5	–4,145 5	–4,291 14	–3,833 4	–4,139 4	–2,235 3	–2,431 3
6925	–3,761 9	–3,822 6	–4,077 3	–3,526 4	–4,154 9	–4,280 4	–3,829 1	–4,146 7	–2,237 8	–2,439 2
6950	–3,764 9	–3,822 3	–4,087 2	–3,535 8	–4,163 5	–4,278 5	–3,832 4	–4,147 3	–3,247 5	–2,442 9
6975	–3,774 4	–3,821 5	–4,101 7	–3,544 7	–4,168 3	–4,293 5	–3,848 4	–4,151 11	–2,254 3	–2,445 8
7000	–3,775 9	–3,835 2	–4,112 3	–3,545 7	–4,179 4	–4,294 7	–3,857 5	–4,167 18	–2,264 1	–2,456 7
7025	–3,783 8	–3,830 4	–4,119 2	–3,555 7	–4,193 8	–4,291 17	–3,867 8	–4,174 10	–2,271 3	–2,460 4
7050	–3,786 5	–3,836 4	–4,107 2	–3,559 5	–4,194 9	–4,296 5	–3,875 9	–4,185 10	–2,274 4	–2,461 6
7075	–3,797 7	–3,849 2	–4,119 5	–3,568 4	–4,203 5	–4,310 6	–3,866 6	–4,179 9	–2,276 4	–2,470 7
7100	–3,803 6	–3,856 6	–4,123 10	–3,575 4	–4,206 12	–4,306 29	–3,891 7	–4,180 8	–2,279 3	–2,473 2
7125	–3,804 3	–3,854 6	–4,129 9	–3,579 7	–4,186 4	–4,325 24	–3,887 1	–4,169 3	–2,288 5	–2,479 2
7150	–3,804 12	–3,855 8	–4,123 16	–3,575 10	–4,179 13	–4,311 26	–3,885 6	–4,184 8	–2,291 6	–2,479 6
7175	–3,816 11	–3,863 5	–4,110 12	–3,582 12	–4,184 22	–4,322 19	–3,902 7	–4,186 22	–2,290 6	–2,480 5
7200	–3,821 11	–3,873 3	–4,138 9	–3,587 11	–4,193 16	–4,337 10	–3,902 9	–4,189 14	–2,303 2	–2,498 12
7225	–3,827 7	–3,886 2	–4,137 3	–3,599 11	–4,197 6	–4,337 10	–3,902 6	–4,206 14	–2,312 3	–2,498 2
7250	–3,823 6	–3,885 7	–4,151 6	–3,601 11	–4,197 25	–4,328 9	–3,914 8	–4,206 25	–2,316 7	–2,509 8
7275	–3,822 11	–3,889 7	–4,146 8	–3,596 16	–4,216 24	–4,337 1	–3,918 10	–4,203 21	–2,311 7	–2,514 12
7300	–3,842 8	–3,901 6	–4,139 3	–3,603 13	–4,232 18	–4,364 11	–3,924 7	–4,216 13	–2,321 4	–2,516 8
7325	–3,842 7	–3,903 6	–4,162 6	–3,617 11	–4,233 19	–4,374 2	–3,922 5	–4,232 4	–2,326 2	–2,517 8
7350	–3,840 6	–3,902 4	–4,166 14	–3,616 9	–4,236 10	–4,377 8	–3,928 13	–4,241 10	–2,330 6	–2,515 4
7375	–3,847 2	–3,890 2	–4,161 6	–3,629 8	–4,226 7	–4,351 5	–3,931 12	–4,232 8	–2,330 4	–2,520 5
7400	–3,853 6	–3,896 1	–4,159 10	–3,622 10	–4,257 8	–4,356 7	–3,920 16	–4,226 10	–2,331 4	–2,519 7
7425	–3,864 7	–3,901 7	–4,167 2	–3,618 8	–4,240 14	–4,361 10	–3,934 8	–4,225 12	–2,338 5	–2,529 7
7450	–3,857 7	–3,917 3	–4,184 9	–3,626 8	–4,253 11	–4,358 23	–3,950 4	–4,247 13	–2,344 2	–2,537 7
7475	–3,855 5	–3,916 4	–4,187 12	–3,636 6	–4,275 14	–4,358 13	–3,946 11	–4,270 8	–2,349 7	–2,539 5
7500	–3,871 6	–3,929 4	–4,192 3	–3,638 9	–4,276 9	–4,402 18	–3,947 5	–4,235 3	–2,346 3	–2,542 4

Таблица 2

HD	C_n	V	$B-V$	$U-B$	n
1264	A0	7,55	+0,05	+0,10	4
1334	B5	7,64	–0,02	–0,59	5
		(7,69)	(+0,01)	(–)	
2020	A3	8,45	+0,15	+0,07	4
		(8,45)	(+0,16)	(+0,09)	
182487	A0	6,97	+0,03	–0,11	5
		(7,01)	(+0,02)	(–0,12)	
191946	B9	8,47	–0,07	–0,48	3
203975	A0	8,82	0,00	–0,37	3
207073	A0	7,65	–0,07	–0,46	4
214259	A0	8,63	+0,13	+0,13	5

Таблица 3

HD	4015 Å	4210	4640	5200	5580	6220	N
1264	–3,137 ± 004	–3,177 ± 005	–3,264 ± 003	–3,427 ± 004	–3,494 ± 008	–3,639 ± 003	4
1334	–3,150 005	–3,202 006	–3,306 005	–3,465 006	–3,530 005	–3,682 006	5
2020	–3,557 006	–3,575 005	–3,641 002	–3,789 003	–3,856 002	–3,966 002	4
15785	–3,698 005	–3,733 001	–3,747 004	–3,777 005	–3,852 008	–3,846 002	4
24980	–3,531 009	–3,552 01	–3,607 01	–3,746 009	–3,808 009	–3,918 01	3
34463	–3,601 01	–3,612 01	–3,640 008	–3,785 006	–3,846 006	–3,957 005	3
133962	–2,305 007	–2,351 008	–2,480 007	–2,608 007	–2,685 01	–2,830 006	9
154199	–2,859 003	–2,887 003	–2,992 003	–3,134 001	–3,215 002	–3,336 002	8
154344	–3,302 004	–3,316 002	–3,403 003	–3,529 003	–3,610 002	–3,702 005	8
175406	–3,459 006	–3,465 004	–3,538 003	–3,652 003	–3,736 002	–3,802 002	6
188350	–2,370 005	–2,424 008	–2,527 007	–2,638 004	–2,726 006	–2,817 006	5
191946	–3,443 008	–3,495 005	–3,630 004	–3,789 004	–3,868 005	–4,024 008	5
203975	–3,599 007	–3,651 007	–3,770 005	–3,924 004	–4,001 007	–4,152 003	5
207073	–3,092 004	–3,155 008	–3,289 004	–3,452 007	–3,530 007	–3,680 007	6
212710	–2,228 006	–2,284 005	–2,364 003	–2,499 002	–2,572 002	–2,713 002	3
214259	–3,609 009	–3,639 008	–3,728 007	–3,862 005	–3,942 007	–4,049 004	6
219891	–2,777 009	–2,804 009	–2,861 006	–2,998 004	–3,067 005	–3,174 002	10

талога [8]. В последней колонке указано число спектрофотометрических наблюдений. Проведенные на АЗТ-11 спектрофотометрические наблюдения λPer как программной звезды с использованием αLac в качестве стандарта и сравнение полученного результата с средними значениями, полученными традиционным методом в 1974–1986 гг., приведенным в табл. 1, могут дать понятие о качестве принятой методики и надежности абсолютных спектрофотометрических кривых для звезд, предлагаемых в качестве вторичных стандартов. Такое сравнение сделано на основе двух наблюдений λPer. Результат, показанный на рис. 1 штриховой линией, убеждает, что примененная методика в состоянии обеспечить среднюю внутреннюю точность не хуже 2,5% во всем спектральном интервале.

Приведенные в табл. 1 данные показывают, что средняя их ошибка в участках непрерывного спектра, характеризующая внутреннюю точность, для программных звезд составляет около 2% в области 4000–6000 Å и до 5% на краях исследуемого диапазона. Лишь для двух программных звезд, HD 2020 и HD 182487, имеются опубликованные спектрофотометрические данные. Сравнение полученных нами значений $\lg E(\lambda)$ с опубликованными, приведенными к системе "Харитонов-80", показано в нижней части рис. 1.

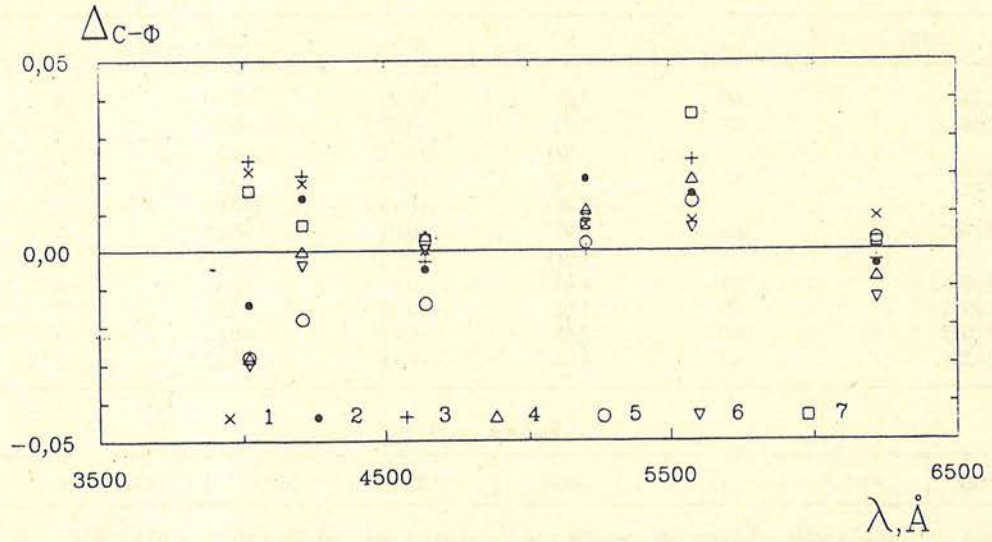


Рис. 2. Сопоставление результатов узкополосной фотометрии и абсолютных спектрофотометрических наблюдений 1983—1984 гг.

1 — HD 1264, *2* — HD 1334, *3* — HD 2020, *4* — HD 191946, *5* — HD 203975, *6* — HD 207073, *7* — HD 214259

Для HD 2020 средняя величина расхождений $\Delta \lg E(\lambda)$ около 0,01 (3%) в интервале 4000–6000 Å, около 0,02 (5%) в интервале 3200–4000 Å и 6000–7000 Å, для $\lambda > 7000$ Å данные Ипатова [9] на 18% выше. Для HD 182487 удовлетворительная, около 0,015 (~4%), сходимость наблюдается в интервале до 6000 Å, для $\lambda > 6000$ Å кривые Ипатова [9] и Пантелеева [10] лежат систематически выше, для $\lambda \sim 7500$ Å разность достигает до 0,08 (20%).

Таким образом, сходимость опубликованных спектрофотометрических кривых и полученных нами, в участках непрерывного спектра не хуже 3–4% в интервале 4000–6000 Å, до 10% в интервале 3200–3700 Å и до 20% в интервале 6000–7500 Å.

В 1990 г. для независимой оценки точности полученного результата была выполнена узкополосная фотометрия 17 звезд, предлагаемых в качестве спектрофотометрических стандартов. Длины волн пропускания в максимуме, полуширины примененных фильтров приведены ниже. Все наблюдения выполнены на одноканальном фотометре,

λ, Å	4015	4210	4640	5200	5580	6220
Δλ	70	110	60	40	40	50

установленном на 70-см телескопе АЗТ-8. Абсолютная калибровка выполнена по сглаженной спектроэнергетической кривой звезды HD 182487, полученной нами в 1983–1984 гг. и приведенной в табл. 1, поскольку стандарт αLac оказался слишком ярким. Результаты узкополосной фотометрии представлены в табл. 3, где для каждой звезды даны средние значения $\lg E_{АЗТ\text{-}8}(\lambda)$ с соответствующими погрешностями. Число наблюдений приведено в последней колонке таблицы. Как видно, ошибка приводимых значений, характеризующая внутреннюю точность, в среднем составляет 1,5% (разумеется, сюда не входит ошибка абсолютной калибровки). Результат сравнения узкополосной фотометрии и абсолютной спектрофотометрии, выполненной на АЗТ-11, показан на рис. 2, где разными значками указаны значения отклонения $\Delta_{с-ф} = \lg E_{АЗТ\text{-}11}(\lambda) - \lg E_{АЗТ\text{-}8}(\lambda)$. Совпадение результатов спектрофотометрических и узкополосных фотометрических наблюдений можно считать удовлетворительными. Довольно большое отклонение, до 8%, для фильтра λ4050 обусловлено тем, что в область его пропускания попадает линия H_γ, для фильтра λ5580 разброс может быть

объяснен линией свечения ночного неба [OI] λ5577. Систематические отклонения, скорее всего, объясняются погрешностью абсолютной калибровки данной серии фотометрических наблюдений, т.е. ошибкой в принятых внеатмосферных значениях стандарта HD 182487.

Таким образом, проведенные спектрофотометрические и узкополосные фотометрические наблюдения звезд сравнения переменных звезд ранних спектральных классов позволяют использовать их в качестве абсолютных спектрофотометрических стандартов с учетом погрешности абсолютной привязки. Точность полученных абсолютных спектроэнергетических кривых около 3% в области 4000–6000 Å, до 6–7% на краях исследуемого диапазона.

Авторы глубоко благодарны М.Н. Ловкой за помощь в наблюдениях, Б.А. Бурнашевой и Л.И. Аксиментьевой за помощь в обработке, В.Т. Жоголевой за помощь в изготовлении иллюстраций.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бурнашев В.И.*, Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 54.
2. *Бурнашев В.И., Бурнашева Б.А., Меркулова Н.И., Метик Л.П.* // Там же. 1991. Т. 83. С. 156.
3. *Харитонов А.В.* Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Алма-Ата, 1980. 293 с.
4. Спектрофотометрия ярких звезд / Под ред. И.Н. Глушневой. М.: Наука, 1982. 225 с.
5. *Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н.* Спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1988. 478 с.
6. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Москлас, 1977. 312 с.
7. *Бурнашев В.И.* // Изв Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 76. С. 60.
8. *Mermilliod J.C., Nicolet B.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1977. Vol. 29. P. 259.
9. *Ипатов А.П.* // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 607.
10. *Пантелеев С.К.* // Кинематика и физика небес. тел. 1989. Т. 5. С. 51.
11. *Никонов В.Б., Терез Г.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1976. Т. 54. С. 35.
12. *Комаров Н.С., Депенчук Е.А., Чуприна Р.И.* // Астрометрия и астрофизика. 1975. Т. 27. С. 113.
13. *Wampler E.J.* // Astrophys. J. 1967. Vol. 141. P. 1.
14. *Oke J.B.* // Ibid. 1960. Vol. 131. P. 358.

УДК 524.3

РЕЗУЛЬТАТЫ ПАТРУЛЬНЫХ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ НЕКОТОРЫХ ИЗОЛИРОВАННЫХ Ae-ЗВЕЗД ХЕРБИГА В СЕЗОН 1989–1990 гг.

А.В. Бердюгин

Приводятся результаты синхронных *UBVR I*-наблюдений поляризации и блеска трех изолированных Ae-звезд Хербига: CQ Tau V586 Ori и SV Cep, выполненных в 1989–1990 гг. Поведение CQ Tau было во многом схоже с ранее наблюдавшимся в 1988–1989 гг., и полученные новые данные подтверждают уже опубликованные по ней основные результаты. У V586 Ori впервые при ослаблении блеска на $0^m,97$ в полосе *V* было обнаружено заметное увеличение (примерно в три-четыре раза) степени линейной поляризации во всех цветовых полосах. Максимальное значение степени линейной поляризации зарегистрировано в полосе *U*: P_U = 3,06%. В целом поведение поляризации при изменении блеска у V586 Ori такое же, как у ранее исследованных звезд этого класса: UX Ori, BF Ori, WW Vul и CQ Tau. Это позволяет сделать вывод о том, что причиной существования у звезды значительной собственной линейной поляризации и избыточного голубого излучения при сильном ослаблении блеска является рассеяние света на пылевых частицах, образующих вокруг звезды пылевую оболочку дискообразной формы. Волновая зависимость линейной поляризации у V586 Ori в минимуме блеска свидетельствует о преобладающей роли в рассеянии мелких частиц. SV Cep в данный наблюдательный сезон находилась в малоактивном состоянии и не показывала существенной переменности блеска, хотя при этом и наблюдалась некоторая переменность степени линейной поляризации. Это позволяет предположить существование у SVCep источника собственной

переменной поляризации, однако для детального ее изучения необходимы дальнейшие наблюдения. Приводятся также результаты *UBVRI*-фотометрии VX Cas и PZ Psc.

THE RESULTS OF THE PHOTOMETRIC AND POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF SOME ISOLATED AE HERBIG STARS AT 1989–1990 OBSERVATIONAL SEASON, *by A.V. Berdyugin.* The results of the simultaneous *UBVRI* photometry and polarimetry of three isolated Ae Herbig stars CQ Tau, V586 Ori and SV Cep obtained in 1989–1990 observational season are given. The behaviour of CQ Tau was generally the same as already observed in the 1988–1989, and new data justify already published conclusions about the nature of its variability. During the deep minimum of V586 Ori (Δm = 0,97 in the *V* band) the significate increasing of the linear polarization degree (three – four times) in all bands has been detected. The maximum value of polarization was reached in *U* band – P_U = 3,06%. The behaviour of polarization and brightness of V586 Ori in general are the same as those of the previously investigated stars of this type: UX Ori, BF Ori, WW Vul and CQ Tau. It agrees with the suggestion that the source of the additional blue emission and large polarization observed during the deep minimum is the radiation scattered by circumstellar dust which are produce disk envelope around star. The wavelength dependence of polarization of V586 Ori corresponds to the scattering by small particles. SV Cep in this season was in low-lewel activity state and did not shown significant variations of brightness. However, the some variations of the polarization was observed. It allows suggest the existence of the source of intrinsic polarization of the SV Cep. The results of the photometric *UBVRI* observations of VX Cas and RZ Psc also are given.

Введение

На телескопе АЗТ-11 КАО, оснащенном *UBVRI*-фотометром-поляриметром Пиироллы [1], начиная с 1986 г. проводятся исследования молодых звезд с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска (см. недавнюю работу [2] и цитированную в ней литературу). В ходе этих исследований установлено, что основным источником линейной поляризации и добавочного голубого излучения в минимумах блеска у этих звезд является свет, рассеянный в околозвездной пылевой оболочке.

Настоящая работа является продолжением ранее начатых исследований и охватывает наблюдательный сезон 1989–1990 г. В ходе патрульных наблюдений основной акцент делался на активные в смысле фотометрической переменности звезды CQ Tau и WW Vul (результаты по последней из них представлены отдельной статьей [3]). В течение этого же наблюдательного сезона у V586 Ori нами впервые наблюдалось существенное ослабление блеска во всех цветовых полосах. Довольно большой ряд наблюдательных данных получен также для SV Cep, которая, хотя и не демонстрировала сильной фотометрической переменности, но имела в среднем блеск, более слабый, чем в предыдущий наблюдательный сезон, и переменную линейную поляризацию. Ниже приводятся основные результаты этих наблюдений. Приведены также результаты фотометрии VX Cas и RZ Psc, для которых нами измерений поляризации в 1989–1990 гг. не проводилось.

2. Наблюдения CQ Tau

Эта звезда была включена в нашу программу исследований недавно и поэтому сравнение результатов наблюдений за два сезона – 1988–1989 гг. (опубликованных ранее в [4]) и 1989–1990 гг. – представляет значительный интерес. Для этой звезды нами получен наиболее плотный по времени ряд наблюдений, основные результаты которого приводятся в табл. 1. Рис. 1–4 отражают основные особенности переменности поляризации и блеска звезды. На рис. 1 и 2 показаны изменения блеска, степени и позиционного угла поляризации со временем в полосе *V* за два наблюдательных сезона. Хорошо видно, что поведение звезды в 1989–1990 гг. было во многом схоже с ранее наблюдавшимся. Звезда была по-прежнему активна, и у нее наблюдались глубокие ослабления блеска, сопровождавшиеся сильным увеличением степени линейной поляризации и поворотом позиционного угла вектора поляризации на величину порядка 60°. В ярком состоянии блеска позиционный угол вектора поляризации близок к позиционному углу межзвездной поляризации (который определен в [4] по наблюдениям окрестных звезд и равен 41°,5).

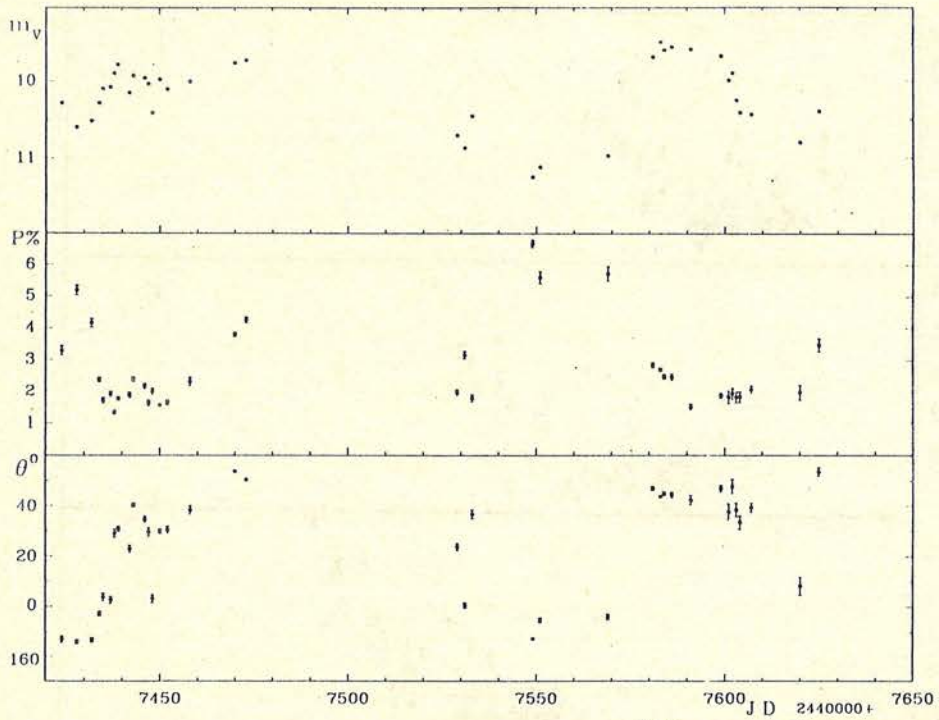


Рис. 1. Изменение блеска, степени и позиционного угла поляризации CQ Tau в полосе *V* в течение наблюдательного сезона 1988—1989 гг.

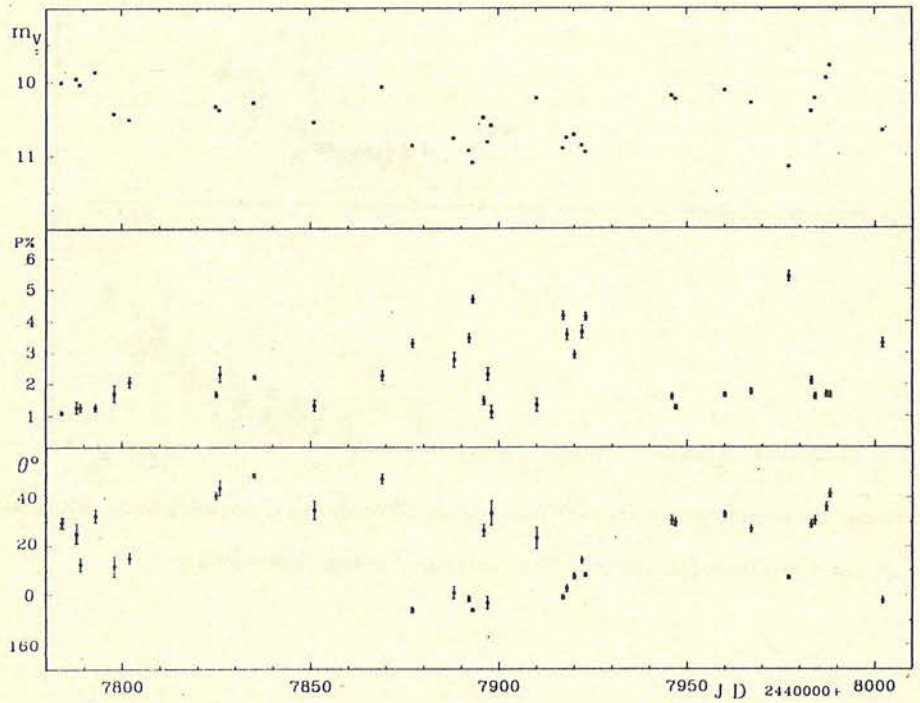


Рис. 2. Изменение блеска, степени и позиционного угла поляризации CQ Tau в полосе *V* в течение наблюдательного сезона 1989—1990 гг.

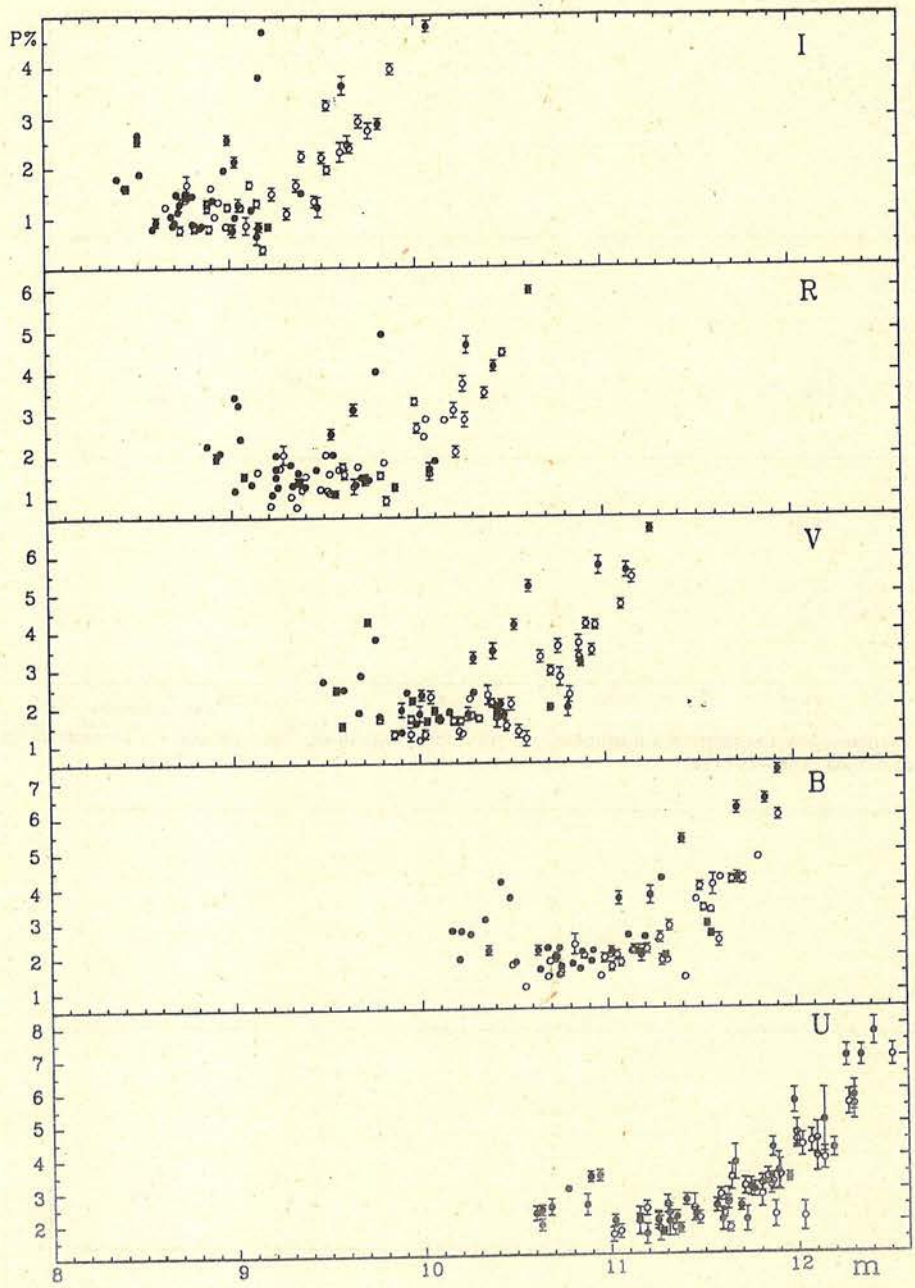


Рис. 3. Зависимости степени поляризации CQ Tau в полосах *UBVRI* от блеска по результатам наблюдений за два сезона

Темные кружки — данные за сезон 1988—1989 гг., светлые — за сезон 1989—1990 гг.

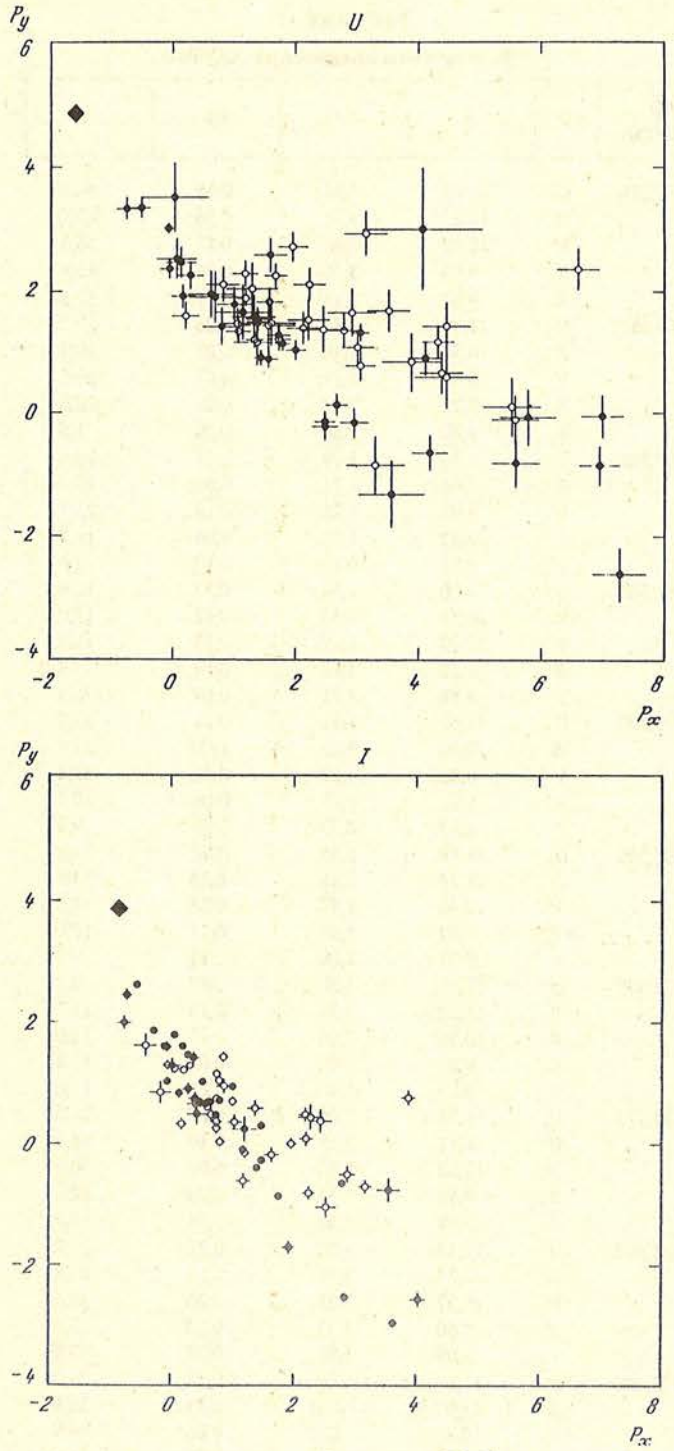


Рис. 4. Диаграммы безразмерных параметров Стокса для CQ Tau в полосах U и I по результатам наблюдений за два сезона

Ромбом отмечена точка, соответствующая суммарному значению поляризации, обусловленной оптическим дихроизмом околозвездной и межзвездной пыли (подробное объяснение в тексте статьи). Остальные обозначения те же, что и на рис. 3

Таблица 1

Фотометрия и поляриметрия CQ Tau

Дата	*J.D.* 2440000+	Ф	*m*	*P*, %	σ*P*	θ	σθ	*N*
08.04.89	7625,258	*U*	11,88	3,52	0,55	44,8	4,5	4
		B	11,23	3,74	0,26	49,6	2,0	
		V	10,40	3,46	0,21	53,5	1,8	
		R	9,66	3,10	0,14	45,4	1,3	
		I	9,03	2,13	0,11	55,5	1,5	
14.09.89	7784,557	*U*	11,34	1,81	0,26	27,3	4,0	8
		B	10,74	1,46	0,08	30,7	1,6	
		V	10,00	1,11	0,07	29,5	1,7	
		R	9,35	0,77	0,07	20,0	2,6	
		I	8,89	0,80	0,08	1,5	3,0	
18.09.89	7788,521	*U*	11,26	1,79	0,38	20,0	6,0	4
		B	10,68	1,41	0,06	26,9	1,2	
		V	9,95	1,28	0,19	25,1	4,2	
		R	9,32	1,02	0,06	16,7	1,5	
		I	8,81	0,82	0,10	3,6	3,4	
19.09.89	7789,503	*U*	11,20	2,54	0,27	16,6	3,1	8
		B	10,75	1,53	0,12	15,0	2,2	
		V	10,03	1,27	0,13	12,3	2,9	
		R	9,38	1,18	0,05	3,6	1,2	
		I	8,88	1,21	0,09	176,5	2,1	
23.09.89	7793,502	*U*	11,05	1,71	0,21	25,7	3,5	4
		B	10,56	1,12	0,05	31,1	1,3	1
		V	9,86	1,27	0,12	32,4	2,7	
		R	9,21	0,81	0,06	20,7	2,1	
		I	8,73	0,77	0,09	9,8	3,3	
28.09.89	7798,500	*U*	11,64	3,35	0,40	14,8	3,4	4
		B	11,14	2,18	0,15	14,4	1,9	
		V	10,42	1,70	0,26	11,5	4,3	
		R	9,72	1,44	0,11	12,0	2,2	
		I	9,31	1,09	0,11	9,7	3,0	
02.10.89	7802,479	*U*	11,86	3,20	0,27	9,7	2,4	4
		B	11,28	2,54	0,16	11,2	1,8	
		V	10,50	2,06	0,17	15,0	2,4	
		R	9,82	1,83	0,04	11,8	0,6	
		I	9,23	1,49	0,13	11,6	2,4	
25.10.89	7825,572	*U*	11,71	3,08	0,27	21,8	2,5	8
		B	11,13	2,15	0,10	34,7	1,3	
		V	10,32	1,76	0,06	30,6	1,0	
		R	9,58	1,67	0,04	42,2	0,8	
		I	8,94	1,32	0,06	38,4	1,20	
26.10.89	7826,492	*U*	11,83	3,36	0,25	27,2	2,1	4
		B	11,21	2,21	0,15	37,8	1,9	
		V	10,37	2,31	0,26	43,6	3,2	
		R	9,60	1,73	0,10	43,6	1,6	
		I	8,99	1,23	0,07	43,8	1,7	
04.11.89	7835,490	*U*	11,64	1,79	0,15	21,0	2,4	4
		B	11,07	1,81	0,13	38,9	2,0	
		V	10,27	2,21	0,08	48,9	1,0	
		R	9,51	2,03	0,06	46,4	0,9	
		I	8,14	1,61	0,04	47,1	0,6	
20.11.89	7851,519	*U*	11,85	3,10	0,28	13,0	2,6	4
		B	11,32	1,86	0,06	20,8	0,8	

Таблица 1 (продолжение)

Дата	J.D. 2440000+	Ф	m	P, %	σP	θ	σθ	N
20.11.89	7851,519	V	10,54	1,33	0,18	34,6	3,8	4
		R	9,80	1,52	0,09	43,9	1,7	
		I	9,15	1,30	0,08	46,4	1,9	
08.12.89	7869,247	U	11,31	2,27	0,28	34,5	3,5	4
		B	10,82	2,35	0,30	42,1	3,7	
		V	10,06	2,26	0,17	47,5	2,1	
		R	9,28	2,03	0,23	53,3	3,3	
		I	8,77	1,67	0,18	52,4	3,1	
16.12.89	7877,556	U	11,90	3,41	0,48	172,7	4,0	8
		B	11,51	3,37	0,11	175,4	0,9	
		V	10,86	3,30	0,14	174,0	1,2	
		R	10,15	2,84	0,07	171,9	0,7	
		I	10,65	2,38	0,10	170,0	1,2	
27.12.89	7888,240	U	12,02	4,49	0,51	3,7	3,2	5
		B	11,50	3,32	0,10	176,5	0,9	
		V	10,76	2,77	0,24	0,7	2,5	
		R	10,05	2,45	0,08	176,6	1,0	
		I	9,42	1,65	0,12	176,9	2,2	
31.12.89	7892,242	U	12,27	5,58	0,39	179,4	2,0	5
		B	11,72	4,18	0,15	177,9	1,1	
		V	10,93	3,47	0,15	178,4	1,2	
		R	10,21	2,08	0,14	179,9	1,9	
		I	9,53	1,96	0,09	0,1	1,3	
01.01.90	7893,228	U	12,30	5,53	0,47	0,5	2,4	5
		B	11,80	4,81	0,08	174,7	0,5	
		V	11,09	4,68	0,13	173,9	0,8	
		R	10,37	3,49	0,14	169,5	1,1	
		I	9,65	2,73	0,16	168,8	1,7	
04.01.90	7896,350	U	11,87	2,19	0,40	21,4	5,2	8
		B	11,29	1,87	0,16	22,8	2,5	
		V	10,47	1,48	0,14	26,5	2,6	
		R	9,66	1,26	0,19	38,8	4,3	
		I	9,09	0,86	0,17	51,0	5,8	
05.01.90	7897,238	U	12,10	3,98	0,48	6,0	3,5	5
		B	11,59	2,46	0,19	177,1	2,3	
		V	10,81	2,31	0,21	176,8	2,6	
		R	10,07	1,55	0,16	177,7	2,9	
		I	9,46	1,33	0,12	166,2	2,6	
06.01.90	7898,225	U	12,03	2,12	0,45	21,4	6,0	5
		B	11,41	1,37	0,09	12,8	1,8	
		V	10,58	1,13	0,20	33,6	5,1	
		R	9,83	0,91	0,11	32,9	3,4	
		I	9,18	0,37	0,09	32,3	6,7	
18.01.90	7910,377	U	11,47	2,11	0,20	17,4	2,8	4
		B	10,96	1,43	0,08	17,7	1,6	
		V	10,21	1,36	0,22	23,3	4,6	
		R	9,53	1,10	0,08	23,2	2,1	
		I	9,01	0,80	0,10	18,3	3,7	
25.01.90	7917,193	U	12,07	4,42	0,35	4,2	2,3	5
		B	11,60	4,24	0,10	1,1	0,7	
		V	10,90	4,17	0,14	179,0	1,0	
		R	10,25	3,71	0,19	177,1	1,5	
		I	9,70	2,92	0,13	175,0	1,3	

Таблица 1 (продолжение)

Дата	J.D. 2440000+	Ф	m	P, %	σP	θ	σθ	N
26.01.90	7918,230	U	11,99	4,68	0,40	8,9	2,4	5
		B	11,49	3,98	0,14	3,5	1,0	
		V	10,75	3,58	0,19	2,5	1,5	
		R	10,05	2,86	0,08	1,7	0,8	
		I	9,50	2,20	0,11	1,2	1,5	
28.01.90	7920,235	U	12,99	4,47	,027	7,5	1,7	5
		B	11,47	3,61	0,08	7,7	0,6	
		V	10,71	2,93	0,14	7,4	1,3	
		R	10,00	2,65	0,12	8,6	1,3	
		I	9,39	2,23	0,11	6,3	1,4	
30.01.90	7922,283	U	12,22	4,31	0,36	21,6	2,4	7
		B	11,56	4,03	0,31	16,6	2,2	
		V	10,86	3,66	0,21	14,1	1,7	
		R	10,20	3,08	0,18	9,9	1,7	
		I	9,60	2,31	0,20	5,5	2,5	
31.01.90	7923,280	U	12,14	3,90	0,35	12,8	2,6	5
		B	11,66	4,17	0,13	8,6	0,9	
		V	10,95	4,14	0,13	8,0	0,9	
		R	10,26	2,84	0,18	5,8	1,8	
		I	9,64	2,46	0,18	4,4	2,1	
23.02.90	7946,214	U	11,58	2,82	0,19	26,7	2,0	5
		B	10,98	1,94	0,14	31,0	2,1	
		V	10,18	1,62	0,11	30,6	1,9	
		R	9,48	1,19	0,07	28,4	1,7	
		I	8,92	1,04	0,06	22,7	1,7	
24.02.90	7947,244	U	11,80	2,23	0,13	29,0	1,7	4
		B	11,22	1,69	0,13	28,4	2,3	
		V	10,23	1,28	0,08	29,9	1,8	
		R	9,52	1,16	0,08	23,0	2,0	
		I	8,98	0,84	0,06	23,2	1,9	
09.03.90	7960,265	U	11,44	2,42	0,42	28,9	4,9	4
		B	10,87	2,02	0,10	27,8	1,4	
		V	10,11	1,67	0,08	33,1	1,4	
		R	9,40	1,51	0,06	27,2	1,1	
		I	8,88	1,30	0,08	26,6	1,8	
16.03.90	7967,265	U	11,62	2,69	0,35	17,3	3,7	5
		B	11,05	2,03	0,15	23,2	2,1	
		V	10,28	1,77	0,10	27,1	1,6	
		R	9,61	1,55	0,12	26,2	2,2	
		I	9,05	1,27	0,12	24,0	2,8	
26.03.90	7977,260	U	12,51	7,02	0,35	9,9	1,4	8
		B	11,91	5,99	0,15	5,3	0,7	
		V	11,15	5,41	0,17	6,8	0,9	
		R	10,47	4,46	0,10	4,9	0,6	
		I	9,87	3,94	0,11	5,5	0,8	
01.04.90	7983,265	U	11,80	3,15	0,24	7,0	2,3	5
		B	11,18	2,23	0,11	20,4	1,4	
		V	10,39	2,10	0,12	29,2	1,7	
		R	9,68	1,73	0,07	28,0	1,1	
		I	9,11	1,67	0,08	29,8	1,4	
02.04.90	7984,251	U	11,82	2,58	0,21	31,5	2,3	5
		B	11,21	2,03	0,09	32,2	1,3	
		V	10,22	1,62	0,10	30,6	1,9	

Таблица 1 (окончание)

Дата	J.D. 2440000+	Ф	m	P, %	σP	θ	σθ	N
02.04.90	7984.251	R	9,53	1,56	0,06	27,1	1,1	5
		I	9,06	1,21	0,07	17,5	1,7	
05.04.90	7987,239	U	11,19	2,41	0,23	24,7	2,7	5
		B	10,69	1,85	0,10	26,8	1,5	
		V	9,95	1,68	0,11	36,1	1,8	
		R	9,26	1,70	0,06	31,7	1,0	
		I	8,76	1,36	0,07	28,6	1,4	
06.04.90	7988,345	U	11,01	1,61	0,23	41,5	3,7	5
		B	10,49	1,75	0,09	44,4	1,5	
		V	9,78	1,67	0,10	41,5	1,7	
		R	9,14	1,61	0,06	39,2	1,0	
		I	8,65	1,23	0,07	40,2	1,5	
19.04.90	8001,340	U	11,80	2,81	0,39	14,6	4,1	5
		B	11,33	2,86	0,15	4,4	1,5	
		V	10,66	3,31	0,16	178,0	1,4	
		R	9,99	3,29	0,09	176,1	0,8	
		I	9,47	3,25	0,10	173,7	0,9	

Примечание. В табл. 1–3 приведены: дата наблюдения, соответствующее моменту наблюдения значение юлианской даты *J.D.*, блеск звезды *m*, значение степени линейной поляризации *P* и позиционного угла Θ с их ошибками, а также число наблюдений, *N*, сделанных в данную дату.

На рис. 3 показана зависимость блеск–степень поляризации в пяти полосах для двух сезонов. Из его анализа хорошо видно, что наиболее четкая зависимость между блеском звезды и степенью поляризации наблюдается в полосе *U*. Эта зависимость наблюдается и в других полосах, хотя ее степень уменьшается по мере смещения в длинноволновую часть спектра и максимальный разброс точек имеет место для полосы *I*.

На рис. 4 показаны диаграммы безразмерных параметров Стокса для полос *U* и *I*. Необходимо отметить, что для CQ Tau в [4] был выполнен детальный анализ параметров наблюдаемой поляризации. Было показано, что в первом приближении она является суммой трех поляризаций, обусловленной совместным действием трех различных механизмов – оптическим дихроизмом пылевой материи в межзвездном (P_{is}) и околозвездном (P_{cs}) пространстве, а также рассеянием света околозвездной пылью (P_{in}). Первая составляющая имеет величину порядка 1%, вторая – порядка 4% (в полосе *U*) и их позиционные углы близки друг к другу. Последняя составляющая является переменной функцией амплитуды ослабления блеска и имеет позиционный угол, приблизительно ортогональный позиционному углу первых двух. Именно ее влияние вызывает смещение наблюдаемых точек на диаграммах P_x–P_y вдоль некоторой прямой от правого нижнего угла в левый верхний. В левом верхнем углу на обеих диаграммах отмечена (ромбом) точка, соответствующая суммарному значению поляризации, обусловленной оптическим дихроизмом (т.е. величина $P_{is} + P_{cs}$, см. подробнее [4]). Именно к этому значению происходит смещение наблюдаемых параметров Стокса по мере поярчания звезды, когда преимущественный вклад в наблюдаемую поляризацию начинает давать оптический дихроизм.

Большой разброс точек на рис. 4 для полосы *U* по сравнению с полосой *I*, по-видимому, связан в первую очередь с большими значениями ошибок наблюдений.

На рис. 5. показаны диаграммы показатели цвета – величина *V* для CQ Tau, демонстрирующие увеличение вклада рассеянного света в суммарное излучение звезды при ослаблении блеска. Из сравнения данных, полученных в разное время, видно, что

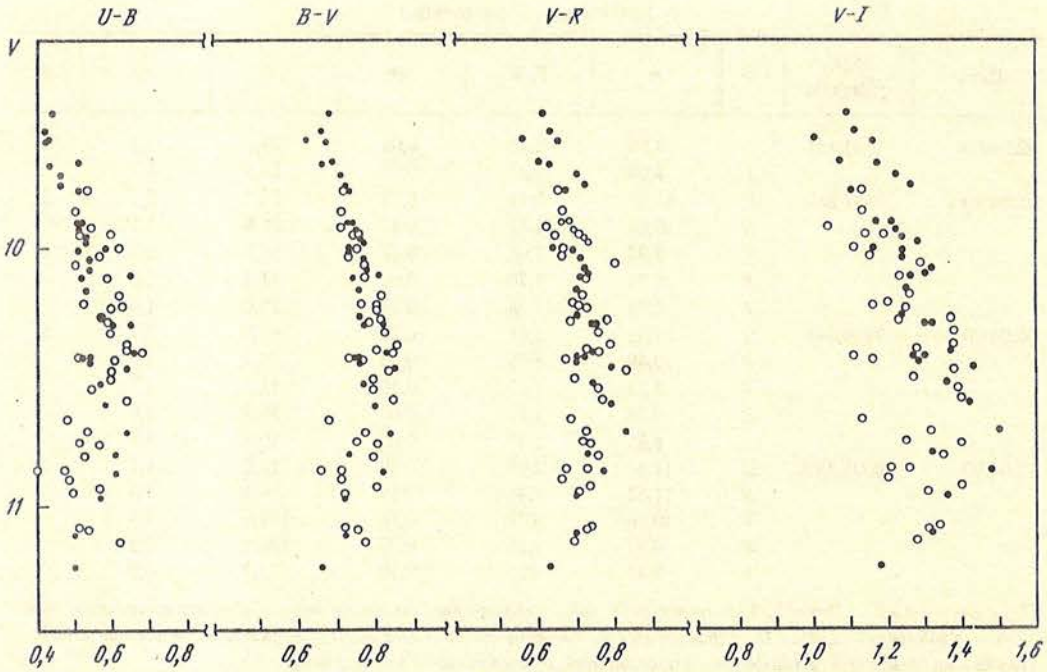


Рис. 5. Диаграмма показатели цвета — величина V для CQ Tau по результатам двух сезонов наблюдений Обозначения те же, что и на рис. 3, 4

они хорошо согласуются и дополняют друг друга, подтверждая тем самым ранее сделанные по этой звезде основные выводы. Необходимо, однако, отметить, что в сезон 1989–1990 гг. по нашим наблюдениям звезда имела в среднем более слабый блеск – $\bar{m}_V$ = 10,45 против m_V = 10,18 для 1988–1989 гг. Кроме того, несколько меньшей по сравнению с прошлыми наблюдениями была амплитуда колебаний блеска (Δm_V = 1,27 против Δm_V = 1,77). То же самое нужно отметить и для амплитуды переменности степени поляризации ($\Delta P(\%)$ = 4,31 против $\Delta P(\%)$ = 5,34 для полосы V). Хотя общий характер переменности звезды существенно не изменился, все это вместе взятое может служить указанием на тенденцию к снижению активности. Так ли это на самом деле – должны показать дальнейшие наблюдения.

3. Наблюдения V586 Ori

V586 Ori как представитель класса молодых звезд с алголеподобными ослаблениями блеска известна давно, и она в полной мере обладает всеми свойствами, типичными для ранее исследованных звезд данного класса. К этим свойствам следует отнести в первую очередь следующие:

1) Существование в спектре звезды переменной H_α-эмиссии, свидетельствующее о наличии вокруг звезды светящейся газовой оболочки [5].

2) Существование околозвездной пылевой оболочки, обнаруживающей себя согласно данным IRAS [6] излучением в далекой инфракрасной области спектра.

3) Неправильные алголеподобные ослабления блеска, сопровождающиеся поворотом цветовых треков на диаграммах показатели цвета – величина в сторону более голубого излучения [7].

Все это вместе взятое позволило включить V586 Ori в нашу программу. Для V586 Ori есть данные по наблюдению поляризации другими авторами [8, 9]. Однако предыдущие наблюдения были единичными и не ставили перед собой цели исследования

Таблица 2

Фотометрия и поляриметрия V586 Ori

Дата	*J.D.* 2440000+	Ф	*m*	*P*, %	σ*P*	θ	σθ	*N*
02.01.89	7529,411	*U*	10,63	0,41	0,11	53,5	7,2	6
		B	10,50	0,58	0,07	81,9	3,5	
		V	10,20	0,92	0,14	92,7	4,3	
		R	9,90	0,94	0,04	91,9	1,3	
		I	9,66	0,90	0,10	88,9	3,1	
20.11.89	7851,547	*U*	10,92	0,77	0,37	77,6	12,8	4
		B	10,79	1,14	0,07	93,3	1,8	
		V	10,42	1,11	0,10	89,3	2,5	
		R	10,02	0,83	0,06	87,9	2,2	
		I	9,76	0,94	0,08	89,0	2,5	
16.12.89	7877,527	*U*	10,90	1,34	0,60	113,8	12,0	5
		B	10,69	1,16	0,15	88,8	3,6	
		V	10,36	1,01	0,24	92,0	6,6	
		R	10,16	0,60	0,14	106,4	6,4	
		I	9,90	0,83	0,26	87,0	8,8	
04.01.90	7896,428	*U*	11,33	2,25	0,24	90,5	3,1	9
		B	10,96	1,56	0,09	91,5	1,6	
		V	10,51	1,35	0,16	93,6	3,3	
		R	10,21	1,24	0,13	89,6	3,1	
		I	9,88	1,34	0,15	94,5	3,2	
05.01.90	7897,284	*U*	10,81	1,38	0,16	89,7	3,3	5
		B	10,56	1,05	0,07	94,8	1,9	
		V	10,21	1,05	0,11	91,6	3,0	
		R	9,93	1,10	0,11	92,5	3,0	
		I	9,72	0,78	0,14	97,4	5,0	
23.02.90	7946,236	*U*	11,83	3,06	0,31	78,0	3,0	4
		B	11,57	2,83	0,15	92,6	1,6	
		V	11,12	2,32	0,25	91,3	3,1	
		R	10,66	1,85	0,15	90,1	2,3	
		I	10,26	1,73	0,15	94,9	2,5	
24.02.90	7947,244	*U*	11,44	1,95	0,23	89,6	3,3	8
		B	11,13	1,51	0,11	93,5	2,1	
		V	10,70	1,22	0,18	93,5	4,3	
		R	10,26	1,19	0,08	93,8	1,8	
		I	9,99	0,89	0,08	86,7	2,5	
27.02.90	7950,202	*U*	10,79					4
		B	10,51	0,40	0,08	83,5	5,7	
		V	10,15					
		R	9,87	0,58	0,15	90,1	7,3	
		I	9,70	0,77	0,16	87,1	5,9	

возможной переменности поляризации у звезды. Любопытно, однако, отметить что приводимые в [8] и [9] значения наблюдавшейся поляризации у V586 Ori отличаются друг от друга – $P = 1{,}02 \pm 0{,}05$ (%) и $P = 0{,}27 \pm 0{,}10$ (%) соответственно.

Во время наших наблюдений звезда долгое время не показывала существенной переменности и лишь 23.02.90 нами было зарегистрировано сильное и непродолжительное по времени ослабление блеска звезды до $11^m{,}12$ в полосе *V*, сопровождавшееся значительным увеличением степени линейной поляризации во всех цветовых полосах. Максимального своего значения поляризация достигла в полосе *U*, где она составила 3,06%. Результаты наблюдений V586 Ori приведены в табл. 2, а на рис. 6

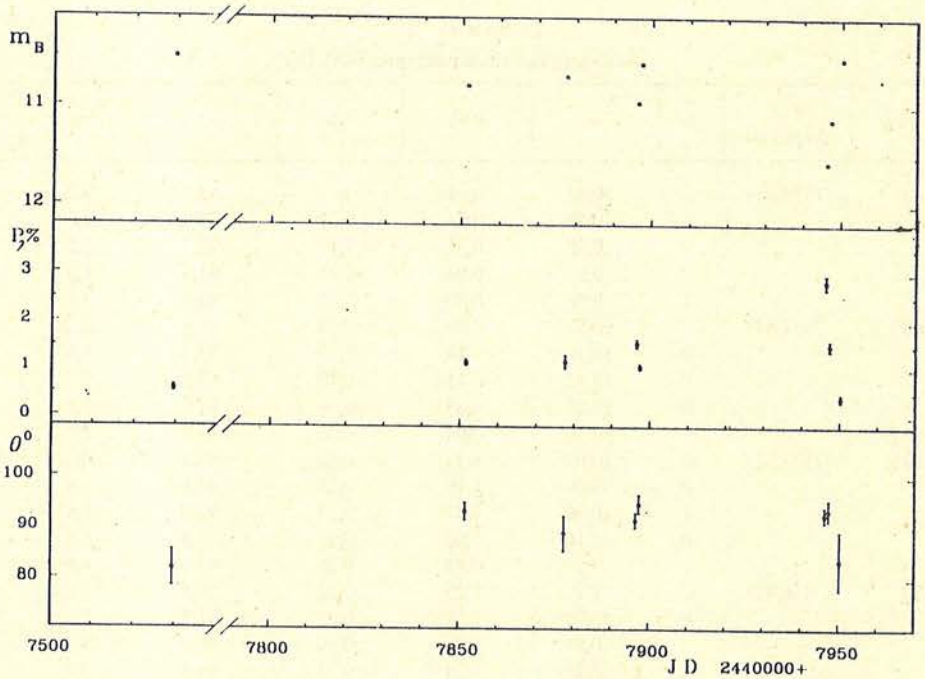


Рис. 6. Изменение блеска, степени и позиционного угла поляризации V 586 Ori в полосе *B* по данным табл. 2

показаны изменения блеска, степени и позиционного угла вектора поляризации в полосе *B*. На рис. 7 дана диаграмма безразмерных параметров Стокса для V586 Ori для этой же полосы. На ней хорошо видно направление смещения параметров поляризации звезды.

При анализе этих наблюдений необходимо отметить в первую очередь относительное постоянство позиционного угла вектора поляризации при изменении степени поляризации и блеска со временем. Его значение за все время наблюдений оставалось близким к 80°. Относительно небольшое количество наблюдательных данных, полученных для V586 Ori, объясняется тем, что наиболее интересные события в ее поведении происходили в январе-феврале 1990 г., т.е. в месяцы, обычно наиболее неблагоприятные в КАО в смысле погоды.

Тем не менее на основании полученных нами данных мы можем с большой степенью уверенности предположить, что причина сильного роста степени линейной поляризации при ослаблении блеска у V586 Ori та же, что и у ранее исследованных звезд. Она заключается в увеличении доли поляризованного, рассеянного в пылевой оболочке света в суммарном излучении звезды, происходящем при затмении звезды непрозрачными пылевыми облаками. Увеличение степени линейной поляризации в сторону коротких длин волн в минимуме блеска (как это можно видеть из данных, представленных в табл. 2) свидетельствует о преобладающей роли в рассеянии мелких частиц.

Для более детального исследования собственной поляризации звезды необходимы дальнейшие наблюдения. Особенный интерес представляет вопрос о межзвездной поляризации в ближайшей окрестности V586 Ori, знание которой необходимо для выделения из наблюдаемой поляризации параметров собственной, принадлежащей самой звезде. Положение позиционного угла вектора собственной поляризации должно указывать на ориентацию пылевого диска в картинной плоскости. Относительно небольшое (по сравнению с другими звездами) значение степени линейной поляризации в

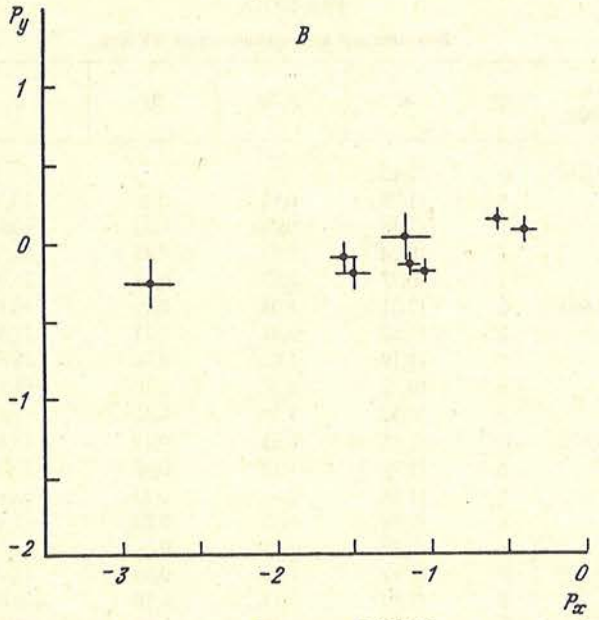


Рис. 7. Диаграмма безразмерных параметров Стокса для *V* 586 Ori по данным наблюдений в полосе *B*

минимуме блеска у V586 Ori может свидетельствовать о заметном наклоне плоскости ориентации пылевого диска относительно луча зрения, хотя это может быть обусловлено другими причинами. Нельзя также исключить возможность того, что наблюдавшееся ослабление блеска было не самым сильным и при большем его значении (если его удастся зарегистрировать) степень поляризации возрастет.

4. Наблюдения SV Cep

За время наших наблюдений эта звезда не показывала сильной фотометрической переменности: максимальная ее амплитуда в полосе *V* составила $0^m,53$. Однако за это же время степень поляризации, как это можно видеть из табл. 3, в которой представлены результаты ее наблюдений, для этой же полосы менялась в пределах 0,84–2,01%. Так как амплитуда этой переменности существенно выше ошибок наблюдений, следует признать ее реально существующей. Однако имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные не позволяют сделать определенных выводов о ее природе. Никаких других опубликованных данных по наблюдению поляризации у SV Cep нам отыскать в литературе не удалось. Ясна необходимость дальнейших поляриметрических наблюдений, особенно во время глубоких ослаблений блеска, когда, согласно [10], звезда ослабевает в полосе *V* до $12^m,25$.

5. Наблюдения VX Cas и RZ Psc

В ходе наших наблюдений в 1989–1990 гг. эти звезды не были включены в основную программу, поэтому для них у нас есть только данные по фотометрии. Мы приводим их в табл. 4 и 5, надеясь, что они могут быть полезны другим авторам. VX Cas по нашим наблюдениям в 1989–1990 гг. не показывала существенной переменности, в то время как у RZ Psc в этот же сезон Миникуловым и др. [11] было зарегистрировано глубокое и непродолжительное ослабление блеска, сопровождав-

Таблица 3

Фотометрия и поляриметрия SV Sep

Дата	*J.D.* 2440000+	Ф	*m*	*P*, %	σ_P	θ	σ_θ	*N*
08.12.89	7869,247	*U*	12,16					4
		B	11,75	0,50	0,12	23,3	6,9	
		V	11,33	0,84	0,16	48,6	5,6	
		R	10,84	0,97	0,15	58,9	4,5	
		I	10,37	0,97	0,12	55,0	3,5	
03.07.90	8076,605	*U*	12,01	1,08	0,19	44,2	4,3	4
		B	11,62	0,91	0,11	57,5	3,0	
		V	11,19	1,05	0,14	58,0	3,9	
		R	10,72	1,30	0,10	66,2	2,1	
		I	10,32	1,29	0,12	70,1	2,6	
13.07.90	8086,578	*U*	12,15	0,63	0,19	48,8	7,1	8
		B	11,72	1,12	0,10	57,2	2,4	
		V	11,28	1,64	0,13	65,1	2,2	
		R	10,74	1,93	0,08	64,9	1,3	
		I	10,27	1,71	0,10	65,9	1,7	
14.07.90	8087,570	*U*	12,12	1,26	0,19	48,0	4,0	8
		B	11,70	1,13	0,10	688,9	2,4	
		V	11,28	1,72	0,13	66,3	2,2	
		R	10,76	1,91	0,08	65,0	1,3	
		I	10,30	1,67	0,10	64,9	1,7	
16.07.90	8089,516	*U*	12,13	1,22	0,18	57,9	3,8	8
		B	11,63	1,39	0,10	64,4	1,9	
		V	11,20	1,85	0,13	61,5	2,0	
		R	10,68	2,15	0,08	64,9	1,1	
		I	10,21	1,90	0,10	66,2	1,5	
21.07.90	8094,523	*U*	11,89	1,37	0,19	56,8	3,5	8
		B	11,49	1,36	0,10	65,9	2,0	
		V	11,09	2,01	0,13	64,8	1,9	
		R	10,56	1,76	0,08	69,6	1,4	
		I	10,14	1,47	0,10	72,0	2,0	
31.07.90	8104,498	*U*	11,83	0,94	0,19	61,6	5,0	8
		B	11,43	1,09	0,19	61,8	2,5	
		V	11,04	1,68	0,13	63,2	2,2	
		R	10,58	1,86	0,09	67,5	1,4	
		I	10,15	1,45	0,11	69,5	2,2	
11.08.90	8115,407	*U*	11,72	0,69	0,18	53,1	5,8	8
		B	11,34	0,90	0,10	62,5	2,9	
		V	10,98	1.05	0,13	61,1	3,4	
		R	10,55	1,36	0,09	73,2	2,0	
		I	10,15	1,29	0,12	69,6	2,6	
14.08.90	8118,435	*U*	11,72	0,65	0,19	38,1	6,9	8
		B	11,34	0,90	0,11	65,6	3,1	
		V	10,98	1,59	0,14	64,0	2,5	
		R						
		I						
15.08.90	8119,430	*U*	11,73					8
		B	11,36	1,05	0,11	59,5	2,7	
		V	10,98	1,35	0,14	59,4	2,9	
		R						
		I						
16.08.90	8120,412	*U*	11,70	0,64	0,15	62,0	4,9	8
		B	11,32	1,00	0,08	67,6	2,2	

Таблица 3 (окончание)

Дата	J.D. 2440000+	Ф	m	P, %	σP	θ	σθ	N
16.08.90	8120,412	V	10,97	1,34	0,12	69,0	2,4	8
		R	10,53	1,48	0,08	74,3	1,5	
		I	10,15	1,47	0,09	74,2	1,8	
23.08.90	8127,427	U	11,54	0,56	0,17	63,6	5,9	8
		B	11,16	1,23	0,09	65,8	2,0	
		V	10,80	1,51	0,13	69,0	2,4	
		R	10,57	1,37	0,12	64,9	2,6	
		I	10,22	1,39	0,15	69,1	3,2	

Таблица 4

Фотометрия VX Cas

Дата	J.D. 2440000+	V	U–B	B–V	V–R	V–I
14.07.89	7722	11,32	0,31	0,39	0,31	0,52
21.07.89	7729	11,28	0,23	0,36	0,37	0,51
22.07.89	7730	11,51	0,34	0,42	0,40	0,69
24.07.89	7732	11,57	0,34	0,40	0,35	0,56
25.07.89	7733	11,26	0,27	0,35	0,30	0,47
26.07.89	7734	11,32	0,31	0,39	0,31	0,53
27.07.89	7735	11,20	0,25	0,35	0,31	0,48
30.07.89	7738	11,42	0,33	0,41	0,36	0,55
01.08.89	7740	11,23	0,28	0,38	0,30	0,49
08.08.90	7747	11,28	0,28	0,35	0,33	0,49
12.08.90	7751	11,22	0,26	0,35	0,33	0,48
15.08.90	7754	11,19	0,25	0,38	0,29	0,46
18.08.90	7757	11,08	0,21	0,20	0,27	0,43
13.09.90	7782	11,12	0,23	0,27	0,31	0,41
14.09.90	7783	11,10	0,22	0,30	0,29	0,44
19.09.90	7788	11,07	0,24	0,32	0,28	0,41
23.09.90	7792	11,06	0,20	0,37	0,24	0,33
27.09.90	7796	11,22	0,27	0,34	0,30	0,48
02.10.90	7802	11,22	0,24	0,34	0,32	0,50
21.10.90	7820	11,16	0,25	0,33	0,29	0,48
23.10.90	7822	11,13	0,23	0,33	0,26	0,44
07.11.90	7837	11,29	0,27	0,35	0,31	0,50
25.11.90	7855	11,24	0,29	0,36	0,32	0,51

Таблица 5

Фотометрия Rz Psc

Дата	J.D. 2440000+	V	U–B	B–V	V–R	V–I
13.09.89	7783	11,63	0,16	0,73	0,58	1,05
14.09.89	7784	11,66	0,03	0,72	0,61	1,11
19.09.89	7789	11,83	0,13	0,82	0,65	1,15
23.09.89	7792	11,73	0,24	0,74	0,61	1,09
22.10.89	7821	11,65	0,23	0,76	0,61	1,06
23.10.89	7822	11,79	0,22	0,79	0,64	1,12
06.11.89	7836	12,05	0,32	0,83	0,74	1,31
07.11.89	7837	12,57	0,48	1,06	0,92	1,65
08.11.89	7838	12,10	0,24	0,90	0,64	1,17
01.12.89	7861	11,79	0,28	0,81	0,65	1,14

шееся увеличением степени линейной поляризации. К сожалению, в КАО этот момент был пропущен из-за погодных условий.

Автор выражает искреннюю признательность В.П. Гринину за проявленный интерес к работе и ценные рекомендации.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Piirola V.* // Ann. Acad. Sci. Fenn. Ser. A. 1975. Vol. 6, N 418. P. 61.
2. *Гринин В.П., Киселев Н.Н., Миникулов Н.Х* и др. // Astrophys. and Space. 1991. Vol. 186. P. 283–295.
3. *Бердюгин А.В., Гринин В.П., Миникулов Н.Х.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории 1992. Т.86. С.69–96.
4. *Бердюгин А.В., Бердюгина С.В., Гринин В.П., Миникулов Н.Х.* // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 812.
5. *Herbig G.H., Robbin B.K.* Third catalog of emission-line stars of the Orion population // Astrophys. J. 1972. Vol. 174. P. 401–423. (Lick Observ. Bull.: E 1111).
6. *Gezari D.Y., Schmitz M., Mad J.M.* Catalog of infrared observ. Wash., 1987. (NASA Ret.; 1196).
7. *Ковальчук Г.У.* Фотоэлектрические исследования неправильных переменных с непериодическими ослаблениями блеска в созвездии Ориона: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Одесса, 1987.
8. *Vrba F.J., Strom S.E., Strom K.M.* et al. // Astron. J. 1987. Vol. 96. P. 680–694.
9. *Breger M.* // Astrophys. J. 1976. Vol. 204. P. 789–794.
10. *Wensel W.* // MVS. 1969. Bd. 5, H. 5. S. 3–10.
11. *Миникулов Н.Х., Киселев Н.Н., Чернова Г.П.* // Астрофизика (в печати).

УДК 524.3

МЕТОДИКА ОДНОВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ЧЕТЫРЕХ ПАРАМЕТРОВ СТОКСА В ПОЛОСАХ *UBVRI*

А.В. Бердюгин, Н.М. Шаховской

Рассмотрена методика, позволяющая проводить одновременные измерения параметров круговой и линейной поляризации излучения звезд и других космических объектов в пяти спектральных полосах *UBVRI*. Для этого использованы пятиканальный фотометр-поляриметр Хельсинкского университета, установленный на 125-см телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории, и ахроматическая пластинка $\lambda/4$, изготовленная в ГАО АН Украины. Выведены формулы для определения безразмерных параметров Стокса в инструментальной системе и найдены редукционные коэффициенты для редукции их к стандартной системе. Даны примеры применения разработанной методики для наблюдений магнитного белого карлика EG 129 (Grw + 70°8247) и поляра AM Her.

Наблюдения EG 129 дают основание заподозрить переменность круговой поляризации его излучения. У AM Her обнаружено почти полное исчезновение круговой поляризации во всех полосах во время продолжительного минимального уровня активности в июле-сентябре 1990 г. Но при таком же уровне блеска в октябре 1989 г. и в мае 1990 г. у AM Her наблюдалась значительная круговая поляризация.

THE METHOD OF THE SIMULTANEOUS MEASUREMENTS OF FOUR STOKES PARAMETERS IN THE *UVBRI* BANDS, *by A.V. Berdyugin, N.M. Shakhovskoy*. The method of the simultaneous measurements both linear and circular polarization in the *UBVRI* photometric passbands is introdused. For this aim, five-channel photometer-polarimeter of Helsinki University mounted at 125-cm AZT-11 telescope of Crimean Observatory and achromatic quarter-wave retarder made in Main Astronomic Observatory Ukrainian Academy have been used. The formules for the determination of the normalized Stokes parameters are ruled out and coefficients which are needed for reduction of the measured parameters to the standard system are determined.

In order to test this method the observation of the magnetic white dwarf EG 129 (Grw + 70°8247) and polar AM Her was made. Observation of EG 129 gave some evidence for variability of circular polarization. The nearly full disappearance of the circular polarization in the all bands was found for AM Her during their long time low-level state in July-September 1990. But at the same brightness level in 1989, October and 1990, May the large circular polarization from AM Her has been observed.

1. Введение

В последнее время все возрастает значение измерений как линейной, так и в особенности круговой (циркулярной) поляризации оптического излучения различных объектов. Это связано прежде всего с открытием в 1970-х годах значительной круговой поляризации сначала у магнитных белых карликов [1–3], а затем у AM Her и подобных звезд (поляров) [4–6]. Эта поляризация, как правило, является переменной во времени и имеет сложный спектр, связанный с дискретными гармониками циклотронного излучения в сверхсильных магнитных полях. В большинстве таких объектов круговая поляризация обычно превышает линейную или сравнима с ней. Кроме того, слабая круговая поляризация обнаружена также и у звезд с большой линейной межзвездной поляризацией [7, 8] и у звезд с пылевыми околозвездными оболочками [9, 10].

Для исследования таких объектов, как поляры (типичные и промежуточные) и магнитные белые карлики, и построения моделей их магнитосфер крайне желательны одновременные измерения круговой и линейной поляризации их излучения в возможно более широком диапазоне длин волн. Последовательные (неодновременные) измерения отдельных параметров поляризации не всегда могут быть увязаны в единую картину как из-за быстрой переменности соответствующих объектов в течение отдельных циклов (периодов), так и существенных изменений их состояния с характерным временем порядка дней, месяцев или лет. Ранее уже проводились одновременные поляризационные наблюдения ряда звезд типа AM Her в нескольких цветовых полосах [11–13]. Однако измерения круговой и линейной поляризации, как правило, проводились неодновременно, что затрудняло их анализ и построение соответствующих геометрических и физических моделей. Поэтому в 1989 г. мы начали программу систематических одновременных многоцветных измерений круговой и линейной поляризации, с пятиканальным *UBVRI* фотометром-поляриметром Хельсинкского университета, разработанным под руководством В. Пиирола и с 1982 г. установленным на 125-см телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории. Учитывая, что методика измерений как только круговой поляризации, так и совместного измерения круговой и линейной поляризации с этим прибором нигде не описана, мы сочли целесообразным опубликовать ее изложение.

2. *UBVRI* фотометр-поляриметр

Для лучшего понимания нашей методики приведем краткое описание *UBVRI* фотометра-поляриметра Хельсинкского университета. Принцип его работы в одноканальном варианте описан Пиирола [14], а многоканальный вариант прибора – Корхоненом и др. [15]. Оптическая схема прибора изображена на рис. 1. Анализатором поляризации в нем служит пластина из кальцита (исландского шпата) (*2*), установленная перед входными диафрагмами (*3*). Эта пластина разделяет световой пучок на две параллельно смещенные составляющие с взаимноортогональной линейной поляризацией, каждая из которых строит свое изображение объекта (звезды) в соответствующей ей диафрагме. Сразу за диафрагмой установлен модулятор (chopper) (*4*), поочередно с частотой 32 Гц перекрывающий то одну, то другую диафрагму. Прошедший сквозь диафрагмы и модулятор свет поступает в блок светоприемников (*III*), где с помощью дихроичных интерференционных отражателей расщепляется на пять пучков, падающих на соответствующие фотоумножители. Для каждого из них в системе регистрации имеются два счетчика импульсов, переключаемых синхронно с открытием одной или другой диафрагмы. Для измерения двух параметров Стокса, описывающих линейную поляризацию, необходимо или поворачивать анализатор (вместе с диафрагмами и блоком светоприемников) относительно телескопа, что и осуществлялось в первом одноканальном варианте прибора, или поворачивать плоскость поляризации измеряемого излучения с помощью вращающейся фазовой плас-

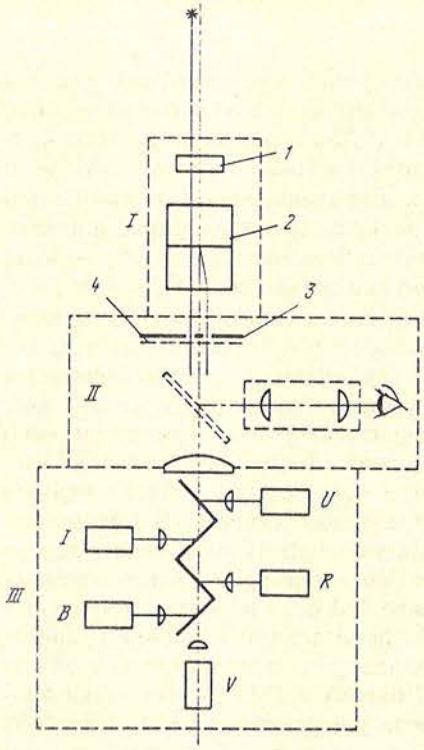


Рис. 1. Оптическая схема *UBVRI* фотометра-поляриметра

I — поляризационный блок (съемный); *II* — блок диафрагм и подсмотра; *III* — блок светоприемников (охлаждаемый). *1* — пластинка λ/2 или λ/4; *2* — поляризационный анализатор; *3* — входные диафрагмы; *4* — модулятор (chopper)

тинки в половину длины волны (λ/2). Такая пластинка (*1*), установленная перед анализатором, после каждой экспозиции с заданным временем ΔT поворачивается на $\pi/8 = 22°,5$, что соответствует повороту плоскости поляризации на 45°. Весь цикл измерений состоит из восьми экспозиций, в течение которых пластинка λ/2 поворачивается на 180°, а плоскость поляризации – на 360°. Кроме того, делаются необходимые измерения фона неба рядом с объектом. Так как в фокальной плоскости телескопа каждой точке неба соответствуют два изображения с ортогональной поляризацией, то в каждую из диафрагм попадают два пучка от фона неба с разных сторон от объекта, при сложении которых получается неполяризованный свет (при равномерной интенсивности фона). Поэтому поляризацию излучения фона учитывать не нужно, и следует только вычесть интенсивности излучения фона из суммарного отсчета на звезду плюс фон.

Для эффективной работы прибора необходимо, чтобы фазовый сдвиг полуволновой пластинки был близок к 180° для всех пяти полос. Этому условию может удовлетворить только ахроматическая фазовая пластинка. В штатном режиме измерения линейной поляризации используется 6-компонентная полуволновая пластинка, изготовленная фирмой Bernhard Halle (Зап. Берлин) по расчетам Серковского [16]. Отклонения ее фазового сдвига от 180° не превышает 3° для всего диапазона прибора. Но положение эффективной оси пластинки (оси, соответствующей наибольшей разности коэффициентов преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей) заметно различается для разных полос. Эти различия должны учитываться при редукции наблюдений.

Для измерений круговой поляризации (совместно или отдельной от линейной) вместо полуволновой пластинки λ/2 надо установить, четвертьволновую пластинку λ/4, которая преобразует круговую поляризацию в линейную с соответствующим положению осей пластинки направлением плоскости колебаний. Естественно, что для широкополосных измерений и тем более для одновременных измерений в полосах *UBVRI* эта пластинка должна быть достаточно ахроматичной во всем рабочем диапазоне длин волн. В 1989 г. мы получили возможность использовать в поляриметре ахроматическую пластинку λ/4, изготовленную в ГАО АН Украины (г. Киев) по методу, описанному В.А. Кучеровым [17]. Ниже приводятся основные формулы, алгоритмы для обработки наблюдений и некоторые результаты, полученные с этой пластинкой и *UBVRI*-поляриметром Хельсинкского университета в 1989–1990 гг.

3. Основные формулы для определения параметров Стокса

Пусть мы имеем свет с полными параметрами Стокса I, Q, U, V и безразмерными (нормированными) параметрами поляризации $q = Q/I$, $u = U/I$, $\upsilon = V/I$. После прохождения пластинки с фазовым сдвигом τ и двухлучевого анализатора интенсивность двух пучков может быть найдена путем последовательного умножения вектора $[I, Q, U, V]$ на матрицы Мюллера для фазовой пластинки и анализатора [16, 18]:

$$I_1 = I_e = {}^1/_2 k_1 \, [I + Q\,(\cos^2 2\psi + \sin^2 2\psi \cos\tau) + U\,(1 - \cos\tau)\,\cos 2\psi \sin 2\psi + V \sin 2\psi \sin\tau],$$
$$I_2 = I_0 = {}^1/_2 k_2 \, [I - Q\,(\cos^2 2\psi + \sin^2 2\psi \cos\tau) - U\,(1 - \cos\tau)\,\cos 2\psi \sin 2\psi - V \sin 2\psi \sin\tau], \quad (1)$$

где ψ – угол поворота оси наибольшей скорости фазовой пластинки относительно главной плоскости анализатора, а k_1, k_2 – коэффициенты пропускания оптики для необыкновенного (e) и обыкновенного (o) лучей, которые могут быть различными из-за разных френелевских потерь на отражение. При этом мы положили, что параметры Стокса определены в системе отсчета, связанной с анализатором. Отметим, что эффективные значения параметров фазовой пластинки τ и ψ могут иметь различные значения для каждого из цветов.

Сначала мы рассмотрим случай идеальной пластинки с фазовым сдвигом $\tau = \pi/2 = 90°$. Переходя к безразмерным параметрам q, u, υ, получаем

$$I_e = \frac{k_1}{2}\,[1 + \frac{q}{2}\,(1 + \cos 4\psi) + \frac{u}{2}\,\sin 4\psi + \upsilon \sin 2\psi],$$
$$I_0 = \frac{k_1}{2}\,[1 - \frac{q}{2}\,(1 + \cos 4\psi) - \frac{u}{2}\,\sin 4\psi - \upsilon \sin 2\psi]. \quad (2)$$

Угол ψ может принимать n дискретных значений $\psi_i = \psi_0 + i\Delta\psi$ ($i = 1,2,..., n$). Если мы хотим измерять совместно линейную и круговую поляризацию, то целесообразно выбрать $\Delta\psi = \pi/8 = 22°,5$ и $n = 8$, т.е. использовать тот же алгоритм работы прибора, что и при измерении линейной поляризации с пластинкой $\lambda/2$. Если же желательно измерять только круговую поляризацию с максимальной точностью, то следует задать $\Delta\psi = \pi/4 = 45°$ и $n = 4$. Такой алгоритм применял Пиирола в 1984–1985 гг. [11].

В каждой цветовой полосе для i-й экспозиции при заданном ψ_i мы имеем два отсчета счетчиков, N_{ei} и N_{0i}, соответствующих интенсивности необыкновенного (extraordinary) и обыкновенного (ordinary) лучей. Из (2) мы получаем систему уравнений для определения искомых параметров q, u, υ относительной интенсивности I и приборных параметров k_1, k_2. Эта система нелинейна и может быть решена последовательными приближениями (итерацией).

Для исключения коэффициентов k_1, k_2, следуя Пиирола [14], возьмем для каждой i-й экспозиции отношение отсчетов $z_i' = N_{ei} / N_{0i}$ (предварительно освобожденных от фона неба и темнового тока) и их сумму $S_i = N_{ei} + N_{0i}$. Из (2) получаем

$$r_i' = (k_1/k_2)\,(1 + x_i)/(1 - x_i) = k\,(1 + x_i)\,/\,(1 - x_i),$$
$$S_i = {}^1/_2\,(k_1 + k_2)\,I, \quad (3)$$

где $k = k_1/k_2$, а $x_i = q/2 + {}^1/_2\,(q \cos 4\psi_i + u \sin 4\psi_i) + \upsilon \sin 2\psi_i$. Так как при не слишком больших величинах степени поляризации $x_i << 1$, то, пренебрегая высшими степенями x_i, можно принять:

$$(1 + x_i)\,/\,(1 - x_i) \approx 1 + 2x_i, \quad r_i' \approx k\,(1 + 2x_i). \quad (4)$$

Для исключения k находим среднее значение r_i':

$$\langle r' \rangle = \frac{1}{8}\sum_{1}^{8} r_i' = \frac{k}{8}\sum_{1}^{8}(1+2x_i) = k(1+q). \tag{5}$$

Далее берем отношения:

$$r_i = \left(r_i' - \langle r' \rangle\right) / \left(r_i' + \langle r' \rangle\right) \approx \left(x_i - q/2\right) / \left(1 + q/2\right). \tag{6}$$

Во второй части равенства (6) опущены величины qx_i, имеющие 2-й порядок малости. Положив $y_i = x_i - q/2$ и введя перенормированные параметры

$$q' = q / (1 + q/2),\ u' = u / (1 + q/2),\ \upsilon' = \upsilon/(1 + q/2), \tag{7}$$

получаем

$$r_i = y_i / (1 + q/2) = {}^1/_2\,(q'\cos 4\psi_i + u'\sin 4\psi_i) + v'\sin 2\psi_i\,. \tag{8}$$

Избыточную систему восьми уравнений (8) с тремя неизвестными q', u', υ' решаем методом наименьших квадратов. Положив также $\psi_0 = 0$ (т.е. что в начальном положении фазовой пластинки ее эффективная ось параллельна главной плоскости анализатора), получаем следующее решение системы (8):

$$\begin{aligned} q' &= {}^1/_2\,(r_1 - r_3 + r_5 - r_7), \\ u' &= {}^1/_2\,(r_2 - r_4 + r_6 - r_8), \\ \upsilon' &= {}^1/_4\,[r_3 - r_7 + \frac{\sqrt{2}}{2}(r_2 + r_4 - r_6 - r_8)]. \end{aligned} \tag{9}$$

Приняв эти значения q', u', υ' как первое приближение, перенормируем их согласно (7), положив там $q = q'$, и получим во 2-м приближении:

$$q = q' / (1 - q/2),\ u = u'(1 + q/2),\ \upsilon = \upsilon'(1 + q/2). \tag{10}$$

Анализ системы (9) показывает, что случайные ошибки нормированных параметров Стокса, связанные со статистикой квантов, для параметра υ (круговой поляризации) соответствуют ошибкам параметров q и u в режиме линейной поляризации для тех же условий, а для параметров линейной поляризации q и u вдвое превосходят их.

Определенные по (9) и (10) параметры поляризации мы принимаем как их окончательные значения в нашей инструментальной системе. Они, однако, могут отличаться от истинных значений параметров поляризации измеряемого излучения из-за различных инструментальных эффектов, а также вследствие отличия инструментальной системы отсчета от стандартной (различия нуль-пунктов отсчета позиционных углов). Поэтому для получения истинных величин параметров поляризации необходима специальная процедура калибровки и редукции наблюдений.

4. Калибровка и редукция наблюдений

Основными инструментальными эффектами, искажающими измеренные значения параметров поляризации, могут быть:

1. Инструментальная поляризация (линейная и круговая), возникающая в оптике телескопа и поляриметра.
2. Паразитный фазовый сдвиг в оптике.
3. Отличие эффективного значения фазового сдвига четвертьволновой пластинки от принятого значеня $\pi/4$.
4. Отклонения положения оси наибольшей скорости фазовой пластинки от расчетного положения.

5. Различие в системе отсчета позиционных углов в инструментальной системе (отсчитываются от главной плоскости анализатора) и в стандартной системе (отсчитываются от круга склонений объекта).

В общем случае все эти эффекты различны для разных цветовых полос. Раздельное определение их является достаточно трудной задачей, требующей специального оборудования и эталонных источников излучения с различными формами поляризации. Не располагая такими источниками, мы можем определить только совместное действие всех эффектов и исправить за них измеренные значения параметров поляризации. Для этого мы использовали наблюдения стандартных звезд с достаточно хорошо известной поляризацией.

Преобразование параметров Стокса при прохождении любого оптического устройства в самом общем виде может быть описано матричным уравнением:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \|M\| \times \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}, \tag{11}$$

где $[I_0, Q_0, U_0, V_0]$ и $[I, Q, U, V]$ – векторы Стокса исходного и искаженного инструментальными эффектами излучения, а $\| M \|$ – 4×4-матрица Мюллера. Для случая малых степеней линейной и круговой поляризаций из (11) можно получить приближенные линейные соотношения, связывающие нормированные параметры Стокса:

$$\begin{aligned} q &= a_1 q_0 + b_1 u_0 + c_1 \upsilon_0 + d_1, \\ u &= a_2 q_0 + b_2 u_0 + c_2 \upsilon_0 + d_1, \\ \upsilon &= a_3 q_0 + b_3 u_0 + c_3 \upsilon_0 + d_3. \end{aligned} \tag{12}$$

12 коэффициентов этих уравнений можно в принципе определить из наблюдений, измерив достаточное количество звезд с различными и хорошо известными параметрами поляризации. Однако на практике определить все коэффициенты в (12) во всех полосах *UBVRI* очень трудно из-за отсутствия доступных нам объектов со значительной постоянной и хорошо известной круговой поляризацией. Это делает практически невозможным непосредственное определение коэффициентов c_1, c_2, c_3 и a_3, b_3. Однако анализ показывает, что 12 параметров линейного преобразования (12) не являются независимыми. Как показано в [19], коэффициенты a_1, b_1, a_2, b_2 зависят от $\cos\Delta\tau$, а $c_1 = -a_3$ и $c_2 = -b_3$ – от $\sin\Delta\tau$, где $\Delta\tau$ – эффективное значение паразитного фазового сдвига, возникающего из-за несовершенства пластинки $\lambda/4$ и двупреломления в оптике прибора. Коэффициент же c_3 равен $\cos\Delta\tau$. Поэтому в принципе возможно, определив значения коэффициентов a_1, b_1, a_2, b_2 из измерений стандартных звезд с известной линейной поляризацией, найти затем $\Delta\tau$ и по нему восстановить остальные коэффициенты соотношений (12).

Согласно [19]

$$\cos\Delta\tau = (R_1 - R_2) / (R_1 + R_2), \tag{13}$$

где $R_1 = [(a_1 + b_2)^2 + (a_2 - b_1)^2]^{1/2}$, $R_2 = [(a_1 - b_2)^2 + (a_2 - b_1)^2]^{1/2}$.

Для надежного определения коэффициентов линейного преобразования (12) необходимо провести наблюдения достаточного числа звезд с различными значениями параметров поляризации, хорошо известными для всех полос *UBVRI*. При этом желательно иметь как звезды с малой поляризацией (для определения свободных членов $d_1 - d_3$), так и звезды с большой линейной поляризацией и различными позиционными углами плоскости колебаний (для определения коэффициентов $a_1 - b_2$). К

Таблица 1

Поляризация звезд, выбранных в качестве стандартов

Звезда	$P(\%) \pm \sigma$					$\theta° \pm \sigma$				
	U	*B*	*V*	*R*	*I*	*U*	*B*	*V*	*R*	*I*
HD204827	5,564	5,810	5,611	4,852	3,991	58,2	59,0	59,5	59,7	60,3
	±0,050	±0,027	±0,038	±0,030	±0,031	±0,3	±0,1	±0,2	±0,2	±0,2
HD23512	1,659	2,098	2,158	2,219	1,863	31,0	30,7	31,0	30,3	29,7
	±0,105	±0,076	±0,068	±0,060	±0,090	±1,8	±1,0	±0,9	±0,8	±1,4
HD43384	2,486	2,648	2,749	2,641	2,324	170,4	171,1	171,0	171,4	170,7
	±0,030	±0,020	±0,030	±0,036	±0,3	±0,3	±0,3	±0,4	±0,4	±0,4
HD41398	1,968	2,185	2,240	2,138	1,971	166,5	165,1	165,9	166,1	166,9
	±0,078	±0,067	±0,048	±0,082	±0,053	±1,1	±0,9	±0,6	±1,1	±0,8
HD10898	3,741	4,037	4,129	3,726	3,235	96,8	95,1	94,8	94,3	95,5
	±0,055	±0,045	±0,089	±0,045	±0,028	±0,4	±0,3	±0,6	±0,3	±0,3
HD25914	4,480	4,696	4,837	4,412	3,909	142,8	141,2	140,7	140,0	140,1
	±0,059	±0,027	±0,042	±0,035	±0,029	±0,4	±0,2	±0,3	±0,2	±0,2
HD4768	1,787	2,073	2,284	2,094	1,956	83,3	81,7	81,2	80,7	79,9
	±0,053	±0,049	±0,029	±0,054	±0,045	±0,8	±0,7	±0,4	±0,7	±0,7

Таблица 2

Коэффициенты преобразования параметров Стокса

Коэффициент	1989–1990 гг.					1990–1991 гг.				
	U	*B*	*V*	*R*	*I*	*U*	*B*	*V*	*R*	*I*
*a*1	0,303	0,199	0,198	0,020	–0,106	0,292	0,118	0,058	–0,054	–0,258
	±0,026	±0,020	±0,028	±0,036	±0,052	±0,059	±0,059	±0,044	±0,031	±0,073
*b*1	–0,978	–0,990	–0,987	–1,045	–1,295	–0,983	–0,988	–0,984	–0,991	–1,095
	±0,058	±0,029	±0,020	±0,031	±0,046	±0,084	±0,040	±0,038	±0,041	±0,061
*a*2	1,084	0,984	0,980	1,072	1,207	1,100	1,032	1,002	1,016	1,128
	±0,016	±0,018	±0,038	±0,041	±0,056	±0,063	±0,050	±0,025	±0,028	±0,060
*b*2	0,162	0,126	0,089	–0,021	–0,164	0,413	0,162	0,131	0,024	–0,114
	±0,083	±0,030	±0,029	±0,038	±0,048	±0,059	±0,030	±0,025	±0,031	±0,049
*c*3	0,846	0,929	0,895	0,993	0,920	0,858	0,940	0,927	0,922	0,877
*d*1	–0,286	–0,104	0,083	–0,110	0,005	–0,081	–0,066	0,001	–0,078	0,025
	±0,120	±0,064	±0,057	±0,075	±0,048	±0,036	±0,121	±0,104	±0,042	±0,040
*d*2	–0,227	–0,066	–0,031	0,036	–0,064	–0,123	–0,048	–0,050	–0,004	–0,10
	±0,101	±0,040	±0,035	±0,020	±0,013	±0,083	±0,040	±0,029	±0,029	±0,028

сожалению, число таких звезд, подходящих по яркости и имеющих надежно определенные постоянные параметры поляризации во всех наших цветовых полосах, оказывается явно недостаточным, особенно для больших поляризаций. Практически мы можем пользоваться только звездами из списка [20], у которых поляризация не показывает переменности. Поэтому мы были вынуждены провести специальные наблюдения ряда звезд с *UBVRI*-поляриметром в режиме линейной поляризации и использовать полученные данные для калибровки прибора в режиме измерения круговой и линейной поляризации. Так как измерения в обоих режимах проводились, как правило, в одну и ту же ночь, то можно ожидать, что возможная переменность поляризации некоторых звезд не скажется на результатах калибровки. Поскольку

данные о поляризации этих звезд могут быть полезными для других исследователей, мы приводим результаты их наблюдений в табл. 1.

В табл. 2 даны результаты определения редукционных коэффициентов по двум независимым сериям наблюдений в 1989–1990 и 1990–1991 гг. Эти коэффициенты описывают перевод измеренных значений нормированных параметров Стокса из инструментальной системы в стандартную и соответствуют линейному преобразованию, взаимнообратному преобразованию (12). В таблице даны значения только тех коэффициентов, которые значимо отличаются от нуля. Как видно из таблицы редукционные коэффициенты для двух сезонов наблюдений достаточно хорошо согласуются между собой. С помощью этих коэффициентов мы перевели все наблюдения с пластинкой $\lambda/4$ в стандартную систему. Редуцированные таким способом наблюдения стандартных звезд хорошо сходятся с данными, приведенными в табл. 1, что свидетельствует о корректности нашей методики измерений и редукций.

5. Некоторые результаты одновременных измерений линейной и круговой поляризации

1. Магнитный белый карлик EG 129 = Grw + 70°8247. Этот объект, у которого Кемпом [1] впервые была обнаружена значительная (~4%) круговая поляризация, до сих пор оставался одним из немногих известных объектов с постоянной круговой и линейной поляризацией [2, 3]. Применить его для калибровки наблюдений трудно из-за слабого блеска (~13^m) и сложной зависимости поляризации от длины волны. Мы наблюдали Eg 129 в основном для проверки нашей методики. Параметры линейной поляризации, измеренные в различные ночи, достаточно хорошо согласуются между собой и с лучшими из имеющихся в литературе данными широкополосных наблюдений [2]. Но результаты измерений круговой поляризации в разные ночи показывают существенные различия, превосходящие возможные ошибки наблюдений. Средние значения круговой поляризации также значительно отличаются от приведенных в [2]. Это заставляет нас заподозрить переменность круговой порялизации EG 129, которая практически не измерялась в последние 15 лет. Отметим, что ранее уже высказывались предположения о возможной переменности линейной [21] и круговой [22, 23] поляризации EG 129. Крайне желательно подтверждение этих результатов с помощью независимых наблюдений.

2. Поляр AM Her. Этот прототип поляров – тесных двойных систем, содержащих белый карлик с магнитным полем 10^7–10^8 Гс, как и другие поляры, характеризуется большой нестабильностью всех наблюдаемых свойств. Ему также свойственны быстрые переходы от высокого ($12^m,5$–$13^m,5$) уровня блеска к низкому ($14^m,5$–$15^m,5$) и обратно. Известно [24], что как в высоком, так и в низком состоянии кривые изменения параметров поляризации с фазой орбитального периода (3^h06^m) могут сильно изменяться. Но причины этих изменений до сих пор остаются неясными.

В 1989 г. мы начали регулярные одновременные наблюдения круговой и линейной поляризации излучения AM Her в полосах *UBVRI*. В октябре 1989 г. и большую часть 1990 г. AM Her находился в состоянии низкого блеска и только в апреле 1990 г. нам удалось пронаблюдать его в ярком состоянии. Примеры фазовых кривых круговой и линейной поляризации приведены на рис. 2,*а*–*г*. Использовались элементы, приведенные в [25]. Временно́е разрешение наблюдений составляло 3–3,5 мин. К сожалению, при слабом блеске ошибки измерения круговой и особенно линейной поляризации в большинстве полос достаточно велики. Тем не менее на рис. 2 можно видеть значительные изменения фазовых кривых круговой поляризации в полосах *R* и *I* вплоть до ее полного исчезновения в июле-сентябре 1990 г. Исчезновение круговой поляризации у AMHer в августе 1990 г. подтверждается одновременными наблюдениями в полосе *V* на 2,6-м телескопе с аппаратурой, описанной в [26]. Отметим, что при том же уровне среднего блеска AM Her в октябре 1989 г. и в мае1990г.круговая

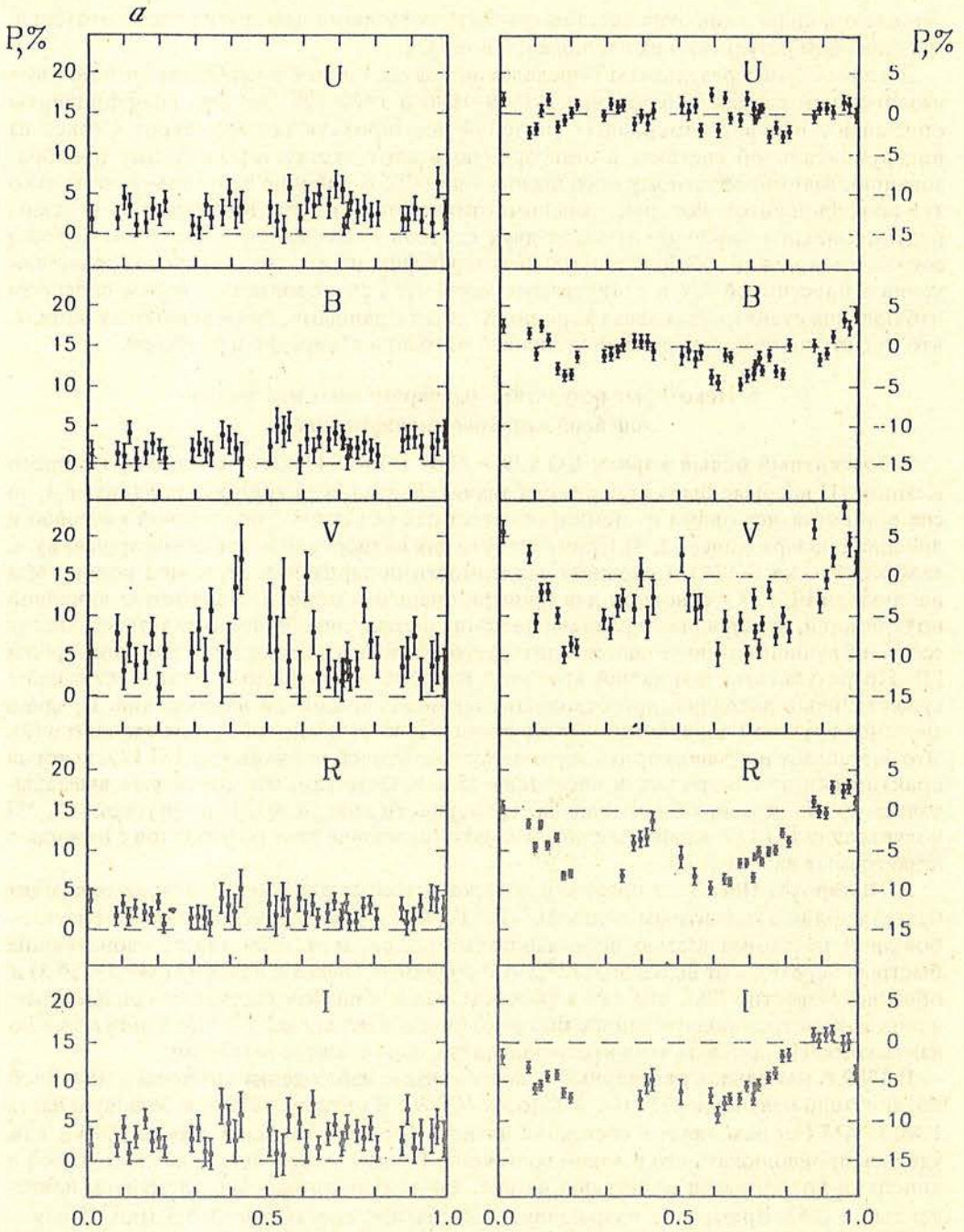


Рис. 2. Одновременные *UBVRI* наблюдения линейной и круговой поляризации AM Her в ярком (*а*) и слабом (*б—г*) состояниях

Абсциссы — фазы от элементов из [22], ординаты — степень линейной (слева) и круговой (справа) поляризации. Масштаб на всех графиках одинаков; вертикальные черточки соответствуют средним ошибкам, определенным по статистике зарегистрированных квантов.

а — наблюдения 19 апреля 1990 г., *б* — наблюдения 25 мая 1990 г., *в* — наблюдения 22 июля 1990 г., *г* — наблюдения 14 сентября 1990 г.

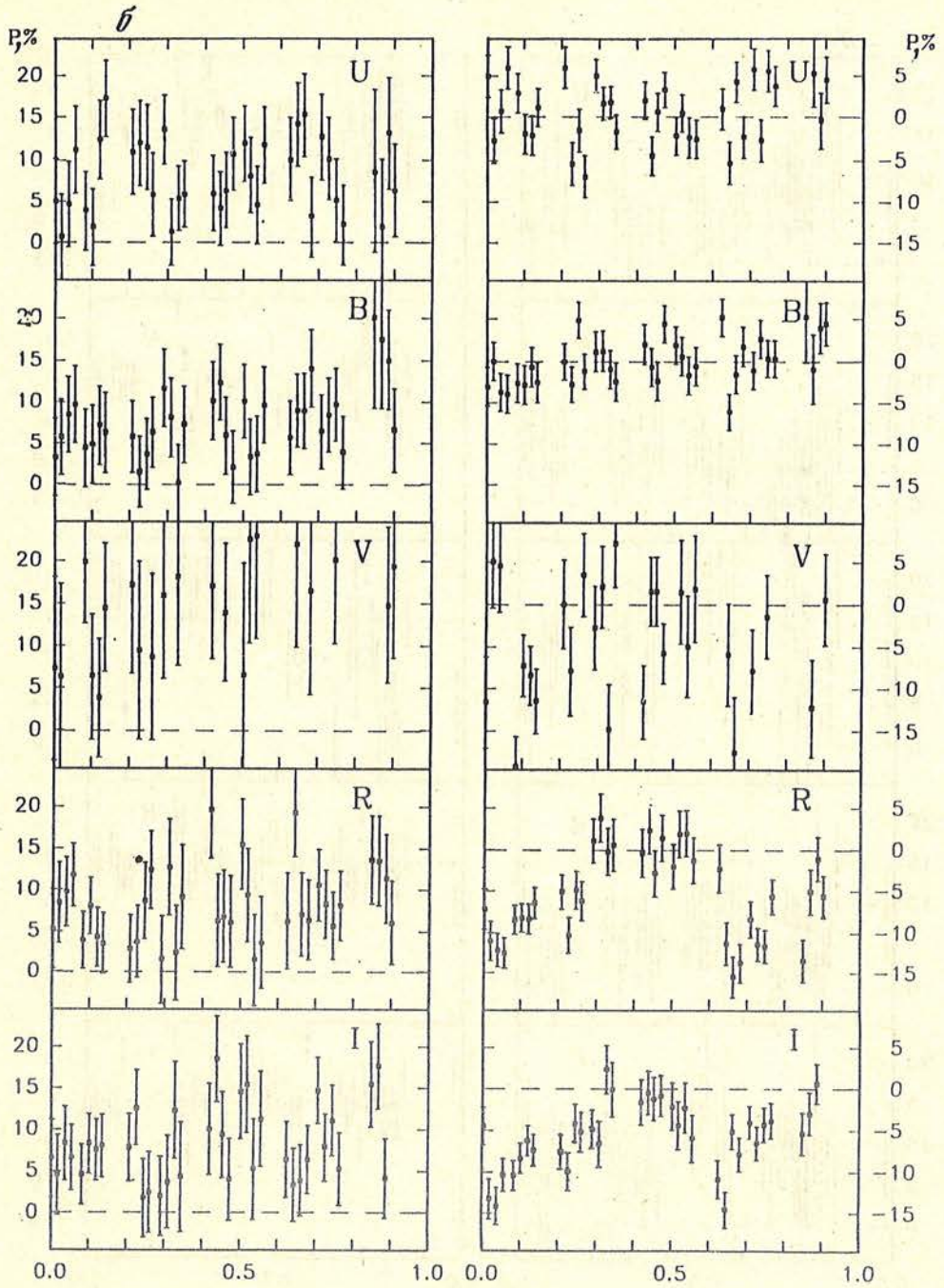


Рис. 2 (продолжение)

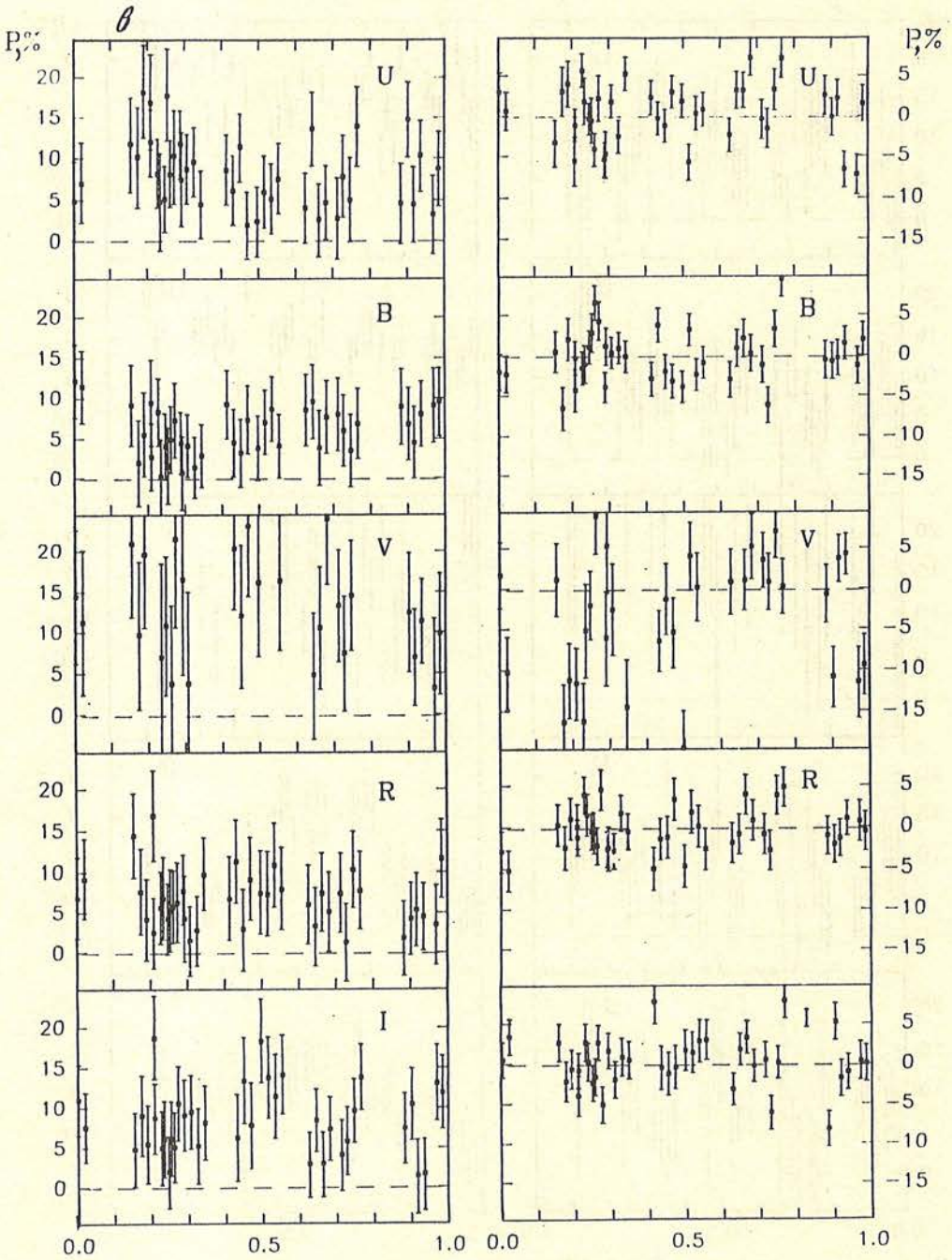


Рис. 2 (продолжение)

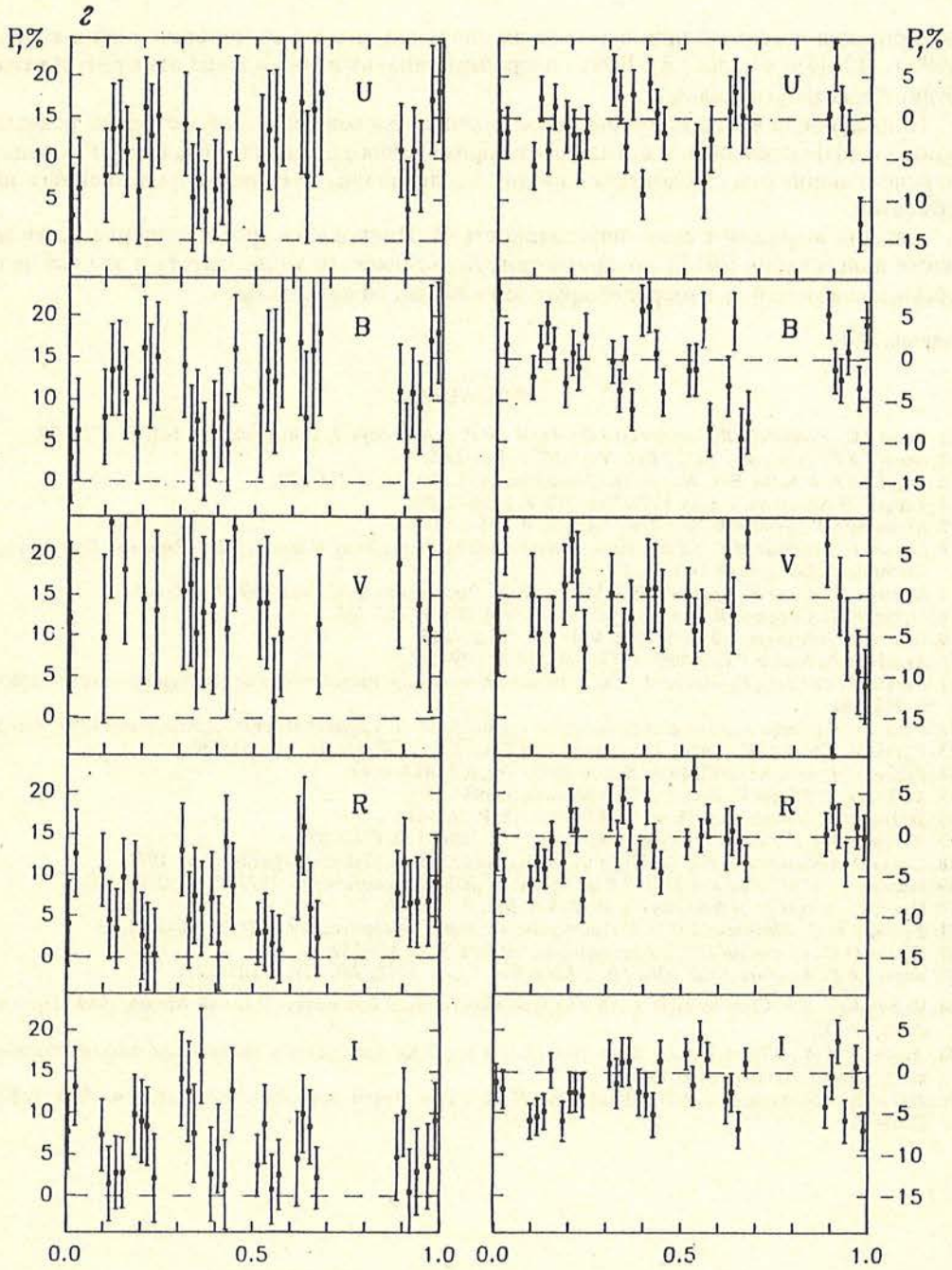


Рис. 2 (окончание)

поляризация достигала примерно тех же значений, что и в ярком состоянии в апреле 1990 г. (12–14% в полосе *R*). Более подробный анализ и обсуждение этих результатов будут проведены отдельно.

Приведенные выше примеры использования рассматриваемой методики показывают ее эффективность и возможность применения ко многим объектам. Особенно перспективной она представляется для исследования поляров и родственных им объектов.

Авторы выражают свою благодарность В. Пиирола за предоставление возможности пользования *UBVRI*-поляриметром Хельсинкского университета и за полезные обсуждения методики измерений круговой и линейной поляризации.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kemp J.C., Svedlund J.B., Landstreet J.D., Angel J.R.P.* // Astrophys. J. Lett. 1970. Vol. 161. P. L77–L79.
2. *Angel J.R.P., Landstreet J.D.* // Ibid. Vol. 162. P. L61–L66.
3. *Angel J.R.P.* // Annu. Rev. Astron. and Astrophys. 1978. Vol. 16. P. 487–519.
4. *Tapia S.* // Astrophys. J. Lett. 1977. Vol. 212. P. L125–L129.
5. *Krzeminski W., Serkowski K.* // Ibid. Vol. 216. P. L45–L48.
6. *Liebert J., Stockman H.S.* // Cataclysmic variables and low-mass *X*-ray binaries / Ed. J. Patterson, D.Q. Lamb. Cambridge (Mass.), 1984. P. 151–177.
7. *Martin P.G., Illing R., Angel J.R.P.* // Month. Notic. Roy. Astron. 1972. Vol. 159. P. 191–201.
8. *Martin P.G., Campbell B.* // Astrophys. J. 1976. Vol. 208. P. 727–731.
9. *Gehrels T.* // Astrophys. J. Lett. 1972. Vol. 173. P. L23–L25.
10. *Angel J.R.P., Martin P.G.* // Ibid. 1973. Vol. 180. P. L39–L41.
11. *Piirola V., Vilhu O., Kyrolainen J.* et al. // Proc. ESA workshop: Recent results on cataclysmic variables. 1985. P. 245–249.
12. *Piirola V.* // Polarized radiation of circumstellar origin / Ed. G.V. Coyne et al. Univ. of Ariz. press. 1988. P. 245.
13. *Piirola V., Cyone G.V., Reiz A.* // Astrophys. and Space Sci. 1990. Vol. 169. P. 133–138.
14. *Piirola V.* // Ann. Acad. Si. Fenn. Ser. A. 1975. Vol. 6. N 418. P. 61.
15. *Korhonen T., Piirola V., Reiz A.* // ESO Messenger, 1984. Dec.
16. *Serkowski K.* // Meth. Exp. Phys. A. 1974. Vol. 12. P. 361–414.
17. *Кучеров В.А.* // Кинематика и физика небес. тел. 1986. Т. 2. С. 82–87.
18. *Clarke D., Grainger J.F.* Polarized light and optical measurement. Oxford: Pergamon press, 1971.
19. *Шаховской Н.М., Ефимов Ю.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1972. Т. 45. С. 90–110.
20. *Hsu J.-C., Breger M.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 262. P. 732–738.
21. *Ефимов Ю.С., Шаховской Н.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1974. Т. 50. С. 68–83.
22. *Шулов О.С., Белоконь Е.Т.* // Астрофизика. 1972. Т. 8. С. 343–352.
23. *Angel J.R.P., Landstreet J.D., Oke J.B.* // Astrophys. J. Lett. 1972. Vol. 171. P. L11–L15.
24. *Vojhanskaya N.F.* Close binaries of AM Her type: Observational data survey. Нижний Архыз, 1989 (Препр. САО; № 43).
25. *Асланов А.А., Колосов Д.Е., Липунова Н.А.* и др. // Каталог тесных двойных на поздних стадиях эволюции. М.: Изд-во МГУ, 1989.
26. *Вайсс В., Малапушенко В.П., Шаховской Н.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1990. Т. 82. С. 69–86.

УДК 523.858

UBVRI-ФОТОМЕТРИЯ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4151 В 1989–1990 гг.

Н.И. Меркулова, Л.П. Метик

Приведены результаты наблюдений ядра галактики типа Sy 1 NGC 4151 за два сезона – 1989–1990 гг. – на 1,25-м телескопе АЗТ-11 КАО с помощью финского двухлучевого модулирующего фотометра-поляриметра конструкции В. Пииролы, позволяющего одновременно измерять характеристики оптического излучения в пяти спектральных диапазонах системы *UBVRI*.

Всего за 17 ночей было 43 часа наблюдений ядра галактики при хороших условиях с временным разрешением 4 мин. В каждом спектральном диапазоне получено по 184 оценки блеска ядра галактики в диафрагме 20" и по 19 оценок в 10" диафрагме.

За указанный период наблюдений ядра галактики NGC 4151 его блеск возрос во всех диапазонах спектра полос фотометрической системы *UBVRI*. При этом в диафрагме 20" поярчание ядра в полосе *U* было максимальным и достигало ~ $1^m,0$, а в полосе *I* – минимальным, $0,^m32$. Наблюдались как ослабления, так и возрастания блеска за десятки дней. При этом обычно изменения блеска и цвета были больше в ультрафиолетовой области спектра. Изменения от ночи к ночи были незначительными. Кроме одного случая, когда в две соседние ночи (17/18 – 18/19.03.89 г.) блеск ядра галактики ослабел в полосе *I* на $0,^m1$, тогда как в полосе *U* оставался постоянным. Цвет же галактики "поголубел" одинаково как в синей, так и в красной областях спектра. Из 10 ночей патрульных наблюдений в шести из них блеск ядра галактики в течение ночи претерпевал заметные изменения, а в остальные четыре оставался постоянным.

UBVRI – PHOTOMETRY OF SEYFERT GALAXY NGC 4151 NUCLEUS IN 1989–90, *by N.I. Merkulova, L.P. Metik*. Results of synchronous *UBVRI* observations of Sy 1 galaxy NGC 4151 nucleus obtained in two seasons in 1989–90 with 1,25-m telescope AZT-11 of Crimean astrophysical observatory using the double beam chopping photometer-polarimeter by V. Piirola (University of Helsinki, Finland) are reported.

During 17 nights there were 43 hours of the galaxy nucleus monitoring in good atmospheric conditions with the time resolution of ~4 minutes. 184 estimates of the nucleus brightness were obtained in each spectral region in diaphragm 20", and 19 estimates in diaphragm 10".

This period of observations of galaxy NGC 4151 nucleus its brightness was increased in all spectral regions of the photometric system *UBVRI*. The greatest increasing was in the *U*-band, and it reached $1,^m0$, whereas in *I*-band it came to $0,^m3$ only. Increasing and decreasing of the brightness was observed in time scale of decades. Usually the brightness and colour variability in ultraviolet were larger. Night-to-night variation were small. Except one case, when the brightness of galaxy nucleus in two neighbouring nights (on 1989, March, 17/18 and 18/19) was decreasing in *I*-band up to $0,^m1$, whereas in *U*-band it was constant. The galaxy colour became "bluer" equally in blue and so in red regions.

Out of 10 nights of patrol observations the brightness of galaxy NGC 4151 nucleus during 6 nights undergone outstanding changes, in the rest of 4 nights the nucleus brightness was constant.

Известно, что квазары, сейфертовские галактики, лацертиды объединяются под названием галактики с активными ядрами. Общим свойством этих объектов можно считать наличие в них источников переменного континуума не только оптического, но и других диапазонов спектра [1]. Основную информацию о переменности оптического континуума ядер активных галактик дали и дают фотоэлектрические *UBV*-наблюдения.

С января 1989 г. мы начали систематические наблюдения ядер некоторых сейфертовских галактик на 1,25-м телескопе АЗТ-11 КАО с использованием финского двухлучевого модулирующего фотометра-поляриметра конструкции В. Пииролы, позволяющего одновременно измерять характеристики оптического излучения в пяти спектральных интервалах системы *UBVRI* [2]. Преимуществом этого прибора является также оперативный учет фона неба во время каждой экспозиции. Однако при наблюдениях галактики мы производили отдельно измерение фона на расстоянии ~7'÷8' от галактики, так как расстояние между центрами фоновой и объектной диафрагм составляет 26" и есть опасность попадания в фоновую диафрагму засветки от внешних частей галактики.

Наблюдения в режиме фотометрии проводились дифференциальным методом по отношению к звезде сравнения – С. Наблюдалась также каждый раз контрольная звезда – СЗ. Обе эти звезды взяты из списка В.М. Лютого [3]. Наблюдения проводились по следующей схеме: звезда сравнения –С– контрольная звезда СЗ – фон у галактики – галактика – контрольная звезда СЗ – звезда сравнения С – фон – галактика и т.д. Время накопления сигнала на одном счетчике каждого ФЭУ составляло 10 с. Для каждого объекта в одном цикле получено по 8 измерений, из которых затем были вычислены средние значения и среднеквадратичные отклонения одного измерения. Обычно они не превышали ошибок, вычисленных по статистике квантов ($\sqrt{N_{об} + 2\,N_{фон}}/N_{об}$): для галактики и контрольной звезды СЗ ошибки в каждом фильтре не превышали 1%, для звезды сравнения С – 0,5%. Отношение сигнал/шум $S/N > 100$. Была сделана привязка звезд сравнения к стандартным звездам в системе *UBVRI*, взятым из [4]; пары экстинкционных звезд при этих наблюдениях взяты из [5]. Для звезды С мы получили : $U = 10,^m45$; $B = 10,^m43$; $V = 9,^m84$; $R = 9,^m30$; $I = 8,^m93$.

В работе приводятся результаты наблюдений ядра галактики NGC 4151 за два сезона: с 11.02.89 г. по 3.05.89 г. и с 21.02.90 г. по 22.05.90 г. Всего за 17 ночей было 43 часа наблюдений галактики при хороших фотометрических условиях (качество изображения не хуже 3–4"). В течение восьми ночей наблюдения продолжались 3 часа и больше. Было получено по 184 оценки блеска галактики в каждом фильтре в диафрагме размером 20" и по 19 оценок (за 6 ночей) в диафрагме 10". Временно́е разрешение около 4 мин.

Результаты наблюдений

Нас интересовали изменения блеска галактики как долговременные за все время наблюдений, так и быстрые изменения, происходящие в течение ночи. Усредненные за ночь данные одновременных наблюдений во всех пяти фильтрах – *UBVRI* приведены в таблице. В ней содержится следующая информация: в 1-м столбце – дата и юлианская дата наблюдения, во 2-м – число наблюдений, в 3–7-м – усредненные за ночь значения блеска галактики соответственно в фильтрах U, B, V, R, I со своими среднеквадратичными ошибками одного измерения, в 8–11-м – соответственно усредненные показатели цвета галактики – $(U - B)$, $(B - V)$, $(V - R)$, $(V - I)$.Среднеквадратичные ошибки σ даны в единицах последнего знака.

На рис. 1–2 представлены эти усредненные за ночь значения блеска и показателей цвета галактики в диафрагме 20". Обращает на себя внимание тот факт, что в первый сезон наблюдений – за 7 ночей (с 11.02.89 по 3.05.89 г.) галактика показала некий затяжной минимум блеска, особенно ярко выраженный в фильтре U, ($\sim 0,^m3$). В фильтре B он составляет $0,^m20$, минимален в фильтре V ($\sim 0,^m13$), а затем глубина этого минимума опять растет ($0,^m17$ – в фильтре R и $0,^m23$ – в фильтре I). Из сравнения показателей цвета видно, что во время этого минимума ядро галактики заметно "покраснело" в ультрафиолетовой области спектра: показатель цвета $(U - B)$ вырос на $\sim 0,^m15$, а в красной области спектра галактика стала "голубее" (показатель цвета $(V - I)$ уменьшился ~ на $0,^m1$).

Второй сезон наблюдений начался 21.02.90 г., и оказалось, что блеск галактики NGC 4151 примерно такой же, как и восемь месяцев тому назад. При следующем наблюдении галактики, через 60 дней, отмечено значительное поярчание ее: в фильтре U – на $0,^m53$, в B – на $0,^m33$, в V – на $0,^m17$, в R – на $0,^m16$, в I – на $0,^m14$. Наибольшие изменения блеска были в УФ-диапазоне: в три раза больше, чем в красном. Далее и блеск, и показатели цвета менялись слабо в течение примерно двух месяцев, после чего снова произошло увеличение блеска ~ за 20 дней в фильтре U на $0,^m25$, в B на $0,^m20$, в V и R на $0,^m08$, а в I на $0,^m03$. Таким образом, изменения наиболее значительны в ультрафиолетовой области спектра. Увеличение амплитуды

Наблюдения Галактики NGC 4151 в диафрагме размером 20"

Дата, юлианская дата	*n*	*U*±σ	*B*±σ	*V*±σ	*R*±σ	*I*±σ	(*U*–*B*)	(*B*–*V*)	(*V*–*R*)	(*V*–*I*)
1.11/12.02.89	1	$12,^{m}565$	$12,^{m}948$	$12,^{m}087$	$11,^{m}275$	$10,^{m}761$	$-0,^{m}383$	$0,^{m}861$	$0,^{m}812$	$1,^{m}326$
J.D. 2447569,5										
2.5/6.03.89	2	12,710	13,012	12,113	11,288	10,851	–0,302	0,898	0,826	1,262
... 7591,5		5	1	1	1	2				
3.17/18.03.89	6	12,829	13,058	12,129	11,288	10,864	–0,229	0,928	0,841	1,265
... 7603,4		57	46	50	35	38				
4.18/19.03.89	2	12,824	13,104	12,168	11,376	10,955	–0,280	0,936	0,792	1,213
... 7604,4		3	9	9	6	22				
5.3/4.04.89	2	12,790	13,064	12,145	11,342	10,881	–0,274	0,919	0,804	1,256
... 7620,4		1	2	4	1	4				
6.8/9.04.89	4	12,725	13,023	12,124	11,304	10,903	–0,300	0,899	0,820	1,221
...7625,4		20	22	19	19	23				
7.2/3.05.89	1	12,504	12,891	12,052	11,210	10,812	–0,387	0,839	0,842	1,240
... 7649,4										
8.22/23.12.89	10	12,578	12,918	12,054	11,243	10,808	–0,339	0,864	0,811	1,246
...7883,5		29	34	32	27	36				
9.21/22.02.90	22	12,069	12,601	11,882	11,076	10,672	–0,534	0,719	0,810	1,212
... 7944.4		12	9	9	7	7				
10.16/17.03.90	2	12,000	12,555	11,869	11,108	10,706	–0,555	0,686	0,761	1,163
... 7967,4		9	2	10	1	1				
11.26/27.03.90	27	12,038	12,574	11,904	11,091	10,687	–0,537	0,670	0,813	1,217
... 7977,5		14	12	20	12	11				
12.1/2.04.90	18	12,033	12,577	11,894	11,108	10,712	–0,544	0,684	0,785	1,182
... 7983,4		9	9	4	10	6				
13.2/3.04.90	27	12,006	12,567	11,890	11,105	10,716	–0,560	0,677	0,787	1,174
... 7984,4		22	11	8	13	6				
14.28/29.04.90	15	12,005	12,560	11,883	11,067	11,663	–0,555	0,677	0,816	1,220
... 8010,4		45	36	32	22	23				
15.18/19.05.90	12	11,736	12,364	11,786	11,006	10,632	–0,626	0,578	0,775	1,154
... 8030,3		16	9	8	7	7				
16.20/21.05.90	25	11,761	12,399	11,798	11,012	10,640	–0,638	0,600	0,788	1,159
... 8032,3		14	18	16	23	17				
17.21/22.05.90	8	11,746	12,376	11,797	11,022	10,642	–0,630	0,579	0,775	1,155
... 8033,4		21	15	15	22	14				

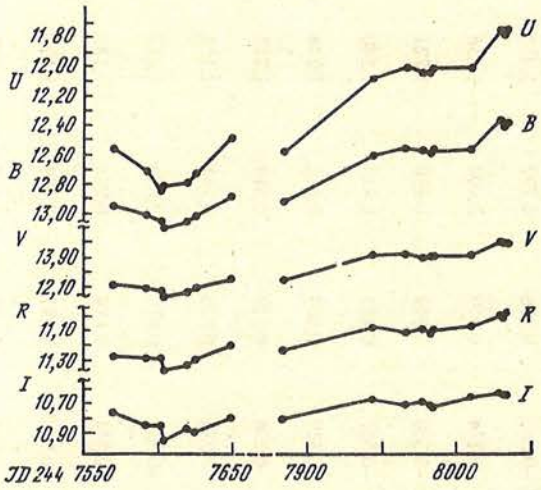


Рис. 1. Кривые блеска ядра галактики NGC 4151 в лучах *U, B, V, R, I*, построенные по усредненным за ночь оценкам блеска, полученным при наблюдениях ядра галактики с 20" диафрагмой

Ось абсцисс — Юлианская дата, ось ординат — величина блеска в звездных величинах

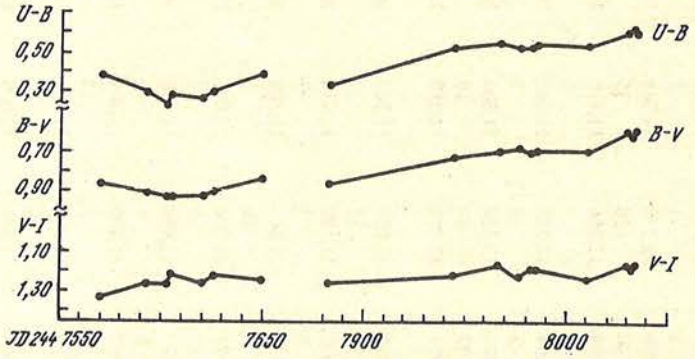


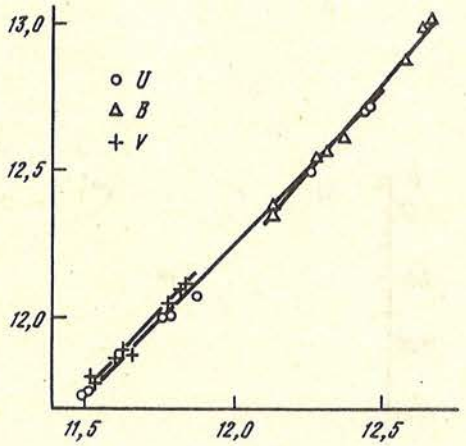
Рис. 2. Изменения показателей цвета ядра галактики *U—B, B—V* и *V—I*, полученные по усредненным за ночь оценкам блеска ядра в 20" диафрагме

переменности с уменьшением длины волны – основная черта цветовых изменений в активных ядрах сейфертовских галактик, поскольку переменный источник в ядре имеет степенно́е распределение энергии в спектре, а максимальный вклад звездной составляющей галактики приходится на фильтр *V*.

Прежде чем переходить к анализу изменений блеска и показателей цвета галактики NGC 4151 за все время наблюдений, мы сравнили наши результаты (усредненные за ночь, диафрагма 20") с неопубликованными пока еще результатами наблюдений В.М. Лютого, проведенных им для этой галактики в те же (и соседние) ночи в *U*-, *B*-, *V*-фильтрах с диафрагмой 27". Это сравнение представлено на рис. 3. Видно, что согласие неплохое. На рис. 4 мы приводим сравнение усредненных за ночь данных наших наблюдений галактики NGC 4151, проведенных с диафрагмами 20 и 10". Здесь также хорошее согласие оценок, особенно для ультрафиолетовой области.

Теперь рассмотрим зависимости между потоками излучения и показателями цвета наблюдаемой галактики в разных фильтрах. Рис. 5 представляет зависимости блеска ядра галактики NGC 4151 в фильтре *U* по отношению к блеску его в других четырех (*B, V, R, I*) фильтрах. Для значений *U* и *B* эта зависимость выражена лучше: здесь самый большой наклон прямой, и разброс точек вдоль этой прямой практически

Рис. 3. Сравнение результатов наблюдений галактики NGC 4151, полученных авторами (ось ординат) и В.М. Лютым (ось абсцисс) в одни и те же или соседние даты (диафрагмы соответственно 20 и 27")



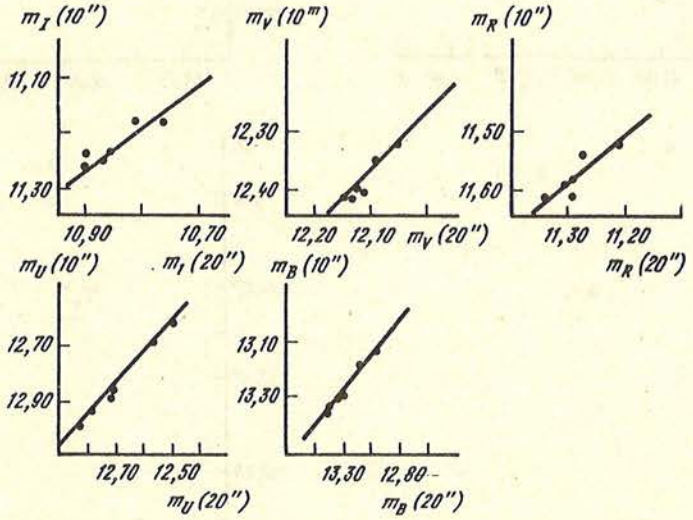


Рис. 4. Сравнение результатов наблюдений ядра галактики, полученных с диафрагмами 20 и 10" в одни и те же ночи

одинаков. Это может означать, что как в состоянии поярчания, так и в состоянии ослабления блеск ядра галактики в фильтрах U и B меняется примерно одинаково. Что же касается остальных зависимостей (рис. 5,*б*,*в*,*г*), то здесь углы наклона прямых меньше, а разброс значений больше. Нужно заметить, что с уменьшением блеска ядра галактики разброс значений во всех фильтрах увеличивается. Особенно это заметно в красной области спектра. Возможно, это связано с возрастанием активности ядра галактики в состоянии пониженного блеска, когда изменения в красной и ультрафиолетовой областях становятся сравнимыми. Рис. 6 – на примере зависимостей V (от $U-B$) и $(B-V)$ – иллюстрирует довольно известный факт [6]: с увеличением блеска галактики показатель цвета ее уменьшается.

И наконец, рассмотрим двуцветные диаграммы (рис. 7) по тем же средним за ночь значениям блеска галактики. Видно, что цветовые изменения в ультрафиолетовой и синей областях спектра больше, чем в красной области.

Интересный случай переменности блеска ядра галактики NGC 4151 от ночи к ночи

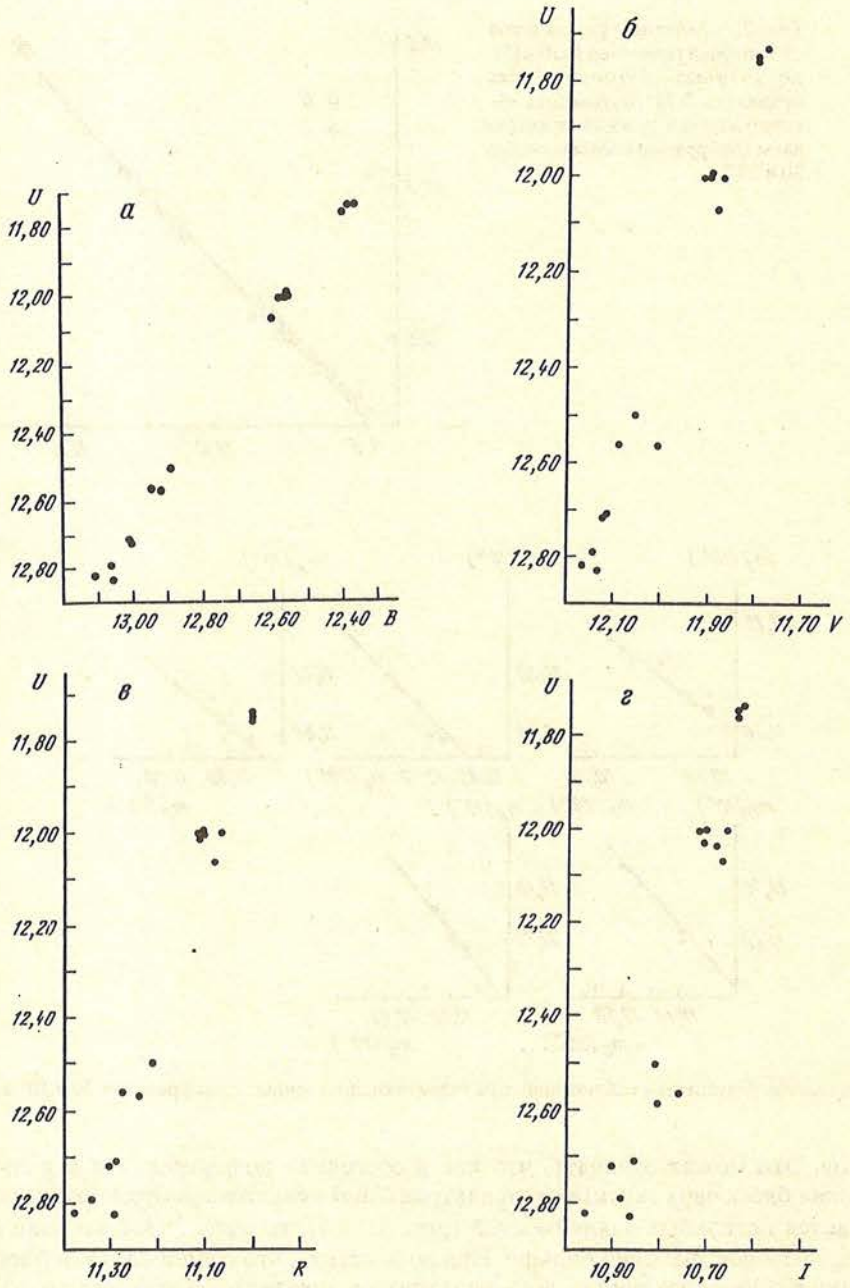


Рис. 5. Зависимости яркости галактики NGC 4151 в фильтре (*а, б, в, г*) относительно яркости ее в *B, V, R, I* фильтрах (по усредненным за ночь значениям блеска в диафрагме 20")

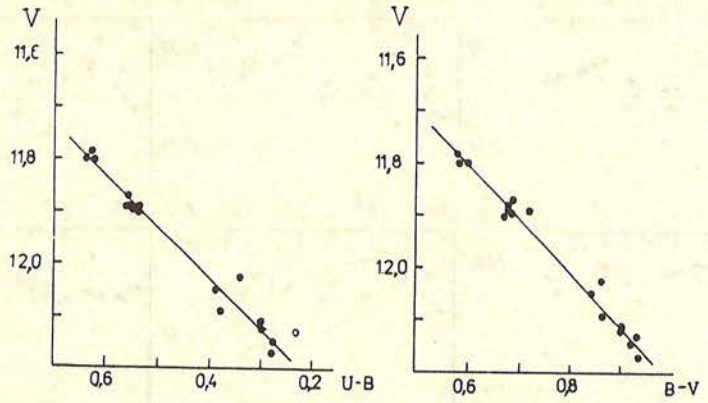


Рис. 6. Примеры зависимостей блеск—показатель цвета: *V* от *U—B* и от *B—V* по средним за ночь значениям в 20" диафрагме

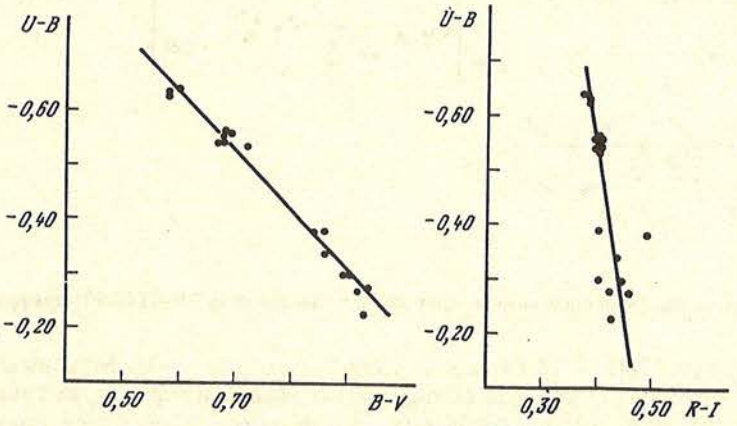


Рис. 7. Двуцветные диаграммы для ядра галактики NGC 4151: зависимость показателя цвета *U—B* от *B—V* и от *R—I*, построенные по усредненным за ночь значениям цвета в диафрагме 20"

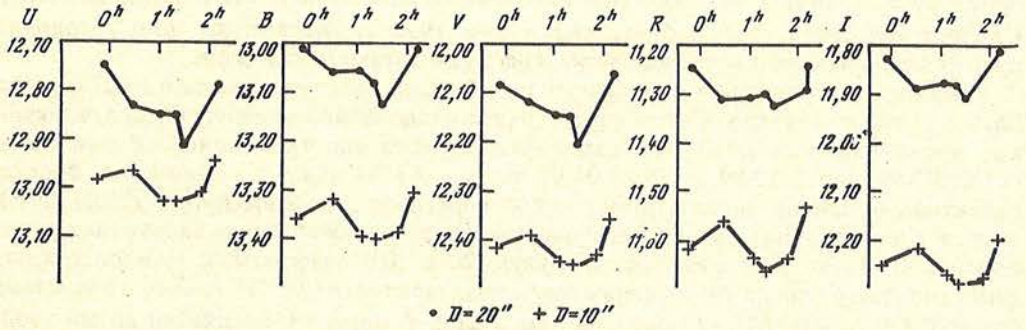


Рис. 8. Результаты одновременных пятицветных наблюдений ядра галактики NGC 4151 в 20" и 10" диафрагмах в течение ночи 17—18.03.89

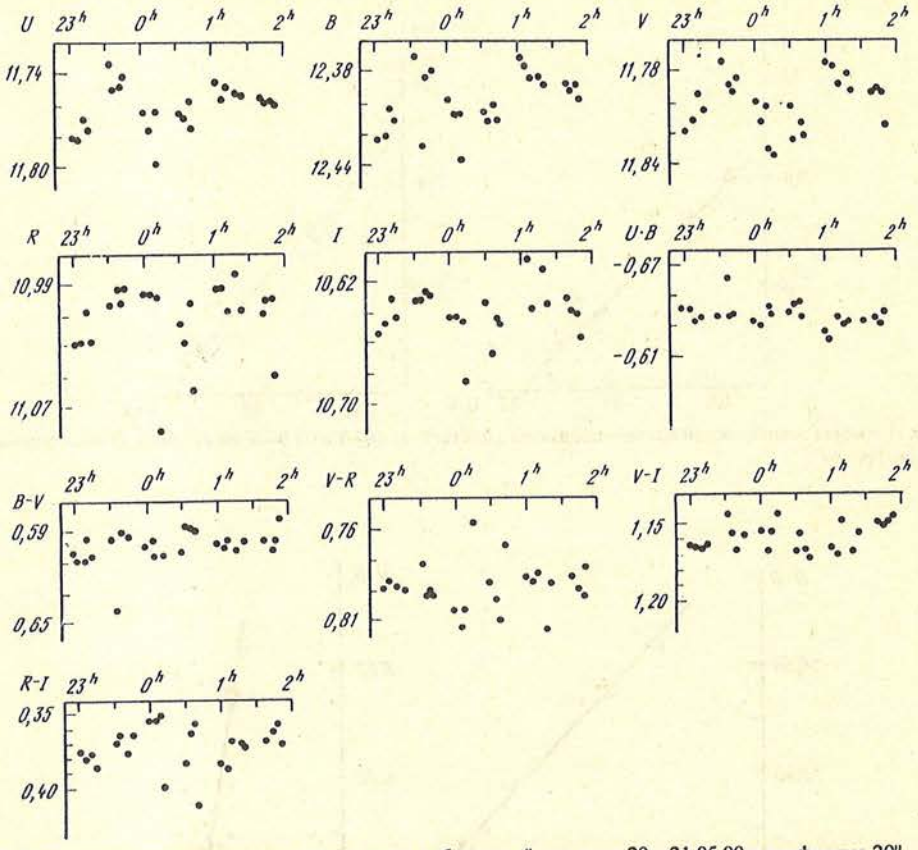


Рис. 9. Результаты одновременных пятицветных наблюдений для ночи 20—21.05.90 в диафрагме 20"

мы наблюдали 17/18 – 18/19 марта 1989 г. (см. рис. 1–2). Максимальные изменения были отмечены в красной области спектра: в R- и I-фильтрах галактика стала слабее на $0,^m09$, в B- и V- на $0,^m05$–$0,04$, а в фильтре U ее блеск практически не изменился (поярчание на $0,^m01$). В то же время цветовые изменения в ультрафиолетовой и красной областях спектра галактики практически одинаковы. Более того, галактика "поголубела": показатели цвета $(U - B)$ и $(V - I)$ изменились на одну и ту же величину – $0,^m05$, а $(B - V)$ оставался постоянным с точностью до $0,^m01$. Следует отметить, что наблюдения в мае 1990 г. (несколько ночей подряд) практически никаких изменений блеска и цвета галактики не показали.

Рассмотрим наблюдения в течение 10 ночей, когда было сделано от 6 до 27 оценок блеска галактики за ночь. Среднеквадратичное отклонение измерения блеска галактики, превышающее $0,^m03$ (см. таблицу) получено для трех ночей. В эти ночи (17/18.03.89, 22/23.12.89 и 28/29.04.90 г.) мы наблюдали переменность блеска галактики в течение ночи. Пример такой переменности (а именно, 17/18.03.89 г.) приведен на рис. 8. Как видно из рисунка, зарегистрировано падение блеска галактики порядка $0,^m10$ во всех фильтрах и в двух (20 и 10") диафрагмах. Наиболее ярко изменения выражены в ультрафиолетовом диапазоне ($\Delta U = 0,^m17$), слабее – в красном ($\Delta R = 0,^m08$, $\Delta I = 0,^m07$). О поведении показателей цвета галактики во время этой "антивспышки" трудно сказать что-либо определенное.

Наблюдения 26/27.03.90, 20/21.05.90 и 21/22.05.90 г. показали довольно хаотические изменения блеска в течение ночи. При усреднении оценок блеска за ночь среднеквадратичная ошибка единичного измерения ~ $0,^m015$–$0,^m020$. Пример таких из-

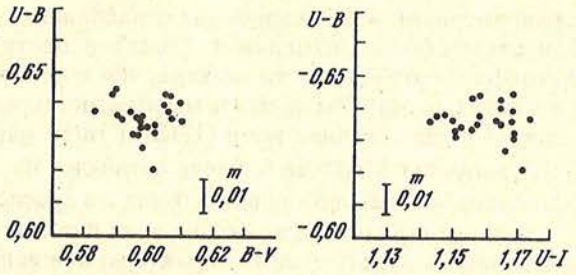


Рис. 10. Двуцветные диаграммы, полученные по результатам наблюдений ядра NGC 4151 в течение ночи 20—21.05.90
Кружки — отдельные наблюдения

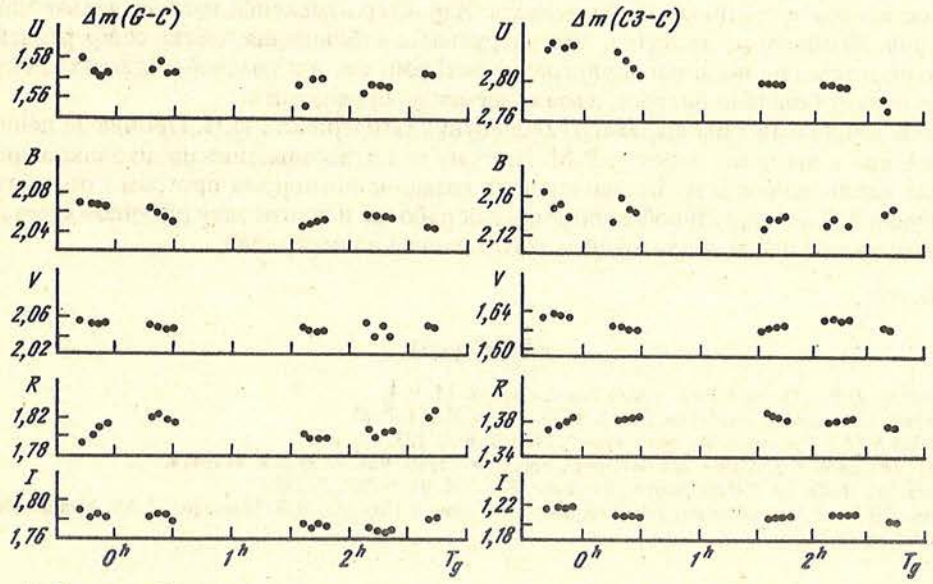


Рис. 11. Пример наблюдения галактики и звезды сравнения в течение ночи 1—2.04.90.
По вертикальной оси — разности звездных величин галактики NGC 4151 и звезды сравнения C — Δm(G — C), а также контрольной звезды C3 и звезды сравнения C — Δm(C3 – C). Диафрагма — 20"

менений (20/21.05.90 г.) представлен на рис. 9. Разброс индивидуальных измерений доходит до $0,^m05$–$0,^m06$. Нет систематических изменений и в показателях цвета. Пример двуцветных диаграмм для этой ночи (рис. 10) показывает, что изменений, значимо превышающих ошибки измерений, не было ни в синих, ни в красных цветах.

В течение четырех ночей из десяти рассматриваемых среднеквадратичное отклонение единичного измерения было в пределах ошибок измерений (~$0,^m01$), и разброс измерений был таким же, как и разброс измерений контрольной звезды – не больше $0,^m01$. Пример наблюдений, когда блеск и цвет галактики NGC 4151 оставался постоянным, демонстрирует рис. 11.

Заключение

Одновременные 5-цветные наблюдения ядра сейфертовской галактики *I*-типа NGC 4151 в диафрагме 20" показали, что за время наблюдений с февраля 1989 по май 1990 г. его блеск возрос во всех диапазонах спектра в полосах фотометрической системы *UBVRI*. При этом поярчание в полосе *U* было максимальным и достигало ~$1,^m0$, а в полосе *I* – минимальным и составило $0,^m32$. Соответственно блеск в полосе *B* возрос на $0,^m74$, а в полосах *V* и *R* – на $0,^m38$–$0,^m37$. Ход изменений блеска был

неравномерным: наблюдались как ослабления, так и возрастания его за десятки дней. При этом обычно изменения блеска и цвета были больше в несколько раз в ультрафиолетовой области спектра, чем в красной. Изменения от ночи к ночи были незначительными. Тем не менее мы зарегистрировали необычное ослабление блеска в полосе *I* в две соседние ночи (17/18 и 18/19 марта 1989 г.), достигающее значения $0,^{m}10$, тогда как в полосе *U* блеск оставался постоянным. При этом цвет галактики "поголубел" одинаково как в синей, так и в красной области спектра.

Блеск ядра галактики в течение ночи или был постоянным, или показывал слабую переменность нерегулярного характера, или явно выраженную переменность в виде ослабления блеска во всех диапазонах спектра на $0,^{m}1$–$0,^{m}2$. Цвет галактики при этом либо оставался постоянным, либо менялся. Характер изменений требует дальнейшего изучения. Необходимо заметить, что патрульные наблюдения блеска сейфертовских галактик в течение ночи как в ультрафиолетовой, так и в красной областях спектра представляют большой интерес, и мы надеемся их продолжить.

В заключение авторы выражают большую благодарность И.И. Проник за ценные обсуждения в процессе работы; В.М. Лютому за предоставление неопубликованных данных наблюдений; Б.А. Бурнашевой за создание комплекса программ обработки наблюдений; Т.Н. Никулиной за помощь в обработке и подготовку рисунков к печати; В.Т. Жоголевой и Л.И. Филатовой за изготовление иллюстраций.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Osterbrock D.E.* // Quart. J. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 25. P. 1.
2. *Piirola V.* // Ann. Acad. Sci. Fenn. Ser. A. 1975. Vol. 6, N 418. P. 61.
3. *Лютый В.М.* // Письма в "Астрон. журн.". 1980. Т. 6. С. 223.
4. *Neckel Th., Chini K.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. Vol. 39, N 3. P. 411–414.
5. *Barnes Th., Moffet Th.* // Publ. Astron. Soc. Pac. 1979. Vol. 91, N 541. P. 289.
6. *Лютый В.М.* // Активные ядра и звездная космогония // Под ред. Д.Я. Мартынова. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 89–97.

УДК 524.7 + 524.33 + 530.12

ОСЦИЛЛЯЦИИ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК С ПЕРИОДОМ 160 МИНУТ И ГИПОТЕЗА ОБ АНТИВЕЩЕСТВЕ

В.А. Котов, В.М. Лютый*

Анализ быстрой оптической переменности ядра сейфертовской галактики 3C 120 – по данным, опубликованным в [10], – обнаруживает периодичность P_0 = 160 мин со стабильной начальной фазой. Новые данные повышают достоверность разделения активных ядер галактик (АЯГ; всего 24 объекта) на две группы: объекты, осциллирующие в среднем в фазе и в противофазе с Солнцем.

Полные данные о P_0-осцилляции 24 АЯГ (оптические и рентгеновские измерения 1968–1990 гг.) с уровнем значимости 98% обнаруживают зеркальную симметрию между средними P_0-кривыми блеска для 1-й и 2-й групп АЯГ. Авторы выдвигают гипотезу, что два типа внегалактических объектов состоят из обычного вещества и антивещества соответственно и что ход времени направлен в противоположные стороны для двух групп АЯГ (миры и антимиры Вселенной).

OSCILLATIONS OF THE ACTIVE GALACTIC NUCLEI WITH THE 160 MINUTE PERIOD AND ANTIMATTER HYPOTHESIS, *by V.A. Kotov, V.M. Lyuty.* Optical data on rapid variability of the nucleus of the

* Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва.

Seyfert galaxy 3C 120 (published by Epstein et al., 1972) reveals the presence of the 160-min (P_0) periodicity with a constant initial phase. The new data give more credit to the puzzling division of the active galactic nuclei (AGN's; in total 24 objects are now analysed) into the two distinct groups oscillating, in average, in phase or in anti-phase with the Sun.

The combined data on the P_0-oscillation for 24 AGN's (optical and X-ray measurements over the interval 1968–1990) show a 98%-significant mirror asymmetry between the mean brightness P_0-curves obtained for the first and second groups of AGN's. We suggest that these two different kinds of extragalactic objects consist of ordinary matter and antimatter respectively and, further, that the arrow of time might be, perhaps, in opposite directions for the two AGN groups (worlds antiworlds of the Universe).

1. Введение

Мы продолжаем изучение 160-минутных осцилляций активных ядер галактик (АЯГ) с целью расширить число объектов, подвергнутых анализу, повысить достоверность результатов и более убедительно обосновать космологическую интерпретацию [1, 2]. Особый интерес к осцилляциям с "универсальным" периодом $P_0 = 160{,}0101$ (±1) мин вызывает бимодальность распределения начальных фаз АЯГ. Бимодальность истолкована нами [3] как аргумент в пользу разделения объектов на две группы, состоящие из вещества (B) и антивещества (AB).

Моменты времени индивидуальных наблюдений всех объектов приводятся к Солнцу, причем интервал времени, с которым соотносится данное наблюдение при обработке ("время интегрирования"), как правило, составляет 5 мин или в ряде случаев около 5 мин. N – число отдельных измерений данного временно́го ряда, Δ – стандартное отклонение ряда, σ – стандартная ошибка нормального закона распределения. Метод обработки данных и статистические критерии для оценки достоверности $\mathcal{P}$ описаны в [3, 4]. (Заметим также, что речь всюду идет о переменности центрального источника (ядра) внегалактического объекта.)

2. Объект 3C 120

Фотографические наблюдения ядра сейфертовской (тип Sy1) галактики 3C 120 выполнены в двух обсерваториях в интервале 17–20.XI 1971 г. [5]. В течение 5 "ночей" получено 62 измерения в фильтре B; суммарная длительность наблюдений – около 22 ч. После снятия линейного тренда для каждой "ночи" отдельно и исключения трех экстремальных точек нами получен массив остатков: $N = 59$ со среднеквадратичным значением $\Delta = 0{,}^{m}038$ (зв. вел.). Средняя кривая для периода P_0 показана на рис. 1: гармоническая амплитуда $A_h = 0{,}^{m}014 \pm 0{,}^{m}010$, фаза гармонического максимума $\varphi_h = 0{,}85 \pm 0{,}12$; фаза "пикового" минимума $\psi_{мин} = 0{,}44 \pm 0{,}10$, достоверность $\mathcal{P} \sim 2{,}4\sigma$.

3. Солнце

Гипотеза о возможной значительной роли 160^{m}-периода в Солнечной системе высказана еще в 1946 г. Савэ [6]: "... период собственных вибраций Солнца, так называемый период его инфразвука (1/9 суток), играет существенную роль в распределении внешних планет." 37 лет спустя статистически было показано [7], что "длина волны" $L = c \cdot P_0 = 19{,}24$ а.е. (c – скорость света) определяет структуру солнечной системы, а именно – распределение больших полуосей планетных орбит. Далее найдено, что частота $\nu_0 = P_0^{-1}$ является "характеристической" частотой для распределений по периодам некоторых типов короткопериодических пульсирующих звезд типа δ Sct и RR Lyr в шаровых скоплениях, а также для быстровращающихся двойных систем [8]. Затем P_0-**периодичность** была найдена у ряда АЯГ [1–4].

Систему отсчета начальных фаз P_0-кривых АЯГ дает средняя кривая 160-минутных осцилляций яркости Солнца.

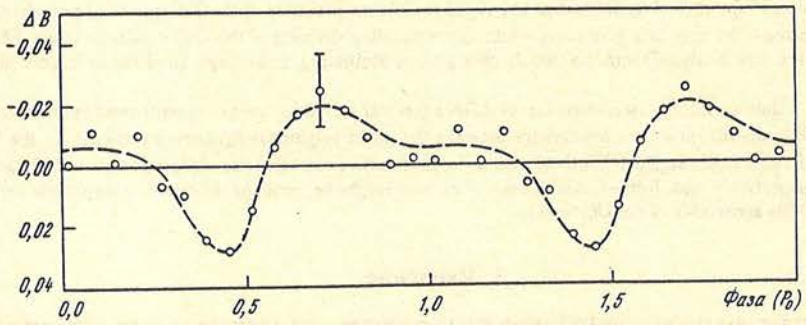


Рис. 1. Средняя P_0-кривая блеска объекта ЗС 120 по наблюдениям 1971 г. [10] ($N = 59$)

Вертикальный отрезок — типичная стандартная ошибка ($\pm\ \sigma_0$-) для каждого 30-минутного интервала (интервал усреднения по фазе $\tau = 30^m$). Штриховая линия проведена через средние точки "от руки"

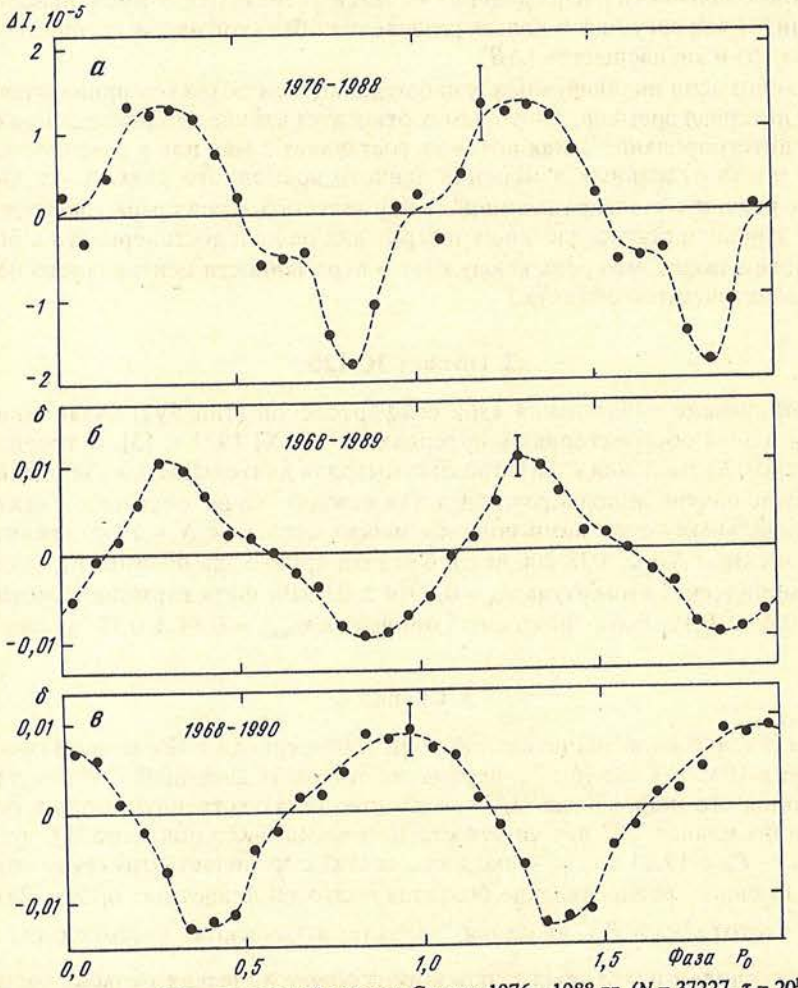


Рис. 2. Средняя кривая дифференциальной яркости Солнца 1976—1988 гг. ($N = 37227$, $\tau = 20^m$) (*а*) и усредненные P_0-кривые внегалактических объектов, осциллирующих в среднем синхронно (*б*) и асинхронно (*в*) с Солнцем

Число объектов $N_0 = 13$ (*б*) и $N_0 = 11$ (*в*). Суммарное число отдельных измерений $N = 37227$ (*а*), 3762 (*б*), 2160 (*в*). Интервал усреднения по фазе всюду 20^m. Штриховая линия проведена через средние точки от руки

Осцилляции яркости фотосферы Солнца регистрировались в КАО в 1976–1987 гг. дифференциальным (центр–край) методом; результаты поиска 160-минутной периодичности суммированы в [9]. Средняя за 12 лет амплитуда A_h дифференциального сигнала для периода P_0 составляет в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра (от ~ 0,7 до ~ 1,65 мкм) ~ $4 \cdot 10^{-5}$ в относительных единицах. В пересчете на весь диск Солнца (т.е. для изменений полной светимости в указанных спектральных диапазонах) $A_h \sim 4 \cdot 10^{-6}$.

Нами завершена обработка наблюдений дифференциальной яркости, выполненных с помощью фотодиодной матрицы 16×16 ячеек [10] в 1988 г. в течение 78 дней (в интервале 8 июня – 27 октября, в сумме 442 часа наблюдений); массив остатков (измерения минус параболический тренд) оставляет $N = 5302$ точки с 5-минутным усреднением, $\Delta = 2{,}1 \cdot 10^{-4}$.

Добавив данные 1988 г. (последние состоят из трех частей: 1) 8 июня – 30 июля, 2) 1–31 августа, 3) 2 сентября – 27 октября) к наблюдениям дифференциальной яркости Солнца 1976–1987 г. [11], получили среднюю кривую для всего 13-летнего ряда (в сумме 565 дней, $N = 37227$), см. рис. 2,*а*. Методом [9] здесь усреднены 21 средняя нормированная кривая для 21 отдельного массива (из них три массива – для 1988 г.) яркости за 1976–1988 гг.: $A_h = (1{,}3 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-5}$, $\varphi_h = 0{,}29 \pm 0{,}04$, $\psi_{мин} = 0{,}82 \pm 0{,}07$, $\mathcal{P} \sim 4\sigma$. Для колебаний полной светимости Солнца амплитуда A_h согласно [9] должна составлять ~ 10^{-6} в относительных единицах.

4. Распределение начальных фаз

Все фазы определяются для периода P_0 и начальной эпохи UT 00^h00^m, 1 января 1974 г.

В табл. 1 для 24 АЯГ и Солнца приведены параметры средних P_0-кривых блеска: амплитуды A_h, фазы ψ' и достоверности $\mathcal{P}$. Для большинства АЯГ данные заимствованы из [3]; для некоторых АЯГ кривые получены в оптическом и/или рентгеновском диапазонах спектра. ψ' – корректированные фазы негармонических минимумов блеска. Корректировка учитывает среднее запаздывание оптических вариаций блеска по отношению к рентгеновским и проводится следующим образом: для оптики ψ' (опт.) = $\psi_{мин}$ (опт.) – $\Delta\psi$, для рентгена ψ' (рент.) $\equiv \psi_{мин}$ (рент.), где $\Delta\psi = 0{,}10$ – среднее запаздывание оптических кривых относительно рентгеновских [4]. В случае когда для данного объекта имеются и оптическая, и рентгеновская кривые, $\psi' = [\psi'$ (опт.) + ψ' (рентг.)]/2. Для Солнца $\psi' = \psi_{мин}$ ("точечный объект").

Распределение фаз ψ' для 24 АЯГ показано на рис. 3. Применяя статистический критерий [9], находим, что разделение фаз на две группы достоверно на уровне ~ 3σ. Группа внегалактических объектов *B* содержит 13 АЯГ, группа *AB* – 11 АЯГ. Средние значения фаз ψ' для двух групп АЯГ равны соответственно $0{,}92 \pm 0{,}04$ и $0{,}40 \pm 0{,}03$.

5. Средние кривые двух групп АЯГ

После корректировки оптических фаз $\psi_{мин}$ на величину $\Delta\psi = 0{,}10$ оптические и рентгеновские кривые 24 внегалактических источников – всего 29 кривых – нормировались на собственные значения σ_0 этих кривых (для примера – величина $\pm\,\sigma_0$ для 3C 120 указана на рис. 1 вертикальной черточкой). При этом как средние значения блеска, так и ошибки σ_0 кривых пересчитывались для 20-минутного усреднения по фазе ($\tau = 20^m$).

Затем нормированные кривые – 18 кривых для 13 объектов *B* и 11 кривых для 11 объектов *AB* – усреднялись отдельно для групп *B* и *AB* и по ординате приводились к среднему масштабу оптических вариаций (т.е. к среднему значению σ_0, в процентах,

Таблица 1

Параметры объектов*

Объект	Интервал наблюдений	A_h, %	ψ'	$\Psi\sigma$	B или AB
NGC 1275	1968–1986 гг.	1,1±0,7	0,54±0,10	2,5	AB
NGC 3516	1968–1990	1,3±0,3	0,45±0,09	4,4	AB
NGC 4051	1975–1987	0,7±0,5 (9,4±1,8)	0,96±0,17	3,4	B
NGC 4151	1968–1988	1,6±0,5 (2,8±1,2)	0,99±0,06	4,6	B
NGC 5506	1986	(1,0±0,6)	0,41±0,13	1,7	AB
NGC 5548	1971–1989	1,4±0,3	0,78±0,18	4,7	B
NGC 6814	1983–1985	(1,7±1,7)	0,11±0,13	1,8	B
NGC 7314	1984	(39±5)	0,56±0,16	3,0	AB
NGC 7469	1984–1986	1,1±0,3 (4,8±4,0)	0,92±0,13	4,1	B
3C 66A	1974	0,3±1,5	0,98±0,15	1,0	B
3C 120	1971	1,3±1,0	0,34±0,10	2,4	AB
3C 273	1968–1986	1,4±0,4	0,42±0,07	3,4	AB
3C 371	1976–1984	1,0±0,3 (6,1±5,0)	0,82±0,15	2,2	B
3C 454.3	1968	0,5±0,7	0,43±0,12	1,2	AB
4C 29.45	1981–1982	1,1±0,4	0,37±0,08	3,8	AB
III Zw 2	1983–1985	(10±7)	0,32±0,10	3,0	AB
Mrk 335	1985	(4,5±1,4)	0,03±0,13	3,6	B
Mrk 421	1976–1987	0,8±0,5 (0,5±0,4)	0,87±0,06	3,7	B
Mrk 501	1976–1985	0,7±0,3	0,75±0,10	3,0	B
OJ 287	1972–1986	0,2±0,1	0,87±0,09	3,6	B
MCG-6-30-15	1984	(9,4±6,5)	0,08±0,13	3,5	B
BL Lac	1976–1987	0,6±0,2	0,74±0,10	4,3	B
EXO 1128+691	1984	(14±6)	0,29±0,10	2,4	AB
PKS 2155–304	1977–1985	(1,3±0,3)	0,31±0,09	4,4	AB
Солнце	1976–1988	~ 0,0001	0,82±0,07	4,0	B

*Амплитуды A_h, указанные в скобках, относятся к рентгеновским измерениям, остальные – к оптическим и/или инфракрасным измерениям. Ошибки ψ' даны согласно ошибкам некорректированных фаз ψ, т.е. без учета стандартной ошибки сдвига $\Delta\psi$ ($\Delta\psi$ = 0,10 ± 0,08). В последнем столбце указано, относится объект к веществу (B) или антивеществу (AB).

оптических кривых). Такая процедура нормировки и усреднения позволяет обойти трудность, заключающуюся в большом различии между кривыми блеска по числу наблюдений, амплитуде и статистической значимости P_0-периодичности. В то же время различие N и средних амплитуд A_h достаточно хорошо (косвенно) учитывается тем, что для индивидуальных средних кривых отношение $\delta/\sigma_0 \sim A_h N^{-1/2}$ (δ – относительная вариация блеска в данном фазовом интервале средней кривой). При усреднении кривых учитывалось число независимых фазовых интервалов, а окончательные средние кривые строились при разбиении периода на восемь независимых фазовых интервалов.

На рис. 2 *б,в* показаны окончательные средние кривые для 13 "объектов" и 11 "анти-объектов" соответственно (см. табл. 1). Около 49% (N = 2909) измерений –

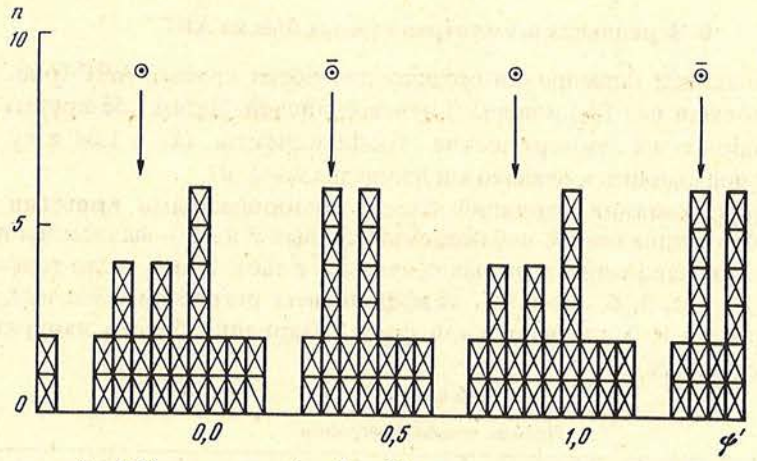


Рис. 3. Распределение фаз ψ' для 24 внегалактических объектов. Знаками ⊙, $\bar{\odot}$ и стрелками указаны фазы Солнца и "анти-Солнца"

оптические (и инфракрасные) наземные данные, около 51% ($N = 3013$) – рентгеновские данные, полученные на спутниках Ариэль-5, HEAO-1 и EXOSAT.

Параметры трех кривых рис. 2, включая дифференциальную кривую яркости Солнца, даются в табл. 2: N_0 – число объектов в группе, N – суммарное число отдельных измерений, $\psi_{макс}$ и $\psi_{мин}$ – фазы негармонических ("пиковых") максимумов и минимумов. Амплитуды A_h приведены в шкале оптических измерений. Для рентгеновских наблюдений АЯГ ординаты кривых (δ) следует увеличить на рис. 2 *б,в* примерно в семь раз.

Таблица 2

Параметры трех кривых блеска (см. рис. 2)*

Объект	Солнце	АЯГ (*B*)	АЯГ (*AB*)
N_0	1	13	11
N	37227	3762	2160
A_h, %	$(1{,}3 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-3}$	0,85 ± 0,11	0,99 ± 0,13
ψ_h	0,29 ± 0,03	0,35 ± 0,03	0,91 ± 0,03
$\psi_{макс}$	0,29 ± 0,10	0,30 ± 0,06	0,94 ± 0,10
$\psi_{мин}$	0,82 ± 0,07	0,85 ± 0,10	0,38 ± 0,08
P	~ 4σ	~ 3σ	~ 3σ

*N_0 – число объектов, N – суммарное число отдельных измерений блеска.

На рис. 2 видно, что средняя кривая 13 АЯГ(В) находится практически в противофазе по отношению к кривой остальных АЯГ (АВ). Однако формы двух кривых очень похожи между собой и, более того, нижняя кривая (*в*) как является бы *зеркальным* отражением верхней кривой (*б*). У кривой *б* имеет место резкий подъем и медленный спад блеска, у кривой *в* – наоборот, медленное падение и быстрый подъем блеска.

Выясним, насколько достоверна асимметрия двух кривых (подъем–спад) и с каким уровнем значимости можно утверждать, что кривые *б, в* (см. рис. 2) *зеркально подобны* друг другу.

6. Зеркальная асимметрия кривых блеска АЯГ

С целью одинаковой нормировки ординат для обеих кривых АЯГ (рис. 2, *б,в*) вычислялись площади над (S_+) и под (S_-) нулевой линией. Затем обе кривые путем умножения ординат на эмпирические коэффициенты (k_1 = 1,04 и k_2 = 0,96 соответственно) приводились к одинаковой площади $(S_+ + S_-)/2$.

С целью аппроксимации вариаций блеска пилообразными кривыми – для нисходящих и восходящих ветвей наблюдаемых кривых *B* и *AB* – вычислены прямые линейной регрессии, параметры которых приведены в табл. 3 (*m* – число точек обеих ветвей кривых на рис. 2, *б, в*; *a* и *b* – коэффициенты регрессии $\delta = a + bt$, где *t* – время в секундах и $t = 0$ для начальной фазы). Вариации блеска измеряются в относительных единицах.

Таблица 3

Прямые линейной регрессии

Кривая АЯГ	Часть кривой	*m*	Интервал фаз	$a \cdot 10^2$	$b \cdot 10^6$, c^{-1}
B (рис. 3,*б*)	Восход.	7	0,88 – 1,31	–0,61	+5,89 ± 0,85
	Нисход.	9	0,31 – 0,88	+2,29	–4,11 ± 0,47
AB (рис. 3,*в*)	Восход.	9	0,37 – 0,94	–2,69	+4,17 ± 0,70
	Нисход.	7	0,94 – 1,37	+0,84	–5,50 ± 1,24

Для кривой *B* разность градиентов блеска (по абсолютной величине) на восходящей и нисходящей ветвях $\Delta b_1 = (1{,}78 \pm 0{,}93) \cdot 10^{-6}$ c^{-1}, для кривой *AB*: $\Delta b_2 = (1{,}33 \pm 1{,}37) \times \times 10^{-6}$ c^{-1}. Таким образом, асимметрия достоверна на уровне значимости ~ 2σ и ~ 1σ для кривых *B* и *AB* соответственно. Факт зеркальной асимметрии кривых блеска *B* и *AB* (см. рис. 2, *б,в*), следовательно, достоверен на уровне ~ 2,3σ, т.е. имеет 98%-ю значимость.

7. Заключение

Нам известна одна причина, которая могла бы привести к зеркальному отражению кривых: обращение оси времени для материи и антиматерии (рис. 4). Основой является CPT-теорема, известная из физики элементарных частиц: при переходе от *B* к *AB* частицы меняются на античастицы, электрические заряды меняют знак, правое на левое, а ход времени меняется на обратный. (В последние годы в физике и в биологии становится все более очевидным, что реальный мир должен быть зеркально асимметричным, причем на всех структурных уровнях начиная с элементарных частиц и кончая, по-видимому, скоплениями галактик.)

Наблюдательные данные последнего десятилетия упорно указывают на необходимость создания новой космологической парадигмы взамен стандартной космологической модели Вселенной, основанной на идее Большого взрыва. Ван-ден-Берг [11] говорит: "Космология в хаосе", – и отмечает следующие факты: а) современные модели Вселенной приводят к ее возрасту, значительно меньшему, чем возраст наиболее старых звезд в шаровых скоплениях; б) около 90–99% массы Вселенной находится в "скрытой"форме; в) в обширных областях пространства галактики движутся друг относительно друга с очень большими скоростями, до 500 км/с и более; г) найдены гигантские структуры размером ~ $5 \cdot 10^8$ световых лет, содержащие ~ $5 \cdot 10^4$ галактик и образовавшиеся по неизвестным до конца причинам; д) непонятно, как флуктуации плотности, достаточные для образования галактик, звезд и квазаров, могли возникнуть за время $\lesssim 1{,}5 \cdot 10^9$ лет во Вселенной, которая (согласно данным о 3°-фоновом излучении) возникла в очень однородном состоянии.

Новые результаты, полученные с помощью спутника IRAS, также показали, что ни одна из общепризнанных моделей образования галактик не может объяснить большие

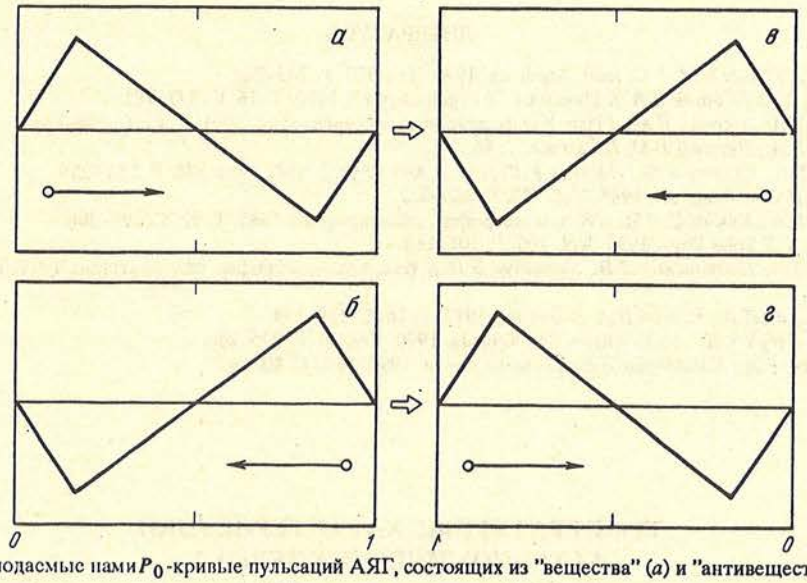


Рис. 4. Наблюдаемые нами P_0-кривые пульсаций АЯГ, состоящих из "вещества" (*а*) и "антивещества" (*б*)
После отражения в зеркале кривые (*а*), (*б*) переходят в кривые (*в*), (*г*) — для наблюдателя в "антимире". Формы кривых — идеализированные, модельные (основанные на кривых рис. 2); тонкие стрелки показывают ход времени; толстые стрелки указывают на зеркальное отражение: (*а*), (*б*) → (*в*), (*г*)

галактические скопления; эти исследования, по мнению многих специалистов, фактически опровергают устоявшиеся в литературе представления о модели Вселенной, возникшей в результате большого взрыва. Некоторыми астрофизиками заостряется также и проблема барионной симметрии на начальных этапах "создания" мира.

До сих пор отсутствуют экспериментальные подтверждения так называемой Великой теории объединения, что оставляет открытым вопрос о существовании реликтового АВ, а тем более о течении времени в "антимирах". В то же время известно, что в нашем мире многие атомные, химические и биологические процессы не обладают зеркальной симметрией (например, в "нашей Вселенной", по-видимому, не существует правых нейтрино и левых антинейтрино). Во многих веществах доминируют или правые, или левые молекулы, что было обнаружено впервые Луи Пастером еще в 1857 г. Тогда же он писал: "Жизнь, каковой она предстает перед нами, является функцией асимметрии Вселенной и следствий этого факта" [12].

Вопрос о возможном существовании во Вселенной *В* и *АВ* был положительно решен, по-видимому, экспериментом V.L. Fitch и J.W. Cronin в 1960-х годах. Исследуя поведение K^0-мезона, они нашли, что мезон рождается с другой скоростью, чем его античастица. Отсюда вывод: не все физические законы симметричны для *В* и *АВ*, есть по крайней мере один процесс с малой, но существенной *асимметрией*. Теперь, казалось бы, по скорости K^0-реакции наблюдатели в разных галактиках могли бы доказать, состоит ли их мир из *В* или из *АВ*. Но, однако, если при этом надо повернуть стрелу времени (см. рис. 4), задача по-прежнему остается неразрешимой.

У нас значимость эффекта зеркальной симметрии средних кривых блеска АЯГ (см. рис. 2, *б*,*в*), однако, невелика (около 2,3σ), и для более уверенных выводов требуется анализ большего числа наблюдений быстрой переменности АЯГ. Тем не менее вопросы, затронутые нами, – о существовании *АВ* во Вселенной, об обратном ходе времени в "антимирах" – представляются важными для астрофизики и особенно космологии. Наблюдения P_0-вариаций, если мы правы, могут являться простым и эффективным методом диагностики Вселенной на предмет обнаружения *АВ*.

Март, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kotov V.A., Lyuty V.M.* // C. rend. Acad. sci. 1990. Vol. 310. P. 743–748.
2. *Лютый В.М., Котов В.А.* // Письма в "Астрон. журн.". 1990. Т. 16. С. 771–781.
3. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1991. Т. 85. С. 108-124.
4. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Там же. Т. 86.
5. *Epstein E.E., Fogarty W.G., Hackney K.R.* et al. // Astrophys. J. 1972. Vol. 178. P. L51–L59.
6. *Sevin E.* // C. r. Acad. sci. 1946. Vol. 222. P. 220–222.
7. *Котов В.А., Кучми С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 72. С. 199–208.
8. *Kotov V.A.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101–113.
9. *Котов В.А., Дидковский Л.В., Ханейчук В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1991. Т. 83. С. 34–49.
10. *Дидковский Л.В., Котов В.А.* // Там же. 1987. Т. 76. С. 119–138.
11. *Van den Bergh S.* // J. Roy. Astron. Soc. Canada. 1990. Vol. 84. P. 275–280.
12. *Хегстрём Р.А., Конденуди Д.К.* // В мире науки. 1990. № 3. С. 40–48.

УДК 522.2

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ

Г.М. Попов

Рассмотрен стационарный температурный режим астрономических зеркал, исходя из решения уравнения температуропроводности (Фурье). Изучены два основных случая градиента температуры – осевой и радиальный – и их влияние на форму зеркала из различных материалов. Изучен также случай, когда осевой градиент температуры зависит от времени.

THE TEMPERATURE PARAMETERS OF THE ASTRONOMICAL MIRRORS, *by G.M. Popov*. The assigned temperature regime of astronomical mirrors is considered by using of the Fourrier equation. Two main cases are investigated-axis gradient and radial gradient and their effect on mirror shape is described. The temperature dependence of the axis gradient is studied, too.

Астрономические зеркала современных крупных телескопов изготовляются в основном из стекла (типа пирекс), кварцевого стекла, стеклокристаллических материалов (ситаллы, церодур); в редких случаях применяются металлы – аллюминий, берилий. Эти материалы, за исключением металлов, являются плохими проводниками тепла, а потому, при неизбежных градиентах температуры, в зеркале возникают напряжения, а вместе с ними и деформации оптической поверхности (исключением является несуществующий материал с нулевым коэффициентом расширения). Опыт показывает, что для крупных зеркал существенны изменения температуры на десятые и сотые доли градуса. Металлы и сплавы по сравнению со стеклом имеют на 2–3 порядка бо́льшую теплопроводность, а поэтому даже при значительных колебаниях температуры металлические зеркала скорее успевают выравнять температуру; однако при наличии тепловых потоков, например, от аппаратуры, размещенной вблизи зеркала, и в металлическом зеркале могут возникать градиенты температуры, а следовательно, и деформации [1–4].

Особую важность тепловой режим зеркала имеет для толстых зеркал из стекла (зеркало телескопа БТА), а также космических телескопов, работающих в условиях больших градиентов температуры, как, например, телескоп им. Хаббла и солнечные телескопы. Как известно, космический телескоп им. Хаббла, построенный по схеме Ричи–Кретьена, имеет диаметр главного зеркала 2,4 м и снабжен целым комплексом научной аппаратуры. Предполагалось, что телескоп обеспечит получение изображений дифракционного качества, но вскоре после запуска (в 1990 г.) выяснилось, что изображения звезд окружены большими (> 1" диаметром) ореолами, а в первом дифракционном максимуме (кружке Эри) содержится не более 15% энергии. Возможно, этот

дефект вызван ошибками контрольной аппаратуры при испытаниях главного зеркала телескопа на Земле. Поэтому сейчас ничего неизвестно о влиянии температуры на качество изображения в телескопе им. Хаббла, поскольку слабые температурные эффекты замаскированы ореолом. Иначе дело обстоит в орбитальных солнечных телескопах, где зеркала сильно нагреваются Солнцем, а при заходе в тень Земли охлаждаются, например на телескопе ОСТ-1 (орбитальный солнечный телескоп) теоретическая равновесная температура одного из зеркал составляла 192°С [5], а повышение температуры за ~40 мин наблюдений достигало 30°С. Планируется создание более крупных орбитальных солнечных телескопов.

Нашей задачей является изучение распространения тепла в зеркале (линзе), имеющем форму кругового цилиндра с осью симметрии z. Процесс распространения тепла описывается уравнением Фурье, которое в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{dt}{d\tau} = q\left(\frac{d^2t}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dt}{dr} + \frac{1}{r^2}\frac{d^2t}{d\varphi^2} + \frac{d^2t}{dz^2}\right) + \frac{Q}{c\rho}. \tag{1}$$

Здесь r – расстояние точки от оси z, φ – ее полярный угол, t – температура, τ – время, q – коэффициент температуропроводности, Q – внутреннее тепловыделение, c – коэффициент теплоемкости, ρ – плотность. Для определенности следует задать также и граничные условия. Мы будем рассматривать случай, когда внутреннее тепловыделение отсутствует, т.е. $Q = 0$. Сначала рассмотрим простейший случай, когда температура не зависит от времени τ (стационарный режим).

1. Стационарный тепловой режим (частные случаи)

При $q = 0$, $dt/d\tau = 0$ уравнение (1) упрощается

$$\frac{d^2t}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dt}{dr} + \frac{1}{r^2}\frac{d^2t}{d\varphi^2} + \frac{d^2t}{dz^2} = 0 \tag{2}$$

Очевидно, в этом случае процесс не зависит от свойств материала зеркала, поскольку q, c, ρ не участвуют. Наиболее интересны для практики два случая – первый – когда зеркало имеет на тыльной и лицевой поверхности постоянные, но неравные температуры t_1 и t_2, а радиальных и азимутальных градиентов нет, т.е. $dt/dr = 0$, $d^2t/dr^2 = 0$, $d^2t/d\varphi^2 = 0$ и второй случай, когда имеются только радиальные градиенты, т.е. $d^2t/d\varphi^2 = 0$, $d^2t/dz^2 = 0$. Рассмотрим сначала первый случай. Уравнение (2) принимает вид:

$$d^2t/dz^2 = 0. \tag{3}$$

Решение этого уравнения:

$$t = C_1z + C_2. \tag{4}$$

Иными словами, температура вдоль оси z зеркала меняется линейно, а изотермы, очевидно, плоскости, перпендикулярные оси z. Полагая, что на одной поверхности зеркала ($z = 0$) температура $t = t_1$, а на другой $t = t_2$ и обозначив толщину зеркала l, находим из (4) закон распределения температуры внутри зеркала

$$t = t_1 + \frac{t_2 - t_1}{l}z. \tag{5}$$

Учитывая, что закон температурного расширения имеет вид

$$z_1 = z + \alpha z\,(t - t_1). \tag{6}$$

где α – коэффициент линейного расширения материала зеркала, перепишем (5) в виде

$$\Delta z = \alpha \frac{(t_2 - t_1)}{l} z^2, \tag{7}$$

где $\Delta z = z_1 - z$ – приращение толщины зеркала как функция z. Полное увеличение толщины зеркала Δz_l получим, приняв $z = l$

$$\Delta z_l = \alpha(t_2 - t_1)l. \tag{8}$$

Поскольку α имеет порядок $\sim 10^{-5} \div 10^{-7}$, то изменением толщины зеркала в большинстве случаев можно пренебречь; Δz_l, однако, следует учитывать при конструировании оправы зеркала, с тем чтобы зеркало при изменении температуры не оказалось зажатым оправой либо имело значительный зазор (следовательно, неконтролируемо смещалось при наблюдениях). Появление осевого градиента температуры у зеркала приводит также к неравномерному изменению его диаметра, следствием чего является изменение кривизны зеркала. Действительно, если сначала зеркало имело вид плоскопараллельного диска, то постоянный температурный градиент в толще стекла вызовет искривление диска и превращение его в мениск, если $\alpha \neq 0$. Естественно, материал зеркала предполагается изотропным (известно, что плохо отожженое стекло, обладающее большими внутренними напряжениями, непредсказуемо меняет свою форму). Если зеркало имеет диаметр D и толщину l, то при разности температур $\Delta t = t_2 - t_1$ стрелка кривизны Δx полученного мениска [1]

$$\Delta x \approx \frac{D^2\alpha}{8l} \Delta t. \tag{9}$$

Отсюда получаем интересные практические выводы: плоское зеркало (например, целостатное зеркало солнечного телескопа) перестает быть плоским и приобретает кривизну со стрелкой Δx, если в его толще имеется распределение температуры, описываемое (4). В общем случае, когда осевой градиент температуры в зеркале имеет более сложный вид, зеркало также приобретает кривизну, но ее стрелка Δx уже не будет выражаться (9). На практике в зеркалах наземных солнечных телескопов разность температур достигает 10°С, а появление кривизны у целостатных зеркал приводит к появлению астигматизма и дефокусировке, затрудняющих наблюдения и снижающих разрешающую силу телескопа, если зеркала изготовлены из стекла с большим коэффициентом расширения. Появление стекловидных материалов с малым коэффициентом расширения (кварцевое стекло, ситаллы, сервит, церодур, ULE (легированный кварц)) резко улучшило температурные характеристики зеркал как солнечных, так и звездных телескопов. Проиллюстрируем сказанное табл. 1, составленной по (9) для наиболее употребительных материалов для астрозеркал. (Заметим, что стекло ЛК5 в таблице по своему коэффициенту расширения почти соответствует стеклу З16, из которого изготовлено главное зеркало телескопа БТА (D = = 6 м)). Из стекла ЛК5 или близкого к нему по α до недавнего времени изготовлялись зеркала наземных телескопов, как звездных, так и солнечных. В настоящее время стекла ЛК5 и З16 вытесняются кварцевым стеклом и ситаллом СО115М. За рубежом, кроме кварцевого стекла, получили распространение для зеркал легированный кварц ULE, ситаллоподобные материалы сервит и церодур, а также бериллий и алюминий. Металлические зеркала, применявшиеся со времен Ньютона, были усовершенствованы Максутовым [1] и Лорецяном.

В табл. 1 приведены значения стрелки кривизны Δx (в микрометрах), приобретаемой плоским зеркалом при градиенте температур Δt для зеркал различного диаметра D при отношении диаметра к толщине D/l, равного 16 и 8. Из таблицы очевидно, что стекло ЛК5 (а тем самым и другие стекла типа "пирекс") неудовлетворительно работает даже при малом диаметре (0,5 м) и разности температур $\Delta t = 0,^{\circ}1$

Таблица 1

Деформация плоского зеркала под действием осевого градиента температуры (в микрометрах)

D, м	$\Delta t = 0,^{\circ}1$	0,°5	1°	5°	10°	0,°1	0,°5	1°	5°	10°	D/l
	α = 0,0000032, стекло ЛК5, пирекс					α = 0,0000004, стекло кварцевое					
0,5	0,32	1,60	3,20	16,00	32,00	0,04	0,20	0,40	2,00	4,00	16
	0,16	0,80	1,60	8,00	16,00	0,02	0,10	0,20	1,00	2,00	8
1,0	0,64	3,20	6,40	32,00	64,00	0,08	0,40	0,80	4,00	8,00	16
	0,32	1,60	3,20	16,00	32,00	0,04	0,20	0,40	2,00	4,00	8
2,0	1,28	6,40	12,80	64,00	128,00	0,16	0,80	1,60	8,00	16,00	16
	0,64	3,20	6,40	32,00	64,00	0,08	0,40	0,80	4,00	8,00	8
3,0	1,92	9,60	19,20	96,00	192,00	0,24	1,20	2,40	12,00	24,00	16
	0,96	4,80	9,60	48,00	96,00	0,12	0,60	1,20	6,00	12,00	8
4,0	2,56	12,80	25,60	128,60	256,00	0,32	1,60	3,20	16,00	32,00	16
	1,28	6,40	12,80	64,00	128,00	0,16	0,80	1,60	8,00	16,00	8
6,0	3,84	19,20	38,40	192,00	384,00	0,48	2,40	4,80	24,00	48,00	16
	1,92	9,60	19,20	96,00	192,00	0,24	1,20	2,40	12,00	24,00	8
8,0	5,12	25,60	51,20	256,00	512,00	0,64	3,20	6,40	32,00	64,00	16
	2,56	12,80	25,60	128,00	256,00	0,32	1,60	3,20	16,00	32,00	8
	α = 0,0000001, ситалл СО115М					α = 0,00000002, ULE					
0,5	0,01	0,05	0,10	0,50	1,00	0,00	0,01	0,02	0,10	0,20	16
	0,00	0,02	0,05	0,25	0,50	0,00	0,00	0,01	0,05	0,10	8
1,0	0,02	0,10	0,20	1,00	2,00	0,00	0,02	0,04	0,20	0,40	16
	0,01	0,05	0,10	0,50	1,00	0,00	0,01	0,02	0,10	0,20	8
2,0	0,04	0,20	0,40	2,00	4,00	0,01	0,04	0,08	0,40	0,80	16
	0,02	0,10	0,20	1,00	2,00	0,00	0,02	0,04	0,20	0,40	8
3,0	0,06	0,30	0,60	3,00	6,00	0,01	0,06	0,12	0,60	1,20	16
	0,03	0,15	0,30	1,50	3,00	0,01	0,03	0,06	0,30	0,60	8
4,0	0,08	0,40	0,80	4,00	8,00	0,02	0,08	0,16	0,80	1,60	16
	0,04	0,20	0,40	2,00	4,00	0,01	0,04	0,08	0,40	0,80	8
6,0	0,12	0,60	1,20	6,00	12,00	0,02	0,12	0,24	1,20	2,40	16
	0,06	0,30	0,60	3,00	6,00	0,01	0,06	0,12	0,60	1,20	8
8,0	0,16	0,80	1,60	8,00	16,00	0,03	0,16	0,32	1,60	3,20	16
	0,08	0,40	0,80	4,00	8,00	0,02	0,08	0,16	0,80	1,60	8
	α = 0,0000111, бериллий					α = 0,00002550, алюминий					
0,5	1,11	5,55	11,10	55,50	111,00	2,55	12,75	25,50	127,50	255,00	16
	0,55	2,77	5,55	27,75	55,50	1,27	5,37	12,75	63,75	127,50	8
1,0	2,22	11,10	22,20	111,00	222,00	5,10	25,50	51,00	255,00	510,00	16
	1,11	5,55	11,10	55,50	111,00	2,55	12,75	25,50	127,50	255,00	8
2,0	4,44	22,20	44,40	222,00	444,00	10,20	51,00	102,00	510,00	1020,00	16
	2,22	11,10	22,20	111,00	222,00	5,10	25,50	51,00	255,00	510,00	8
3,0	6,66	33,30	66,60	333,00	666,00	15,30	76,50	153,00	765,00	1530,00	16
	3,33	16,65	33,30	166,50	333,00	7,65	38,25	76,50	382,50	765,00	8
4,0	8,88	44,40	88,80	444,00	888,00	20,40	102,00	204,00	1020,00	2040,00	16
	4,44	22,20	44,40	222,00	444,00	10,20	51,00	102,00	510,00	1020,00	8
6,0	13,32	66,60	133,20	666,00	1332,0	30,60	153,00	306,00	1530,00	3060,00	16
	6,66	33,30	66,60	333,00	666,00	15,30	76,50	153,00	765,00	1530,00	8
8,0	17,76	88,80	177,60	888,00	1776,0	40,80	204,00	408,00	2040,00	4080,00	16
	8,88	44,40	88,80	444,00	888,00	20,40	102,00	204,00	1020,00	2040,00	8

(тем не менее за рубежом есть проекты создания телескопа со сплошным тонким зеркалом диаметром 8 м из стекла "пирекс" – дефекты его фигуры и смещения фокуса будут корректироваться благодаря активному управлению элементами разгрузки). Если принять для Δx обычный для зеркал допуск $\lambda/8$ (при $\lambda = 0{,}555$ мкм это будет $\Delta x < 0{,}07$ мкм), то из таблицы ясно, что кварцевое стекло может использоваться для зеркал диаметром около 1 м при $\Delta t \approx 0{,}1^\circ$, а при $\Delta t = 1^\circ$ и выше оно непригодно даже для малых зеркал диаметром порядка 0,5 м. Если в действительности кварцевое стекло применяется в наземных телескопах, как солнечных, так и звездных, то лишь благодаря тому, что атмосферные помехи и плохой микроклимат башни телескопа не позволяют выявить температурный эффект зеркал. Из таблицы следует также, что отечественный стеклокристаллический материал ситалл СО115М является лучшим из имеющихся отечественных материалов. Этот материал позволяет применять зеркала порядка 2 м диаметром при $\Delta t \approx 0{,}1^\circ$; а при меньших диаметрах ($D = 0{,}5$ м) допустим градиент $\Delta t \approx 1^\circ$. Зарубежные аналоги ситалла СО115М сервит и церодур приблизительно эквивалентны ситаллу при обычных температурах –60 ÷ +60°С, но превосходят его при более высоких и низких температурах. Например, сервит ЕС1.14.202 может применяться в диапазоне температур –200 ÷ +300°С, поскольку у него $-2 \cdot 10^{-7} < \alpha < 1 \cdot 10^{-7}$ в этом интервале температур. Для отечественного ситалла СО115М первой категории $-1{,}5 \cdot 10^{-7} < \alpha < +1{,}5 \cdot 10^{-7}$ в интервале температур –60 ÷ +60°С; для второй и третьей категорий эти пределы составляют $\pm\ 2{,}5 \cdot 10^{-7}$ соответственно для этого же интервала температур [3]. Вне этих пределов α для ситалла СО115М быстро растет с увеличением температуры [3, с. 671].

Перейдем теперь к орбитальным телескопам. Опыт применения ситалловых зеркал диаметром 270–250 мм в солнечном космическом телескопе ОСТ-1 показал, что при наблюдениях температура зеркал быстро возрастает, достигая ~80°С (начальная t = = 15°С) после двух часов наблюдений [5]. Расчеты показали, что продолжение наблюдений привело бы к максимальному нагреву зеркал до ~192°С. При этом следует иметь в виду, что наблюдения проводились с вынужденными перерывами при заходе станции в тень Земли. По-видимому, наблюдения Солнца на высоких орбитах, где возможны многочасовые экспозиции без перерывов, приведут к еще большим температурам ситалловых зеркал и их температурным деформациям. В телескопе ОСТ-1 не проводилось специальных исследований разрешающей силы и ее деградации под влиянием градиентов температур в зеркалах; к тому же ошибка изготовления оптики обусловливала пятно рассеяния порядка 3", поэтому наблюдатель не мог заметить дополнительного ухудшения плохого изначального изображения (ОСТ-1 был спектральным прибором, поэтому от питающей оптики не требовалось высокой разрешающей силы). Ситалл СО115М с успехом был применен в космическом звездном телескопе "Спика" (главное зеркало имеет $D = 800$ мм, $l \approx 70$ мм, вторичное D = = 260 мм, $l = 20$ мм, система Ричи–Кретьена). В этом телескопе не наблюдалось температурных расфокусировок (на телескопе проводились спектральные наблюдения); впрочем, специальных исследований качества изображения, создаваемого телескопом в космосе, не проводилось. С большим успехом ситалловые зеркала были применены в наземных солнечных телескопах БСТ-1 и БСТ-2, установленных в Крымской астрофизической обсерватории. Наибольший диаметр плоского целостатного зеркала (телескоп БСТ1) $D = 1{,}2$ м и $l = 0{,}12$ м. Влияние температуры на качество оптики в этих телескопах незаметно; возможно, оно замаскировано турбуленцией воздуха в открытой башне телескопа, сильно снижающей его разрешающую силу. Заметим, что применение ситалла в качестве материала для астрозеркал было предложено автором в 1966 г., когда им были изготовлены первые зеркала из ситалла СО156. В дальнейшем по нашей инициативе и под контролем автора были изготовлены ситалловые зеркала всех вышеупомянутых телескопов, чем была доказана перспективность этого материала как для наземных, так и для космических телескопов (эта работа была

выполнена в мастерских КрАО). Возвращаясь к табл. 1, видим, что материал ULE является наилучшим по малости α; именно из него было изготовлено главное зеркало $D = 2{,}4$ м космического телескопа им. Хаббла. К сожалению, этот телескоп не имеет высокой разрешающей силы вследствие досадной ошибки, допущенной при контроле главного зеркала при его изготовлении. Металлические зеркала (из них мы рассмотрели в табл. 1 зеркала из бериллия и алюминия как наиболее употребительные) весьма чувствительны к температурным градиентам, что обусловлено их высоким коэффициентом расширения α. Однако этот недостаток металлов компенсируется их высокой температуропроводностью $q = a^2$, а для бериллия характерен и большой модуль Юнга E, характеризующий жесткость материала. Согласно Максутову [1] качество материала для зеркала характеризуют коэффициентом

$$\psi = Eq/\alpha.$$

Если принять $\psi = \psi_n$ для пирекса, то для использованных в табл. 1 материалов получим табл. 2 [2].

Таблица 2

	"316" ЛК5, Пирекс	Стекло кварцевое	Ситалл СО115М	ULE	Бериллий	Алюминий
ψ/ψ_n	1	14,6	70	246	127	22

Таким образом, бериллий оказывается лучше ситалла, а алюминий лучше кварцевого стекла. Тем не менее следует иметь в виду, что металлические зеркала нежелательно применять там, где возможен непостоянный поток тепла, создающий возможность появления меняющегося градиента температуры в зеркале. Примером могут служить условия работы упомянутого выше телескопа ОСТ1, телескопа им. Хаббла и т.д.

Выражение (9) применимо и к менискообразным зеркалам, подобным зеркалу телескопа БТА диаметром 6 м, а также к зеркалам плоско-вогнутой формы при условии, что можно пренебречь стрелкой прогиба зеркала x по сравнению с его толщиной, что обычно всегда имеет место для зеркал больших телескопов. Изменение фокусного расстояния зеркала ΔF связано с изменением его стрелки кривизны Δx формулой [1]

$$\Delta F \approx \frac{D^2}{16x^2}\Delta x. \tag{10}$$

Подставив (9) в (10), получим

$$\Delta F \approx -\frac{2F^2\alpha}{l}\Delta t. \tag{11}$$

Таким образом, при прочих равных условиях температурная дефокусировка ΔF сильнее ощущается в тонких зеркалах. В телескопах, имеющих два неплоских зеркала (телескопах типов Кассегрена и Грегори) изменение фокуса главного зеркала вызовет смещение фокуса Δf всей системы на величину, пропорциональную квадрату увеличения γ на вторичном зеркале. Но поскольку $\gamma = A_1/A_{экв}$, то смещение Δf фокуса телескопа из двух зеркал определится выражением

$$\Delta f \approx -\frac{2F^2\alpha}{l}\left(\frac{A_1}{A_{экв}}\right)^2 \Delta t, \tag{12}$$

$A_1 = D/F$, $A_{экв} = D/f'$, где f' – эквивалентное фокусное расстояние телескопа. Заметим, что ΔF или Δf не окажут заметного влияния на качество изображения в телескопе, если вызванная этой дефокусировкой волновая аберрация будет меньше допуска Релея. Соответствующие данные приведены в [2] в виде таблицы, которую мы воспроизводим.

Таблица 3

Допустимые дефокусировки Δf (в мм) для разных относительных отверстий A телескопов, по Релею (λ = 0,555 мкм)

A	1:1	1:1,5	1:2	1:3	1:5	1:7	1:10	1:15
Δf, мм	0,002	0,005	0,009	0,02	0,055	0,108	0,22	0,5

Релей показал, что допустима дефокусировка

$$\Delta f < 4\lambda\,(f'/D)^2. \tag{13}$$

Используя (12) и (13) или (11), можно найти допустимое значение градиента Δt, при котором качество изображения заметно не страдает (табл. 4).

Выражение (12) получено в предположении, что вторичное зеркало не вносит температурных искажений (что легко осуществимо на практике – малые размеры и толщина вторичного зеркала помогают поддерживать его температуру постоянной). Температурными искажениями трубы телескопа в (10), (11) и (12) также пренебрегаем. Заметим, что физический смысл температурного искривления диска под действием осевого градиента температуры сводится к тому, что каждый слой диска имеет свою температуру, следовательно, и свой диаметр после расширения, а поскольку температура монотонно меняется от слоя к слою, то и диаметры слоев монотонно изменяются; это приводит к изгибанию диска. Рассмотрим также и другой частный случай – когда в зеркале имеет место радиальный градиент температуры. Реальное зеркало, как правило, с отверстием в центре. Края зеркала на периферии и вблизи отверстия контактируют с металлической оправой, которая может играть роль теплового радиатора, охлаждая или нагревая края зеркала. Оценим характер искажений зеркала под влиянием этих эффектов. Известно, что в наземных телескопах наблюдается так называемый эффект края, вызывающий ухудшение качества изображения из-за деформаций краевых зон зеркала [1]. Возможно, что этот эффект будет проявляться и в космическом телескопе. Большую роль играет эффект края и при обработке оптики на станке. Предположим, что распределение температуры зеркала есть только функция радиуса r зоны зеркала (т.е. расстояние точки от оси z). Зеркало по-прежнему будем считать плоскопараллельным диском. При этом, очевидно, изотермы будут соосными круговыми цилиндрическими поверхностями. Радиус отверстия в зеркале обозначим r_1, полудиаметр зеркала $r_2 = D/2$. Пусть температура на наружной цилиндрической поверхности зеркала t_2, на стенках цилиндрического отверстия t_1. Уравнение (2) при $dt/d\tau = 0$, $d^2t/d\varphi^2 = 0$, $d^2t/dz^2 = 0$ принимает вид

$$\frac{d^2t}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dt}{dr} = 0. \tag{14}$$

Это обыкновенное дифференциальное уравнение легко решить аналитически. Действительно, обозначив $dt/dr = u$, получим

$$du/dr + u/r = 0. \tag{15}$$

Решение этого уравнения

$$ur = \frac{dt}{dr}r = C_1.$$

откуда

$$t = C_1 \ln r + C_2. \tag{16}$$

Таблица 4

Допустимые градиенты температуры Δt

D, м	α = 0,0000032	0,0000004	0,0000001	0,00000002	0,0000111	0,0000255	$\frac{D}{l}$
	Стекло ЛК5	Стекло кварцевое	Ситалл 0115М	ULE	Бериллий	Алюминий	
0,5	0,°0219	0,°1750	0,°7000	3,°5000	0,°0063	0,°0027	16
	0,0437	0,3500	1,4000	7,0000	0,0126	0,0055	8
1,0	0,0109	0,0875	0,3500	1,7500	0,0032	0,0014	16
	0,0219	0,1750	0,7000	3,5000	0,0063	0,0027	8
2,0	0,0055	0,0437	0,1750	0,8750	0,0016	0,0007	16
	0,0109	0,0875	0,3500	1,7500	0,0032	0,0014	8
3,0	0,0036	0,292	0,1167	0,5833	0,0011	0,0005	16
	0,0073	0,0583	0,2333	1,1667	0,0021	0,0009	8
4,0	0,0027	0,0219	0,0875	0,4375	0,0008	0,0003	16
	0,0055	0,0437	0,1750	0,8750	0,0016	0,0007	8
6,0	0,0018	0,0146	0,0583	0,2917	0,0005	0,0002	16
	0,0036	0,0292	0,1167	0,5833	0,0011	0,0005	8
8,0	0,0014	0,0109	0,0437	0,2187	0,0004	0,0002	16
	0,0027	0,0219	0,0875	0,4375	0,0008	0,0003	8

Таблица 5

"Эффект края" N_l (в мкм) для зеркал различной толщины

l, м	Δt = 0,°1	0,°5	1°	0,°1	0,°5	1°	0,°1	0,°5	1°
	α = 0,0000032, ЛК5, пирекс			α = 0,0000004, стекло кварцевое			α = 0,0000001, ситалл 00115М		
50	0,016 мкм	0,080 мкм	0,160 мкм	0,02 мкм	0,010 мкм	0,020 мкм	0,000 мкм	0,002 мкм	0,005 мкм
100	0,032	0,160	0,320	0,04	0,020	0,040	0,001	0,005	0,010
150	0,048	0,240	0,480	0,06	0,030	0,060	0,001	0,007	0,015
200	0,064	0,320	0,640	0,08	0,040	0,080	0,002	0,010	0,020
300	0,096	,480	0,960	0,012	0,060	0,120	0,003	0,015	0,030
400	0,128	0,640	1,280	0,016	0,080	0,160	0,004	0,020	0,040
500	0,160	0,800	1,600	0,020	0,100	0,200	0,005	0,025	0,050
600	0,192	0,960	1,920	0,024	0,120	0,240	0,006	0,030	0,060
	α = 0,00000002, ULE			α = 0,0000111, бериллий			α = 0,0000255, алюминий		
50	0,000	0,000	0,001	0,055	0,277	0,555	0,127	0,637	1,275
100	0,000	0,001	0,002	0,111	0,555	0,110	0,255	1,275	2,550
150	0,000	0,001	0,003	0,166	0,832	1,665	0,382	1,912	3,825
200	0,000	0,002	0,004	0,222	1,110	2,220	0,510	2,550	5,100
300	0,001	0,003	0,006	0,333	1,665	3,330	0,765	3,825	7,650
400	0,001	0,004	0,008	0,444	2,220	4,440	1,020	5,100	10,200
500	0,001	0,005	0,010	0,555	2,775	5,550	1,275	6,375	12,750
600	0,001	0,006	0,012	0,666	3,330	6,660	1,530	7,650	15,300

Учитывая граничные условия, находим

$$C_1 = \frac{t_2 - t_1}{\ln(r_2/r_1)};\ C_2 = t_1 - \frac{t_2 - t_1}{\ln(r_2/r_1)} \ln r_1.$$

Подставив эти значения в (16), найдем

$$t = t_1 + \frac{t_2 - t_1}{\ln(r_2/r_1)} \ln \frac{r}{r_1}. \tag{17}$$

Это выражение определяет распределение температуры как функцию радиуса r зоны зеркала. Очевидно, под влиянием этого радиального градиента произойдет изменение Δl толщины зеркала по сравнению с изотермическим его состоянием. Подставив в (6) $z = l$, где l – первоначальная толщина зеркала и подставив t из (17), получим изменение толщины Δl зеркала как функции r:

$$\Delta l = \alpha l\,(t_2 - t_1) \ln \frac{r}{r_1} / \ln \frac{r_2}{r_1} = N_t. \tag{18}$$

Отклонение профиля поверхности зеркала от исходной, очевидно, будет равно $\Delta l/2$, а его волновая температурная аберрация $N_t = \Delta l$. Иллюстрируем (18) табл. 5, в которой даны значения N_t на краю зеркала для различных градиентов температуры $\Delta t = t_2 - t_1$ и зеркал толщины l; N_t даны в микрометрах. Для ситалла СО115М мы приняли $\alpha = 2 \cdot 10^{-7}$/град как наиболее употребительное. Из (18) легко найти также допустимую разность температур $t_2 - t_1$, внешнего и внутреннего краев зеркала, принимая, что $N_t < \lambda/4$, где λ – длина волны света:

$$\Delta t = t_2 - t_1 < \frac{\lambda}{4} \ln \left(\frac{r_2}{r_1}\right) \frac{1}{\alpha l \ln(r/r_1)}. \tag{19}$$

Численное исследование (19) показало, что радиальный градиент температуры обычно вызывает меньшую порчу изображения, нежели равный ему осевой градиент. Однако следует иметь в виду, что дефокусировка, вызванная осевым градиентом, может быть исправлена при наблюдениях перемещением светоприемника или вторичного зеркала, в то время как "завал края" и аналогичные искажения формы поверхности зеркала, вызванные радиальным градиентом, не могут быть исправлены (если не прибегать к "активной оптике").

Разумеется, на практике, по-видимому, будет иметь место совместное влияние как осевого, так и радиального градиентов температуры. Для изучения подобных случаев целесообразно взять частные решения уравнения (2), учитывающие оба градиента

$$t = a + bz + c\ln r, \tag{20}$$

$$t = (a + bz)(A + B\ln r), \tag{21}$$

где a, b, A, B – постоянные. Выражение (20) получено сложением приведенных выше решений, (21) – их перемножением. По-прежнему предполагается, что $d^2t/d\varphi^2 = 0$, $dt/d\tau = 0$. Постоянные a, b, A, B получаем из граничных условий (т.е. известной температуры в выбранных точках зеркала), как это было выполнено выше. Ниже будут рассмотрены более сложные решения уравнения Фурье как для стационарного, так и для нестационарного случаев.

Стационарный температурный режим тонкого зеркала

Пренебрежем толщиной зеркала, т.е. будем считать его тонким, и соответственно $d^2t/dz^2 = 0$. Это предположение оправдано ввиду того, что на практике все чаще применяют тонкие зеркала, как для их облегчения, так и для осуществления их деформирования с целью коррекции качества изображения. Предположим также, что температурный режим не зависит от времени, т.е. $dt/d\tau = 0$. Тогда уравнение (2) примет вид (зеркало – круг радиуса R):

$$r^2\frac{d^2t}{dr^2} + r\frac{dt}{dr} + \frac{d^2t}{d\varphi^2} = 0. \tag{22}$$

Будем искать функцию $t(r, \varphi)$, принимающую на краю зеркала $r = R$ наперед заданные значения, т.е. известную функцию полярного угла $f(\varphi)$. Применим метод Фурье [4] и будем искать решение в виде

$$t = x(\varphi)\omega(r). \tag{23}$$

Подставив это в (22), получим

$$\frac{x''(\varphi)}{x(\varphi)} = -\frac{r^2\omega''(r) + r\omega'(r)}{\omega(r)} = -k^2,$$

где k^2 – произвольная постоянная. Таким образом, получаем два обыкновенных дифференциальных уравнения

$$x''(\varphi) + k^2x(\varphi) = 0, \tag{24}$$

$$r^2\omega''(r) + r\omega'(r) - k^2\omega(r) = 0. \tag{25}$$

Решение первого уравнения

$$x(\varphi) = A\cos k\varphi + B\sin k\varphi, \tag{26}$$

где A, B – постоянные.

Решение второго уравнения легко найти, если принять $\omega(r) = r^m$; подставив это в уравнение, найдем

$$m^2 = k^2, \text{ или } m = \pm k.$$

Поэтому общее решение имеет вид

$$\omega(r) = C_1r^k + D_1r^{-k}, \tag{27}$$

где C_1 и D_1 – постоянные.

Подставляя найденные решения $x(\varphi)$ и $\omega(r)$ в (23), получим частное решение уравнения (22):

$$t = (A\cos k\varphi + B\sin k\varphi)(C_1r^k + D_1r^{-k}). \tag{28}$$

Заметим, что оказалось потерянным частное решение, которое получается из (24) и (25) при $k = 0$; действительно, при $k = 0$ уравнения (24) и (25) принимают вид

$$x''(\varphi) = 0,$$

$$r^2\omega''(r) + r\omega'(r) = 0.$$

Это дает решения

$$x(\varphi) = \alpha_1 + \beta_1\varphi, \tag{29}$$

$$\omega(r) = \gamma_1 + \delta_1\ln r, \tag{30}$$

где α_1, β_1, γ_1, δ_1 – постоянные.

Частные решения (29), (30) напоминают изученные выше частные решения для осевого и радиального градиентов температуры. Эти решения дают еще одно частное решение t_0 уравнения Фурье (22):

$$t_0 = (\alpha_1 + \beta_1\varphi)(\gamma_1 + \delta_1 \ln r). \tag{31}$$

Для определения постоянных α, β, γ, δ достаточно знать значения температуры в четырех точках, например, на краю зеркала (граничные условия). Оказывается, что решение имеет смысл только при $\beta = 0$ (т.е. это изученный нами случай радиального градиента). Определение постоянных в решении (28) значительно сложнее. Очевидно, в (28) первый множитель в скобках, зависящий от φ, должен быть периодической функцией от φ с периодом 2π, т.е. k может принимать только целые значения

$$k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots, \pm n, \ldots$$

Заметим, что как положительные, так и отрицательные значения k приводят к одному и тому же результату, поэтому достаточно рассмотреть только целые положительные значения $k = n$ (так называемые характеристические числа задачи).

Таким образом, получаем частные решения

$$t_n(r, \varphi) = (A_n \cos n\varphi + B_n \sin n\varphi)(C_n r^n + D_n r^{-n}),\ n = 1,2,3\ldots,$$

где постоянные A_n, B_n могут быть различными при различных значениях n. Заметим, что решение имеет особенность при $r = 0$, $t = \infty$, что противоречит опыту, поэтому следует принять $D_n = 0$. Обозначая $A_n = A_n C_n$, $B_n = B_n C_n$ и суммируя по всем n, получим, присоединив сюда и тривиальное решение $t = A_0 = \cos t$,

$$t(r,\varphi) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\left(A_n \cos n\varphi + B_n \sin n\varphi\right) r^n. \tag{32}$$

Постоянные A_n, B_n можно найти по заданному предельному условию

$$t(r,\varphi)\big|_{r=R} = f(\varphi).$$

Это приводит к выражению

$$f(\varphi) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\left(A_n \cos n\varphi + B_n \sin n\varphi\right) R^n. \tag{33}$$

Сравнивая это выражение с известным разложением функции в ряд Фурье [4], находим, что коэффициенты A_n, B_n могут быть найдены по формулам Эйлера в промежутке $(-\pi, \pi)$

$$A_n = \frac{1}{\pi R^n}\int_{-\pi}^{\pi} f(t)\cos(nt)\,dt,$$

$$B_n = \frac{1}{\pi R^n}\int_{-\pi}^{\pi} f(t)\sin(nt)\,dt. \tag{34}$$

Подставив эти значения в (33), получим искомое решение задачи (это так называемое решение задачи Дирихле). На практике функция $f(t)$ обычно имеет сложный вид и интегралы в (34) приходится вычислять численно, пользуясь, например, известной формулой Симпсона; вычисления получаются сложными, поскольку приходится вычислять много членов ряда (33). Поэтому зачастую проще пользоваться решением задачи Дирихле, выраженным через интеграл Пуас-

сона [4]:

$$t(r,\varphi)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}f(\theta)\frac{R^2-r^2}{R^2-2rR\cos(\theta-\varphi)+r^2}d\theta. \tag{35}$$

Полученные решения позволяют найти распределение температуры по тонкому зеркалу круглой формы, если известно распределение температуры на краю зеркала $f(\varphi)$. Таким образом, зная допуск на перепады температуры на зеркале, приводящие к его деформациям, можно подобрать функцию $f(\varphi)$, при которой допуск выполняется. Эта задача актуальна, например, для целостатных зеркал солнечных телескопов, работающих в условиях нагрева солнечным излучением. Ситуация усугубляется в вакуумном солнечном телескопе или в космическом солнечном телескопе, где нагрев и градиенты температуры велики [5].

Стационарный температурный режим толстого зеркала

Полученные результаты не учитывают толщину зеркала, а потому являются приближенными. Поэтому кратко рассмотрим более общий случай, когда в уравнении (2) $d^2t/dz^2 \neq 0$, $dt/d\tau = 0$. Разделение переменных по методу Фурье приводит к трем обыкновенным дифференциальным уравнениям (подстановка $t = u\upsilon w$):

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2}+n^2u=0,$$

$$\frac{d^2\upsilon}{dz^2}-k^2\upsilon=0,$$

$$\frac{d^2w}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dw}{dr}+(k^2-\frac{n^2}{r^2})\,w=0,$$

где u – функция φ, υ – функция z, w – функция r.

Решения двух первых уравнений очевидны, третье является уравнением Бесселя, оно имеет решение, выраженное через цилиндрические функции J_n (функции Бесселя). Опуская промежуточные выкладки, находим частное решение

$$t_n(r,\varphi,z)=e^{\pm kz}J_n(kr)(A_n\cos n\varphi+B\sin n\varphi), \tag{36}$$

где $k = 1,2,3,...$; $n = 0,1,2,...$; J_n – цилиндрическая функция. Сумма t_n от 1 до ∞ также будет решением. Непосредственной подстановкой в уравнение Фурье (2) можно убедиться также, что функции

$$t_0=e^{\pm kz}J_0(kr)(A+B\varphi), \tag{37}$$

$$t_{0n}=(A+Bz)(A_0r^n+B_0/r^n)(A_0\cos n\varphi+B_0\sin n\varphi), \tag{38}$$

$$t_{00}=(A+Bz)(A_0+B_0\ln r),\ n=0,1,2,...;\ k=1,2,3,..., \tag{39}$$

также являются частными решениями уравнения Фурье. Если $n = 0$, то азимутальных градиентов нет и члены, содержащие φ, исчезают. Постоянные A_n, B_n, A, $Б$, A_0, B_0, a, b могут быть определены из граничных условий для конкретной задачи. К ним обычно присоединяют и условие ограниченности при $r = 0$. Функции Бесселя для любого x можно вычислить с помощью интеграла

$$J_n(x)=\frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2}\cos(x\sin\theta)\cos(n\theta)d\theta.$$

Наш опыт показал, что этот интеграл может быть вычислен с помощью метода Симпсона; при вычислениях на ЭВМ интервал $(0, \pi/2)$ разбивался на 32 отрезка, что обе-

спечивало точность шести значащих цифр. Частные решения t_{0n} и t_{00} вследствие своей простоты наиболее пригодны для грубого определения распределения температуры внутри зеркала по известным значениям температуры в отдельных точках на его границах. Новые частные решения могут быть получены, как обычно, путем суммирования известных частных решений.

Нестационарный тепловой режим зеркала

Тепловой режим зеркала телескопа до наблюдений существенно отличается от теплового режима зеркала после начала наблюдений. Действительно, до начала наблюдений зеркало находится в замкнутом объеме, обычно теплоизолированном; источники тепла (это обычно приборы, с которыми производятся наблюдения) не работают. После начала наблюдений крышка телескопа (или оправы зеркала) открывается, создавая возможность теплообмена с окружающей средой, появляются источники тепла (приборы, двигатели), что совершенно изменяет тепловой режим зеркала. В звездных телескопах лицевая поверхность зеркала, как правило, начинает охлаждаться (в солнечных телескопах будет нагрев), вызывая температурное смещение фокуса и искажение фигуры зеркала. Предположим, что края зеркала теплоизолированы и температура зеркала является только функцией z-оси зеркала. Начальное распределение $f(z)$ температуры зеркала будем считать известным

$$t/_{\tau=0} = f(z). \tag{40}$$

Если на лицевой поверхности S зеркала имеется лучеиспускание в окружающую среду температуры t_0, то по закону Ньютона поток тепла через S пропорционален разности температур окружающего пространства и поверхности S зеркала. Это дает граничное условие вида

$$dt/d\tau + h(t - t_0) = 0, \tag{41}$$

где h – коэффициент внешней теплопроводности.

Уравнение (1) принимает вид

$$dt/d\tau = q\, d^2t/dz^2. \tag{42}$$

Здесь q – коэффициент температуропроводности, τ – время.

Рассмотрим один из наиболее типичных случаев, когда на тыльной поверхности зеркала $z = 0$ поддерживается постоянная температура (для простоты $t = 0$), что обычно имеет место в космических телескопах "Спика", " Хаббл" :

$$t\,|_{z=0} = 0, \tag{43}$$

а на лицевой поверхности зеркала ($z = l$, где l – толщина зеркала) тепло излучается в окружающую среду:

$$\frac{dt}{dz}\Big|_{z=l} = -ht\,|_{z=l}. \tag{44}$$

Начальное распределение температуры в зеркале

$$t\,|_{\tau=0} = f(z). \tag{45}$$

Как известно, эту задачу решил Фурье в XIX в. [4]; кратко изложим результаты. Методом разделения переменных (подстановка $t = X(z)T(\tau)$), находим частное решение

$$t = l^{-\lambda 2q\tau}(A\cos\lambda z + B\sin\lambda z), \tag{46}$$

где λ – вещественное число.

Из граничных условий (43) и (44) находим

$A = 0, \lambda\cos\lambda l = -h\sin\lambda l.$

Приняв $\upsilon = \lambda l$, получим трансцендентное уравнение

$$\mathrm{tg}\upsilon = -\upsilon/hl. \tag{47}$$

Решение этого уравнения можно найти методом итераций, найдя графически предварительное значение корня. Поскольку тангенс является периодической функцией, то уравнение (47) имеет бесчисленное множество корней $\upsilon_1, \upsilon_2, ..., \upsilon_n, ...$; этим корням соответствует множество значений λ, возрастающих по абсолютной величине $\lambda_1, \lambda_2, ...$ $\lambda_n, ...$ Поскольку каждому значению λ_n соответствует частное решение вида

$$t_n = B_n l^{-\lambda_n^2 q} \sin\lambda_n z, \tag{48}$$

то общее решение можно найти как сумму

$$t = \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-\lambda_n^2 q\tau} \sin\lambda_n z. \tag{49}$$

Начальное условие требует, чтобы

$$t\,|_{\tau=0} = f(z) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin\lambda_n z. \tag{50}$$

Из этого условия можно найти коэффициенты B_n. На практике это можно сделать так: ограничив ряд (50) желаемым числом m членов, вычисляем значения функции $f(z)$ (или находим значения $f(x)$ экспериментально, замеряя температуру зеркала) в точках $z_1, z_2, ..., z_m$. Получим систему m линейных алгебраических уравнений с m неизвестными

$$f(z_1) = \sum_{n=1}^{m} B_n \sin\lambda_n z_1,$$

$$f(z_2) = \sum_{n=1}^{m} B_n \sin\lambda_n z_2,\ n = 1,2,...,m. \tag{51}$$

. . . . . .

$$f(z_m) = \sum_{n=1}^{m} B_n \sin\lambda_n z_m,$$

Решая систему (51), получим искомые значения коэффициентов B_n. Коэффициенты B_n можно было бы найти и методом наименьших квадратов. Заметим, что, как указано в [4, с. 614], коэффициенты B_n можно найти и аналитически по формуле

$$B_n = \int_0^l f(z) x_n(z) dz \Big/ \int_0^l x_n^2(z) dz, \tag{52}$$

где $x_n(z) = \sin\lambda_n z$. Однако на практике это выражение требует численного нахождения интегралов от быстро меняющейся функции, что затруднено. Решение (49) позволяет найти промежуток времени τ_0, необходимый для того, чтобы градиенты температуры в зеркале (линзе) телескопа уменьшились до допустимых пределов, а следовательно, уменьшились до допустимых величин и его деформации, что позволяет приступить к наблюдениям. Для больших телескопов с толстыми зеркалами τ_0 может оказаться

весьма большим (для БТА десятки часов), что недопустимо и должно быть учтено на стадии проектирования телескопа. Из (49) следует, что целесообразно применять материалы с большим значением коэффициента температуропроводности q, например металлы и сплавы, поскольку у них q приблизительно на два порядка больше, нежели у стекол и ситаллов. Действительно, опыты с металлическими зеркалами, выполненные Максутовым [1], показали, что металлические зеркала почти не требуют отстойки для выравнивания в них температуры, между тем как для стеклянных зеркал время отстойки может достигать многих часов, что резко увеличивает время, затрачиваемое на изготовление крупногабаритной оптики. Заметим, что изложенные методы пригодны также и к преломляющей оптике, имеющей форму, близкую к плоскопараллельной пластине или мениску. Вычислив температурный градиент в линзах объектива, можно найти изменение его оптической силы и аберраций, поскольку температурный градиент в стекле приводит к изменению показателя преломления. Соответствующая методика разработана Слюсаревым [6]. Опыт эксплуатации линзовых солнечных телескопов показал, что они сильно страдают от температурных расфокусировок и требуют специального расчета оптики для компенсации этого эффекта. Следует рекомендовать применять предельно тонкие оптические преломляющие элементы (линзы, светофильтры), а также оправы, уменьшающие градиенты температуры (например, с теплоизоляцией). Изложенные методы позволяют определить распределение температуры в зеркалах и линзах и оценить связанные с градиентами температуры эффекты.

Май, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Максутов Д.Д.* Изготовление и исследование астрономической оптики. 2-е изд. М.: Наука, 1984.
2. *Михельсон Н.Н.* Оптические телескопы: Теория и конструкция. М.: Наука, 1976.
3. Справочник конструктора оптико-механических приборов / В.А. Панов, В.Я. Кругер, В.В. Кулагин и др.; Под ред. В.А. Панова. 3-е изд. Л.: Машиностроение, 1980.
4. *Смирнов В.И.* Курс высшей математики. М.: Гостехтеоретиздат, 1954. Т. 2.
5. *Брунс А.В., Бенюх В.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1980. Т. 59. С. 173.
6. *Слюсарев Г.Г.* Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969.

УДК 537.591

ВЫБОР ПАРАМЕТРА, ХАРАКТЕРИЗУЮЩЕГО КАЧЕСТВО НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО МАТЕРИАЛА НА ГАММА-ТЕЛЕСКОПЕ ГТ-48

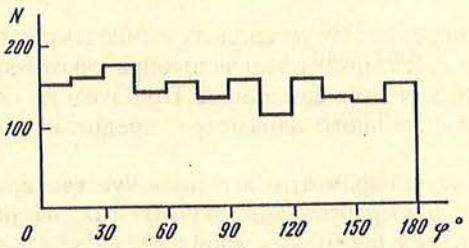
Б.М. Владимирский, Ю.Л. Зыскин, А.П. Корниенко, Ю.И. Нешпор, А.А. Степанян, В.П. Фомин, В.Г. Шитов

Для оценки качества наблюдательных данных, получаемых на гамма-телескопе второго поколения, предлагается использовать распределение черенковских вспышек по ориентационному углу.

THE CHOICE OF A PARAMETER TO CONTROL THE QUALITY OF OBSERVATIONAL DATA AT GAMMA TELESCOPE GT-48, *by B.M. Vladimirsky, Yu.L. Zyskin, A.P. Kornienko, Yu.I. Neshpor, A.A. Stepanian, V.P. Fomin, V.G. Shitov*

It's propose to use the distribution of Cherenkov flashes on orientational angle to check-up the quality of observational data at Gamma–telescope of second generation GT-48.

В черенковских гамма телескопах второго поколения, сооружаемых в последнее время в разных странах, строятся изображения черенковских вспышек широких атмосферных ливней (ШАЛ). Изображения для ШАЛ, инициируемых частицами космических лучей, и электронно-фотонных каскадов (ЭФК), связанных с гамма-квантами,



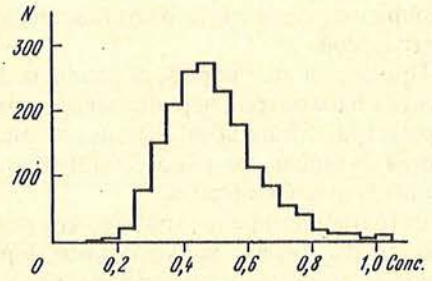
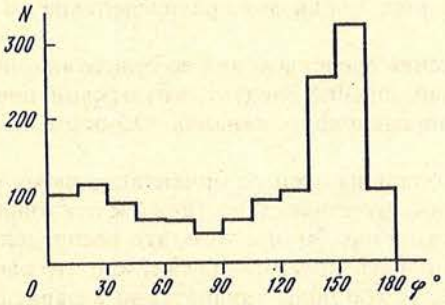


Рис. 1. Частотное распределение вспышек по их ориентационному углу (в градусах)

Рис. 2. Частотное распределение вспышек по параметру "концентрация" (conc) для данных рис. 1



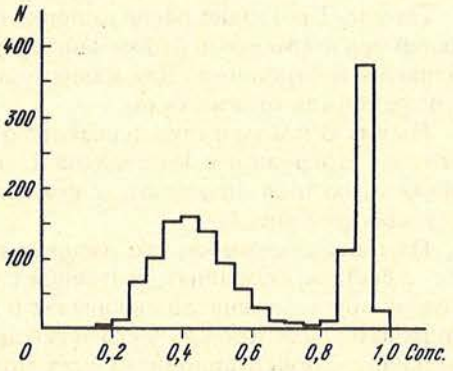


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для данных с наличием помех

Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для данных с наличием помех

по своим характеристикам различаются. Благодаря этому при обработке данных удается исключить подавляющую часть событий, обусловленных космическими лучами. Это дает возможность существенно повысить чувствительность аппаратуры к потоку гамма-квантов.

Выделение вспышек, вызванных гамма-квантами, проводится по различным их характеристикам, таким как длина и ширина (в угловой мере), направление большой оси эллипсоида, характеризующее угол между оптической осью детектора и направлением движения первичного гамма-кванта.

Регистрация изображения вспышки проводится с помощью связки фотоумножителей (ФЭУ). Угловые размеры поля зрения одного ФЭУ составляют обычно $0,^{\circ}25$–$0,^{0}50$, а средний эффективный размер изображения вспышки от ШАЛ космических лучей $0,^{0}8$. Размеры изображения вспышки ЭФК еще меньше – $0,^{0}5$. Построение изображения вспышки с помощью ФЭУ проводится с определенной точностью, так как коэффициент связи всего линейного тракта от ФЭУ до ЭВМ, связывающий количество света, падающего на фотокатод с числом, записываемым в ЭВМ, подвержен изменениям. Для контроля коэффициента связи используется система калибровки с помощью лазера [1]. Однако, каковы бы ни были системы контроля работы аппаратуры, всегда необходимо иметь независимый контроль качества проводимых измерений, исходя из анализа (либо оперативной первичной обработки) самих данных. Некоторые преимущества такого вида контроля очевидны, это прежде всего, возможность самосогласованного подхода при анализе материала, отсутствие вмешательства в процедуру измерений. В наблюдениях с помощью черенковских детекторов первого поколения для оценки качества материала использовались обычно величина

дрейфа скорости счета и отношение экспериментально определенной ошибки к статистической.

При первичной обработке данных на современных установках вычисляются около десятка параметров черенковской вспышки. Возникает задача выбора какого-нибудь параметра или их комбинации для оценки качества измерений. При этом не исключается вычисление какого-нибудь дополнительного параметра, предназначенного специально для контроля.

Естественно предположить, что различные параметры вспышек чувствительны к разным факторам, нарушающим нормальную работу аппаратуры. Так, например, концентрация (conc), которая равна отношению суммы сигналов в двух ячейках с наибольшими значениями к общей сумме амплитуд сигналов, чувствительна к различным помехам в каналах. Некоторые из параметров существенно зависят от условий наблюдений, от методики обработки материалов; например, длина и ширина вспышки зависят от зенитного расстояния, при котором проводятся наблюдения.

На рис. 1 показано распределение вспышек по ориентационному углу для наблюдений при нормальной работе аппаратуры. χ^2-тест показывает, что это распределение близко к изотропному. Для иллюстрации на рис. 2 приведено распределение по концентрации для того же скана.

На рис. 3 показан случай резкого отклонения распределения по ориентационному углу от изотропного. Из анализа данных наблюдений следует, что отклонение это связано, по всей видимости, с помехой в определенных каналах. Об этом же свидетельствует рис. 4.

Нам представляется, что распределение больших осей по ориентационному углу, т.е. в системе координат, связанной с камерой, чувствительно также к отклонениям коэффициентов усиления в каналах и порогам в них. Кроме того, это распределение должно быть изотропно, и его легко анализировать, поэтому мы считаем, что распределение по ориентационному углу может быть хорошим аппаратурно независимым параметром для оценки качества данных наблюдений.

В заключение нам хотелось бы отметить, что для оценки качества калибровки необходимо провести дополнительный анализ как материалов наблюдений, так и результатов расчетов.

Апрель, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fomin V.P., Kornienko A.P., Neshpor Yu.I.* et al. // Crimean J. Astrophys. 1992. Vol. 1, N 2.

ПАВЕЛ ФЕДОРОВИЧ ЧУГАЙНОВ

5 февраля 1992 г., на 60-м году жизни, после тяжелой непродолжительной болезни скончался доктор физико-математических наук Павел Федорович Чугайнов.

Еще в юности П.Ф. Чугайнов серьезно увлекся астрономией. Он был активным членом ВАГО, часто приезжал в Крымскую астрофизическую обсерваторию и участвовал в астрономических наблюдениях. Сразу по окончании школы он хотел поступить на работу в обсерваторию, но сотрудники обсерватории с трудом уговорили его сперва закончить университет.

Окончив в 1956 г. Московский государственный университет, П.Ф. Чугайнов вновь пришел в Крымскую астрофизическую обсерваторию и проработал здесь всю жизнь, пройдя путь от младшего до ведущего научного сотрудника. Здесь он прошел школу В.Б. Никонова по фотоэлектрической фотометрии, практически всю жизнь занимался фотометрическими наблюдениями звезд и внес значительный вклад в изучение нестационарных объектов.

В конце 50-х годов П.Ф. Чугайнов одним из первых начал систематические фотоэлектрические наблюдения красных карликовых звезд типа UV Кита и в ходе сотен часов патрулирования их блеска зарегистрировал несколько десятков спорадических вспышек этих объектов. Он вел фотоэлектрический патруль блеска вспыхивающих звезд во время радиоастрономических наблюдений этих объектов проф. Б. Ловеллом в Джодрелл Бэнке, в ходе которых было установлено, что мощность радиовспышек таких звезд существенно превосходит мощность солнечных радиовспышек; он проводил параллельные фотоэлектрические наблюдения во время первых спектральных наблюдений звезд типа UV Кита с высоким временны́м разрешением, которые велись на 2,6-м Шайновском телескопе и в ходе которых были установлены основные особенности спектрального развития вспышек таких звезд. Накопленный опыт позволил ему стать одним из организаторов международных кооперативных кампаний по наблюдениям вспыхивающих звезд, которые проводились с 1967 г. в течение ряда лет

Комиссией по переменным звездам Международного астрономического союза. В результате был собран обширный материал, который позволил выяснить ряд важных закономерностей во вспышечной активности таких звезд – распределение вспышек по продолжительности и по энергии оптического излучения, их цветовых характеристик, статистические зависимости основных параметров вспышек от свойств самих звезд и т.д.

С начала 70-х годов П.Ф. Чугайнов приступил к систематическим исследованиям пятнистости звезд и привлек внимание астрономической общественности к этому феномену, который был открыт Дж. Кроном еще в 1950 г., но не вызвал в то время особого интереса. После обнаружения П.Ф. Чугайновым пятнистости звезды BY Дракона переменность красных карликовых звезд, обусловленная неравномерной яркостью их поверхности, получила общепринятое сейчас обозначение "переменность типа BY Дракона". В настоящее время всесторонние наблюдения пятнистости звезд, исследование физических параметров и эволюции их поверхностных неоднородностей составляют заметную долю в изучении нестационарных звезд, и вклад П.Ф. Чугайнова в развитие этого направления весьма значителен.

В последние годы П.Ф. Чугайнов изучал пятнистость молодых звезд типа Т Тельца, эволюцию вращения звезд на ранних этапах их развития, пытался обнаружить астросейсмологические явления на таких звездах.

Научная работа была главной целью жизни Павла Федоровича. Он оставил после себя более 100 научных публикаций, которые широко известны в нашей стране и за рубежом. Обширной была его научная переписка с советскими и зарубежными коллегами, он принимал участие в работе Международного астрономического союза, был участником нескольких симпозиумов по переменным звездам. Павел Федорович вел активную работу в обществе "Знание", в журналах "Природа" и "Земля и Вселенная" был опубликован ряд его научно-популярных статей.

В нашей памяти Павел Федорович Чугайнов останется как человек бескорыстно преданный науке, замечательный семьянин, воспитавший с Галиной Владимировной Зайцевой двух дочерей, и интересный собеседник.