

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1981

Редакционная коллегия:

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

УДК 523.745

ГОДИЧНАЯ ВАРИАЦИЯ
ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

В. А. Котов, Л. С. Левицкий, Н. Н. Степанян

Измерения общего магнитного поля (ОМП) Солнца, наблюдаемого как звезда, были выполнены в 1968—1978 гг. в трех обсерваториях: КАО АН СССР, Маунт-Вилсон и Стэнфорд. Анализ этих данных показал наличие у ОМП отчетливой годичной периодичности с амплитудой около 0,1 Гс. Аналогичная годовая волна была характерна в 1973—1978 гг. и для фонового поля, определяемого по синоптическим H_{α} -картам [21]. Эту годовую периодичность нельзя отнести на счет ни инструментальных, ни сезонных причин.

В противоположность полярному полю, где годичный эффект легко объясняется изменением гелиошироты Земли в течение года ($\pm 7^{\circ}$, 25), подобное геометрическое истолкование наблюдаемой вариации ОМП приводит к большому (на порядок величины) количественному расхождению с прямыми данными о магнитных полях на Солнце. Кроме того, имеется необъяснимое различие по фазе между годичным ходом ОМП и полярного магнитного поля.

Выполненное рассмотрение оставляет открытым вопрос о природе обнаруженной годичной вариации ОМП Солнца.

ANNUAL VARIATION IN THE SOLAR MEAN MAGNETIC FIELD, by V. A. Koto, L. S. Levitsky, N. N. Stepanyan.— Measurements of the mean magnetic field of the Sun seen as a star have been made at the three observatories, Crimean, Mount-Wilson and Stanford, during the interval 1968—1978. The present analysis of these data clearly shows an annual variation in the solar mean magnetic field (SMMF) with an amplitude of about 0.1G. Analogous annual wave was found also in the background magnetic field inferred from synoptic H_{α} -charts published in [21]. The arguments are given that this one-year periodicity can be explained neither by instrumental nor by seasonal causes.

Contrary to the Sun's polar magnetic field and the interplanetary magnetic field, where the annual wave is easily explained by the heliolatitude effect (the change of the Earth's latitude by $\pm 7^{\circ}$.25 during a year), the same geometric explanation of the SMMF apparent yearly variation leads to large, by order of magnitude, quantitative discrepancy with direct observations of the magnetic fields on the Sun. In addition, there is unexplained phase difference between annual variations of the SMMF and the Sun's polar field.

Our consideration leaves the nature of the SMMF annual variation open to question.

Розенберг и Колеман [1] обнаружили, что в периоды времени, когда Земля при своем орбитальном движении смещается к югу (7 декабря — 7 июня) или к северу (остальные 6 месяцев) от плоскости солнечного экватора, в окрестности Земли регистрируется межпланетное магнитное поле (ММП) преимущественно одного знака. Знак преимущественной полярности совпадает со знаком магнитного поля на соответствующем полюсе Солнца. В частности, для рассмотренного в [1] интервала времени (1964—1967 гг.), когда южный полюс Солнца имел положительную (N) полярность, а северный — отрицательную (S), преобладающий знак ММП был (+) при отрицательных значениях гелиошироты B Земли и (—) при положительных значениях B . Вблизи максимума солнечной активности, когда происходит переполюсовка общего

поля Солнца, эффект Розенберга — Колемана (Р.—К.) также меняет знак, т. е. фаза годовой волны ММП изменяется на 180° [2].

Естественно и весьма убедительно эффект объясняется предположением о сильном влиянии полярных магнитных полей на структуру и преимущественное направление ММП в плоскости эклиптики на расстояниях ~ 1 а.е. от Солнца, где происходит значительное сжатие магнитных силовых линий к плоскости солнечного экватора [3, 4].

Наиболее сильно этот эффект проявляется в периоды максимальной напряженности полярного поля Солнца, т. е. в годы минимума (солнечной активности), когда изменение гелиошироты Земли в пределах $\pm 7^\circ,25$ приводит к модуляции знака преимущественной полярности ММП около 35% [2]. Линейная экстраполяция на более высокие широты приводит к тому, что при $|B| \approx 20^\circ$ ММП должно быть практически одной полярности. Одновременные измерения ММП на разных гелиоширотах (вблизи Земли и на станциях «Пионер-10, 11»), по-видимому, подтверждают такой вывод [5]. Так, например, когда «Пионер-11» находился в точке с $B = +16^\circ$, в течение целого солнечного оборота регистрировалось ММП одного знака (+), совпадающего со знаком на северном полюсе Солнца.

Таким образом, имеющиеся факты свидетельствуют о том, что годовая периодичность в знаке преобладающей полярности ММП обусловлена чисто пространственными вариациями, а именно — изменением гелиошироты Земли при ее орбитальном движении.

В настоящее время наряду с данными о ММП имеется длительный ряд измерений общего магнитного поля Солнца как звезды (ОМП), которые были начаты А. Б. Северным в 1968 г. [6]. Как будет показано ниже, ОМП Солнца в 1970—1978 гг. тоже изменялось с периодом около одного года; однако в отличие от ММП годичную вариацию ОМП не удастся объяснить в рамках простых геометрических соображений (т. е. влиянием переменной гелиошироты Земли).

Еще раньше Северным [7, 8] было обнаружено явление магнитной асимметрии Солнца; перевес одной полярности над другой — на полюсах или даже по всему диску. Эта асимметрия, по-видимому, проявляется и в разбалансе ОМП (известная проблема магнитного «монополя» Солнца [9]), что заставляет искать общую причину для всех этих явлений.

1. Данные об общем магнитном поле Солнца

Метод измерения ОМП Солнца как звезды был впервые разработан Северным [6] в КАО АН СССР и в настоящее время, с модификациями, применяется также в обсерваториях Маунт-Вилсон и Станфорд (США). Под термином ОМП при таких наблюдениях подразумевается среднее магнитное поле, определяемое по эффекту Зеемана сразу для всего видимого диска Солнца (т. е. ОМП есть интегральная характеристика всего диска Солнца; потемнение диска к краю входит в общий сигнал магнитографа как весовая функция). Сведения о методе наблюдения ОМП, о точности его определения и о степени согласия между обсерваториями содержатся в [6, 10, 11]. Здесь важно отметить только, что основная часть сигнала магнитографа при таких наблюдениях определяется центральной зоной диска ($\sim 0,6 D_\odot$); основной вклад в ОМП вносят магнитные потоки обширных «невозмущенных» областей Солнца, не связанных с активными областями (из-за большой площади «невозмущенных» областей); роль пятен в ОМП в целом пренебрежимо мала [12].

Измерения ОМП делаются, как правило, раз в день (если позволяют погода и инструмент). Сейчас имеется длинный ряд таких наблюдений, охватывающий 11 лет, с 1968 по 1978 г., и достаточный для выявления долгопериодных (больше периода вращения 27^d) вариаций ОМП, если таковые имеются.

Ряд наблюдений ОМП, использованный в работе, был получен тремя обсерваториями: Крым (1968—1976 гг., количество определений ОМП $N = 1398$), М.-Вилсон (1970—1976 гг., $N = 1301$) и Станфорд (1975—1978 гг.

$N = 1181$), всего 3880 измерений на протяжении 11 лет. Точности измерений следующие: Крым и М.-Вилсон: $\sim \pm(0,15-0,30)$ Гс, Станфорд: $\sim \pm 0,05$ Гс. Учитывая различие в калибровке, все значения М.-Вилсон умножались на коэффициент 1,25 [11].

Визуальный просмотр данных за 1970—1978 гг. показывает, что средний уровень ОМП медленно изменяется в течение года, причем ход этого изменения таков, что, как правило, ОМП в первой половине года чаще отрицательно (S-полярности), чем во второй половине года, когда оно становится преимущественно положительным. Особенно этот систематический ход заметен в крымских измерениях за 1970, 1971, 1974 и 1975 гг. и в данных Станфордской солнечной обсерватории — в течение каждого из 4 лет наблюдений; аналогичный ход в среднем характерен и для данных М.-Вилсон.

Для выявления такого систематического (годового) хода в поведении среднего уровня ОМП по всему материалу методом наложения эпох был построен «спектр мощности» (рис. 1), показывающий зависимость $2A/\sigma$ от пробного периода. (Здесь $2A$ — двойная амплитуда результирующей волны для данного периода, σ — среднеквадратичная ошибка средних значений при усреднении данных с пробным периодом, подробнее см. [13].) Видно, что действительно вблизи периода, равного одному году (точнее $0,98 \pm 0,04$ года), имеется значительная концентрация мощности с высоким уровнем значимости ($2A/\sigma \approx 6$).

Средняя кривая изменения ОМП с периодом один год для интервала 1970—1978 гг. приведена на рис. 2, а; точками нанесены среднемесячные значения по данным трех обсерваторий. ОМП обнаруживает существенную годичную периодичность с амплитудой около 0,11 Гс и экстремумами в апреле-мае (наибольшее отрицательное поле) и в сентябре-октябре (наибольшее положительное поле), со сменой знака в июне-июле.

Можно было бы думать, что эта волна обусловлена «плаванием» нуля пункта солнечного магнитографа (вследствие инструментальных и/или сезонных причин), поскольку речь идет о чрезвычайно малом систематическом эффекте, сравнимом с точностью отдельного определения ОМП. Однако странно, что одинаковый (и примерно той же амплитуды) эффект наблюдается на трех разных инструментах, имеющих различные оптические и электронные схемы. Кроме того, и методика определения нулевой линии магнитографов весьма различна: если в Крыму и Станфорде в качестве нулевой линии принимается уровень сигнала, регистрируемого по «немагнитной» линии ($\lambda 5124$), то в М.-Вилсон за нуль магнитографа принимается сигнал, записанный по той же «магнитной» линии ($\lambda 5250$), что и основной сигнал, но при выключенном электрооптическом модуляторе.

Интересно отметить, что ранее годовая волна у магнитного поля Солнца была найдена также Стиксом и Вииром [14]: коэффициент Лежандра g_0^0 (описывающий «монопольное» поведение магнитного поля), вычисленный по магнитограммам М.-Вилсон с 1959 по 1973 г., оказался систематически изменяющимся в течение года, причем положение полученной волны в общем было сходно с годовым изменением солнечного склонения (экстремумы склонения 22 июня и 22 декабря), см. рис. 3, б. Из этого авторы [14] заключают, что годовая волна измеряемого магнитного поля Солнца (а вместе с тем и вопрос о солнечном «монополе» [9]) является скорее всего инструментальным (сезонным) эффектом, где главную роль должна играть инструментальная поляризация света, вносимая телескопом, вместе с несовершенством работы магнитографа. Однако они тут же указывают на серьезные трудности, встречающиеся на пути такого (тривиального) объяснения. Действительно, из подробного анализа различных инструментальных эффектов (инструментальная поляризация и расцентрирование положения спектральной линии [15—17], рассеянный свет [18]) следует, что в работе с магнитографом отсутствуют какие-либо систематические факторы, вызывающие сезонный (годовой) ход сигнала. К тому же, вопреки выводу [14] об инструментальной природе годового эффекта (где определяющим должно быть положение зеркала телескопа и соответственно величина солнечного склонения $\delta_\odot$), мы видим,

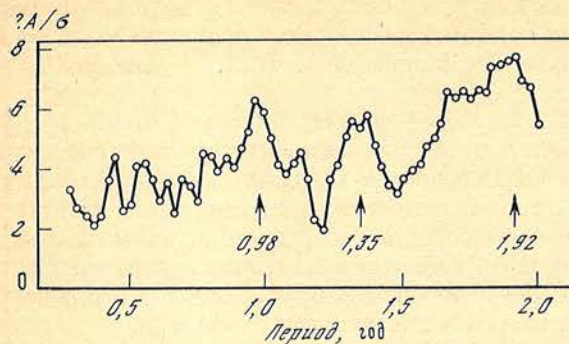


Рис. 1. Спектр мощности магнитного поля Солнца (1968—1978 гг.), построенный методом наложения эпох

Общее количество определений ОМП $N = 3880$

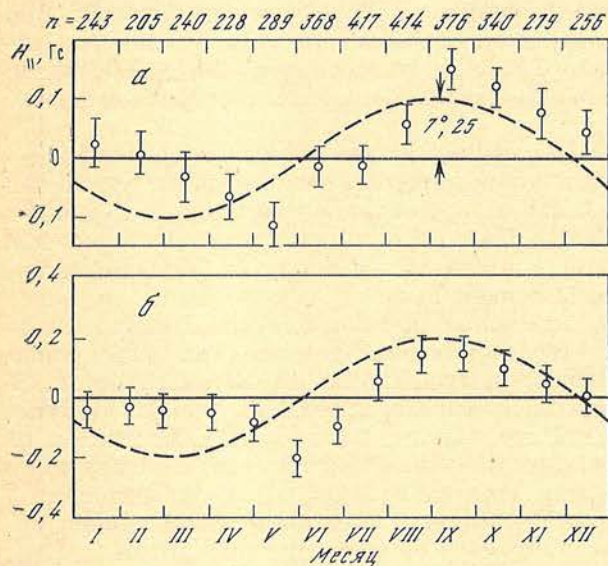


Рис. 2. Средние кривые изменения ОМП Солнца с периодом один год (а) и фонового поля (ФП), определенного по H_{α} -картам для широтной зоны $-60 < \varphi_0 < 60^\circ$ (б)

а — 1970—1978 гг.; полное количество определений $N = 3655$; количество измерений для каждого месяца (n) указано наверху; б — 1973—1978 гг. Штриховая синусоида — годичный ход гелиошироты Земли ($\pm 7^\circ, 25$); вертикальные черточки — удвоенные ($\pm\sigma$) ошибки средних значений

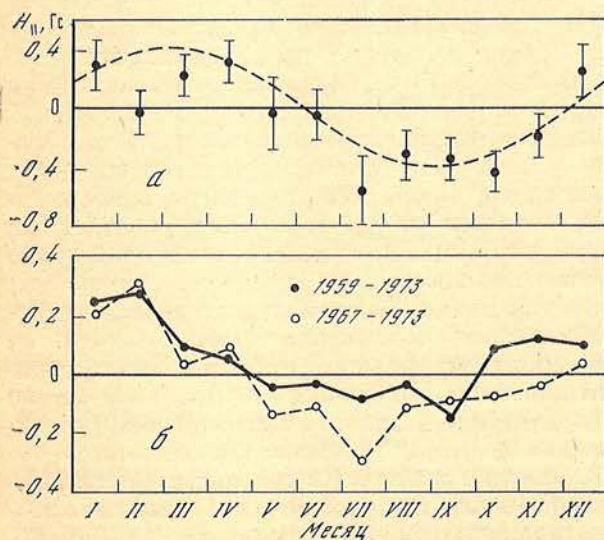


Рис. 3. Средняя годичная вариация полярного поля $(H_{||,N} + H_{||,S})/2$, полученная на основе усреднения данных [19] для 1964—1966 гг. (а), и годичная кривая изменения коэффициента Лежандра g_0^0 , полученная в [14] на основе магнитограмм обсерватории Маунт-Вилсон (б)

Точками нанесены среднемесячные значения, вертикальные черточки — удвоенные ($\pm\sigma$) ошибки. Штриховая синусоида — годичный ход гелиошироты Земли ($\pm 7^\circ, 25$)

что годовая волна (см. рис. 2) не повторяет ход $\delta_{\odot}$ и более сопоставима с ходом гелиошироты Земли (хотя здесь наблюдаются весьма существенные расхождения по фазе, см. ниже).

2. Фоновое поле Солнца

Между ОМП и фоновым полем (ФП) имеется тесная корреляция [20, 21], поэтому интересно выяснить, нет ли аналогичного годового хода у ФП; это тем более важно, что, по определению, на ФП не должно сказываться небольшое ($\pm 7^{\circ}, 25$) годовое изменение гелиошироты Земли.

Фоновое поле Солнца нами вычислялось по синоптическим H_{α} -картам крупномасштабных магнитных полей [22]; оно представляет собой перевес (в %) площадей, занятых полями N-полярности, над площадями S-полярности (в рассматриваемой зоне диска). Нами для периода июнь 1973 г. — август 1978 г. рассматривались широтные зоны $0 < \varphi_0 \leq 60^{\circ}$ в N-полусфере и $0 > \varphi_0 \geq -60^{\circ}$ в S-полусфере Солнца для каждого кэррингтоновского оборота (всего 70 оборотов; отметим, что гелиоширота φ_0 отсчитывается от истинного солнечного экватора). Определялась разность площадей, занятых (+)- и (-)-полями в указанных зонах; эта величина пропорциональна результирующему магнитному потоку от полусферы за один оборот.

Поскольку среднее значение напряженности ОМП изменяется от года к году [23], значения ФП для каждого года умножались на соответствующее среднегодовое значение напряженности ОМП; затем на основе [21] был найден коэффициент, позволяющий перейти от разности площадей (ФП) к напряженности магнитного поля (в Гс).

Для каждого кэррингтоновского оборота Солнца отдельно по полусферам находились значения ФП, всего 13 значений для каждого года, затем они усреднялись по годам. Оказалось, что для N-полусферы в 1973—1978 гг. существовала четко выраженная годовая вариация ФП, а для S-полусферы изменение в течение года почти отсутствовало. Средняя кривая изменения ФП в течение года для всего диска Солнца (в зоне $|\varphi_0| \leq 60^{\circ}$) показана на рис. 2, б. Видно, что годовой ход ФП очень хорошо, даже в деталях, повторяет годовую волну ОМП, что убедительно говорит о реальности рассматриваемого годового эффекта у ОМП.

Несмотря на некоторое сходство, между ходом ОМП и ходом гелиошироты имеется все-таки слишком большое, выходящее за рамки возможных ошибок различие по фазе: для положительных значений изменение ОМП примерно на месяц запаздывает по сравнению с ходом B ; для отрицательных значений сдвиг по фазе достигает вообще очень большой величины, $\sim 70^{\circ}$. Это фазовое несоответствие весьма усугубляет вопрос о причинах годичной периодичности ОМП (см. п. 5—7).

3. Межпланетное магнитное поле

Со второй половины 1970 г. установился новый знак эффекта Р.—К. (после очередной переполюсовки общего поля Солнца), так что при $B > 0$ должна доминировать положительная полярность ММП, а при $B < 0$ отрицательная. Для получения усредненного годового эффекта нами использовались данные о направлении ММП с 1971 по 1978 г. Знак поля на каждый день за период 1971—1975 гг. определялся по каталогу Свалгарда [24], а для 1976—1978 гг. — по данным Мансурова и др. [25].

Для получения результирующей годовой вариации ММП была применена следующая процедура. Весь год делился на 13 интервалов (по 28 дней в каждом), для которых определялось количество дней с доминирующей полярностью поля (т. е. перевес количества дней с (+)-полярностью над количеством дней с (-)-полярностью по отношению к общему количеству дней, равному 28). Эти значения затем усреднялись за 8-летний период, так что каждая точка на рис. 4, в является фактически результатом усреднения ~ 224 отдельных определений знака ММП.

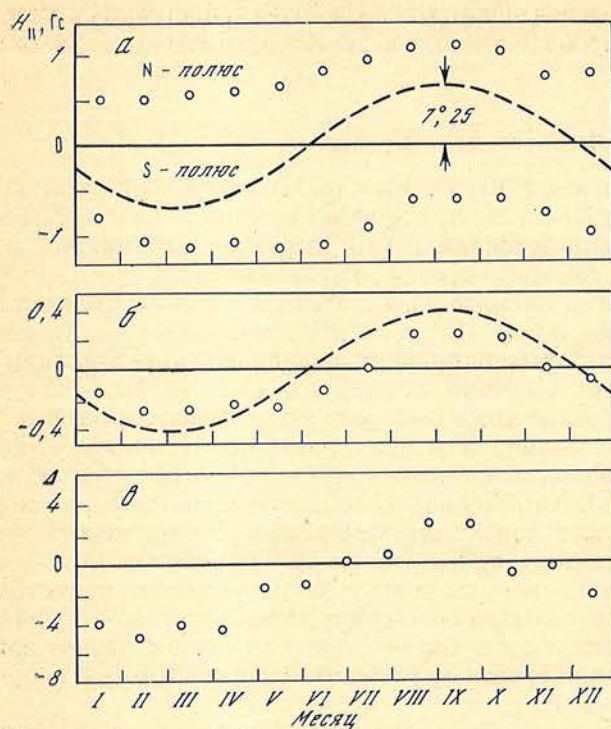


Рис. 4. Изменение продольной компоненты магнитного поля на полюсах Солнца согласно [26] (а); результирующее годичное изменение средней напряженности ($\bar{H}_{||}$) обеих полярных областей согласно [26] (б) и годовая волна знака преобладающей полярности ММП согласно [24, 25] (в)

а, б — 1976—1977 гг.; в — 1971—1978 гг. Штриховая синусоида — годичный ход гелиошироты Земли ($\pm 7^\circ, 25$). По оси ординат указана средняя разность Δ между количеством дней с (+)- и с (—)-полярностью в каждом 28-дневном интервале

На рис. 4, в отчетливо видна годовая волна изменения преимущественной полярности ММП, которая находится в фазе с изменением полярного поля. По сути, это есть средний для 1971—1978 гг. эффект Р.—К., и он легко объясняется влиянием высокоширотных солнечных полей на структуру ММП у орбиты Земли.

4. Влияние полярного магнитного поля

Наличие годовой периодичности у ОМП сразу наводит на мысль, что это есть также эффект переменного (с гелиоширотой Земли) вклада поля на полюсах, где чисто геометрический эффект должен быть максимальным. Если полярное поле достаточно сильное, то при изменении гелиошироты (на $\pm 7^\circ, 25$) то N-, то S-полюс будет наилучшим образом виден с Земли, т. е. возникнет годовая модуляция полярного поля, которая должна в принципе проявиться в аналогичной модуляции ОМП. Рассмотрим, насколько эта причина существенна для ОМП.

Многочисленные измерения напряженности продольного магнитного поля у полюсов вблизи минимума (солнечной активности) дают величину около 1 Гс; вблизи максимума полярное поле ослабевает и меняет знак. В табл. 1 приведены данные о магнитном поле на N- и S-полюсах согласно опубликованным данным; здесь (как и всюду в статье) речь идет о продольной составляющей поля $H_{||}$ в фотосфере без коррекции за эффект насыщения магнитотографа (т. е. без множителя $\sim 2-3$, который сейчас вводится некоторыми авторами). Значения $H_{||}$ — средние напряженности продольного поля полярных шапок для широт $|\varphi| \gtrsim 60^\circ$; вероятная ошибка $\sim \pm 0,1$ Гс.

Данные табл. 1 подтверждают три известных факта: 1) величина и знак полярного поля изменяются с циклом активности; 2) средняя напряженность $H_{||}$ полярных областей изменяется в пределах от ~ -1 до $\sim +1$ Гс; 3) данные различных обсерваторий хорошо согласуются между собой.

Годовая волна полярного поля наблюдалась в годы всех трех последних минимумов солнечной активности. Так, в [27] было обнаружено, что отношение средних магнитных потоков в N- и S-полярных областях в 1952—1954 гг. было подвержено отчетливому годичному изменению, совпадающему с

№№ п/п	Год	$H_{\parallel}$, Гс		Обсерватория	Ссылка
		N-полюс	S-полюс		
1	1952—1954	+1,0	-1,0	М.-Вилсон	[27]
2	1964	-1,2	+0,2	Крым	[7]
3	1965	-0,6	+0,8	Крым	[8]
4	1964—1966	-1,1	+0,8	Крым	[28]
5	1964—1966	-0,5	+0,3	М.-Вилсон	[19]
6	1968	+0,1	0,0	М.-Вилсон	[29, 30]
7	1968	+0,1	0,0	Крым	[30]
8	1967—1973	+0,2	-0,2	М.-Вилсон	[31]
9	1971—1977	+1,0	-0,8	М.-Вилсон	[26]
10	1976—1977	+0,8	-0,9	Станфорд	[26]

ходом гелиографической широты Земли. Этот результат получил простое геометрическое объяснение и затем был забыт. В опубликованных данных для следующего минимума мы снова находим проявление годичной вариации полярного поля (хотя на это раньше не было обращено внимания): на рис. 3, а показан ход полярного поля ($\bar{H}_{\parallel}$ — среднего для обеих полусфер), построенный нами на основе данных Говарда [19]. Видна волна с амплитудой $\Delta \bar{H}_{\parallel} \approx 0,33$ Гс, повторяющая ход гелиошироты (штриховая линия на рис. 3); она имеет другой знак по сравнению с данными для 1952—1954 гг. [27] и со станфордскими данными для 1976—1977 гг. [26] в соответствии с переплюсовками полярного поля, происшедшими в 1957—1958 гг. и в 1969—1971 гг. [31]. (Заметим, что период преимущественно положительного поля в первой половине 1965 г., наблюдавшийся как по всему диску Солнца, так и в ММП на полюсах (рис. 3, а), стимулировал дискуссию о проблеме солнечного монополя [9, 14]).

Для эпохи минимума 1976—1977 гг. имеются измерения полярного поля, выполненные в Станфорде. На рис. 4, а приведен несколько измененный рисунок из [26], показывающий отчетливую годовую волну на обоих полюсах с амплитудой $\Delta H_{\parallel} \approx 0,28$ Гс. На рис. 4, б показан годовой ход средней напряженности поля для обоих полюсов (по тем же данным):

$$\bar{H}_{\parallel} = \frac{H_{\parallel} (N) + H_{\parallel} (S)}{2}, \quad (1)$$

имеющий амплитуду изменения $\Delta \bar{H}_{\parallel} \approx 0,26$ Гс и совпадающий по фазе с ходом гелиошироты Земли (штриховая синусоида).

Годичное изменение измеряемого полярного поля можно вполне естественно отнести на счет влияния гелиошироты, т. е. на переменные геометрические условия наблюдения полюсов с Земли. Исходя из амплитуды годичного изменения $H_{\parallel}$ на полюсах, Свалгард и др. [26] получили реалистичную модель распределения (полного) магнитного поля в полярных областях ($|\varphi_0| > 55^\circ$)

$$H = H_0 \cos^s \theta, \quad (2)$$

где θ — полярный угол. Поле (практически радиальное) оказывается сильно сконцентрированным к полюсам, где оно достигает большой, но разумной величины $H_0 = 6,4$ Гс (что и объясняет сильную, $\sim 60\%$, годовую модуляцию $H_{\parallel}$ в полярных областях, рис. 4).

Оценим количественно вклад годовой волны полярного поля в общий сигнал ОМП, предполагая, что эффект в ОМП целиком определяется влиянием гелиошироты на видимость полярных шапок. В этом случае имеем для амплитуды годового изменения ОМП

$$\Delta (\text{ОМП}) \approx \Delta \bar{H}_{\parallel} \frac{2I_p}{I_{\odot}}, \quad (3)$$

где $\Delta \bar{H}_{\parallel}$ — амплитуда вариации полярного поля (1), $I_p = \iint_p I ds$ — средний поток света от полярной шапки, $I_{\odot} = \iint_{\odot} I ds$ — поток света от всего видимого диска.

Подставляя численные значения $\Delta \bar{H}_{\parallel} \approx 0,26$ Гс, $I_p/I_{\odot} \approx 0,020$, получаем Δ (ОМП) $\approx 0,011$ Гс. Таким образом, возможное изменение ОМП, вызываемое годовым эффектом полюсов, на порядок величины меньше, чем фактически наблюдаемая вариация ОМП ($\pm 0,11$ Гс), т. е. влиянием полюсов (условиями их наблюдения) годичное изменение ОМП Солнца объяснить нельзя.

(Годовая волна полярного поля не подходит для объяснения эффекта в ОМП и качественно вследствие значительного отклонения хода ОМП от изменения гелиошироты Земли (см. рис. 2).)

5. Дипольное магнитное поле

Если полярные районы не играют существенной роли, то следует рассмотреть вопрос, не определяется ли эффект в ОМП магнитными полями всей поверхности Солнца, точнее, условиями их наблюдения?

Действительно, ход ОМП с гелиоширотой Земли качественно можно получить, если предположить, что магнитное поле на всей поверхности Солнца распределено, например, подобно полю диполя (как известно [7, 8, 28], у Солнца наблюдаются сильные отклонения от дипольного поля; однако для количественных оценок такое приближение может быть вполне приемлемым). В этом случае в соответствии с углом $|B| \leq 7^{\circ},25$ в общем магнитном потоке от видимого диска будет доминировать то (+)-, то (-)-поле в зависимости от знака гелиошироты, т. е. в принципе должна возникнуть модуляция с периодом один год.

Введем сферическую систему координат $(r, \varphi_0, \lambda_0)$ с началом координат в центре Солнца; φ_0 и λ_0 — истинные гелиоширота и гелиодолгота. Ось центрально расположенного диполя направим вдоль оси вращения Солнца (поэтому при $B = 0$, когда имеет место баланс (+)- и (-)-магнитных потоков, должно измеряться нулевое ОМП). Тогда составляющие вектора магнитного поля на поверхности Солнца ($r = R_{\odot}$) представляются (для модели точечного диполя) в виде [32]

$$H_r = H_p \sin \varphi_0, \quad (4)$$

$$H_{\varphi_0} = -\frac{1}{2} H_p \cos \varphi_0, \quad (5)$$

$$H_{\lambda_0} = 0.$$

Здесь $H_p = 2a/R_{\odot}^3$ — напряженность поля на полюсах, a — магнитный момент диполя.

Введем видимую гелиошироту φ , отсчитываемую от видимого экватора Солнца (т. е. от плоскости эклиптики), и видимую долготу ω , отсчитываемую в плоскости эклиптики от центрального меридиана. После несложных преобразований получаем выражение для продольной (вдоль луча зрения земного наблюдателя) составляющей магнитного поля в случае $B = 0$ или $B = \pm 7^{\circ},25$:

$$H_{\parallel} = \frac{3}{2} H_p [\cos B \sin \varphi \cos \varphi \cos \omega + \sin B (\cos^2 \varphi \cos^2 \omega - \frac{1}{3})]. \quad (6)$$

Измеряемая средняя напряженность продольного поля для данной широтной зоны видимого диска ($\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$) представляется выражением

$$\bar{H}_{\parallel} = \frac{1}{J} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} H_{\parallel} \beta(\varphi, \omega) \cos^2 \varphi \cos \omega d\varphi d\omega. \quad (7)$$

Здесь функция потемнения к краю (приближенное выражение)

$$\beta(\varphi, \omega) = u + v \cos \varphi \cos \omega, \quad (8)$$

где $u = 0,38$ и $v = 0,62$ для $\lambda 0,525$ мкм, и общий поток света от данной широтной зоны ($\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$) равен

$$J = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \beta(\varphi, \omega) \cos^2 \varphi \cos \omega d\varphi d\omega. \quad (9)$$

Произведя интегрирование, получаем для средней напряженности продольного поля в данной широтной зоне видимого диска ($\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$)

$$\bar{H}_{\parallel} = \frac{3}{2} \frac{H_p}{J} \{u [F_1(B, \varphi_2) - F_1(B, \varphi_1)] + v [F_2(B, \varphi_2) - F_2(B, \varphi_1)]\}, \quad (10)$$

где

$$F_1(B, \varphi) = \frac{1}{6} \sin B \left(\varphi + \frac{1}{4} \sin 4\varphi + \sin 2\varphi \right) - \frac{\pi}{8} \cos B \cos^4 \varphi, \quad (11)$$

$$F_2(B, \varphi) = \frac{\pi}{4} \sin B \left(\frac{3}{10} \sin^5 \varphi - \frac{7}{9} \sin^3 \varphi + \frac{5}{6} \sin \varphi \right) - \frac{4}{15} \cos B \cos^5 \varphi. \quad (12)$$

Заметим, что выражение (10) справедливо только при $B = 0$ или $B = \pm 7^\circ, 25$. Количественные значения отношения $\bar{H}_{\parallel}/H_p$ и величины J для различных широтных зон солнечного диска приведены в табл. 2.

Таблица 2

B	$-90 < \varphi < 90^\circ$	$-90 < \varphi < -60^\circ$	$-60 < \varphi < 0^\circ$	$0 < \varphi < 60^\circ$	$60 < \varphi < 90^\circ$
0°	0	-0,4263	-0,3767	0,3767	0,4263
$7^\circ, 25$	0,0414	-0,4653	-0,3286	0,4186	0,3804
$-7^\circ, 25$	-0,0414	-0,3804	-0,4186	0,3286	0,4653
J	2,492	0,051	1,195	1,195	0,051

При экстремальных значениях гелиошироты $|B| = 7^\circ, 25$ имеем $\bar{H}_{\parallel}/H_p = \pm 0,0414$, и чтобы согласовать наблюдаемую амплитуду изменения ОМП ($\sim 0,11$ Гс) с простой моделью дипольного поля, необходимо принять

$$H_p \approx \frac{0,11}{0,0414} \approx 2,66 \text{ Гс}, \quad (13)$$

что, вообще говоря, является вполне приемлемым значением для (полной) напряженности полярного поля.

Среднее продольное поле на полюсах тогда получается равным $\bar{H}_{\parallel} \approx 1,13$ Гс, что также хорошо совпадает с наблюдениями. Однако при этом на полюсах должен быть противоположный (наблюдаемому) ход $\bar{H}_{\parallel}$ с изменением гелиошироты; согласно модели поле $\bar{H}_{\parallel}$ в северной полярной области должно расти от 1,0 Гс при $B = +7^\circ, 25$ до 1,2 Гс при $B = -7^\circ, 25$; из наблюдений же следует, что оно уменьшается от $\sim 1,1$ до $\sim 0,6$ Гс. (Кроме того, амплитуда этого изменения слишком мала, $\sim 18\%$, по сравнению с реальным изменением $\sim 60\%$. Поэтому в [26] получается модель полярного поля с очень высокой, $\sim \cos^8 \theta$, концентрацией к полюсам.)

Наибольшее противоречие с наблюдательными данными имеет место для остальной части диска: исходя из данных табл. 2 находим, что в принятой дипольной модели среднее поле в N- и S-полусферах для широт $|\varphi| < 60^\circ$ равно $\bar{H}_{\parallel} \approx \pm 1,0$ Гс, тогда как реальное поле (полученное, например, из сопоставления ОМП с ФП [24]) составляет $\sim 0,14$ Гс, т. е. в 7 раз меньше. Это подтверждается и прямыми измерениями на магнитографе: согласно [31] среднее продольное поле на широтах $|\varphi| < 60^\circ$ в 1967—1973 гг. не превышало 0,1 Гс в обеих полусферах.

6. Гипотеза наклонной магнитной оси

Можно попытаться объяснить годовую периодичность у ОМП и ФП несовпадением магнитной оси с осью вращения Солнца (хотя это и противоречит наблюдениям полярных полей, см. [27]).

Пусть истинный N-магнитный полюс имеет такие координаты $\varphi_{0,N}$ и $L_{0,N}$, что при $B = \pm 7,25$ он выходит за границы видимых «полярных» областей (для которых видима широта $|\varphi| > 60^\circ$); при этом потемнение диска к краю в области магнитного полюса (а также эффект проекции) будет сказываться в меньшей степени, поэтому следует ожидать усиления годичной модуляции ОМП. Такая гипотеза (наклонного магнитного ротатора) поддерживается наличием 27-дневного периода изменения у ОМП [12, 21]: когда через центральный меридиан проходит магнитный N-полюс (с долготой $L_{0,N}$), мы будем наблюдать в сигнале ОМП (и ФП) преимущественно N-поле, а через $\sim 13^d5$ будет преобладать S-поле (основной вклад от S-полусферы).

Из кривой 27-дневного изменения ОМП и ФП [21] можно найти, что $L_{0,N} \approx 300^\circ$ и $L_{0,S} \approx 120^\circ$ для таких N- и S-магнитных полюсов соответственно. Тогда, если действительно имеет место несовпадение осей, при $L_0 \approx 300^\circ$ полярное поле в N-полусфере должно доходить до более низких широт, чем в S-полусфере, а на противоположной стороне Солнца, при $L_0 \approx 120^\circ$, картина должна смениться на обратную.

Проверка такого предположения была сделана на основе изучения ФП в 10° -широтных зонах в области гелиоширот $-60^\circ < \varphi_0 < 60^\circ$. Были рассмотрены два долготных интервала по 20° шириной с центрами на $L_0 = 300^\circ$ и $L_0 = 120^\circ$, и в этих долготно-широтных зонах находилась доля площади, занятая (+)-полем (A_1 для $L_0 \approx 120^\circ$ и A_2 для $L_0 \approx 300^\circ$). Широтный ход средних значений A_1 и A_2 (для 70 солнечных оборотов за период 1973–1978 гг.), а также ход разности $A_2 - A_1$ показаны на рис. 5. Как видим, в области широт $|\varphi_0| \lesssim 40^\circ$ величина $A_1 < 0,5$ и $A_2 > 0,5$, что и определяет 27-дневную повторяемость ОМП и ФП [21].

Если справедлива гипотеза о несовпадении магнитной оси с осью вращения, то разность $A_2 - A_1$ в обеих полусферах должна быть положительной и иметь максимумы около значений φ_0 , соответствующих гелиоширотам магнитных полюсов. Поэтому рис. 5, *е* можно интерпретировать как возможное существование магнитных полюсов на широтах вблизи $\varphi_0 \approx \pm 25^\circ$ (т. е. наклон к оси вращения $\alpha \approx 65^\circ$).

Однако если допустить, что магнитные полюса расположены на широтах $\varphi_0 \approx \pm 25^\circ$, то для согласования расчетной амплитуды годовой вариации ОМП с наблюдаемой величиной ($\sim 0,11$ Гс) необходима напряженность поля на таких полюсах $H_p \approx 6,3$ Гс (принимается дипольное распределение магнитного поля и используется формула (10)). Эта величина оказывается слишком большой: регистрируемое ОМП при вращении Солнца (период 27^d) должно изменяться в пределах $\sim \pm 1,9$ Гс, тогда как фактически наблюдаемая средняя величина 27-дневной модуляции ОМП (за большое число оборотов с 1968 по 1978 г.) составляет всего $\sim \pm 0,25$ Гс.

В табл. 3 в зависимости от угла наклона α магнитной оси диполя к оси вращения Солнца приведены следующие (рассчитанные) значения: H_p — напряженность магнитного поля на полюсах; Δ (ОМП) — амплитуда 27-дневного изменения ОМП; ОМП ($0 - 60^\circ$) — средняя величина измеряемого поля в широтной зоне $0 < \varphi_0 < 60^\circ$ (все значения даны в Гс). Наиболее

Таблица 3

α , град	H_p	Δ (ОМП)	ОМП($0-60^\circ$)	α , град	H_p	Δ (ОМП)	ОМП($0-60^\circ$)
0	2,66	0	1,00	60	5,31	1,51	2,64
15	2,75	0,23	1,25	75	10,26	3,25	4,53
30	3,07	0,50	1,55	90	—	—	0
45	3,76	0,87	1,95				

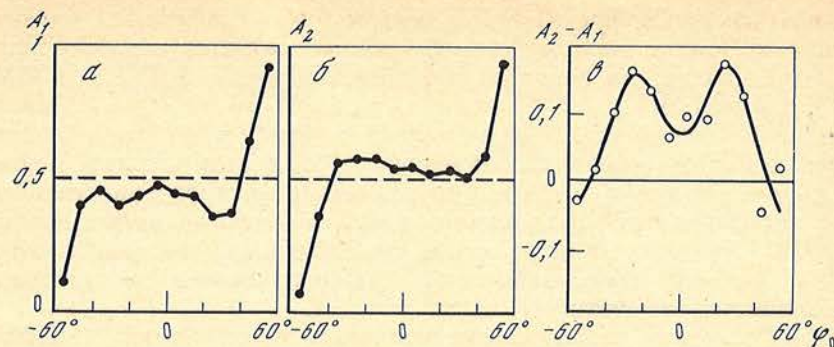


Рис. 5. Зависимость площади, занятой (+)-полем, от гелиошироты φ_0 для долготных участков $L_0 \approx 120^\circ$ (а) и $L_0 \approx 300^\circ$ (б) и ход разности $A_2 - A_1$ от гелиошироты φ_0 (в)

Площади A_1 и A_2 (а и б) и разность площадей $A_2 - A_1$ (в) даны в относительных единицах (подробнее в тексте)

резкое противоречие между расчетом и наблюдениями мы видим для широт $|\varphi_0| < 60^\circ$, где средние значения продольного магнитного поля согласно модели наклонного диполя на порядок величины превышают реальную величину ($\approx 0,1$ Гс). Этот факт тем более важен, что как раз крупномасштабные магнитные поля этой зоны диска определяют в основном сигнал ОМП.

7. Обсуждение результатов

Периодичность один год у общего магнитного поля Солнца, у фонового поля и полярного поля вместе с аналогичной годичной вариацией в знаке преобладающей полярности межпланетного магнитного поля заставляет прежде всего искать общее объяснение для всех этих явлений. Как говорилось в начале статьи, эффект Розенберга—Колемана у ММП находится в полном согласии с предположением о переменном влиянии высокоширотных полей Солнца при изменении гелиошироты точки наблюдения. Точно так же легко объясняется (в рамках простых геометрических соображений — с учетом гелиошироты Земли $|B| \leq 7,25$) вариация величины измеряемого магнитного поля на полюсах.

Для ОМП подобная (геометрическая) интерпретация как будто качественно также не противоречит наблюдениям (хотя остается необъяснимым значительное расхождение по фазе между годичным изменением ОМП и ходом земной гелиошироты, см. рис. 2). Однако сильное противоречие возникает при количественном анализе (см. п. 4): амплитуда годовой вариации ОМП при учете только вклада от полюсов должна быть на порядок величины меньше фактически измеряемой ($\sim 0,11$ Гс).

Несовместимо с наблюдениями и предположение о дипольном распределении поля на поверхности Солнца (см. п. 5, 6). Не поддаются объяснению также такие факты, как изменение величины и знака результирующего магнитного поля сразу на всей видимой полусфере Солнца [8, 9, 31] и наличие секторной структуры ОМП с границами секторов, пересекающими экватор.

Совершенно непонятным с точки зрения гелиоширотного эффекта остается и наличие годичной волны у ФП, так как на определение положения хромосферных волокон, активных областей и в целом площадей, занятых (+)- и (-)-полярностями в зоне $-60^\circ < \varphi_0 < +60^\circ$, никак не может сказаться малое изменение гелиошироты Земли ($\pm 7,25$).

Не помогает и предположение о значительном наклоне магнитной оси Солнца относительно оси вращения. Гипотеза наклонного ротатора (весьма приемлемая для объяснения секторной структуры магнитного поля) в случае годичной вариации ОМП не подходит по той простой причине, что при сильном наклоне годичный эффект должен уменьшаться из-за вращения Солнца: у нас все данные усредняются примерно за целый оборот, поэтому чем больше наклон, тем в большей степени магнитные аномалии (N- и S-полюса) будут

сглаживаться при вращении и тем меньше будет сказываться изменение гелиошироты Земли. Поэтому в модели наклонного ротатора получаются слишком большие, на порядок величины, значения Δ (ОМП) и ОМП ($0-60^\circ$), см. табл. 3.

Не все благополучно, по-видимому, и с объяснением годового изменения полярного поля, поскольку полученная в [26] модель с сильной концентрацией поля к полюсам ($\sim \cos^8 \theta$) при радиальной направленности магнитного вектора противоречит наблюдаемому распределению полярных корональных лучей [33]. Здесь может быть весьма существенным, что полярное поле, отличаясь высокой неоднородностью, сконцентрировано в отдельных жгутах (магнитных элементах) [7, 8].

Важно отметить, что поведение полярного поля, а также ОМП противоречит дипольному магнитному полю. Наличие же сдвига по фазе между ними еще больше усугубляет вопрос о причине годовой вариации ОМП, которую не представляется возможным объяснить простым изменением земной гелиошироты (в рамках рассмотренных выше предположений). Другим мыслимым выходом была бы гипотеза о временной вариации самого ОМП с периодом один год, но это также кажется неправдоподобным.

Выполненное здесь рассмотрение оставляет открытым вопрос о причине наблюдаемого годичного изменения общего магнитного поля Солнца как звезды.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному за плодотворное обсуждение статьи, а также М. А. Лившицу и А. А. Степаняну за полезные замечания. Авторы благодарят Р. Говарда и Ф. Шерера за предоставление материалов по общему магнитному полю Солнца и С. М. Мансурова за данные о межпланетном магнитном поле.

Декабрь 1978 г.

Литература

1. Rosenberg R. L., Coleman P. J., Jr. — J. Geophys. Res., 1969, 74, p. 5611.
2. Wilcox J. M., Scherrer P. H. — J. Geophys. Res., 1972, 77, p. 5385.
3. Svalgaard L., Wilcox J. M. — Nature, 1976, 262, p. 766.
4. Паркер Е. Динамические процессы в межпланетной среде. М.: Мир, 1965, с. 182.
5. Smith E. J., Tsurutani B. T., Rosenberg R. L. — J. Geophys. Res., 1978, 83, p. 71.
6. Severny A. — Nature, 1969, 224, p. 53.
7. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. общ., 1966, 35, с. 97.
8. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. общ., 1968, 38, с. 3.
9. Wilcox J. M. — Comments Astrophys. and Space Phys., 1972, 4, p. 141.
10. Scherrer P. H. — Stanford Univ. Inst. Plasma Res. Rept, 1973, N 554.
11. Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V. A. et al. — Solar Phys., 1977, 52, p. 3.
12. Severny A. B. — Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, 12, p. 363.
13. Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, 183, p. 61.
14. Stix M., Wiehr E. — Solar Phys., 1974, 37, p. 493.
15. Wiehr E. — Solar Phys., 1971, 18, p. 226.
16. Kotov V. A. — In: IAU Symp. — Solar Magnetic Fields/Ed. R. Howard, 1971, N 43, p. 71.
17. Котов В. А. — Изв. Крымской астрофиз. общ., 1973, 48, с. 78.
18. Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. — Solar Phys., 1973, 31, p. 307.
19. Howard R. — Solar Phys., 1972, 25, p. 5.
20. Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А. — Изв. Крымской астрофиз. общ., 1977, 56, с. 75.
21. Котов В. А., Степанян Н. Н. — Изв. Крымской астрофиз. общ., 1979, 62, с. 117.
22. Solar Geophysical data. Boulder, 1973—1978.
23. Котов В. А., Демидов М. Л. — Изв. Крымской астрофиз. общ., 1980, 61, с. 3.
24. Svalgaard L. — Stanford Univ. Inst. Plasma Res. Rept, 1976, N 648.
25. Мансуров С. М., Мансурова Л. Г., Окулова Л. С. Антарктика: Доклады комиссии. М.: Наука, 1978, вып. 17, с. 268.
26. Svalgaard L., Duvall T. L., Jr., Scherrer P. H. — Solar Phys., 1978, 58, p. 225.
27. Babcock H. W., Babcock H. D. — Astrophys. J., 1955, 121, p. 349.
28. Severny A. B. — In: IAU Symp. — Solar Magnetic Fields/Ed. R. Howard, 1971, N 43, p. 675.
29. Stenflo J. O. — Solar Phys., 1970, 13, p. 42.
30. Kotov V. A., Stenflo J. O. — Solar Phys., 1970, 15, p. 265.
31. Howard R. — Solar Phys., 1974, 38, p. 283.
32. Alfven H., Fälthammer C.-G. Cosmical electrodynamics. Oxford, 1963, p. 4.
33. Иванчук В. И. Проблемы космической физики. Изд-во Киевского университета, вып. 3, 1968, с. 129.

УДК 517.949.8:523.75

К ВОПРОСУ О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЯХ
В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

А. Г. Косовичев, Ю. П. Попов *

В рамках уравнений одномерной гравитационной газодинамики с помощью численных методов исследуется процесс распространения возмущений через конвективную зону и атмосферу Солнца. Показано, что неоднородность солнечной плазмы в гравитационном поле приводит к возникновению колебаний в атмосфере с периодом ~ 300 с. Выявлено влияние нелинейности на характер колебаний. Полученные результаты сопоставляются с данными наблюдений.

ON THE QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by A. G. Kosovichev, Yu. P. Popov. — The propagation of oscillations in the convective zone and the external atmosphere, chromosphere and corona of the Sun is studied by numerical solution of the nonlinear equations of the onedimensional gasdynamics. It is shown that the inhomogeneity of the solar atmosphere in gravity field leads to generation of the atmospheric oscillations with 300 s period. The influence of nonlinearity on the oscillations is discussed and the results obtained are compared with observational data.

В наблюдениях [1] за движениями плазмы в нижних слоях солнечной атмосферы были обнаружены вертикальные квазипериодические колебания с периодами около 5 мин и с амплитудами скорости 0,3—1,6 км/с. Колебания в более высоких слоях имеют более короткие периоды, достигающие 180 с в верхней хромосфере [2]. Пятиминутные колебания наблюдаются в виде цугов волн длительностью в несколько периодов. Отдельные цуги волн, по-видимому, не коррелированы между собой. Горизонтальный размер цуга волн может быть сравним с размером супергранул (до $4 \cdot 10^9$ см, рис. 1).

Экспериментальное и теоретическое исследование квазипериодических колебаний является интенсивно развивающимся направлением в физике Солнца. Интерес к этому явлению вызван главным образом тем, что вертикальные колебания играют важную роль в нагреве атмосферы [4]. Причины квазипериодических колебаний и их следствия еще не вполне понятны, и один из вопросов состоит в том, какие свойства конвективной зоны и атмосферы определяют это явление. Данная статья посвящена изучению природы пятиминутных колебаний. Ее цель — выявить влияние неоднородности среды на характер распространения возмущений через конвективную зону и атмосферу Солнца и показать, каким образом эта неоднородность приводит к возникновению колебаний. Главными факторами, определяющими неоднородность солнечной плазмы, являются гравитационное поле и неоднородное распределение температуры по высоте. Другие факторы, такие, как магнитные поля и конвективные движения, не учитываются. Основное отличие от предыдущих теоретических исследований, которые в основном были ограничены изучением поведения гармонических волн в линейном приближении, заключается в том, что квазипериодические колебания рассматри-

* Ордена Ленина институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Академии наук СССР.

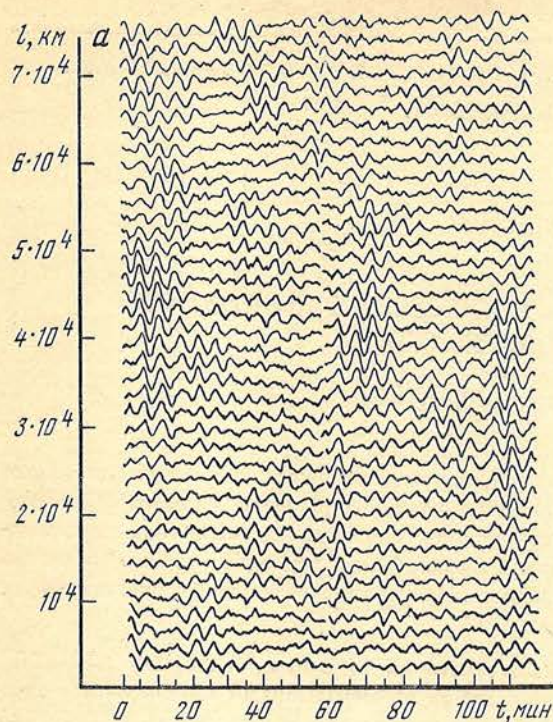
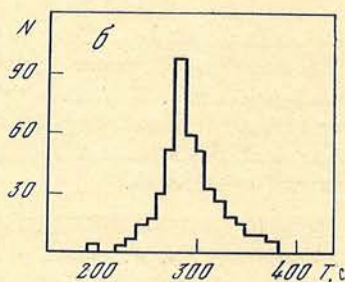


Рис. 1. Наблюдаемые изменения скорости со временем на уровне фотосферы в точках, отстоящих друг от друга на 2200 км (а), и гистограмма распределения периодов отдельных колебаний [3] (б)

Масштаб скорости на рис. а выбран так, что расстояние между соседними кривыми соответствует 0,4 км/с; l — расстояние вдоль поверхности Солнца



ваются здесь как проявление нестационарного процесса, возникающего при распространении возмущений в конвективной зоне и атмосфере Солнца.

Рассмотрение проводится на основе численных расчетов в рамках нестационарных одномерных уравнений гравитационной газовой динамики. Ранее в аналогичной постановке с помощью численных методов решалась задача о распространении возмущений в ограниченной области, содержащей фотосферу и хромосферу [5, 6]. Использование в нашей работе более совершенной методики, приспособленной для решения задач этого класса [7], позволило значительно расширить изучаемую область и включить в нее конвективную зону и корону. Показано, что существенное влияние на характер процессов в этом случае оказывают большие перепады температуры в рассматриваемой области.

1. Постановка задачи и метод решения

Сформулированная в начале статьи задача рассматривается в одномерном нестационарном газодинамическом приближении. Диссипативные процессы, такие, как теплопроводность, вязкость и потери энергии на излучение, не учитываются, так как здесь ставилась цель выявить качественную газодинамическую картину распространения волн, и в частности выяснить характер влияния неоднородностей температуры и плотности. Задача рассматривается в плоской геометрии с постоянным значением силы тяжести, так как изучаются движения только в тонком поверхностном слое Солнца.

Соответствующая система одномерных уравнений газовой динамики в массовых лагранжевых координатах имеет вид

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial s} - g, \quad \frac{\partial}{\partial t} (1/\rho) = \frac{\partial u}{\partial s},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial u}{\partial s},$$

$$p = P(\rho, T); \quad \varepsilon = \mathcal{E}(\rho, T),$$

где x — эйлерова координата, t — время, u — скорость, p — давление, ρ — плотность, ε — внутренняя энергия, g — ускорение силы тяжести, s — массовая лагранжева переменная ($ds = \rho dx$).

В исходном состоянии среда находится в гидростатическом равновесии $u(s, 0) = 0$. Начальные термодинамические функции в такой постановке определяются заданием некоторого распределения температуры $T(s, 0)$, взятого из известных моделей конвективной зоны и атмосферы [8, 9], и уравнением гидростатического равновесия:

$$\partial p / \partial s = -g.$$

Солнечная плазма считается идеальным газом. Принимается во внимание, что распространение звука в конвективной зоне носит изотермический характер из-за большой лучистой теплопроводности [10]. Это обстоятельство учитывается путем изменения уравнения состояния в конвективной зоне, т. е. показатель адиабаты полагается равным единице. Источник возмущений, в реальных условиях связанный с конвективными движениями, в данной математической модели представляет собой поршень, расположенный на некоторой глубине в конвективной зоне идвигающийся с заданной скоростью $u(0, t) = V(t)$. В массовых лагранжевых координатах атмосфера имеет конечную протяженность $0 \leq s \leq M$. На верхней границе ставится естественное граничное условие $p(M, t) = 0$.

Для численного решения поставленной задачи использовалась полностью консервативная разностная схема [7, 11]. Система разностных уравнений решалась итерационным методом Ньютона с применением прогонки.

2. Анализ некоторых частных решений в линейном приближении

Поскольку амплитуда скорости наблюдаемых на поверхности Солнца волн много меньше скорости звука, то для исследования распространения волн в конвективной зоне и нижних слоях атмосферы применимо линейное приближение. Поэтому, прежде чем перейти к описанию результатов численного решения поставленной задачи, проведем анализ известных аналитических решений задачи о распространении возмущений в атмосфере с постоянной температурой и с постоянным градиентом температуры, которые были получены Лэмбом [12] в линейном приближении. Этот анализ поможет понять основные закономерности распространения звука в конвективной зоне и солнечной атмосфере, а также облегчить интерпретацию результатов численного решения исходной задачи.

Волновое уравнение, описывающее звуковые волны в поле сил тяготения, имеет вид [12]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \gamma g \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (1)$$

где $c_s = c_s(x)$ — локальное значение скорости звука, ось x направлена против направления силы тяжести, γ — показатель адиабаты.

Особенно простой вид имеет частное решение задачи Коши для уравнения (1) в области $x \geq 0$ при следующих начальных данных:

$$u|_{t=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{t=0} = \delta(x) c_s \quad (2)$$

($\delta(x)$ — дельта-функция), означающих, что в начальный момент времени в бесконечно тонком слое при $x = 0$ приложена сила конечной величины.

Решение для изотермической атмосферы ($c_s = \text{const}$). В случае изотермической атмосферы решение при $x > 0$ имеет вид [12]

$$u(x, t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < x/c_s, \\ \frac{1}{2} \exp(\gamma g x / 2c_s^2) J_0 \left(\frac{\gamma g}{2c_s} \sqrt{t^2 - \frac{x^2}{c_s^2}} \right) & \text{при } t \geq x/c_s, \end{cases} \quad (3)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.]

Это решение показывает, что звуковая волна, распространяясь вертикально вверх (против направления силы тяжести), экспоненциально увеличивает амплитуду скорости. Кроме того, за фронтом волны возникает так называемый «волновой след» — периодические колебания среды с периодом, стремящимся по мере удаления от фронта к величине $T_0 = 4\pi c_s / \gamma g$. На рис. 2 показано развитие волнового следа во времени. Через несколько колебаний период становится близким к величине T_0 . При этом длина волны и фазовая скорость колебаний неограниченно возрастают. Амплитуда колебаний в волновом следе затухает со временем как $1/\sqrt{t}$.

Решение для атмосферы с постоянным градиентом температуры. Важным вопросом является влияние градиента температуры на развитие волнового следа. В [12] получено решение задачи (1) — (2) в атмосфере с постоянным отрицательным градиентом температуры β . Такая атмосфера имеет по x конечную протяженность, и звуковая волна отражается от верхней границы в момент времени $t = \tau_1 = \sqrt{4L/\gamma R\beta}$, где R — газовая постоянная. Решение задачи (1) — (2) для u имеет вид [12]

$$u(x, t) = \begin{cases} 0, & t < \tau_1 - \tau, \\ \frac{1}{2(\tau\tau_1)^{n-\frac{1}{2}}} P_{n-\frac{3}{2}}(\mu), & \tau_1 - \tau < t < \tau + \tau_1, \\ \frac{\cos(\pi n)}{\pi} \frac{1}{(\tau\tau_1)^{n-\frac{1}{2}}} Q_{n-\frac{3}{2}}(-\mu), & t > \tau + \tau_1, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\tau = \int_L^{L-x} \frac{dx}{c_s(x)} = \sqrt{\frac{4(L-x)}{\gamma R\beta}}$$

— время, за которое звук проходит расстояние от верхней границы атмосферы до точки с координатой x ,

$$\mu = \frac{\tau^2 + \tau_1^2 - t^2}{2\tau\tau_1}, \quad n = g/R\beta.$$

P и Q — функции Лежандра первого и второго рода.

В этом случае формирование волнового следа в данной точке атмосферы ограничивается моментом прихода волны, отраженной от верхней границы. Исследование решения (4) в зависимости от величины градиента температуры β показывает, что при значениях безразмерного параметра $n \leq 1,5$ волновой след не образуется. При $n = 1,5$ величина скорости в данной точке после прохождения фронта звуковой волны остается постоянной. При $n > 1,5$ начинает проявляться эффект волнового следа, выражающийся в колебаниях скорости за фронтом. На рис. 3 показаны решения задачи (1) — (2) при различных n . При $n < 3$ до прихода отраженной волны величина скорости в данной точке атмосферы испытывает не более одного колебания. С увеличением n , т. е. с уменьшением градиента температуры, число колебаний скорости в атмосфере увеличивается, и при $n \rightarrow \infty$ решение (4) стремится к решению (3) при постоянной температуре. Заметим, что число таких колебаний определяется только величиной безразмерного параметра n и не зависит от толщины атмосферы L . Как видно из (4), амплитуда звуковой волны растет при $n > 0,5$ по степенному закону и в точке $x = L$ имеет особенность.

В заключение этого параграфа отметим, что решения, полученные в линейном приближении, имеют весьма ограниченную область применения, так как вследствие быстрого нарастания амплитуды скорости существенную роль начинают играть нелинейные эффекты. В частности, влияние нелинейности приводит к тому, что волновой след при некоторых условиях проявляется в виде распространяющихся ударных волн, а не стоячих затухающих колебаний [13].

Рис. 2. Волновой след в изотермической атмосфере; расчет по уравнению (3)

a — зависимости $u(t)$ на различных уровнях в атмосфере, отстоящих друг от друга по высоте на 1;

b — профиль $u(x)$ в момент времени $t = 32$.

Множитель $\exp(\gamma g x / 2 c_s^2)$ опущен. Масштабы скорости и длины выбраны так, что $c_s = 1$, $H = c_s^2 / \gamma g = 1/2$, при этом $T_0 = 4\pi c_s / \gamma g = 2\pi$

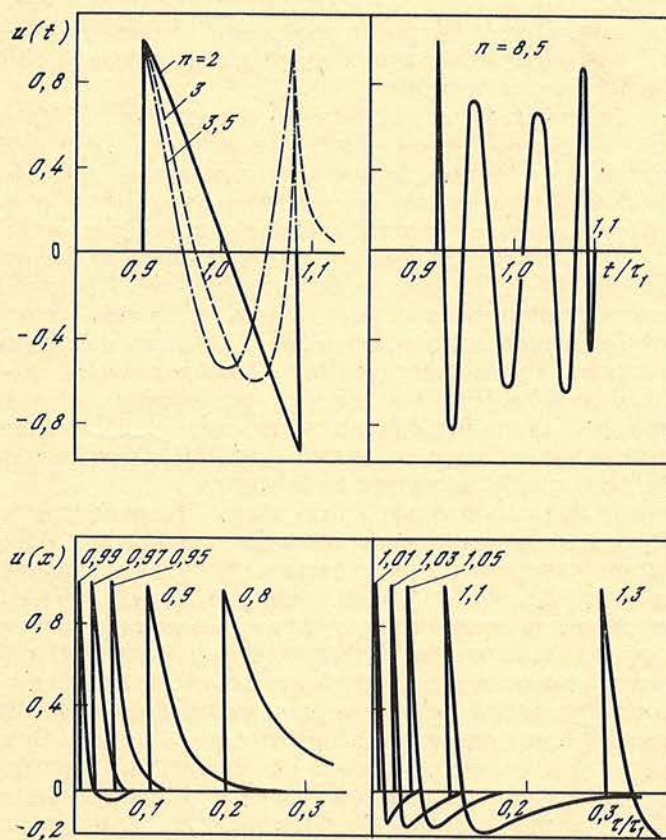
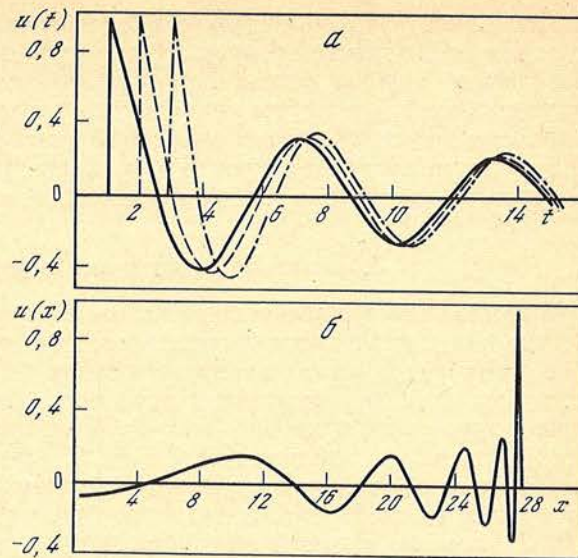


Рис. 3. Волновой след в атмосфере с постоянным градиентом температуры; расчет по равенствам (4)

Вверху — $u(t)$ при $n = 2; 3; 3.5; 8.5$ на расстоянии от верхней границы атмосферы, соответствующем $0.1\tau_1$. Внизу — профили скорости в различные моменты времени для $n = 3$. Моменты времени указаны в масштабе τ_1 . Фронт звуковой волны отражается от верхней границы атмосферы в момент $t = 1$. По оси абсцисс отложена безразмерная величина t/τ_1 . Скорость в каждый момент времени нормирована на единицу

Численное решение задачи о распространении возмущений в атмосфере с постоянным градиентом температуры в рамках постановки, описанной в п. 1, качественно хорошо совпадает с результатами линейного анализа. Таким образом, в этой задаче учет нелинейного характера волны в наружных слоях атмосферы не влияет на зависимость от параметра n — числа полных колебаний скорости на данном уровне атмосферы. На рис. 4 приведено сравнение результатов численного расчета с аналитическим решением (4) для $n = 3$.

3. Результаты численного решения задачи

В данной работе численное исследование распространения волн проводится в рамках модели конвективной зоны [8] и модели атмосферы [9]. Распределение температуры характеризуется быстрым убыванием в конвективной зоне, небольшими градиентами в фотосфере и хромосфере и резким увеличением температуры в короне (рис. 5). Значение параметра n в конвективной зоне заключено в пределах от 1,5 до 5. Среднее значение составляет ~ 3 . Следовательно, можно ожидать, что характер распространения звуковой волны в конвективной зоне качественно будет соответствовать исследованному в п. 2 решению задачи с постоянным градиентом температуры при $n = 3$.

Положение источника возмущений (поршня) в конвективной зоне варьировалось по глубине от $-5 \cdot 10^3$ до -10^5 км; основные результаты при этом практически не изменялись. Скорость движения поршня подбиралась таким образом, чтобы в атмосфере величина скорости в звуковой волне соответствовала наблюдаемым значениям.

При движении поршня с постоянной скоростью $V(t) = V_0 = \text{const}$ в конвективной зоне формируется звуковая волна с крутым фронтом, которая распространяется на периферию и отражается от атмосферы. Результаты расчетов показали хорошее качественное согласие с результатами аналитического и численного решения задачи с постоянным градиентом температуры при $n = 3$, т. е. каждая частица среды до прихода отраженной волны совершает примерно 1,5—2 полных колебания (рис. 6). Причиной отражения звуковой волны является резкое уменьшение градиента температуры при переходе от конвективной зоны к атмосфере. Область отражения включает фотосферу и нижнюю хромосферу. На рис. 7 представлены скорости на некоторых уровнях в фотосфере и в нижней хромосфере в зависимости от времени. Видно, что величина скорости испытывает колебания с периодом $T \gtrsim 300$ с, большим локального значения $T_0 \approx 260$ с. Отраженная от атмосферы волна движется вглубь конвективной зоны.

Часть звуковой волны проходит в атмосферу. Энергия прошедшей волны составляет $\sim 0,01\%$ от энергии волны в конвективной зоне. В атмосфере звуковая волна быстро увеличивает свою амплитуду, и за ее фронтом возбуждается волновой след. Зона образования следа занимает область размером $\sim 10^3$ км от фотосферы до средней хромосферы. Период возникающих колебаний оказывается меньшим или приблизительно равным 200 с (рис. 7). Эта величина несколько меньше локального значения $T_0 \approx 220$ с в хромосфере. В верхней хромосфере начинают играть роль нелинейные эффекты. Амплитуда волн, возникших в волновом следе, достигает ~ 20 км/с. Они становятся ударными и выходят в корону. Процесс прохождения ударных волн через переходную зону в корону подробно изложен в [13]. Ударные волны в короне взаимодействуют между собой. В частности, происходит слияние ударных волн, если последующая ударная волна догоняет предыдущую. В этом случае период между прохождением образующихся после слияния последовательных ударных волн через фиксированную частицу среды увеличивается (рис. 8).

Таким образом, описана эволюция звуковой волны с крутым фронтом. В конвективной зоне за фронтом волны возникают колебания скорости, состоящие из 1,5—2 полных колебаний, с периодом в области отражения (фотосфера и нижняя хромосфера) около 300 с. Эта величина определяется особенностями отражения звуковой волны от атмосферы. Ее, по-видимому, нельзя

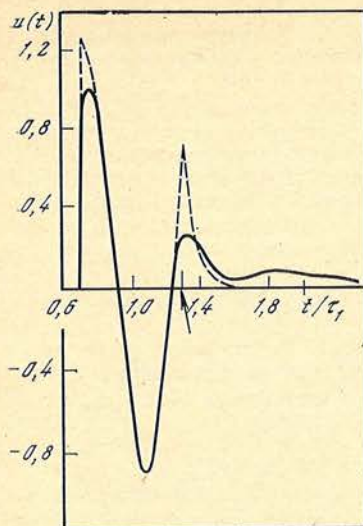


Рис. 4. Зависимость скорости от времени на фиксированном уровне в атмосфере ($\tau = 0,7 \tau_1$) в случае $n = 3$

Сплошная линия — численное решение; штриховая — расчет по (4); стрелкой указан момент прихода отраженной волны

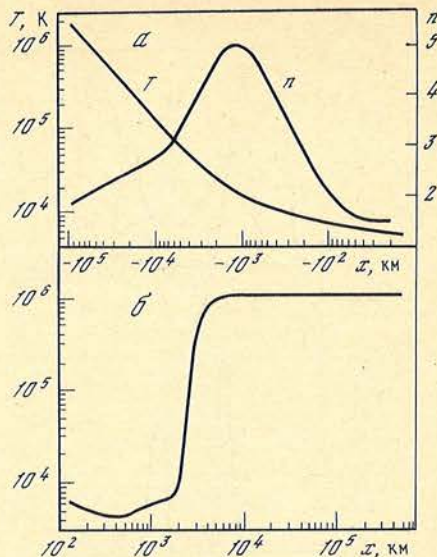


Рис. 5. Распределение температуры

α — в конвективной зоне, π — в атмосфере Солнца. Начало координаты x выбрано на уровне фотосферы

выразить через локальные значения термодинамических параметров. Однако может быть сделана грубая оценка характерного периода движений в модели с постоянным градиентом температуры в точке с локальным значением скорости звука c_{s0} :

$$T \approx \frac{4\sqrt{2}nc_{s0}}{kg},$$

где k — число полных колебаний до прихода отраженной волны. При $n = 3$, $k = 1,5$, $c_{s0} = 7$ км/с (значение в фотосфере) получаем $T \approx 300$ с.

Расчеты показали, что явление возникновения колебаний в атмосфере не зависит от закона движения поршня. В частности, кратковременное действие источника возмущений

$$V(t) = \begin{cases} V_0, & t \leq t_0 \\ 0, & t > t_0 \end{cases}$$

приводит к результатам, качественно совпадающим с приведенными выше для случая $V(t) = V_0 = \text{const}$. Если же возмущение создается поршнем, двигающимся с ускорением, то в конвективной зоне может появиться несколько волновых фронтов. Это вызвано ростом амплитуды волны при распространении по среде с убывающей плотностью, а также возрастанием крутизны волнового фронта в конвективной зоне даже в линейном случае, так как в силу убывания локальной скорости звука в направлении движения волны задние участки фронта движутся быстрее передних. Колебания, возникающие при последовательном движении нескольких волновых фронтов, образуют пуч волн, состоящий из многих колебаний. В простом случае равномерного ускорения и последующего замедления движения поршня (треугольный профиль $V(t)$) число колебаний в пуче составляет 5—6 (рис. 9). Заметим, что период колебаний слабо изменяется при изменении закона движения поршня.

С точки зрения интерпретации наблюдений важно определить фазовую скорость возникающих колебаний и фазовое соотношение между колебаниями скорости и температуры. Расчеты показали, что фазовая скорость колебаний с

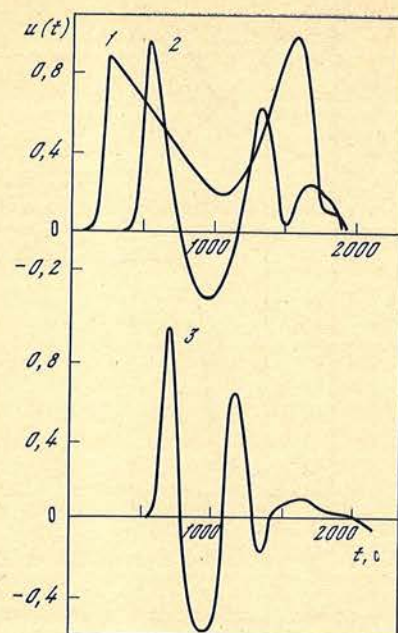


Рис. 6. Зависимости $u(t)$ на различных глубинах в конвективной зоне

Скорости нормированы на единицу. Поршень находится на глубине $x = -15,2 \cdot 10^3$ км и движется с постоянной скоростью $V_0 = 0,01$ км/с.

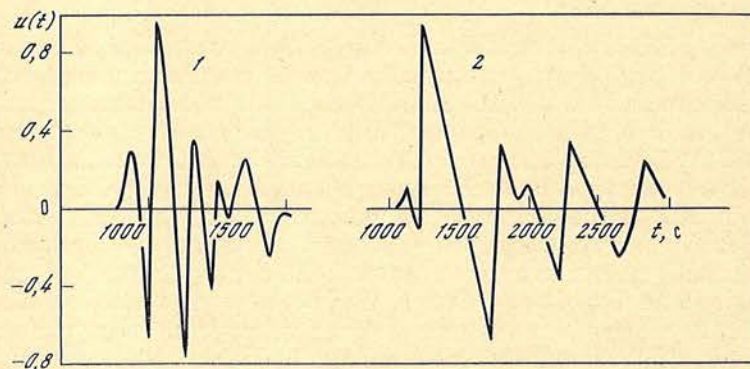
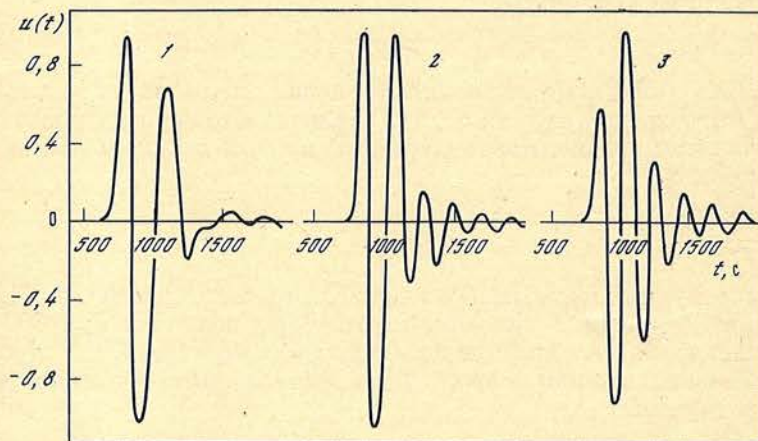
- 1 — $x = -9 \cdot 10^3$ км, $V_{\max} = 0,023$ км/с;
 2 — $x = -3 \cdot 10^3$ км, $V_{\max} = 0,084$ км/с;
 3 — $x = -0,9 \cdot 10^3$ км, $V_{\max} = 0,29$ км/с

Рис. 7. Зависимость $u(t)$ в фотосфере и хромосфере

- 1 — в фотосфере ($x = 0$, $V_{\max} = 0,7$ км/с);
 2 — в нижней хромосфере ($x = 500$ км, $V_{\max} = 2,2$ км/с);
 3 — в средней хромосфере ($x = 750$ км, $V_{\max} = 5,5$ км/с)

Рис. 8. Зависимость $u(t)$ в верхней хромосфере (1) и короне (2)

- 1 — $x = 1,2 \cdot 10^3$ км; $V_{\max} = 21$ км/с; 2 — $x = 12 \cdot 10^3$ км; $V_{\max} = 52$ км/с



периодом около 300 с примерно на порядок превышает значение скорости звука в фотосфере и в хромосфере. Колебания на различных высотах происходят почти в фазе. Этот результат понятен из следствия линейной теории волнового следа — быстрого возрастания фазовой скорости. Естественно, фронт волны движется в этой области со звуковой скоростью. Расчеты также показали, что колебания температуры опережают колебания скорости в среднем примерно на $\pi/2$ (рис. 9). Это объясняется тем, что максимум температуры в данной точке пространства достигается при прохождении фронта волны сжатия, а максимум скорости вследствие возрастания амплитуды за фронтом, в волне разрежения. Указанные результаты хорошо согласуются с исследованием фазовых соотношений в гармонической волне заданной частоты $\omega < \omega_0 = 2\pi/T_0$, распространяющейся в нижних слоях солнечной атмосферы [14].

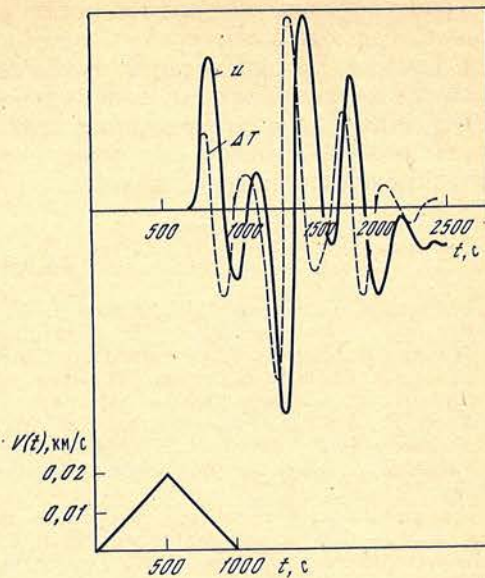


Рис. 9. Зависимости скорости $u(t)$ и отклонения температуры $\Delta T(t)$ на уровне фотосферы

Внизу показан закон движения поршня

4. Обсуждение результатов и выводы

Полученные при рассмотрении упрощенной задачи результаты, естественно, не могут претендовать на полноту физического описания наблюдаемых в действительности процессов. Однако используемые нами модели позволяют выявить ряд принципиальных особенностей распространения возмущений в конвективной зоне и атмосфере Солнца. Наиболее важным является возникновение колебаний среды при распространении возмущений в поле тяжести, так называемого волнового следа. Развитие этого явления в конвективной зоне приводит к появлению колебаний в нижних слоях атмосферы с частотой, меньшей характерной собственной частоты хромосферы $\omega_0 \approx 2\pi/260 \text{ с}^{-1}$. Кроме того, волновой след, возбуждающийся в хромосфере, приводит к увеличению частоты колебаний до значения, большего ω_0 .

Обнаруженные в результате численного моделирования характерные черты процесса позволяют обсудить это явление в связи с проблемой квазипериодических колебаний в солнечной атмосфере. Расчеты показывают целый ряд черт, сходных с данными наблюдений [1—4, 15, 16].

1. Колебания носят нестационарный характер и проявляются в виде отдельных цугов волн. Число колебаний в отдельном цуге обычно составляет от 1 до 3, иногда 5—6.

2. Период колебаний в нижней атмосфере составляет $\sim 300 \text{ с}$. В средней и верхней хромосфере частота колебаний увеличивается и период составляет $\sim 180 \text{ с}$. После образования в верхней хромосфере и короне ударных волн период между ударными волнами увеличивается [17, 18].

3. Фазовая скорость в фотосфере и хромосфере примерно на порядок превышает скорость звука.

4. Колебания температуры опережают колебания скорости по фазе примерно на $\pi/2$. Близкий по величине сдвиг фаз наблюдается между колебаниями интенсивности излучения в линиях и скорости. Однако было отмечено, что колебания интенсивности могут не следовать буквально колебаниям температуры из-за влияния процессов переноса излучения [4]. Учет энергопотерь на излучение в уравнениях газодинамики также может изменить это фазовое соотношение [14].

Таким образом, полученные нами результаты позволяют сделать вывод, что наблюдаемые в атмосфере Солнца колебания с периодом 3—5 мин могут быть следствием переходного процесса в атмосфере при распространении через нее звуковой волны, возбужденной в конвективной зоне.

Более детальное исследование, включающее процессы, связанные с излучением, должно ответить на вопрос: могут ли эти колебания в атмосфере служить источником нагрева короны.

Литература

1. *Leighton R. B., Noyes R. W., Simon G. W.* — *Astrophys. J.*, 1962, 135, p. 474.
2. *Bray R. J., Loughhead R. E.* *The solar chromosphere*. L.: Chapman and Hall, 1974.
3. *Musman S., Rust D. M.* — *Solar Phys.*, 1970, 13, p. 261.
4. *Губсон Э.* Спокойное Солнце. М.: Мир, 1977.
5. *Stein R. F., Schwartz R. A.* — *Astrophys. J.*, 1972, 177, p. 807.
6. *Kneer F., Nakagawa Y.* — *Astron. and Astrophys.*, 1976, 47, p. 65.
7. *Косовичев А. Г., Понов Ю. П.* — *Ж. вычислит. мат. и мат. физ.*, 1979, 19, с. 1253.
8. *Spruit H. C.* Magnetic flux tubes and transport of heat in the convective zone of the Sun. Utrecht, 1977.
9. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* — *Astrophys. J.*, 1973, 184, p. 605.
10. *Stix M.* — *Astron. and Astrophys.*, 1970, 4, p. 189.
11. *Самарский А. А., Понов Ю. П.* Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
12. *Lamb H.* — *Proc. London Math. Soc.*, 1909, 7, p. 122.
13. *Косовичев А. Г., Понов Ю. П.* Некоторые особенности распространения ударных волн в атмосфере Солнца. Препринт Ин-та прикл. мат. АН СССР, 1978, № 73.
14. *Schmieder B.* — *Solar Phys.*, 1977, 54, p. 269.
15. *Noyes R. W.* Observational studies of velocity fields in solar photosphere and chromosphere. — In: *IAU Symp. N 28*. New York — London: Acad. Press, 1967.
16. *Athay R. G.* *The solar chromosphere and corona: quiet Sun*. Dordrecht; Boston: D. Reidel Publ. Co., 1976.
17. *Chipman E. C.* *Solar Phys.*, 1977, 55, p. 277.
18. *Vernazza J. E., Foukal P. V., Huber M. C. E. et al.* — *Astrophys. J. Lett.*, 1975, 199, p. L 123.

УДК 523.98

О СТРУКТУРЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
И ЕЕ ЭВОЛЮЦИИ В ОКРЕСТНОСТИ ПЯТЕН

С. И. Гопасюк, Л. Г. Карташова

Проведено изучение структуры магнитного поля и ее эволюции в окрестности больших одиночных пятен. Для этой цели были использованы данные наблюдений продольного магнитного поля на уровне фотосферы и H_{α} -фильтрограммы 18 активных областей. Для пяти из них данные были дополнены снимками Солнца в рентгеновских лучах [4].

Показано, что в активной области имеются характерные направления, соответствующие переходу поля пятна без изменения знака в протяженную область поля той же полярности и совпадающие с протяженными (100 000—300 000 км) системами цепочек волокон тонкой структуры хромосферы в H_{α} . Эти направления соответствуют каналам, вдоль которых силовые линии магнитного поля пятна уходят из активной области или замыкаются в ней.

Горизонтальная составляющая магнитного поля (системы цепочек волокон тонкой структуры хромосферы) исчезает на протяженном участке поверхности хромосферы в том направлении от пятна, в котором появляется спутниковое поле (поле обратной полярности) у его границы. Напротив, исчезновение спутникового поля в каком-то направлении от пятна связано с появлением в этом же направлении поперечного магнитного поля на протяженном участке поверхности хромосферы. Процесс появления или исчезновения поперечной составляющей магнитного поля в хромосфере запаздывает на 2—4 дня по отношению к началу появления или разрушения флоккула в хромосфере.

Одной из возможных причин исчезновения поперечной составляющей магнитного поля на протяженном участке хромосферы может быть пересоединение силовых линий поля. Величина проводимости, найденная таким путем из наблюдений, составила порядок 10^9 CGSE.

ON THE STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD AND ITS EVOLUTION AROUND SUNSPOTS, by *S. I. Gopasyuk, L. G. Kartashova*.— The structure of magnetic field and its evolution around a single big sunspot has been studied. For this purpose we used observational data of the longitudinal magnetic field on the photospheric level and H_{α} -filtergrams for 18 active regions. Data for five active regions were completed using X-ray pictures from [4].

It is shown that there are characteristic directions corresponding to the transition of the spot field without sign change into an extended region of the same polarity and coinciding with extended (100 000—300 000 km) systems of filamentary feature chains of the fine chromospheric structure in active region. These directions correspond to channels, where magnetic field force lines of the spot come out of the active region or locked in it.

The horizontal magnetic field component of the spot (systems of filamentary feature chains of the fine chromospheric structure) disappears on an extended region of chromospheric surface in the direction, where the satellite field (the field of opposite polarity) appears near its boundary. On the other hand, when satellite field disappears at some direction from the spot the transversal magnetic field appears on the extended surface region of the chromosphere keeping the same direction. The appearance or disappearance of the transversal magnetic field in the chromosphere takes place 2—4 days later with respect to the beginning of emergence or disappearance of a flocculi.

On of the possible causes of disappearance of the transversal magnetic field on an extended region in the chromosphere might be the reconnection of magnetic lines of force. On the basis of such observational data the value of conductivity was estimated as an order of 10^9 CGSE.

Магнитное поле одиночного пятна представляется обычно в виде веера силовых линий, расходящихся с увеличением высоты. Однако такое приближение является довольно грубым, ибо области с полем противоположной полярности распределены в окрестности пятна весьма нерегулярно. Более того, как показал А. Б. Северный [1], магнитное поле сосредоточено в жгутах, радиально направленных из пятна наружу, которые иногда замыкаются на спутниковых полях другой полярности, расположенных по соседству. В. Е. Степанов [2] обратил внимание на то, что на спектрогелиограммах, снятых в центре линии H_{α} , видны цепочки волоконца, которые простираются в некоторых случаях на расстояния до 300 000 км и соединяют разные активные области. На основании этого он заключил, что активные области замкнуты между собой магнитными полями. Сами волокна согласно [3] ориентированы вдоль поперечной составляющей магнитного поля. Снимки Солнца, полученные на станции «Скайлаб» в мягком рентгене [4], не только подтвердили результаты [1, 2], но и показали очень сложную магнитную взаимосвязь между отдельными активными областями.

Здесь мы изучаем структуру продольного магнитного поля и хромосферы в окрестности пятен с целью выяснения особенностей, с которыми связан выход силовых линий поля из активной области.

1. Материал наблюдений

Магнитные поля в активных областях на Солнце непрерывно изменяются. Наиболее существенная перестройка поля происходит во время вспышек [5]. Для того чтобы в максимальной степени исключить эффекты, связанные со вспышками, мы при отборе материала ограничились наиболее простыми группами, а именно: преимущественно большими одиночными пятнами. Такие группы, как известно, наименее активны.

Мы использовали данные фотоэлектрических измерений продольных магнитных полей и H_{α} -фильтрограммы 18 активных областей. Каждая группа была прослежена в течение 3—6 дней во время прохождения ее по диску Солнца в зоне $\pm 40^\circ$ от центрального меридиана.

Наблюдения продольных магнитных полей были выполнены в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ и $\lambda 5253 \text{ \AA Fe I}$ на двойном магнитографе башенного солнечного телескопа. Разрешение при наблюдениях было $1 \times 2''$ и $1 \times 4''$ при расстоянии между центрами соседних разрезов $2''$ и соответственно $4''$. Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогиды [6]. Размер участка активной области, в котором велись измерения поля, составлял в большинстве случаев $170 \times 160''$.

Фотографирование Солнца в линии H_{α} проведено на коронографе КГ-1 с фильтром Halle, полоса пропускания которого $0,5 \text{ \AA}$. Наблюдения активных областей велись как в центре, так и в крыльях линии с разрешением преимущественно $2''$. В некоторых случаях фильтрограммы активных областей были сделаны с разрешением $1''$ [7]. Каждая активная область фотографировалась ежедневно по несколько часов.

Кроме того, мы дополнили наши наблюдения данными магнитных измерений на обсерваториях Маунт-Вилсон и Кит-Пик и опубликованными в [8], а также снимками Солнца в рентгеновских лучах [4]. Карты поля, полученные на обсерватории Маунт-Вилсон [8], имели невысокое разрешение, но они позволяли судить о распределении поля на больших расстояниях от активной области. Последнее обстоятельство было очень важным при наших исследованиях.

Данные об активных областях собраны в табл. 1. В первом столбце таблицы приведен период наблюдений, во втором — номер группы по «Solar-

Т а б л и ц а 1

Дата	Номер группы	Время (UT) прохождения группы через центральный меридиан (в долях суток)
02—07.VII 1973 г. *	447	5,5.VII 1973 г.
30.VII—03.VIII *	461	1,7.VIII
27—29.VIII *	503	29,2.VIII
03—07.IX *	540	6,0.IX
01—04.X *	543 А	2,8.X
11—17.VII 1974 г.	57	14,6.VII 1974 г.
08—14.VIII	124	10,6.VIII
11—18.IX	225	15,3.IX
30.IX—06.X	263	4,3.X
17—23.XI	338	21,6.XI
13—16.XII	380	18,6.XII
27.VI—03.VII 1975 г.	738	30,8.VI 1975 г.
16—22.VII	766	20,0.VII
13—17.X	890	15,1.X
04—10.VIII 1976 г.	352	7,7.VIII 1976 г.
31.VIII—08.IX	395	4,2.IX
15—17.VII 1978 г.	403	14,8.VII 1978 г.
03—05.IX	508	4,2.IX

* Группы использовались только для сопоставления с рентгеновскими снимками.

Geophysical Data», в третьем указано время прохождения группы через центральный меридиан.

Изучение всего наблюдательного материала проведено путем сопоставления карт продольного магнитного поля с H_{α} -фильтрограммами. Точность сопоставления карт поля с H_{α} -структурой составляла в среднем $\pm 5''$.

2. Результаты

Продольное магнитное поле и тонкая структура хромосферы. Карты магнитного поля ($H_{\parallel}$), H_{α} -фильтрограммы и эскизы, показывающие сопоставление карт поля с H_{α} -структурой, двух активных областей с большим одиночным пятном 02.VII 1975 г. и 04.VIII 1976 г. приведены на рис. 1 и 2. Структура магнитного поля таких групп биполярная: поле пятна и расположенное чаще всего на востоке от него поле противоположной полярности являются доминирующими. Поля противоположной полярности всегда наблюдаются и с других сторон от пятна [9] — спутниковые поля. Они расположены у границы пятна с фотосферой. Размеры областей, занятых спутниковыми полями, различные у разных пятен и меняются со временем. У некоторых пятен эта область имеет небольшие размеры и находится только на западе от пятна (рис. 1, а). В таких случаях поле той же полярности, что и пятна, распределено на большом участке поверхности Солнца. Оно граничит с областью поля противоположной полярности только на востоке, а область спутникового поля на западной стороне пятна выглядит как небольшое вкрапление (открытое поле пятна, рис. 1, а). Довольно частыми бывают случаи, когда к пятну почти со всех сторон тесно примыкают сильные и протяженные по площади спутниковые поля противоположной полярности (закрытое поле пятна). Пример почти полностью закрытого поля пятна показан на рис. 2, а. Здесь поле пятна на востоке, юге и западе граничит с сильным полем противоположной полярности, и только на севере оно соединено с протяженной областью поля той же полярности. Вокруг сильных полей в группе с одиночным пятном рассеяны области слабого, но значительно более сильного, чем в невозмущенной фото-

сфере, поля: на западе преимущественно лидирующей, а на востоке преимущественно хвостовой полярности.

На наших H_{α} -филтрограммах активных областей с одиночным большим пятном четко видны системы цепочек волоконца тонкой структуры хромосферы (системы цепочек волоконца). Часть из них соединяет пятно с флоккулом хвостовой части активной области, а другие системы уходят от группы. Для одних групп системы цепочек волоконца распространяются на большие расстояния во все стороны от пятна (рис. 1, б, в). В то же время для пятен других групп протяженные системы цепочек волоконца наблюдаются лишь в отдельных направлениях (рис. 2, б, в; направление А).

Сопоставление H_{α} -филтрограмм с картами продольного фотосферного магнитного поля показало, что протяженные системы цепочек волоконца наблюдаются в тех направлениях, где поле пятна переходит в протяженную область поля той же полярности. Если же к пятну тесно примыкают сильные поля противоположной полярности (спутниковые поля), то системы волоконца заканчиваются на них. Эти особенности структуры магнитного поля и хромосферы иллюстрируют рис. 1 и 2. На рис. 1 мы имеем случай, когда поле пятна почти полностью открытое. Системы цепочек волоконца, выходящие из пятна, простираются на большие расстояния во все стороны. Напротив, в группе 04.VIII 1976 г. (рис. 2) поле пятна было открытым только лишь с северной стороны. Именно в этом направлении и наблюдались протяженные системы цепочек волоконца.

На рис. 3 приведен один из типичных примеров сопоставления карт продольного магнитного поля ($H_{\parallel}$), H_{α} -филтрограммы и изображения активной области с большим одиночным пятном и соседнего с ним флоккула 04.VII 1973 г. в рентгеновских лучах. Магнитное поле пятна и поле хвостовой полярности группы были открытыми (рис. 3, а). На рентгеновском снимке (рис. 3, в) четко видны петли, выходящие во всех направлениях из активной области. Часть петель замыкалась на соседний флоккул в соответствии с его полярностью, а остальные уходили в других направлениях. Ориентация систем цепочек волоконца, наблюдаемых в H_{α} (рис. 3, б), хорошо соответствовала проекции на картинную плоскость системы петель в рентгеновских лучах (рис. 3, в). Следовательно, петли, наблюдаемые в рентгеновских лучах, как и системы цепочек волоконца, выходят из активной области в направлениях, соответствующих открытому магнитному полю.

Волоконца тонкой структуры хромосферы, как известно [3], ориентированы вдоль поперечного магнитного поля. Точность измерения поперечного магнитного поля в фотосфере составляет 70—80 Гс [10, 11], а в хромосфере еще ниже. За пределами группы пятен сигнал поля не превышает шумов. Поэтому о наличии и ориентации поперечного поля в хромосфере на больших расстояниях от пятна мы судим по волокнам тонкой структуры в H_{α} .

Таким образом, мы можем заключить, что в активной области имеются характерные направления, соответствующие переходу поля пятна без изменения знака в протяженную область поля той же полярности. Эти направления соответствуют каналам, вдоль которых силовые линии магнитного поля пятна уходят из активной области или замыкаются на нее.

Эволюция хромосферной структуры и фотосферного магнитного поля. Длительные ряды наблюдений в линии H_{α} показали, что системы цепочек хромосферных волоконца меняются со временем. Один из примеров таких изменений виден на рис. 2, 4—8. Поле пятна 04.VIII 1976 г. (рис. 2, направление А) было открыто с северной стороны, где силовые линии поперечного магнитного поля прослеживались в хромосфере на больших расстояниях от пятна. Часть силовых линий поля пятна замыкались на хвостовую полярность, а вторая часть уходила на север и северо-запад. Через два дня непосредственно у северной границы пятна исчезла область поля той же полярности, что и пятна. На месте исчезнувшего поля 6.VIII появилось слабое поле обратной полярности. В H_{α} -структуре ему соответствовало появление первых узелков флоккула и четких систем волоконца типа AFS между пятном и флоккулом (рис. 5, см. стрелки на рис. 5, в). Появившийся холм поля противоположной

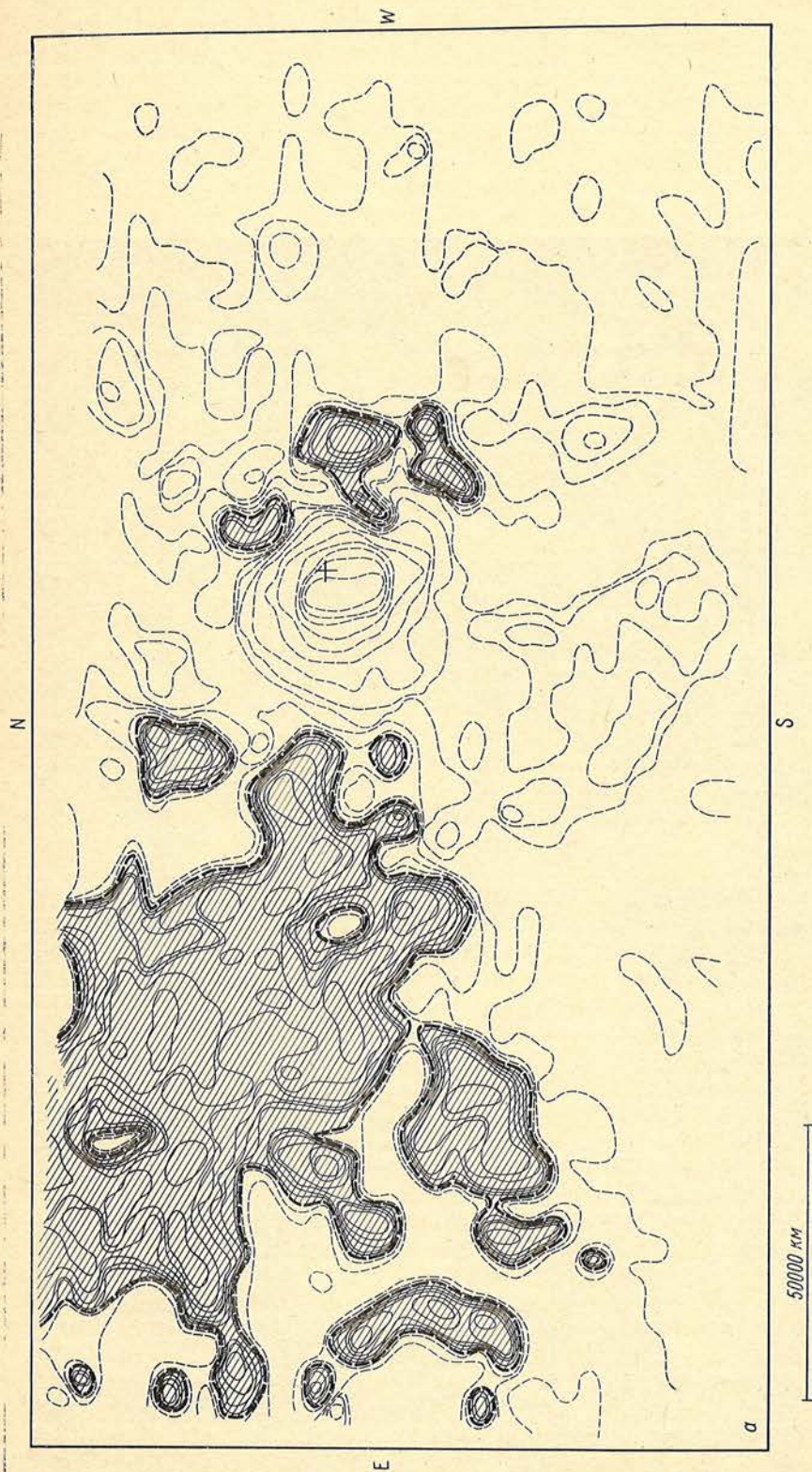


Рис. 1. Пример активной области с открытым магнитным полем большого одиночного пятна 2.VII 1975 г.

a — карта продольного магнитного поля (λ 5253 Å); жирной штриховой линией проведена линия раздела полярностей поля; тонкими линиями — изогауссы через 5, 15, 25, 50, 100, 200, 400, 600 Гс и т. д. Области поля N-полярности заштрихованы. Крес-

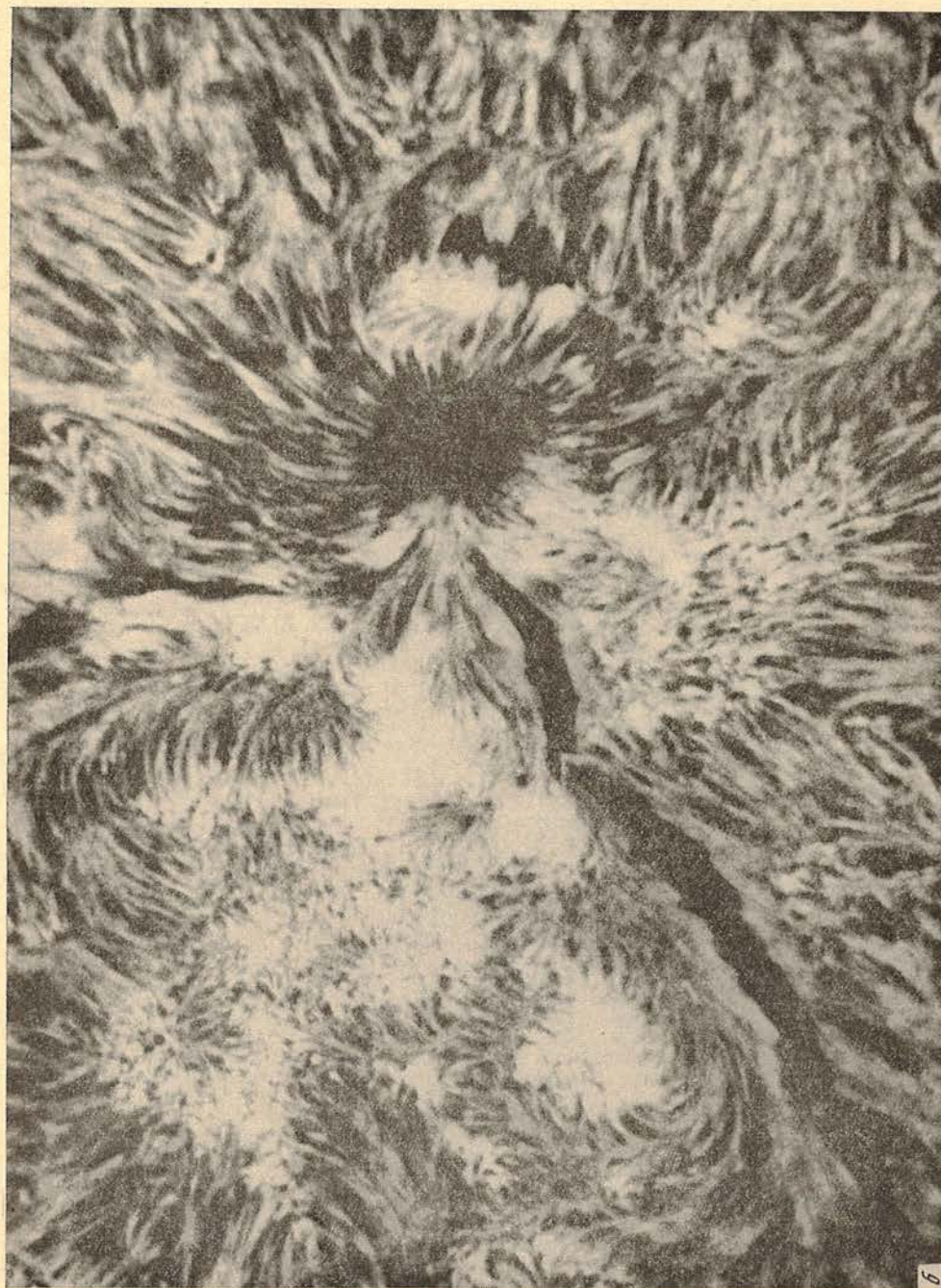


Рис. 1. (продолжение)
б — снимок активной обла-
сти в центре линии H_{α} ;



Рис. 1. (окончание)

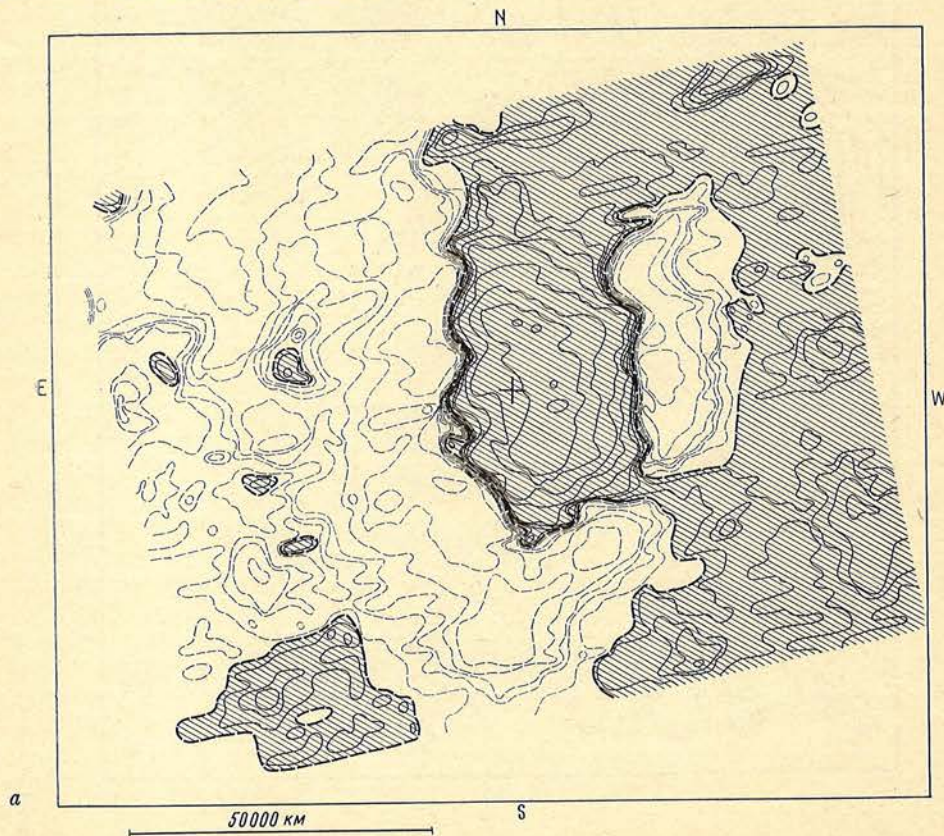
8 — эскиз сопоставления карты продольного магнитного поля с H_{α} -снимком. Сплошной линией проведена изоганса через 5 Гс для областей поля N-полярности, штриховой — для поля S-полярности. Области флоккулов заштрихованы. Штрихами нанесены волокна тонкой структуры хромосферы

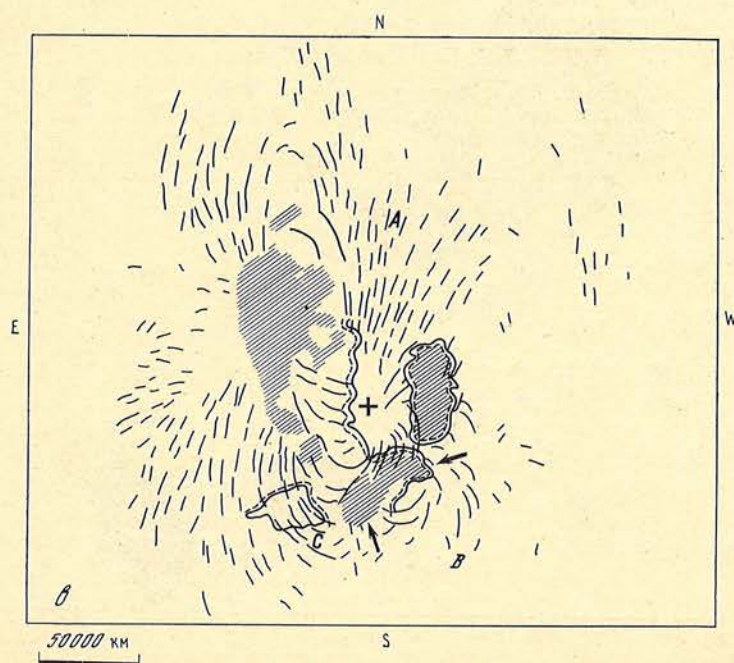
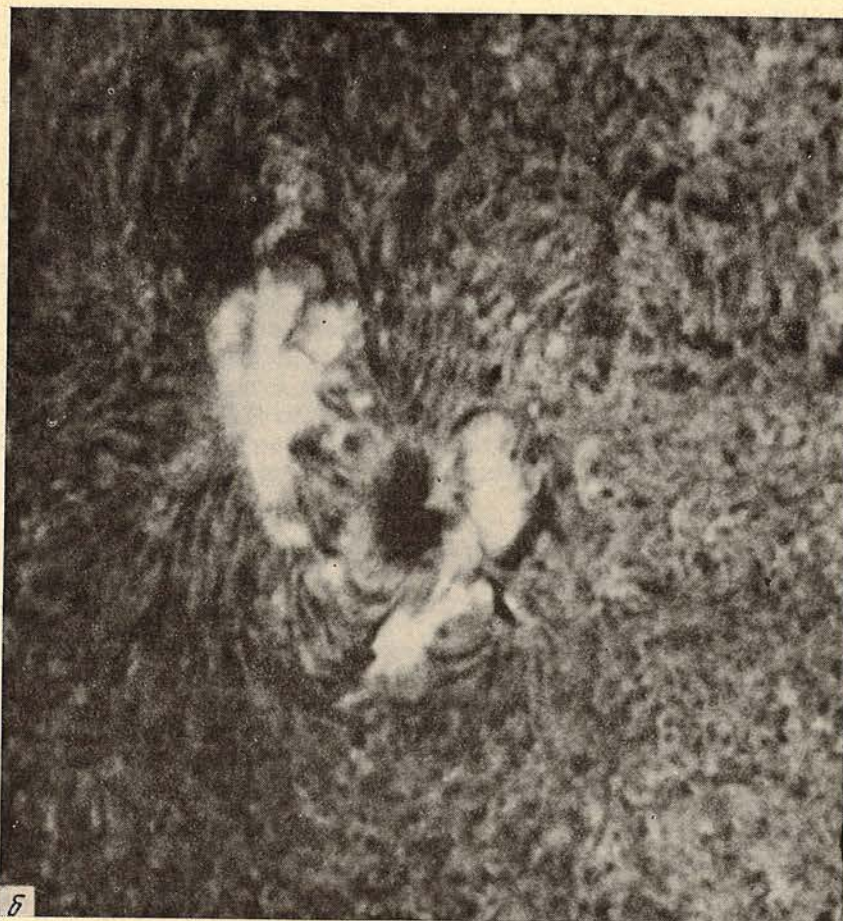
полярности усиливался в последующие дни. В результате 7.VIII образовалась сплошная область поля противоположной полярности, примыкавшая с запада, севера и востока к границе пятна (рис. 5). Поле пятна в северном направлении стало закрытым (рис. 2, 4—8, направление А). Системы цепочек волоконцев, наблюдавшиеся ранее на севере и северо-западе от пятна на протяжении сотен тысяч километров, исчезали по мере появления и усиления холма поля противоположной полярности и его флоккула. Они исчезли совсем 9.VIII (рис. 7, направление А); остались только волокна между холмом поля обратной полярности (его флоккулом) и пятном (стрелка на рис. 6, в и 7, в), а также системы волоконцев, соединявшие пятно с хвостовой частью активной области (двойная стрелка на рис. 7, в). Холмы поля той же полярности, что и пятна, находившиеся севернее вновь появившегося холма поля обратной полярности, практически не изменялись в течение всего периода наблюдений (рис. 4—8).

Наряду с закрытием наблюдался процесс открытия поля пятна с его южной стороны (рис. 2, 4—8, направление В). Начиная с первого дня наблюдений холм поля противоположной полярности у южной границы пятна уменьшался. Холм поля исчез 9.VIII (рис. 7, а), и 10.VIII на его месте появилось поле той же полярности, что и пятна (рис. 8, а). Флоккул, наблюдавшийся вначале (рис. 2, см. стрелки на рис. 2, в), в H_{α} также исчез 9—10.VIII. В первые дни (4, 5.VIII 1976 г.) на H_{α} -фильтрограммах наблюдались четкие системы волоконцев, соединявшие флоккул с пятном (рис. 2, б; 4, б, стрелки на рис. 4, в). По мере исчезновения холма поля наблюдалось, с одной сторо-

Рис. 2. Пример активной области с почти полностью закрытым магнитным полем большого одиночного пятна 4.VIII 1976 г.

а — карта продольного магнитного поля (λ 5250 Å); обозначения те же, что и на рис. 1, а; б — снимок в центре линии H_{α} ; в — эскиз сопоставления карты продольного магнитного поля с H_{α} -фильтрограммой; обозначения те же, что и на рис. 1, в





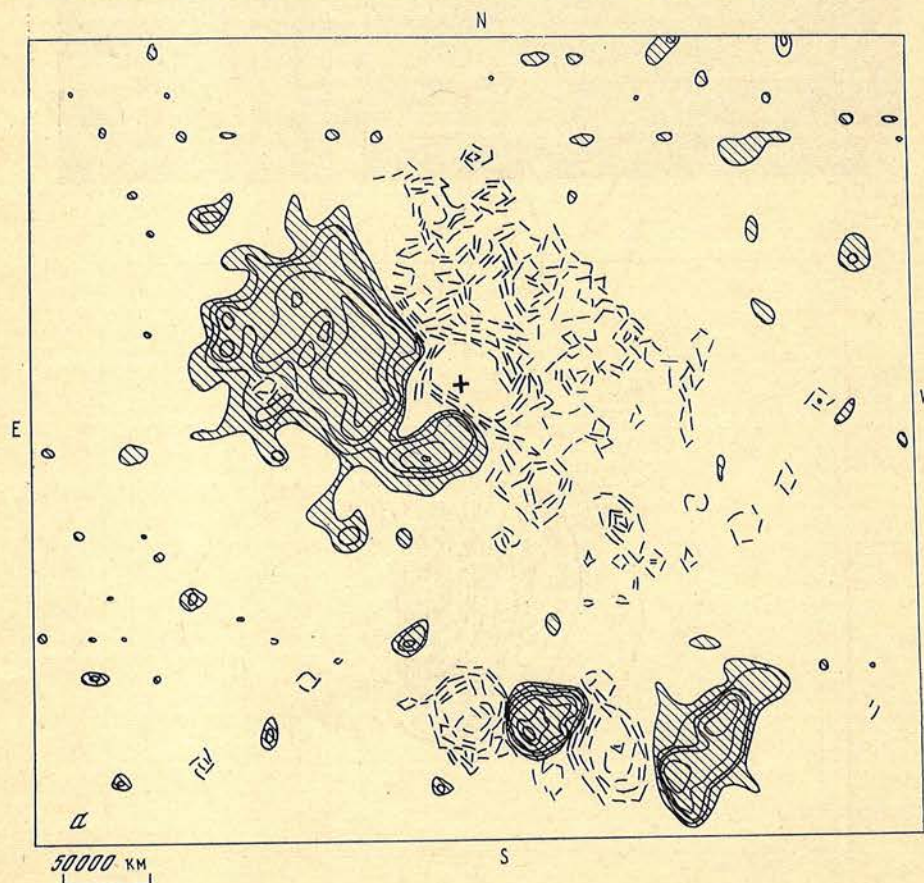
ны, усиление магнитной связи пятна с хвостовой частью флоккула (рис. 2, 4—8, направление *C*) и, с другой стороны, усиливалась система протяженных цепочек волокон тонкой структуры хромосферы, направленных к югу и юго-западу от пятна (рис. 2, 4—8, направление *B*).

Весь процесс эволюции активной области сопровождался вращением пятна. С 4 по 10.VIII 1976 г. пятно повернулось примерно на 45° против часовой стрелки. Это привело лишь к тому, что силовые линии поля, соединявшие пятно с хвостовой частью группы, оказались деформированными (рис. 6, б — 8, б, двойные стрелки на рис. 7, в), но магнитная связь не нарушилась.

Подобные изменения структуры магнитного поля и хромосферы наблюдались в большинстве групп. Однако лишь в немногих случаях нам удалось за период наблюдений проследить процесс закрытия или открытия магнитного поля пятна полностью и вместе с ним характерные изменения в структуре систем цепочек волокон. Те случаи, для которых процесс перестройки магнитного поля и структуры хромосферы наблюдался полностью, собраны в табл. 2. В первом столбце таблицы приведены даты наблюдений групп: во втором — даты T_1 появления узелков флоккула, соответствующих холму спутникового поля на границе пятна (для случаев закрытия поля), и даты

Рис. 3. Сопоставление карты продольного магнитного поля, H_α -снимка и изображения в рентгеновских лучах активной области с большим пятном и соседнего с ней флоккула 4.VII 1973 г.

a — карта продольного магнитного поля (Маунт-Вилсон [8]). Область поля N-полярности заштрихована. Крестиком отмечен центр пятна; *б* — снимок в центре линии H_α ; *в* — изображение активной области в мягких рентгеновских лучах; *г* — эскиз сопоставления рентгеновского снимка с фотографией в линии H_α . Сплошными линиями обведены петлеобразные структуры, видимые на рис. 3, в. Области флоккулов заштрихованы. Штрихами нанесены волокна тонкой структуры хромосферы



начала разрушения флоккула, соответствующего холму спутникового поля (для случаев открытия поля); в третьем — даты T_2 исчезновения систем цепочек волокон (при закрытии поля) и даты появления систем цепочек волокон (при открытии поля); в четвертом — число суток между появлением холма спутникового поля (его флоккула) и исчезновением систем цепочек волокон (при закрытии поля) и число суток между появлением систем цепочек волокон и началом разрушения флоккула (при открытии поля).

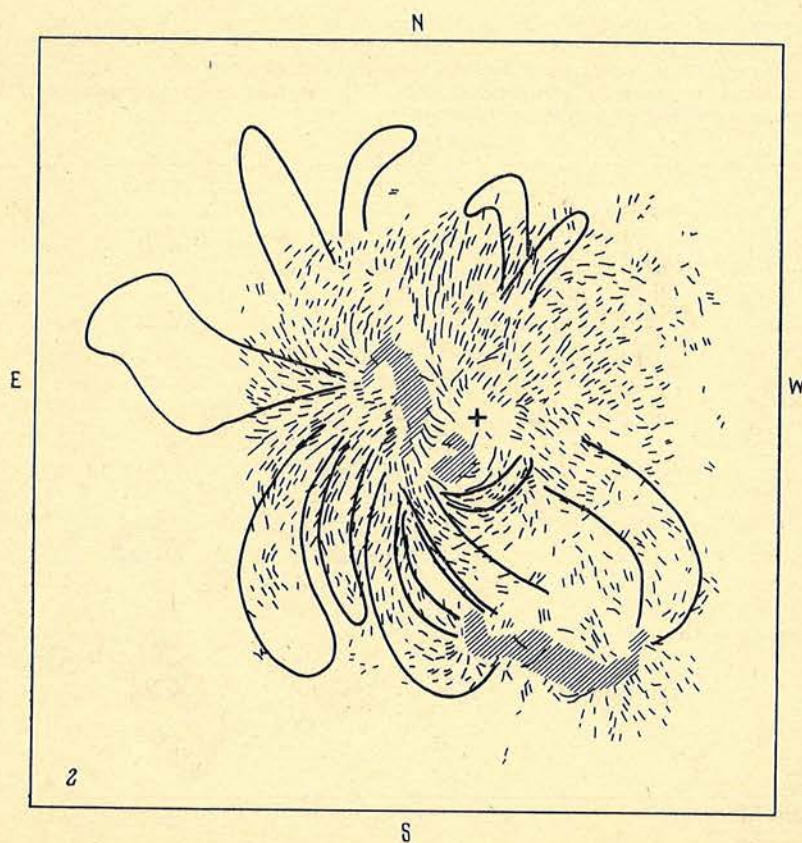
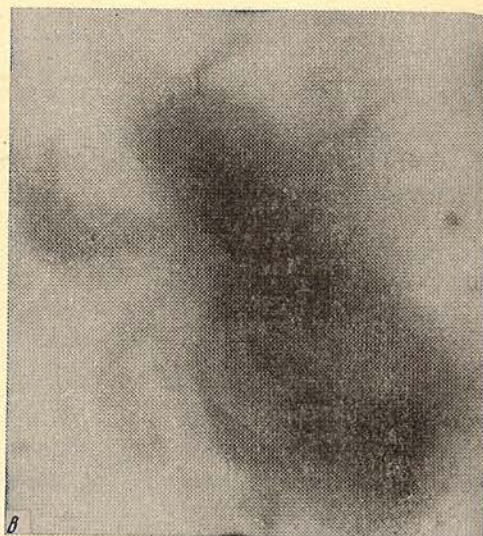
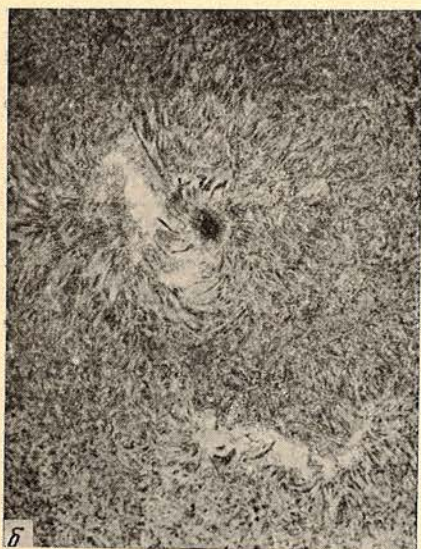


Таблица 2

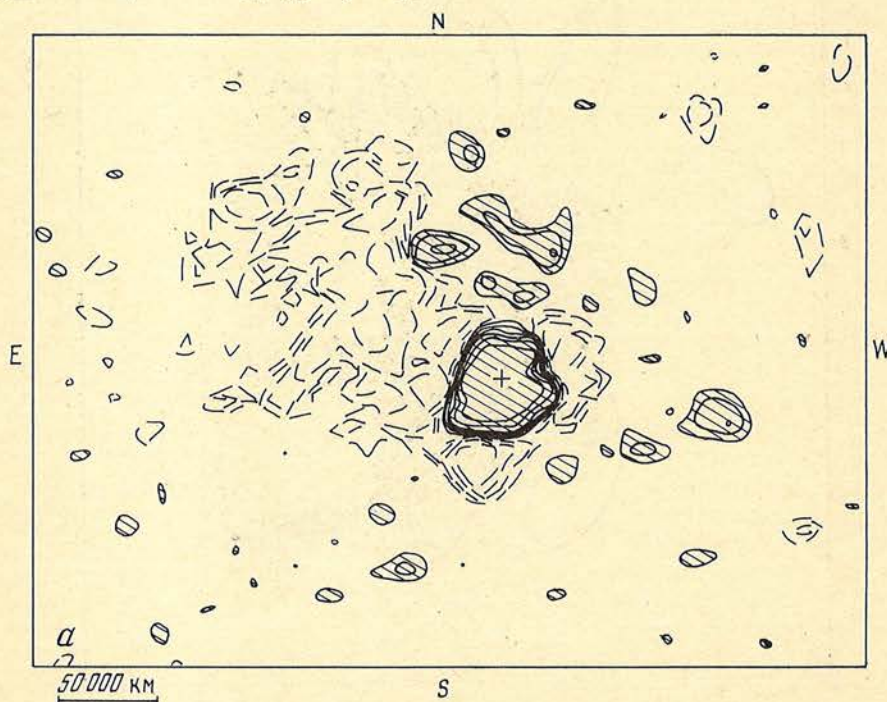
Даты наблюдений	T_1	T_2	$T_2 - T_1$, сутки	Даты наблюдений	T_1	T_2	$T_2 - T_1$, сутки
Закрытие поля [пятна]				Открытие поля пятна			
4—10.VIII 1976 г.	6.VIII	9.VIII	3	4—10.VIII 1976 г.	4.VIII	8.VIII	4
31.VIII—7.IX 1976 г.	3.IX	5.IX	2	7—14.VIII 1974 г.	9.VIII	11.VIII	2
11—17.VII 1974 г.	11.VII	15.VII	4				
11—18.IX 1974 г.	12.IX	15.IX	3				

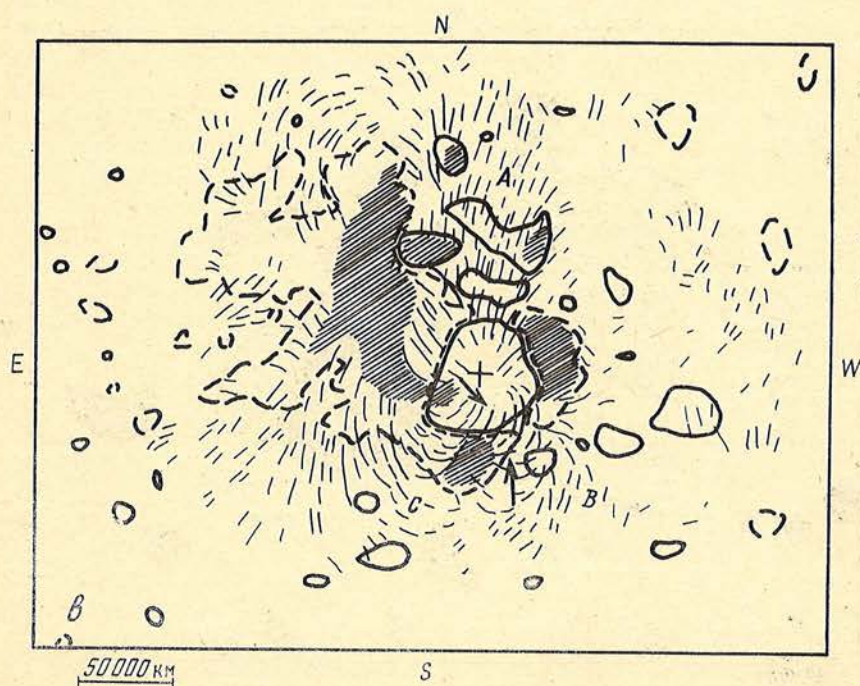
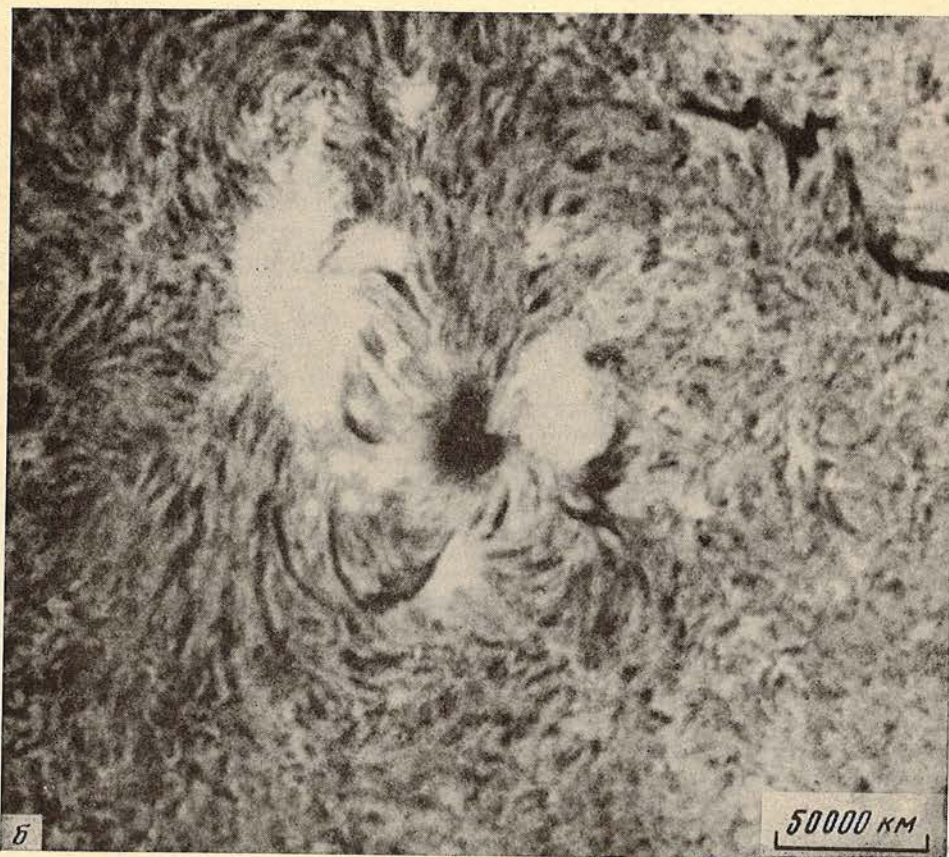
Данные табл. 2 показывают, что системы цепочек волоконцев исчезают через 2—4 дня после появления холма спутникового поля и его флоккула. В свою очередь начало разрушения флоккула, соответствующего холму спутникового поля, на 2—4 дня опережает процесс появления системы цепочек волоконцев тонкой структуры хромосферы. Отметим, что этот интервал времени зависит от скорости эволюции холма спутникового поля. Размер холма поля определяет ширину канала, внутри которого происходит перестройка систем цепочек волоконцев.

Итак, мы приходим к выводу, что горизонтальная составляющая магнитного поля исчезает на протяженном участке поверхности хромосферы в том направлении от пятна, в котором появляется спутниковое поле (поле обратной полярности) у его границы. Напротив, исчезновение спутникового поля в каком-то направлении пятна связано с появлением в этом же направле-

Рис. 4. Продольное магнитное поле, вид Солнца в линии H_α и их сопоставление для 5.VIII 1976 г.

а — карта продольного магнитного поля [8]. Области поля N-полярности заштрихованы. Крестиком отмечен центр большого пятна; б — снимок в центре линии H_α ; в — эскиз сопоставления карты продольного магнитного поля с H_α -снимком. Сплошной линией проведена изогалсса через 5 Гс для областей поля N-полярности, штриховой — для S-полярности. Области флоккулов заштрихованы. Штрихами нанесены волоконца тонкой структуры хромосферы





нии поперечного поля на протяженном участке поверхности хромосферы. Процесс появления или исчезновения поперечной составляющей магнитного поля в хромосфере запаздывает на 2—4 дня по отношению к началу появления или разрушения флоккула в хромосфере.

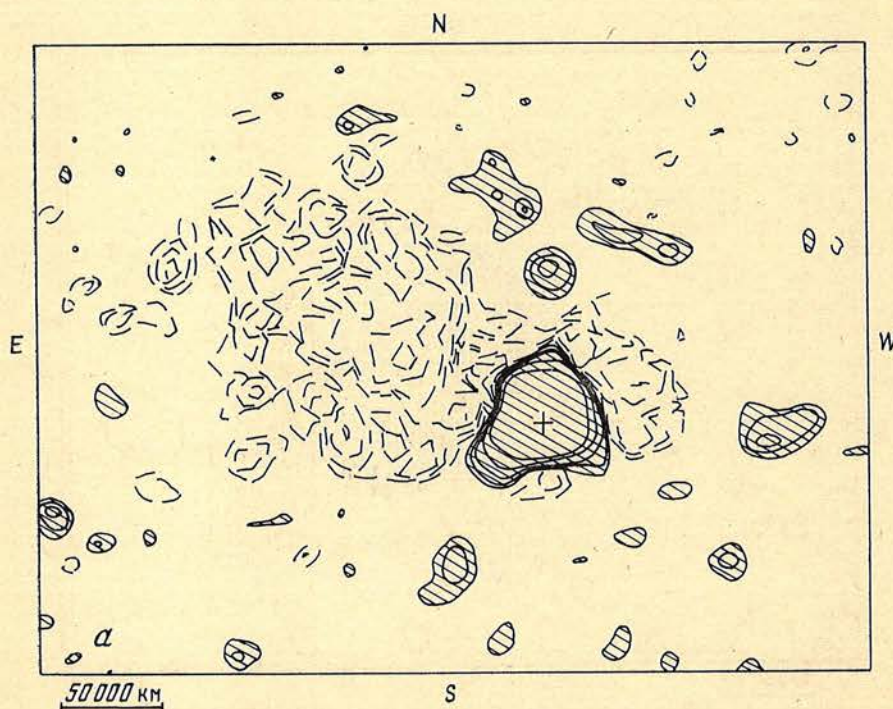
3. Обсуждение результатов

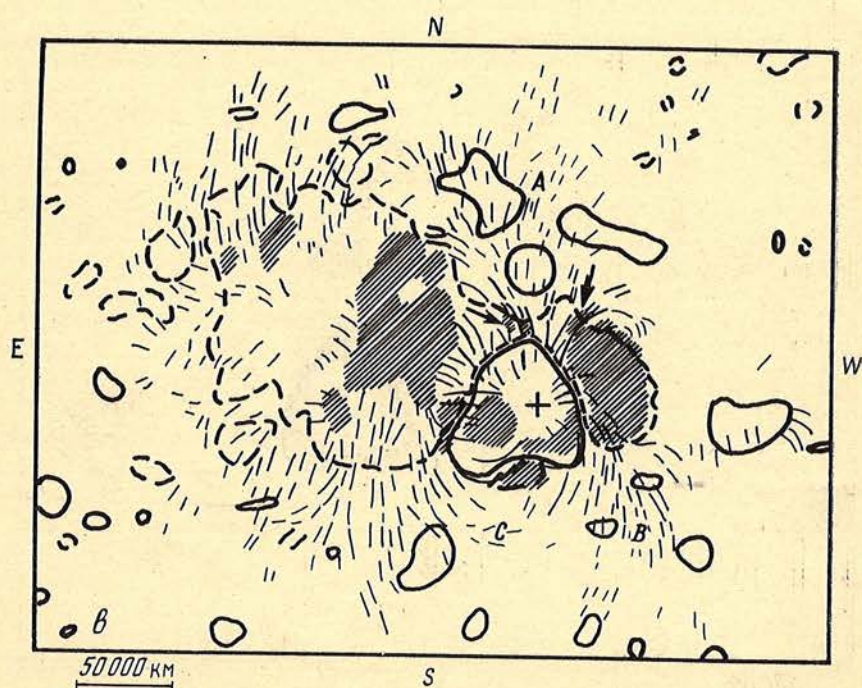
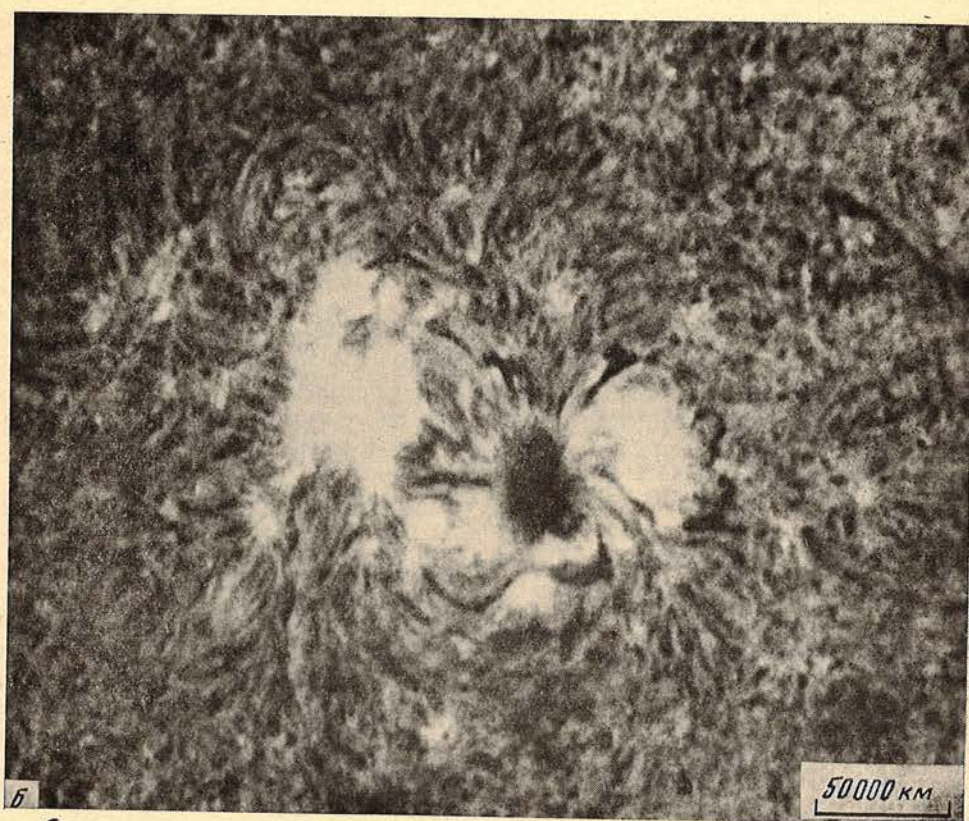
Исчезновение или появление систем цепочек волокон тонкой структуры в H_α является следствием исчезновения или появления поперечной составляющей магнитного поля на протяженном участке хромосферы. Процесс исчезновения поперечной составляющей поля происходит в том направлении от пятна, в котором на месте исчезнувшего у границы пятна поля той же полярности, что и пятна, появляется довольно сильное поле обратного знака. Напротив, появление преимущественно поперечного магнитного поля в хромосфере в данном направлении от пятна связано с исчезновением спутникового поля в этом же направлении. Начало появления или разрушения флоккула, связанного с холмом спутникового поля, опережает на 2—4 дня процесс исчезновения и соответственно появления поперечного магнитного поля на протяженном участке поверхности хромосферы.

Одно из возможных объяснений наблюдаемых особенностей эволюции магнитного поля в окрестности пятна может быть дано на основании предположения об изменении наклона силовых линий поля в процессе выхода жгутов его на поверхность Солнца или погружения их в более глубокие слои. Быстрые изменения наклона поля пятна были замечены ранее [1].

Однако мы видим, что исчезновение или появление поперечной составляющей поля связано соответственно с появлением или исчезновением холма поля только противоположной пятну полярности. Кроме того, возникновение или исчезновение холма поля той же, что и пятна, полярности не приводит к существенным изменениям поперечного поля. На основании этого мы связываем наблюдаемые изменения поля также с пересоединением его силовых

Рис. 5. То же, что на рис. 4, для 6.VIII 1976 г.





линий. В этом случае для исчезновения цепочки волоконцев тонкой структуры хромосферы в картинной плоскости необходимо, чтобы на уровне образования H_α значительная часть силовых линий магнитного поля пересоединилась в слое толщиной, равной поперечному размеру одного волоконца. Наблюдения спектров Солнца со стратоскопа позволили выявить, что поперечные размеры волоконцев тонкой структуры хромосферы значительно больше фотосферных и составляют примерно $1''$ [12].

Процесс пересоединения силовых линий связан с диффузией магнитного поля в плазме. Следовательно, за время t магнитное поле должно проникнуть в плазму проводимости σ на глубину l , равную по величине поперечному размеру одного волоконца. Если это так, то уравнение диффузии магнитного поля дает нам связь между проводимостью σ , характерным временем t процесса и глубиной l проникновения поля:

$$\sigma = \frac{c^2 t}{4\pi l^2}. \quad (1)$$

Принимая $t \sim 2,6 \cdot 10^5$ с (3 суток) и $l \sim 10^8$ см ($\sim 1''$), находим, что величина проводимости $\sigma \approx 2 \cdot 10^9$ CGSE. Примерно такое же значение проводимости было получено ранее по изменению магнитного потока за время вспышки [5].

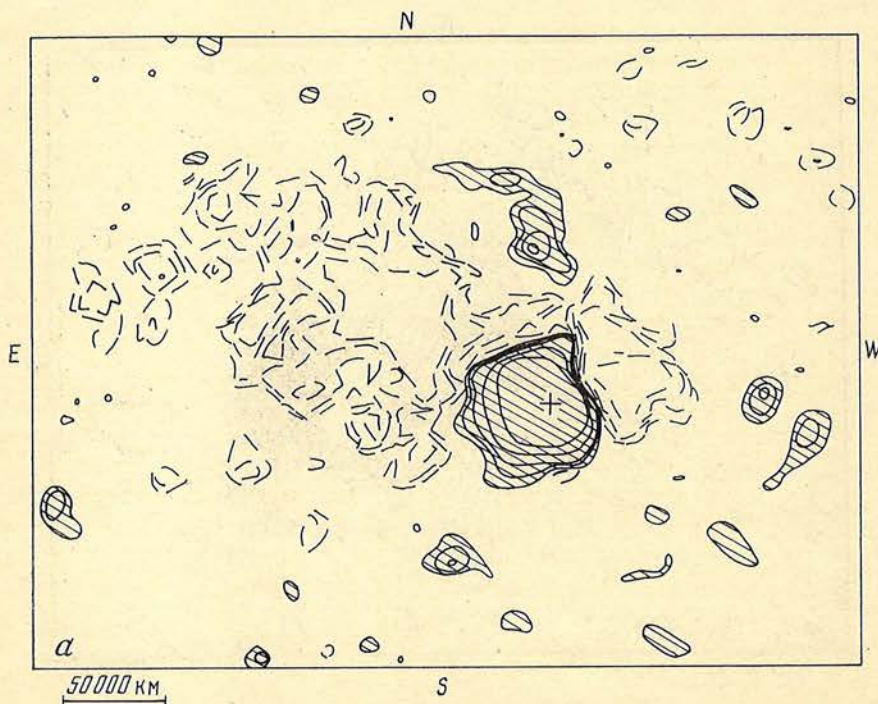
С другой стороны, выражение для проводимости имеет вид [13]

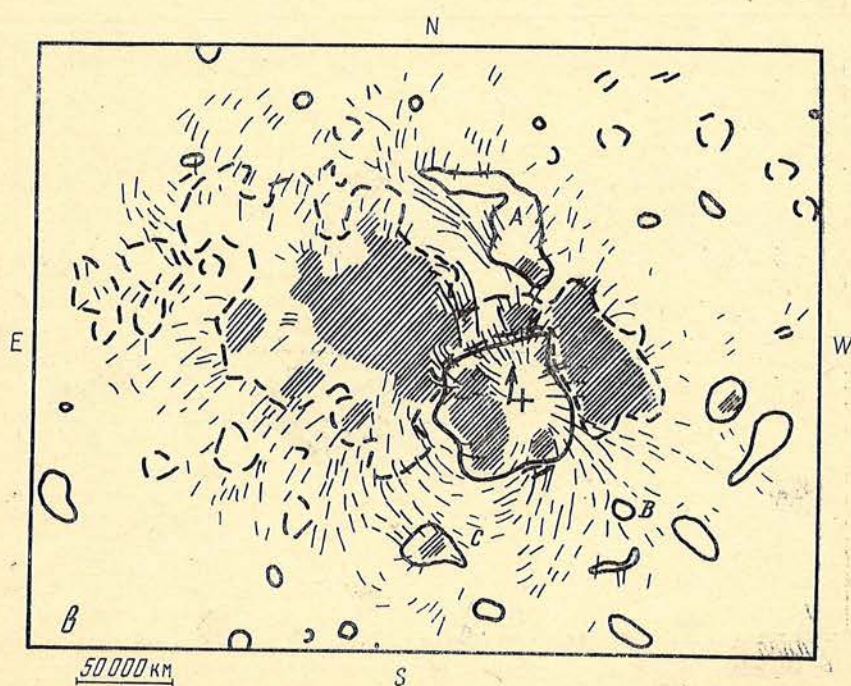
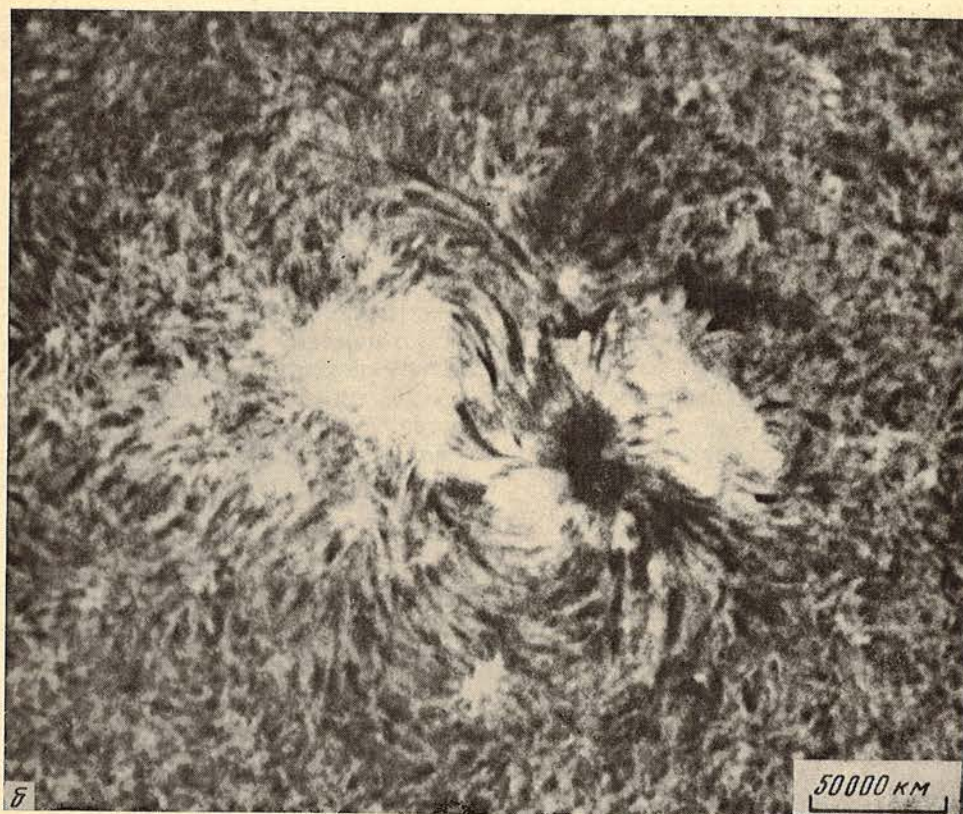
$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_e}, \quad (2)$$

где n_e — концентрация электронов, v_e — частота столкновения электронов, m_e — масса электрона.

Вычисления, основанные на теории парных столкновений (выражение (2)), дают значение величины проводимости плазмы в солнечной атмосфере $\sigma \approx 10^{13}$ CGSE [14] (величина проводимости в тени пятна может составлять 10^8 — 10^9 CGSE [15, 16]). Даже в области температурного минимума невозмущенной атмосферы Солнца, как показали наши вычисления на основании выражения (2) с учетом только парных столкновений для Н. S. модели сол-

Рис. 6. То же, что на рис. 4, для 8.VIII 1976 г.





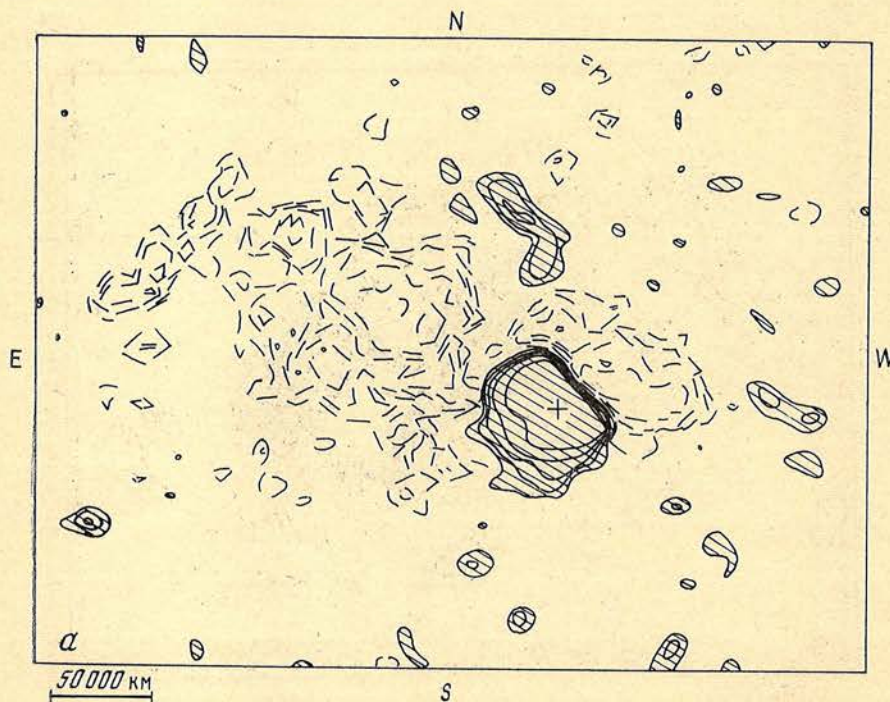
нечной атмосферы [17], значение проводимости составляет $\sigma \sim 10^{11}$ CGSE. Как мы видим, все значения проводимости солнечной плазмы (кроме тени пятна), вычисленные на основе теории парных столкновений, на 2—4 порядка выше найденной нами из наблюдений величины. Поэтому мы предполагаем, что перезамыкание силовых линий поля связано с аномальным сопротивлением плазмы. Оно, в частности, может появиться при развитии ионно-звуковой турбулентности [18]. Значение эффективной частоты столкновений ν_e в выражении (2) теперь определяется рассеянием электронов на флуктуациях поля ионно-звуковых волн. По порядку величины оно равно частоте плазменных колебаний [18]:

$$\nu \approx \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}},$$

а значение проводимости для хромосферной плазмы ($n_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [17]) становится $\sigma \approx 10^9$ CGSE. Значение проводимости, полученное с учетом коллективных взаимодействий плазмы, совпадает по порядку величины с тем, которое было найдено нами из наблюдений. Таким образом, мы видим, что именно это значение проводимости может обеспечить перезамыкание силовых линий магнитного поля в хромосфере Солнца. Однако не исключено, что за наблюдаемое изменение структуры магнитного поля ответственны оба процесса, а именно: изменение наклона поля в процессе эволюции активной области и процесс перезамыкания силовых линий.

20 апреля 1979 г.

Рис. 7. То же, что на рис. 4, для 9.VIII 1976 г.



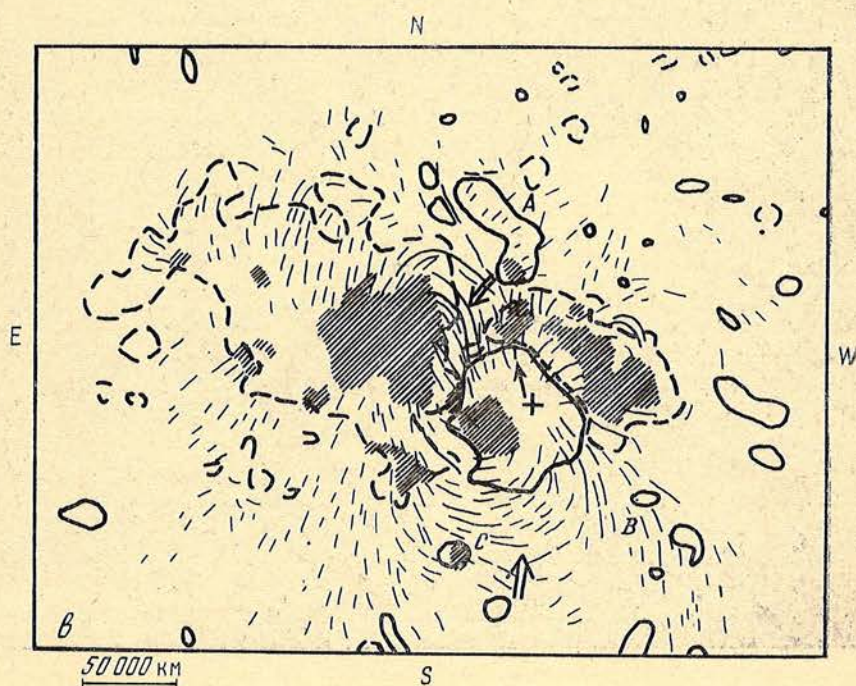
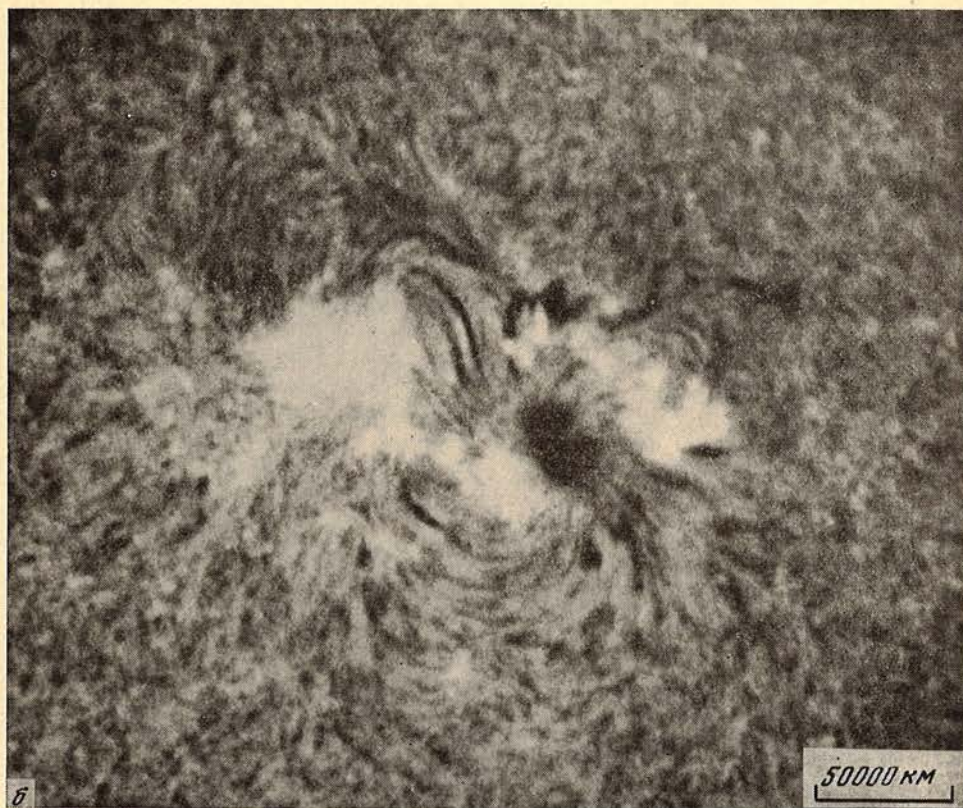
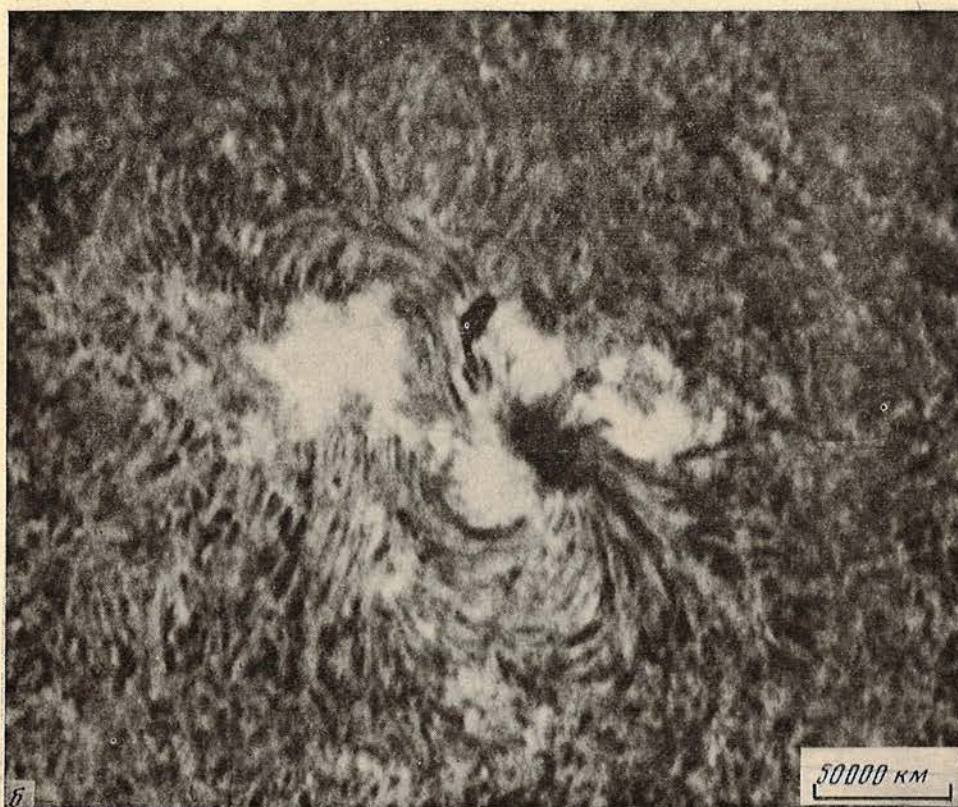
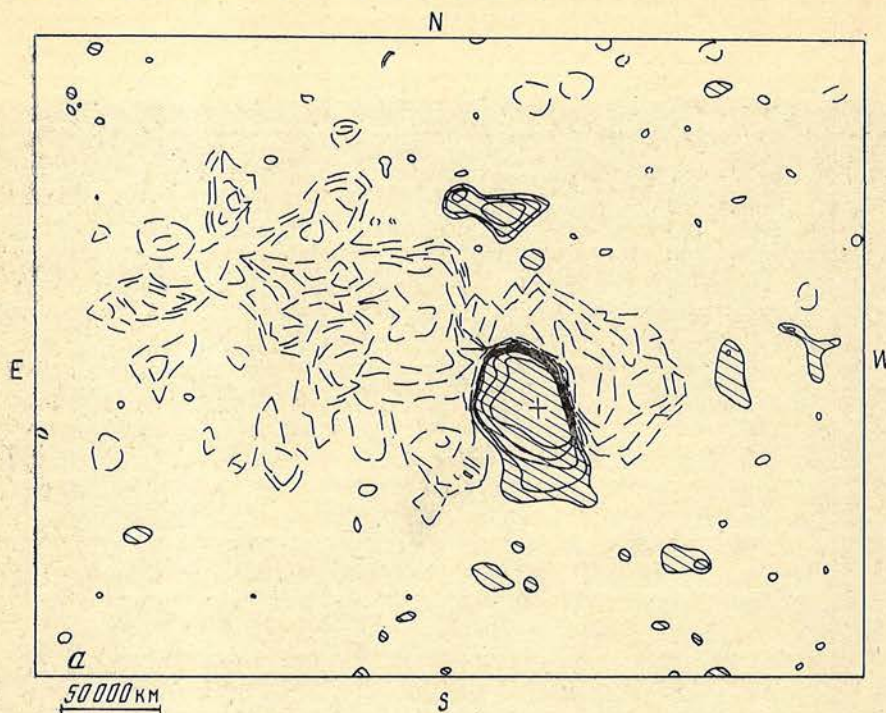
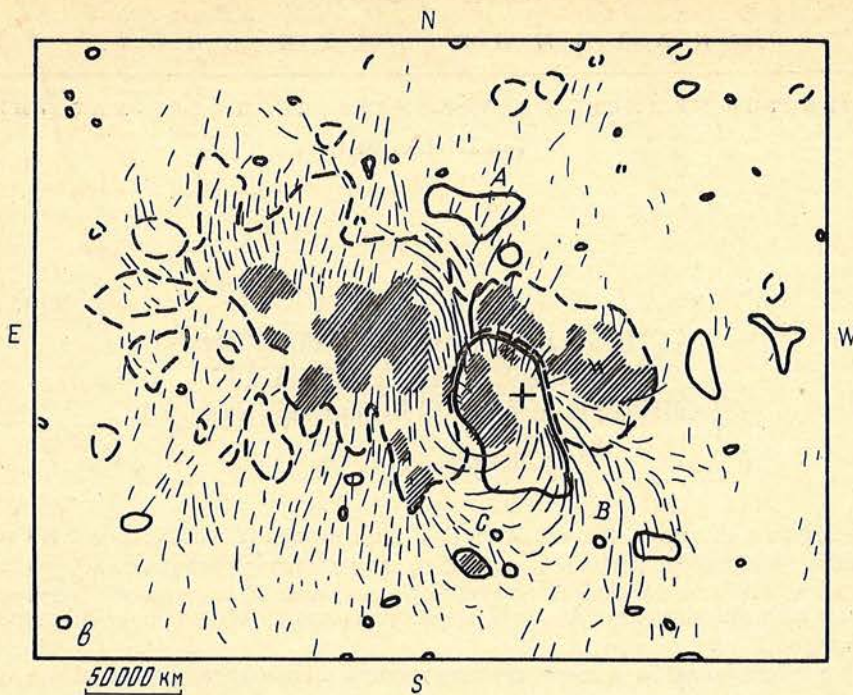


Рис. 8. То же, что на рис. 4, для 10.VIII 1976 г.





Литература

1. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, с. 34.
2. Степанов В. Е. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, с. 52.
3. Цан Т. Т. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, с. 200.
4. Zombeck M. V., Vaiana G. S., Haggerty R. et al. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, 38, N 1, p. 69.
5. Зверева А. М., Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, с. 97.
6. Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, с. 181.
7. Бабин А. Н. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, с. 79.
8. Solar geophysical data Boulder, 1973, N 349—352; 1974, N 361—366; 1975, N 372—376; 1976, N 386—387; 1978, N 409, 411, part I.
9. Бумба В. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, с. 212.
10. Степанов В. Е., Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, с. 166.
11. Гонасюк С. И., Степанов В. Е. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, с. 194.
12. Krat V. A. — *Solar Phys.*, 1972, 87, p. 39.
13. Брагинский С. И. — В кн.: Вопросы теории плазмы, вып. 1. М.: Госатомиздат, 1963, с. 183.
14. Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики. М.: Наука, 1966, с. 20.
15. Schroeter E. H. — In: *Atti del Convegno sulle Macchie Solari*, 1964. Firenze: G. Barbera Editore, 1966, p. 222.
16. Копецкий М., Kuklin G. V. — *Bull. Astron. Cheskosl.*, 1966, 17, p. 45.
17. Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W., Cuny Y. — *Solar Phys.*, 1971, 18, p. 347.
18. Кадомцев Б. В. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976, с. 210.

УДК 523.75

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В ОБЛАСТИ McMath 9740 (октябрь 1968 г.)

М. Б. Огирь, Т. Т. Цап

Исследуется активная область McMath 9740 в период 26—30.X, 1 и 2.XI 1968 г. Магнитные поля (продольная и поперечная составляющие) записывались по линии Fe I $\lambda 5250$ Å. Всего за указанный период было получено 28 карт поля. Одновременно с записью магнитного поля проводилась кинорегистрация области в свете линии H_{α} .

Получено, что:

1) вспышки балла Sn и выше группировались в определенных временных интервалах, образуя серии вспышек. Промежутки времени между сериями в максимуме вспышечной активности в среднем были близки к 30 мин, а в остальные периоды эволюции области — к полутора часам; предполагается, что это время характерно для накопления энергии в активной области в разные периоды ее эволюции;

2) промежутки времени между моментами возникновения вспышек внутри серий в 70% случаев оказались заключенными в пределах от 2 до 10 мин;

3) в большинстве случаев серии вспышек, а также мощные вспышки в исследуемой группе пятен начинались с появления поярчений на границе с соседней группой;

4) все вспышечные очаги в области располагались вблизи нулевых линий продольного магнитного поля. Мощные вспышки возникали в местах сильных поперечных полей. Перед этими вспышками наблюдалось скрещивание векторов поперечного поля под углом 90° ;

5) время от времени в активной области происходило сближение магнитных холмов, завершавшееся мощными вспышками. Во время этих вспышек холмы раздвигались, а по их окончании вновь сближались;

6) магнитная энергия области показала ход, аналогичный ходу вспышечной активности. В связи с сильными вспышками она существенно изменялась — при этих вспышках магнитная энергия заметно падала, а после них вновь возрастала.

Полученные результаты об изменении фотосферных магнитных полей при сильных вспышках подтверждают то, что было ранее получено в Крымской обсерватории.

STRUCTURE OF MAGNETIC FIELD AND FLARE ACTIVITY IN THE ACTIVE REGION McMATH 9740 (OCTOBER 1968), by M. B. Ogir, T. T. Tsap. — The active region McMath N 9740 during the period from October 26 to November 2, 1968 (with exception of October 31) is studied. Longitudinal and transversal components of solar magnetic field were recorded in Fe I $\lambda 5250$ Å line. The 28 magnetic maps were obtained for this period. The magnetic field observations were accompanied by simultaneous H_{α} cinematography of this region.

It was found that:

1) flares of the importance of Sn and higher were grouped in definite time intervals, forming series of flares. The time intervals between the series during the maximum of flare activity were in the average near to 30 min and near to an hour and a half in other periods of active region evolution. It is supposed that this time is characteristic for energy accumulation during different periods of the evolution of the active region;

2) the time intervals between the times of the appearance of flares for each of the series were within the limits of 2 and 10 min in 70% of cases;

3) in the most number of cases the series of flares as well as big flares in the observed sunspot group began by brightenings on the border with next group;]

4) all the points of the first appearance of flares were located very close to the neutral line of longitudinal magnetic field. Strong transversal magnetic fields were observed in the points of the first appearance of big flares. Before these flares the crossings at an angle of 90° of the vectors of transversal magnetic field have taken place;

5) from time to time in the active region the magnetic hills moved toward each other which culminated in big flares. During the flares the hills were moving apart and after the flares they were brought together again;

6) the behaviour of the magnetic energy in active region was analogous to that of the flare activity. The major flares are accompanied by essential magnetic energy changes: during the flares the magnetic energy decreased considerably and after the flares it recovered.

The obtained results of the photospheric magnetic fields changes during the major flares are in agreement with the results obtained earlier in Crimean observatory.

Начатые еще в 1957 г. А. Б. Северным в Крымской астрофизической обсерватории систематические исследования магнитных полей в активных областях на Солнце привели к заключению, что в атмосфере Солнца трудно найти источник, кроме магнитного поля, способный обеспечить наблюдаемое во вспышке выделение энергии как в виде космических лучей, так и механической, тепловой и энергии излучения. В больших вспышках энерговыделение достигает 10^{32} эрг за время 10^3 с. Еще тогда было найдено, что вспышки появляются в области нулевой линии продольного магнитного поля [1—3]. Кроме того, А. Б. Северным впервые было обнаружено, что после вспышки густота изогauss в ее районе уменьшается, магнитная структура как бы расширяется, а плотность силовых линий уменьшается. Оказалось, что в областях возникновения вспышек $\nabla H_{\parallel} > 0,1$ Гс/км. Сравнение карт продольного магнитного поля до и после вспышки показало упрощение структуры поля и уменьшение градиентов после вспышки [3]. Далее была установлена связь между величиной градиента поля и мощностью вспышек [4]. Было также замечено изменение конфигураций пятен при вспышках [4, 5].

Тесная связь между мощностью вспышек и величиной градиента магнитного поля была затем подтверждена на большом наблюдательном материале [6, 7]. В [8—10] впервые было обращено внимание на то, что в области возникновения вспышек, даже если они лежат на линии $H_{\parallel} = 0$, наблюдаются сильные поперечные магнитные поля. А. Б. Северным было найдено [9—11], что поперечные поля в местах вспышек обнаруживают скрещение или «смыкание» полей разных направлений, контакты противоположно направленных векторов.

Некоторые авторы отметили, что появлению вспышек обычно предшествует возникновение новых пятен или пор, а также их усиление [12—16]. Согласно [13, 14, 17] вспышки обычно возникают тогда, когда магнитный поток в развивающихся магнитных элементах одной полярности убывает, а поток другой полярности растет. Детальное изучение эволюции магнитного поля в активных областях, где произошли сильные протонные вспышки, показало, что результирующий магнитный поток $\Phi = F_S - F_N$ через активную область достигает своего максимального значения перед вспышкой и существенно убывает во время вспышки. Электродвижущая сила через проводящий контур, охватывающий активную область, оказалась близкой к энергии протонов, генерируемых при мощных вспышках [11]. Наличие изменений величины разбаланса магнитных потоков отмечалось также в [13, 14, 17—19]. На изменение магнитных полей в связи со вспышками указывалось в [20—28].

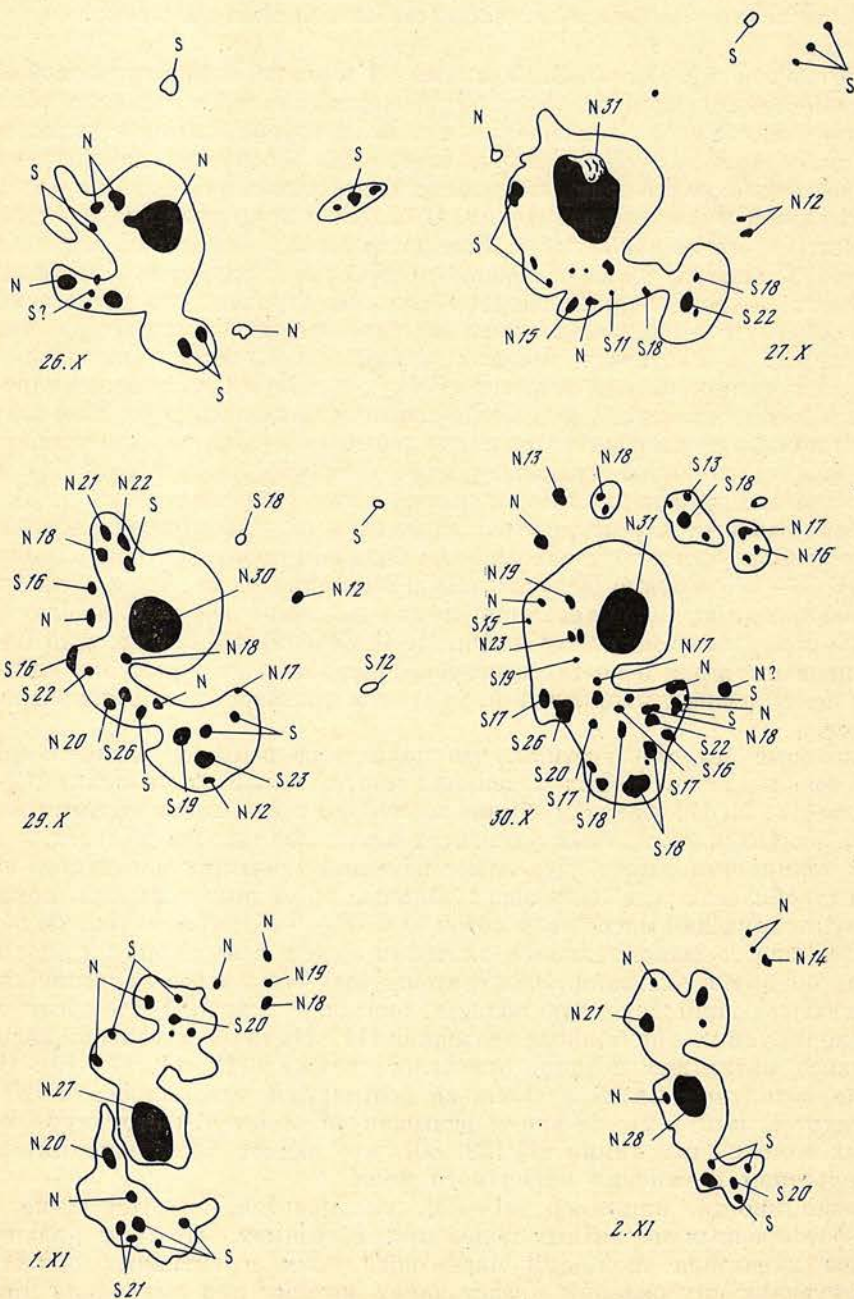
Следует отметить, что во время вспышек изменяется и структура хромосферных волокон в линии H_{α} [29, 30], что может быть дополнительным свидетельством изменения магнитного поля.

Однако иногда, например [31—33], указывается, на отсутствие изменений фотосферных магнитных полей при вспышках. Поэтому дальнейшее изучение характера эволюции магнитного поля в активных областях и сопутствующих ему явлений представляет интерес для выяснения природы

хромосферных вспышек — этого сложного и наиболее выдающегося явления, происходящего в атмосфере Солнца.

Нами предпринято изучение магнитных полей и вспышечной активности в области McMath 9740, проходившей по видимому диску Солнца с 22.X по 3.XI 1968 г. Предварительные результаты изучения магнитных полей этой области изложены в [18], где наряду с рассмотрением поведения магнитного поля в связи со вспышками проведено подробное его сопоставление с ходом интенсивности радиоизлучения на волне 3 см, которое регистрировалось одновременно с магнитными полями.

Магнитные поля записывались на магнитографе Крымской обсерватории [34] по линии Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$. Сканирование активной области велось вдоль суточной параллели через интервалы $6''{,}5$. Ширина и высота входной щели



спектрографа составляли 2,5 и 9" соответственно. При этих условиях сканируемый участок записывается без скважности между соседними разрезами. Поперечные магнитные поля записывались одновременно с продольными методом, изложенным в [35, 36]. Окончательные записи представлены в виде карт изогаусс для продольного поля и карт азимутов вектора $\mathbf{H}$ в картинной плоскости для поперечного поля. Длина черточек на картах поперечного поля равна величине $\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2}$, где δ_1 и δ_2 — оба сигнала от поперечного поля. Чтобы не загромождать рисунки, все стрелки, длина которых больше 10 мм, сделаны одинаковыми. В табл. 1 приведены сведения о полученных записях магнитного поля.

Одновременно с наблюдениями на башенном солнечном телескопе про-

водились и наблюдения на коронографе Крымской обсерватории в линии H_α с помощью ИПФ фирмы Halle, имеющего ширину полосы пропускания 0,5 Å. Самый лучший наблюдательный материал был получен в период 26—30.X, а также 1 и 2.XI. Этот материал и был использован для сопоставления вспышечной активности в области 9740 с ее магнитной структурой.

1. Особенности строения активной области и ее вспышечная активность

В области 9740 фактически располагались две группы пятен. Изучаемая нами группа находилась в восточной части области. Все ее ядра входили в общую полутень. Как видно на рис. 1, эта группа заметно изменялась и усложнялась ото дня ко дню. Другая, более западная группа, наоборот, была уже на спаде развития — при выходе из-за края в ней оставались лишь хвостовые S-пятна, которые 30.X уже совсем исчезли (рис. 1). Благодаря соседству с этой группой мощные N-пятна исследуемой области оказались окруженными со всех сторон S-полем. Это отчетливо видно на картах магнитных полей всего диска Солнца, полученных

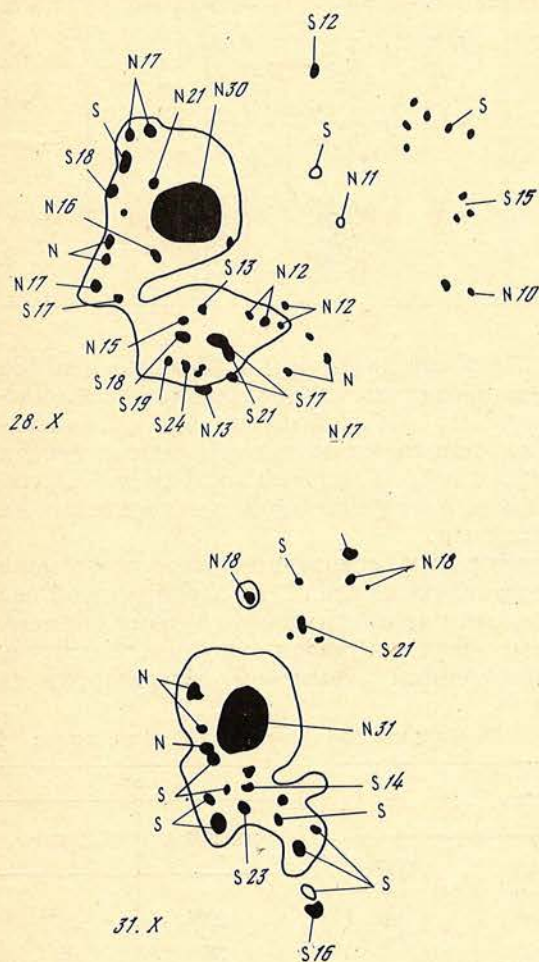


Рис. 1. Зарисовки пятен в области McMath 9740 и их магнитные поля

на обсерватории Маунт-Вилсон и опубликованных в [38]. На рис. 2 приведены два фрагмента этих карт для 27 (а) и 28.X (б). Обе группы соединяются между собой флоккулами и системой H_α -волоконцев. Полученный нами наблюдательный материал относится лишь к восточной группе пятен.

По кинофильмам зарисовывались узлы всех вспышек, включая и субвспышки, в начальный момент их появления, что позволило получить общую картину расположения всех вспышечных узлов для каждого дня наблюдения. Во всех семи случаях оказалось, что вспышки распределены в пределах группы не беспорядочно, а собираются в определенных местах — анало-

Таблица 1

Дата, 1968 г.	Время записи, УТ		Поле		Дата, 1968 г.	Время записи, УТ		Поле	
	начало	конец	$H_{\parallel}$	$H_{\perp}$		начало	конец	$H_{\parallel}$	$H_{\perp}$
26.X	6 ^h 05 ^m 8 50 11 20	6 ^h 20 ^m 9 30 12 08	$\parallel$ $\parallel$ $\parallel$	$\perp$ $\perp$ $\perp$	29.X	5 ^h 49 ^m 6 00 7 03 8 04	5 ^h 50 ^m 6 45 7 40 8 40	$\parallel$ $\parallel$ $\parallel$ $\parallel$	$\perp$
27.X	5 05 7 55 11 00 12 45	6 05 8 45 11 35 14 20	$\parallel$ $\parallel$ $\parallel$ $\parallel$	$\perp$ $\perp$ $\perp$ $\perp$		10 55 11 50 13 38	11 35 12 27 14 00	$\parallel$ $\parallel$ $\parallel$	$\perp$
28.X	5 07 5 50 10 00 11 20 12 30	5 42 6 25 10 40 12 18 13 27	$\parallel$ $\parallel$ $\parallel$ $\parallel$ $\parallel$	$\perp$	30.X	7 55 9 24	8 50 10 30	$\parallel$ $\parallel$	$\perp$
					1.XI	7 33 8 38 10 55	8 30 9 28 11 15	$\parallel$ $\parallel$ $\parallel$	$\perp$ $\perp$ $\perp$
					2.XI	6 25 7 30 9 35 11 40	7 10 9 25 11 40 12 15	$\parallel$ $\parallel$ $\parallel$ $\parallel$	$\perp$ $\perp$ $\perp$ $\perp$

гично тому, что отмечалось еще в [37]. Были проведены огибающие центров вспышечных узелков там, где они группировались, что обозначило очаги вспышечной деятельности. Каждому очагу был дан свой номер, причем начальные номера в основном имеют очаги, расположенные в центральных частях группы. На рис. 3 приведены для семи дней наблюдений исследуемой активной области по одной карте продольного магнитного поля с нанесенными на них пронумерованными очагами вспышек.

Далее было построено распределение всех вспышечных узлов по времени их появления и по очагам. Оно представлено на рис. 4, по вертикальной оси приведены номера очагов. Вертикальными черточками с загнутыми концами отмечен момент появления вспышки в соответствующем очаге. Под осью времени указан балл вспышек по наблюдениям Крымской обсерватории (в

Таблица 2

Дата, 1968 г.	Δt_1	Δt_2
26.X	1 ^h 52 ^m 1 30	50 ^m 1 06
27.X	1 34	50 1 08 52
30.X	1 28	1 50 1 33
1.XI	1 38	1 1 29
2.XI	1 34 1 46	1 48 1 58
	$\Delta t_{1cp} =$ $= 1^h 37^m$	$\Delta t_{2cp} =$ $= 1^h 16^m$

Таблица 3

Дата, 1972 г.	Δt
4.VI	1 ^h 40 ^m
7.VI	50 1 00 45
9.VI	1 30
25.VII	1 30
28.VII	50 45 55 1 00 15 1 30
6.IX	1 45 1 35 1 50 1 60 2 00
	$\Delta t_{cp} = 1^h 19^m$

Таблица 4

Δt	
28.X 1968 г.	29.X 1968 г.
23 ^m 38 38 36 34 34 28 25	23 ^m 42 20 29 20 27 31 22 23 19
$\Delta t_{cp} = 32^m$	$\Delta t_{cp} = 26^m$

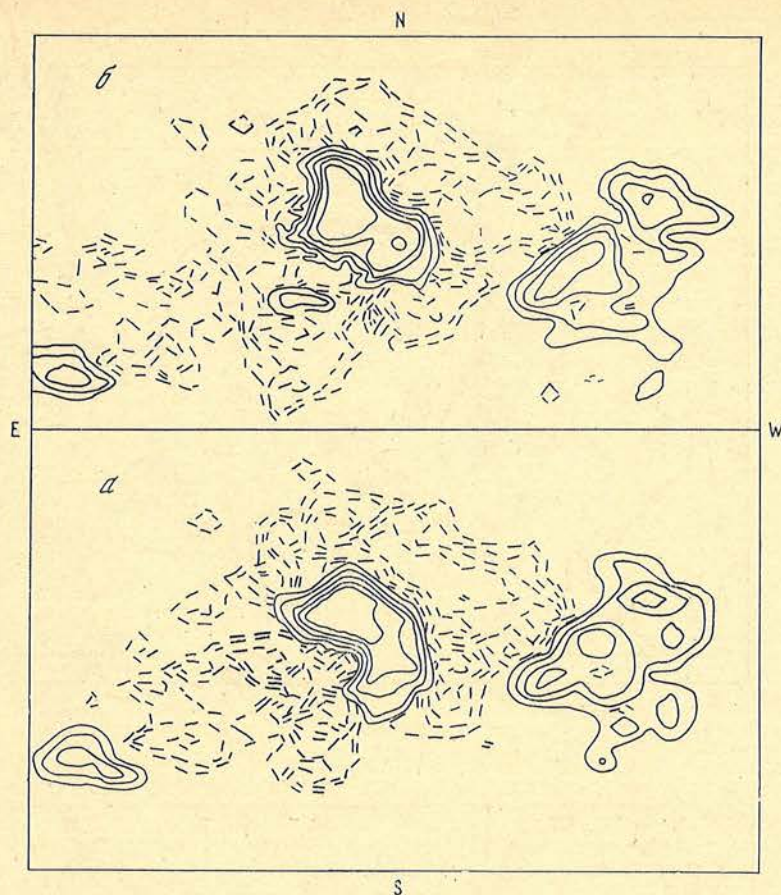


Рис. 2. Структура магнитного поля в области 9740, согласно [38]

a — 27.X.1968 г., *б* — 28.X.1968 г.; сплошные линии — изогауссы [поля северной полярности; штриховые — изогауссы поля южной полярности]

кружках), начиная с балла 1п. Здесь же приведены баллы вспышек и их длительности (точки) по данным [38]. Заштрихованными областями отмечены интервалы времени, когда не было наблюдений.

Построенные диаграммы позволили заметить следующие особенности вспышечной активности в данной группе пятен.

1. Максимальное число вспышек имело место 29.X. Это находится в согласии с [39], где было подсчитано число вспышек и время, занятое ими, для каждого дня (см. рис. 5, взятый из [39]).

2. Распределение вспышек по времени различно в разные моменты эволюции активной области. В периоды до максимума вспышечной активности (26 и 27.X) и после него (30.X, 1 и 2.XI) вспышки обнаружили тенденцию группироваться в определенных временных интервалах, образуя серии. Между ними видны промежутки времени, когда вспышек было очень мало или совсем не было. В табл. 2 приведены оценки интервалов времени между сериями вспышек Δt_1 и длительностей серий Δt_2 для тех случаев, когда серии выделяются достаточно уверенно. Оба эти интервала получились довольно близкими и в среднем равны полутора часам.

С этим результатом можно связать полученные ранее одним из авторов [40] значения периодов Δt изменения яркости узлов водородных флоккулов в развивающихся группах пятен. Эти значения приведены в табл. 3, откуда видно, что они близки к значениям Δt_1 и Δt_2 . Возможно, характерное время накопления энергии в активной области, которая затем освобождается во время вспышек, в среднем равно примерно полутора часам.

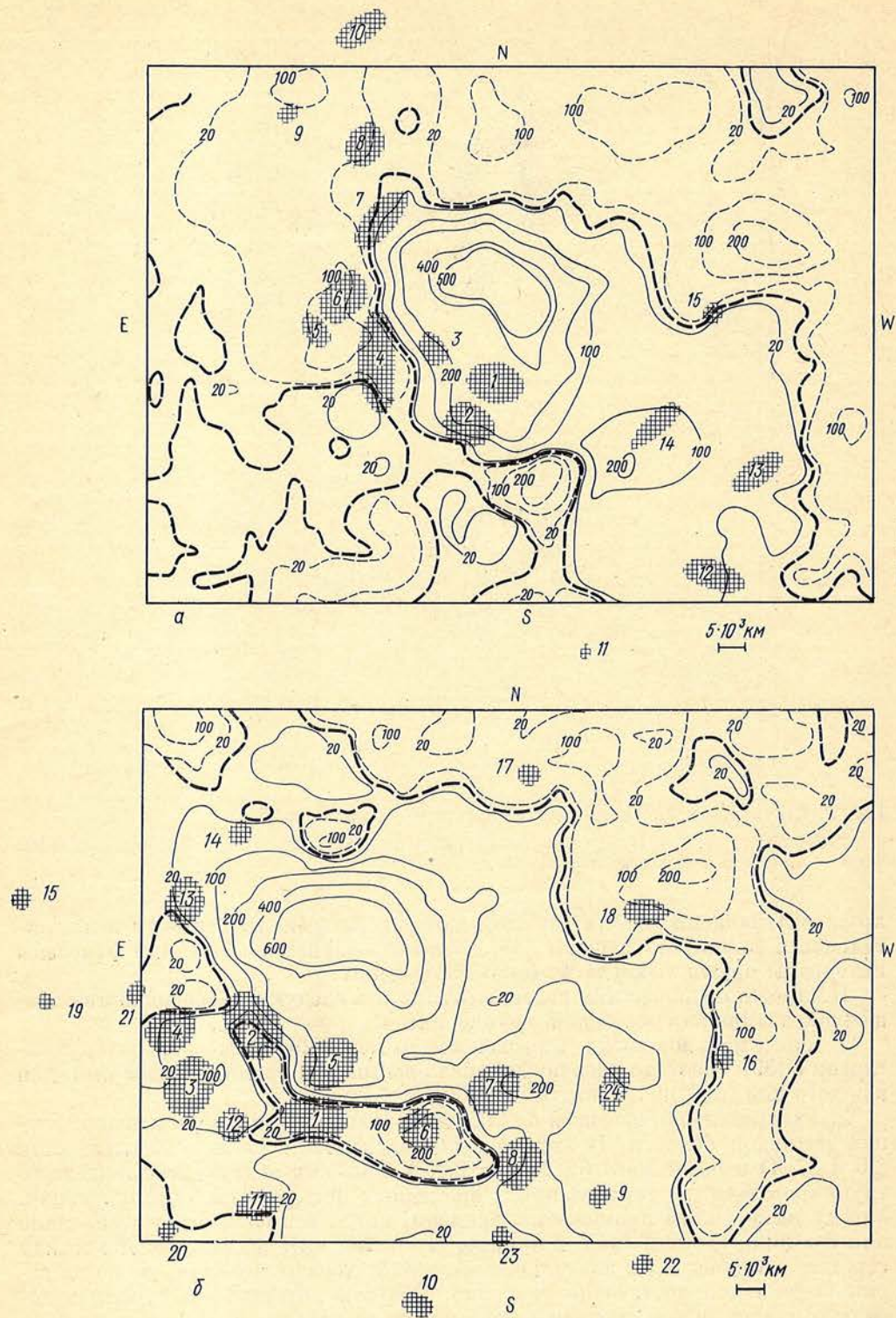


Рис. 3. Карты продольного магнитного поля и очаги вспышек
Дата и время записи поля: а — 26.X, 8^h50^m — 9^h30^m; б — 27.X, 5^h05^m — 6^h05^m;

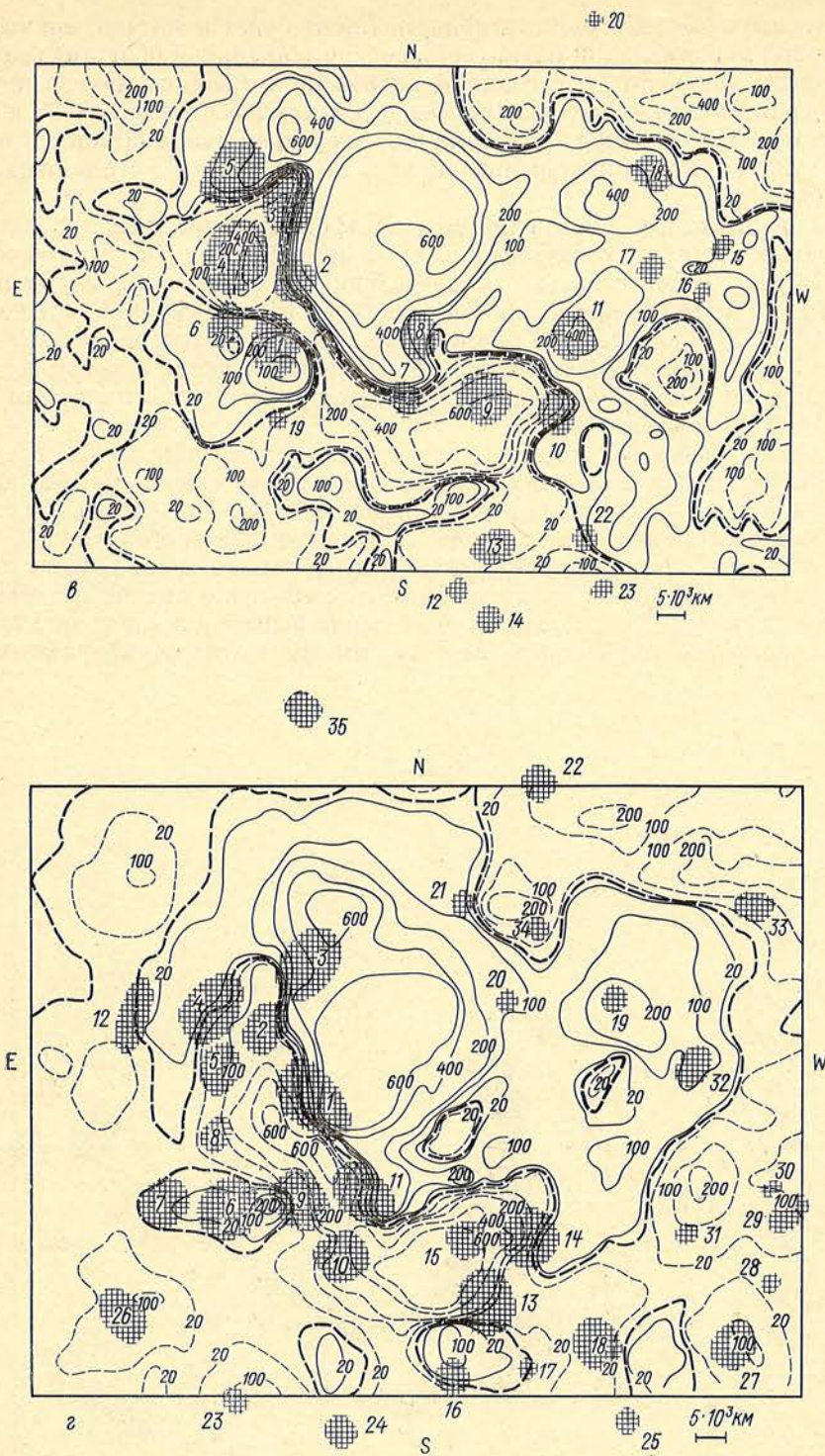


Рис. 3. (продолжение)

а — 28.X, $11^h_{20}m$ — $12^h_{18}m$ (положение очага № 21 вышло далеко к западу, за пределы карты);
 б — 29.X, $10^h_{55}m$ — $11^h_{35}m$;

В максимуме вспышечной активности (ниже будет показано, что это также и период максимальной магнитной энергии в активной области) вспышки происходили так часто, что серии практически сливались друг с другом. Приближенные оценки интервалов между сериями вспышек для 28 и 29.X приведены в табл. 4, откуда видно, что они в среднем равны 30 мин, т. е. возможно, что в это время накопление энергии в активной области происходило очень быстро.

3. Как видно из диаграмм, в пределах каждой серии вспышек происходило много малых вспышек, следующих одна за другой через довольно короткое время. На рис. 6 представлено распределение промежутков времени между моментами возникновения всех малых вспышек внутри серий за все дни наблюдения. В 70% случаев эти промежутки оказались заключенными в пределах от 2 до 10 мин. Возможно, что процесс освобождения энергии в активной области во время серий вспышек происходит дискретно в среднем с периодом от 2 до 10 мин.

4. В подавляющем большинстве случаев вспышки возникали одновременно в ряде очагов, которые в одних случаях были расположены близко друг к другу, а в других — удалены на расстояния до 70 000—90 000 км. Это своего рода симпатические вспышки в пределах одной активной области.

5. Чаще всего вспышки происходили в центральной части группы пятен. Периферийные очаги, как правило, были гораздо менее активными. Однако диаграммы показали, что в ряде случаев серии вспышек в изучаемой группе пятен начинались с появлением вспышек именно в этих периферийных оча-

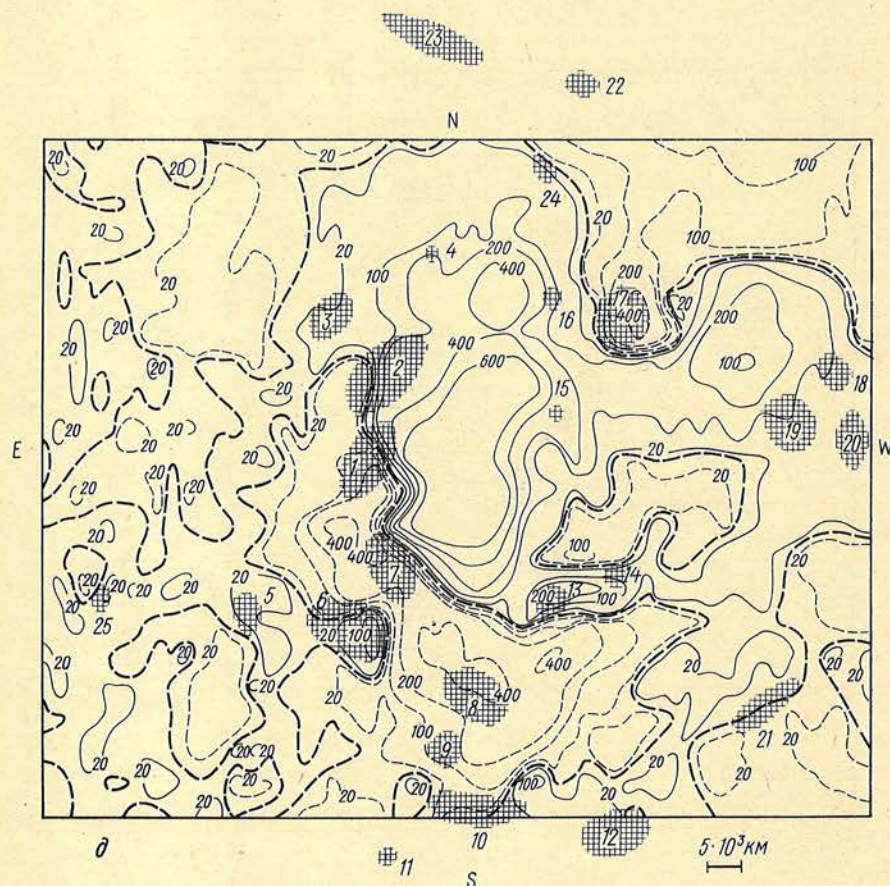


Рис. 3. (продолжение)

∂ — 30.X, $9h24m$ — $10h30m$;

гах. Это отчетливо видно, например, 28.X около 11^h; 29.X — около 8, 10 и 12^h; 30.X — после 12^h, 1.XI — после 12^h. Кроме того, перед сильными вспышками также наблюдалась активизация периферийных очагов (см., например, 29.X перед вспышками 2n и 2b; 30.X перед вспышкой 2n; 1.XI перед вспышкой 1b).

Как видно из рис. 3, периферийные очаги в основном располагались вблизи нулевой линии продольного магнитного поля, разделяющей N-поля изучаемой группы и S-поля соседней западной группы.

H_α-фильтрограммы показали, что они находились у оснований системы H_α-волокон, соединяющих обе группы, т. е. возможно, физическое взаимодействие между соседними группами стимулировало появление вспышек в пределах всей активной области. Это согласуется с результатами, полученными одним из авторов [41].

Если принять, что происходит передача возбуждения от одних поярчений к последующим, то получаются скорости, которые в большинстве случаев лежали в пределах от 20 до 100 км/с, что близко к скоростям волн Альвена в хромосфере.

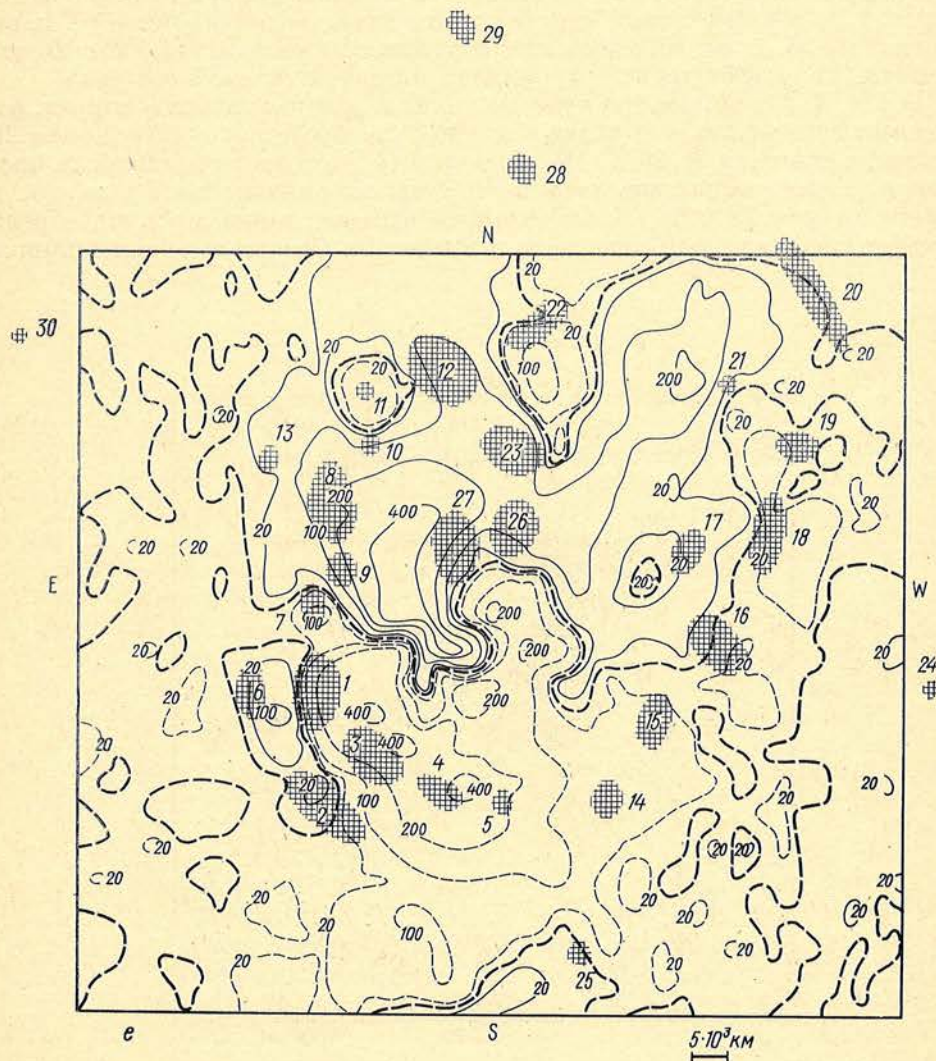


Рис. 3. (продолжение)

• — 1.XI, 10^h55^m — 11^h15^m;

2. Магнитные поля в активной области

Как видно из рис. 3, все очаги вспышек располагались вблизи нулевых линий продольного магнитного поля, как это впервые было отмечено в [1—3]. Больше всего их было там, где сложнее структура поля — в тех местах, где близко расположены несколько холмов противоположной полярности, т. е. в области сильных горизонтальных градиентов $H_{\parallel}$. Наличие нескольких карт продольного поля за каждый день позволило в ряде случаев заметить некоторые особенности в характере изменения структуры поля в связи со вспышечной активностью.

Если 26.X, когда в группе не было сильных вспышек, все три карты поля были очень похожими и не показали никаких существенных изменений, то 27.X уже видны резкие изменения в области, где произошла вспышка 2n. На рис. 7, а для сравнения приведены две нулевые линии $H_{\parallel}$ по картам, полученным до и во время вспышки. На рисунках цифрами отмечены центры холмов, ближайших к месту сильной вспышки и указаны их полярности. Во время вспышки произошли разрыв S-поля в области холмов 3S и 5S и объединение холмов 1N и 4N (это отмечалось также в [18]).

На картах, полученных 28.X, видно, что холмы 5S, 3S и 2S вновь объединились, т. е. восстановилась довыспечная ситуация поля. Все пять карт, полученные 28.X, не показали никаких существенных изменений. Можно отметить, что в этот день не произошло ни одной сильной вспышки.

На рис. 7, б нанесены три нулевые линии $H_{\parallel}$, относящиеся к картам, полученным непосредственно перед вспышкой $2n$, после нее и до вспышки $2b$ и во время вспышки $2b$ 29.X. Можно заметить, что перед вспышкой $2n$ произошло резкое вторжение холмов $4N$ с одной стороны и $1N$ с другой в область холмов $2S$ и $5S$. После вспышки нулевые линии здесь приобрели примерно такой вид, как задолго до вспышки $2n$. Однако во время вспышки

电 17

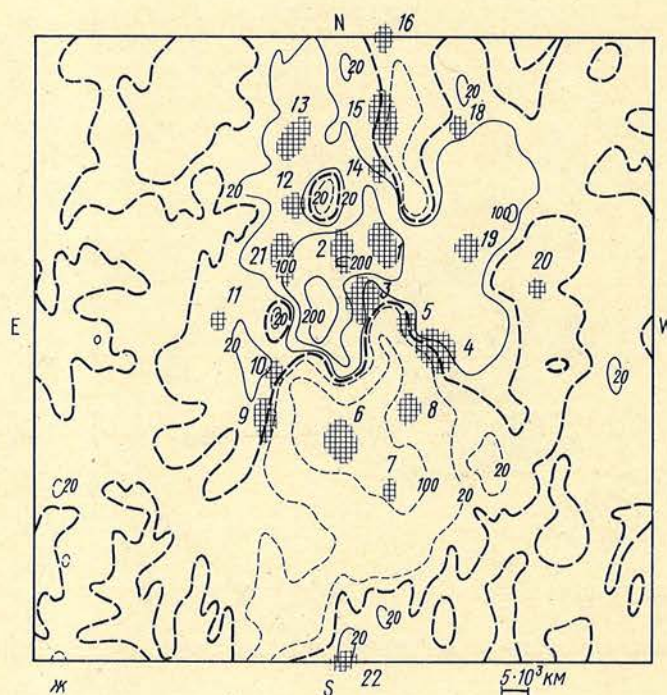


Рис 3. (окончание)

эс — 2.XI, $7^h 30^m$ — $9^h 25^m$. Сплошные линии — изогауссы поля северной полярности; штриховые — южной полярности, заштрихованные участки — очаги выпешек. Время мировое

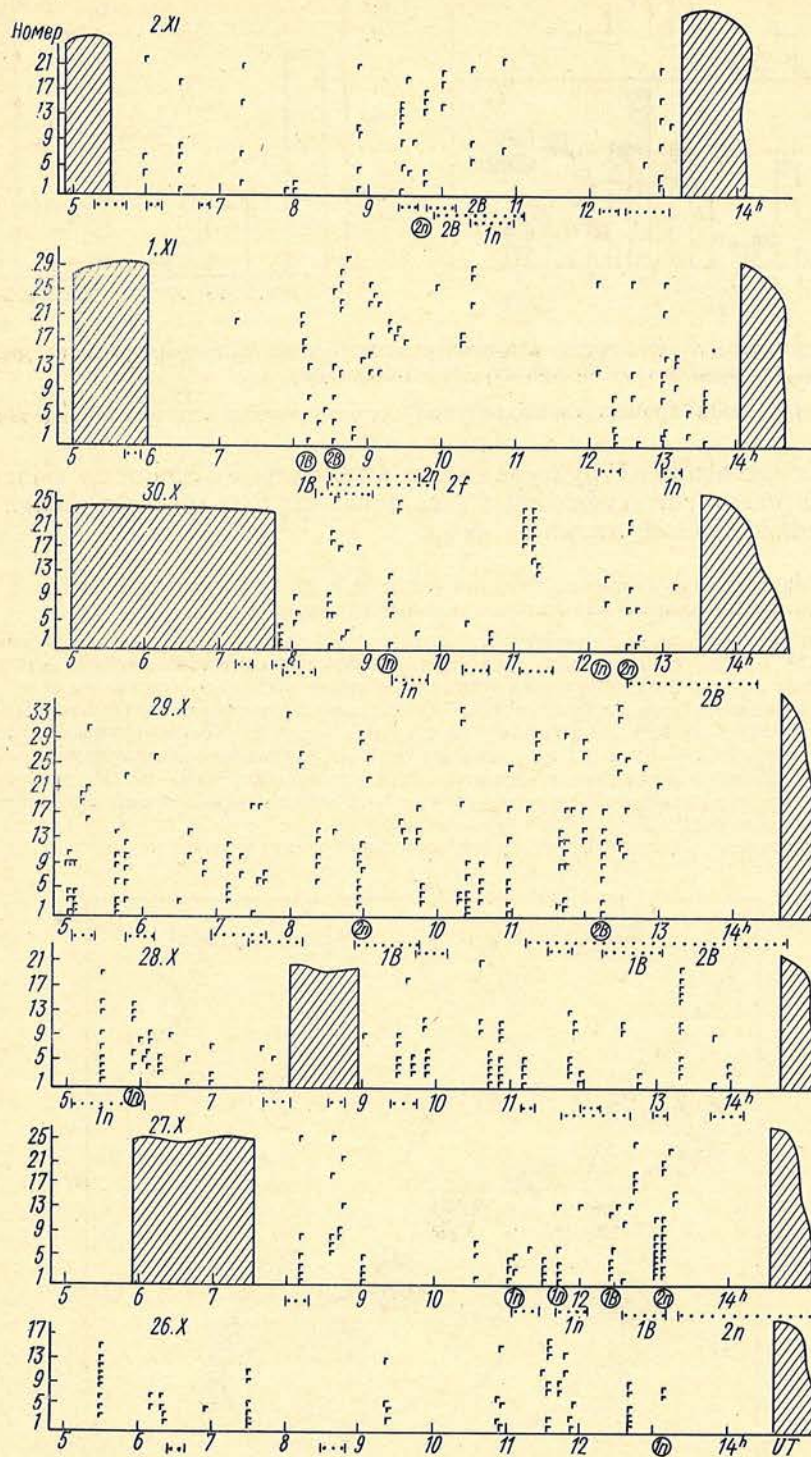


Рис. 4. Распределение вспышек по времени их возникновения и по очагам

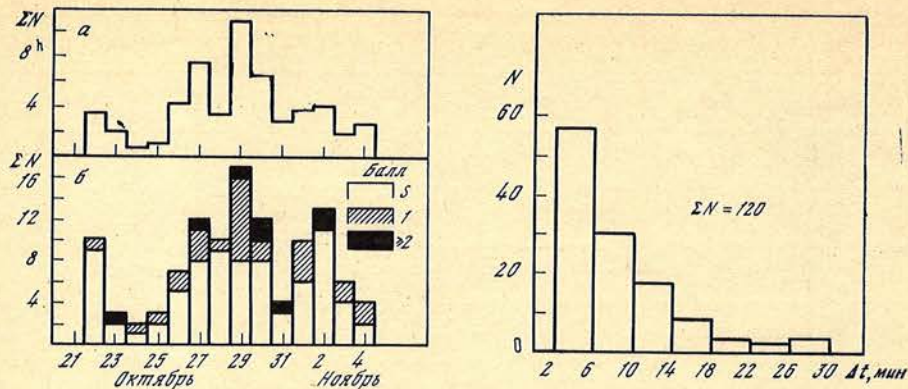


Рис. 5. Суммарное за день число вспышек разных баллов (а) и суммарная за день продолжительность вспышечной активности (б) согласно [39]

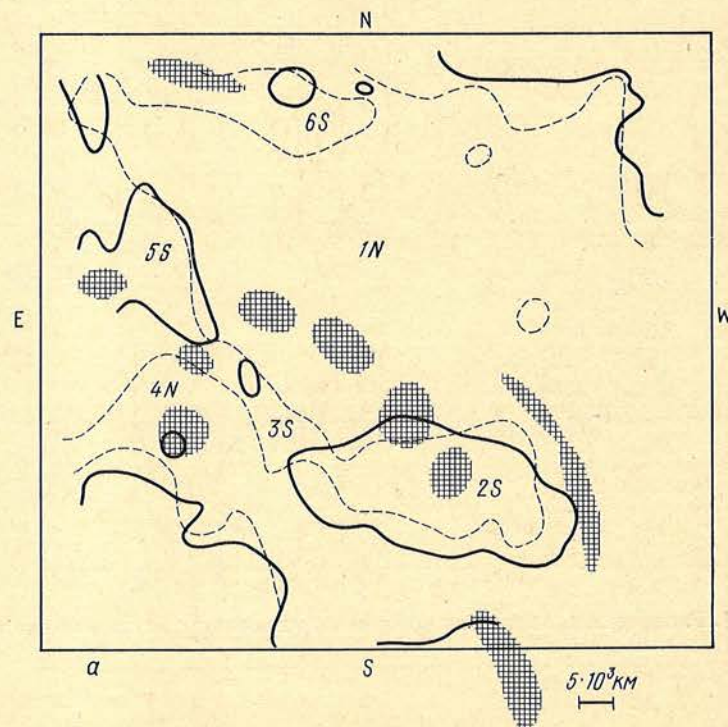
Рис. 6. Распределение промежутков времени между появлениями вспышек в пределах серий

2b резких изменений в структуре поля и виде нулевых линий не обнаружено, кроме некоторого смещения к западу слабых S-холмов над холмом 2S и протяженной нулевой линии за ними.

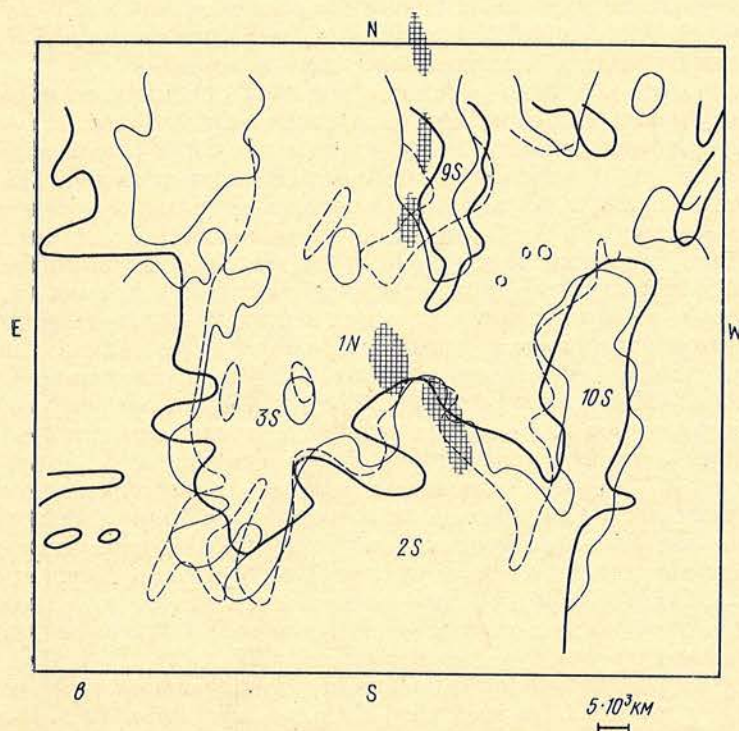
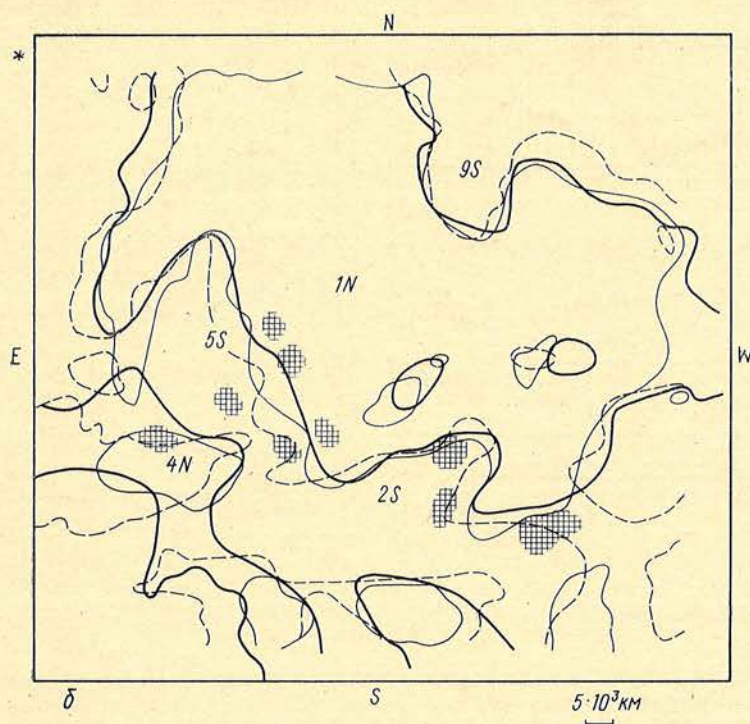
Рис. 7. Сравнение вида нулевых линий продольного поля на картах, полученных в разное время относительно моментов появления сильных вспышек

а — 27.X. Штриховая линия соответствует положению нулевой линии на карте, полученной в интервал времени $7^h55^m - 8^h45^m$ (до вспышки 2a); сплошная линия относится к интервалу $12^h45^m - 14^h20^m$ (во время вспышки 2a); б — 29.X. Штриховая линия соответствует положению нулевой линии на карте, полученной в интервале времени $8^h04^m - 8^h40^m$ (до вспышки 2a); тонкая сплошная линия относится к интервалу $10^h55^m - 11^h35^m$ (после вспышки 2a и перед вспышкой 2b); жирная сплошная линия относится к интервалу $11^h50^m - 12^h27^m$ (после вспышки 2b); в — 2.XI. Тонкая сплошная линия соответствует положению нулевой линии на карте, полученной в интервале времени $7^h30^m - 9^h25^m$ (до вспышки 2b); жирная сплошная линия относится к интервалу $9^h35^m - 11^h40^m$ (во время вспышки 2b); штриховая — относится к интервалу $11^h40^m - 12^h50^m$ (после вспышки 2b).

Заштрихованные места — узлы сильных вспышек в начальный момент их появления



В процессе эволюции активной области к 31.X произошло существенное упрощение структуры магнитного поля в восточной части группы пятен, где располагались основные очаги как сильных, так и слабых вспышек. Вспышка 2b.2.XI уже возникла к западу и северо-западу от холма 1N. На рис. 7, в приведены три нулевые линии, относящиеся к картам, полученным до вспышки 2b, во время и после нее. Из сравнения положения этих нулевых



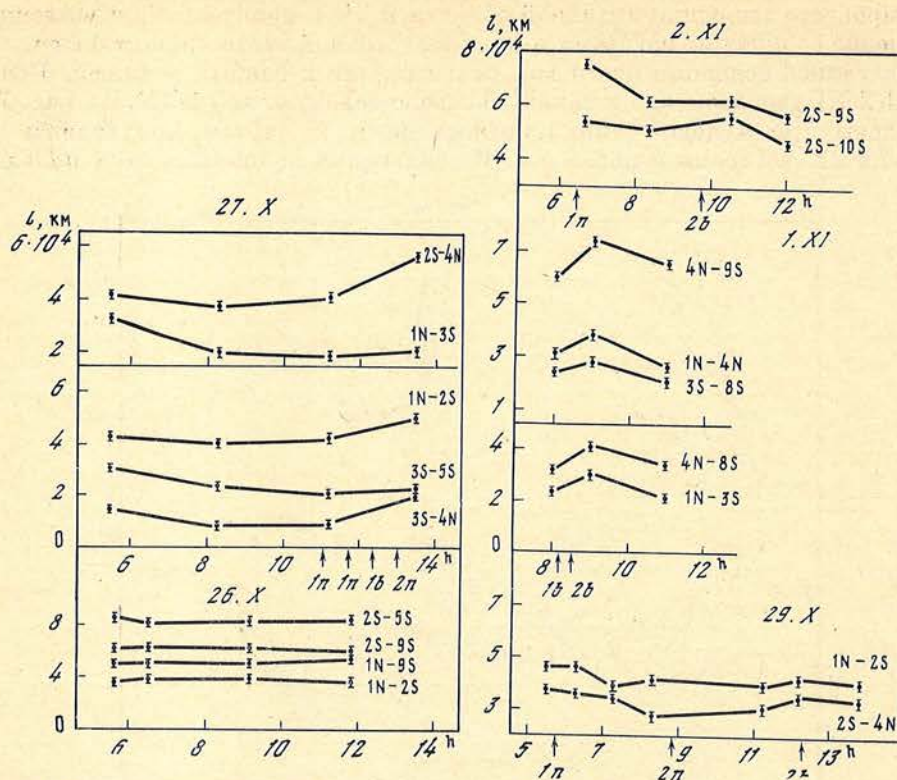


Рис. 8. Изменение расстояний между холмами, ближайшими к месту сильных вспышек

линий можно увидеть, что во время вспышки N-поле как бы стремилось расшириться — виден прорыв его в область холма 2S, некоторое смещение к западу холма 9S, смещение к востоку нулевой линии в восточной части области и исчезновение двух малых S-холмов около холма 1N. После вспышки эти холмы вновь восстановились, а нулевая линия над холмом 2S и на востоке области приблизилась к предвспышечному положению.

Таким образом, уже одно рассмотрение карт продольного поля и сравнение вида нулевых линий на них обнаружило в некоторых случаях (27, 29.X и 2.XI) заметные изменения структуры поля при сильных вспышках. Поскольку этого не наблюдалось в дни без сильных вспышек (26 и 28.X), эти изменения можно связать именно с явлением сильных вспышек.

Далее по всем картам $H_{||}$ были измерены расстояния между несколькими парами холмов, ближайшими к основным очагам сильных вспышек. Эти измерения также показали в большинстве случаев наличие изменений, которые можно связать с возникновением сильных вспышек. Эти изменения проявились в том, что перед сильными вспышками многие пары холмов обнаружили сближение (27, 29.X, перед вспышкой 2n; 2.XI), во время вспышек они раздвигались (27, 29.X во время вспышки 2b; 1 и 2.XI), а по окончании вспышек раздвинувшиеся холмы вновь сблизились (29.X, после вспышки 2b; 1 и 2.XI). Следует отметить, что этого совсем не наблюдалось 26 и 28.X, когда сильных вспышек не было. На рис. 8 показаны наиболее характерные примеры отмеченных изменений. Здесь приведены изменения расстояний между несколькими парами холмов (справа от кривых приведены номера этих холмов с указанием полярности их магнитного поля) со временем. Каждая точка на графиках относится к середине интервала записи магнитного поля (вертикальные черточки обозначают максимальную ошибку измерения положения холма), поэтому надо сказать, что вспышки 2n 27.X, 2b 29.X, 1b и 2b 1.XI и 2b 2.XI происходили во время записи поля. Для сравнения такие измерения представлены и для 26.X. На всех графиках под осью времени стрелками отмечен момент появления вспышек, начиная с балла 1n. Все эти результаты

полностью согласуются с тем, что было получено ранее в Крымской обсерватории [1, 3—5].

Изучение карт поперечных магнитных полей также подтвердило результаты выполненных в Крыму работ [10, 11]. Очаги всех сильных вспышек располагались в местах сильных поперечных полей (см., например, рис. 9, *a—в*). Четко вырисовывается картина скрещивания направления векторов $H_{\perp}$ под углом 90° в области сильных вспышек. Следует отметить, что такая картина имела место лишь на картах, полученных близко к моменту появления вспышки. За несколько часов до вспышек или после них, а также в дни, когда сильных вспышек не было, скрещивания векторов под углом 90° не было. Это еще раз подчеркивает, что отмеченное явление характерно именно для процесса возникновения сильных вспышек и, возможно, свидетельствует об усилении закрученности силовых линий поля. На рис. 9 приведены примеры карт поперечных полей. На каждой картинке совмещены две карты и нанесены очаги сильных вспышек в момент их появления. На рис. 9, *a* сплошными линиями показаны векторы поперечного поля, зарегистрированного примерно за 5 ч до вспышки 2n 27.X, а пунктирными — примерно за 2 ч до нее. На рис. 9, *б* сплошными линиями представлены векторы поперечного поля, относящегося ко времени перед вспышкой 2n 29.X (ее узлы заштрихованы), а пунктирными — в начале вспышки 2b, происшедшей в этот же день (ее узлы заштрихованы двойной штриховкой).

На рис. 9, *в* сплошные линии обозначают векторы поперечного поля для периода примерно за 3 ч до вспышки 2b 2.XI, а пунктирные — примерно за час до нее. На всех рисунках отчетливо видна область скрещивания векторов поперечного поля, причем заметно, что четче всего она выглядит для периода, более близкого к моменту появления сильной вспышки. Рисунки также показывают, что основные очаги вспышек находятся в местах сильных поперечных полей.

Далее на основании вычисления магнитных потоков, которые определялись путем планиметрии карт продольного магнитного поля отдельно для N- и S-областей, была вычислена энергия магнитного поля $H_{\parallel}^2 V/8\pi$. При вычислении объема V «глубина» принималась равной 10^9 см. График изменения энергии отдельно для N- и S-полей представлен на рис. 10. На этом графике каждая точка относится к моменту середины интервала записи магнитного поля. Под осью времени вертикальными черточками разной длины отмечен момент появления вспышек, начиная с балла 1n. Внизу слева приведена шкала баллов вспышек (чем сильнее вспышка, тем длиннее черточка).

График показал, что энергия N-поля все время превосходила энергию S-поля. Наибольшего своего значения энергия поля достигла 28 и 29.X. Как было отмечено выше, именно в это время в активной области было зарегистрировано наибольшее число вспышек, т. е. характерно, что общий ход магнитной энергии аналогичен ходу вспышечной активности.

В случае сильных вспышек 27 и 29.X и 1.XI отчетливо видно, что энергия магнитного поля достигала максимального значения перед этими вспышками, а во время вспышек резко падала (энергия поля уменьшалась примерно в три раза). После вспышек она во всех случаях вновь возрастала. Полученные сильные изменения магнитной энергии при мощных вспышках едва ли могут быть случайными, ибо 26.X, когда сильных вспышек не было, эти изменения были существенно меньшими. Следует отметить, что полученные здесь результаты также полностью согласуются с тем, что было ранее получено в Крымской обсерватории [11].

Можно обратить внимание и на то, что в разные моменты эволюции активной области магнитное поле может меняться в связи со вспышками несколько по-разному. Так, перед вспышкой 27.X энергия N-поля существенно выросла, а энергия S-поля практически не менялась. При вспышках же 29.X и 1.XI характер изменения энергии N- и S-полей примерно одинаков.

Таким образом, магнитная энергия в исследованной активной области показала существенные изменения в связи со вспышками аналогично тому, что обнаружило и рассмотрение геометрической структуры поля.

Закключение

Выполненное исследование активной области McMath 9740 выявило следующие характерные черты в ее вспышечной активности, а также в связи этой активности с магнитным полем.

1. Вспышки в основном группировались в определенных временных интервалах, образуя серии, промежутки времени между которыми в среднем были близки к 30 мин в максимуме вспышечной активности и к полутора часам в остальные периоды эволюции области. Возможно, это время характерно для накопления энергии в активной области в разные периоды ее эволюции.

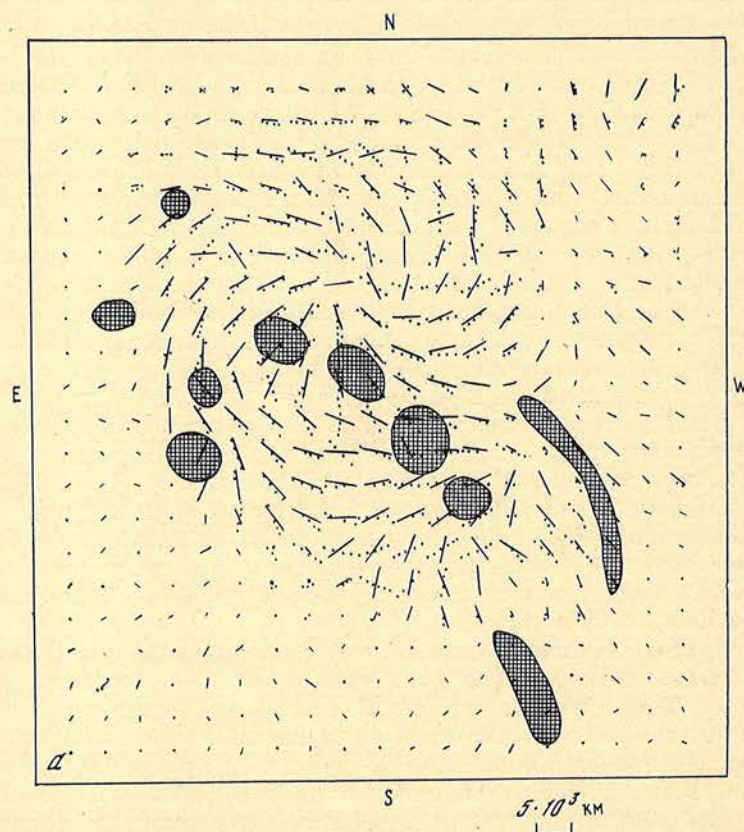
2. В 70% случаев промежутки времени между моментами возникновения вспышек внутри серий были заключены в пределах от 2 до 10 мин.

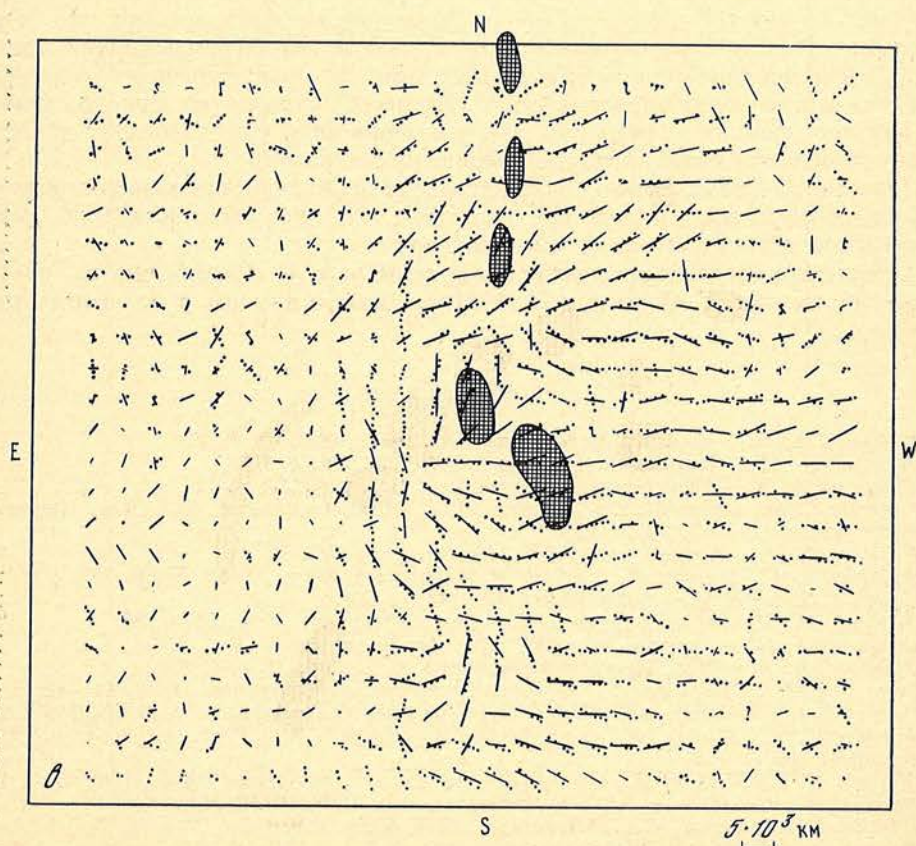
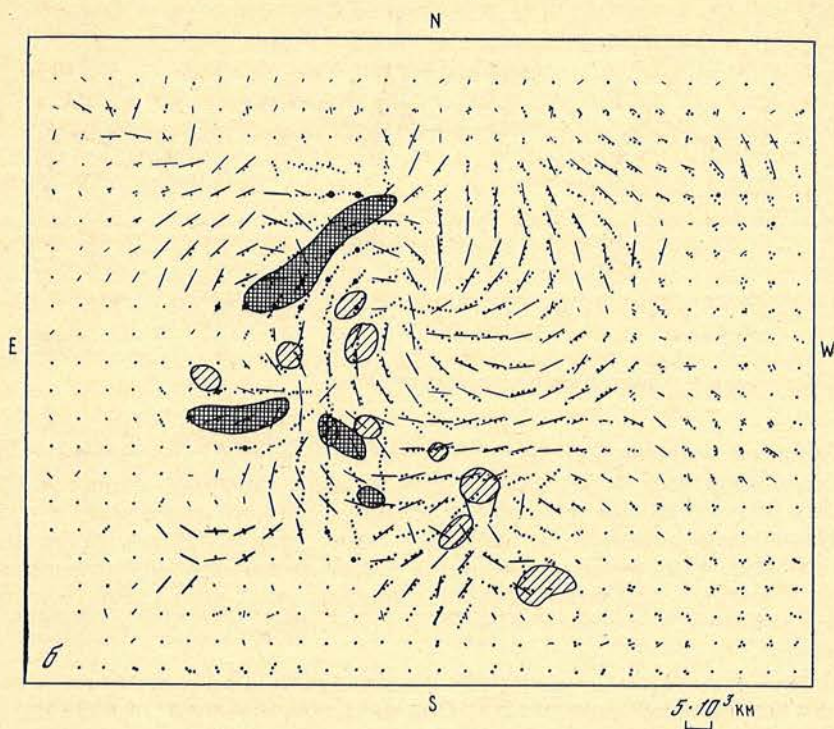
3. В большинстве случаев серии вспышек, а также сильные вспышки начинались с появлением поярчений на границе с соседней группой пятен. Повидимому, физическое взаимодействие между соседними группами стимулировало усиление вспышечной активности в изученной области.

4. Все вспышечные очаги располагались вблизи нулевых линий продольного магнитного поля, как это впервые было отмечено в [1—3].

Рис. 9. Сравнение карт поперечных магнитных полей

a — 27.X. Сплошными линиями обозначены векторы поперечного поля на карте, полученной в интервал времени $7^{\text{h}}55^{\text{m}} - 8^{\text{h}}45^{\text{m}}$; пунктир относится к интервалу $11^{\text{h}}00^{\text{m}} - 11^{\text{h}}35^{\text{m}}$; *b* — 29.X. Сплошные линии — векторы поперечного поля на карте, полученной в интервал времени $8^{\text{h}}04^{\text{m}} - 8^{\text{h}}40^{\text{m}}$; пунктирные относятся к интервалу $11^{\text{h}}50^{\text{m}} - 12^{\text{h}}27^{\text{m}}$; двойной штриховкой отмечены вспышки 2п, одинарной — вспышки 2б; *в* — 2.XI. Сплошные линии — векторы поперечного поля на карте, полученной в интервал времени $6^{\text{h}}25^{\text{m}} - 7^{\text{h}}40^{\text{m}}$; пунктирные относятся к интервалу $7^{\text{h}}30^{\text{m}} - 9^{\text{h}}25^{\text{m}}$. Заштрихованные места — узлы сильных вспышек в начальный момент их появления





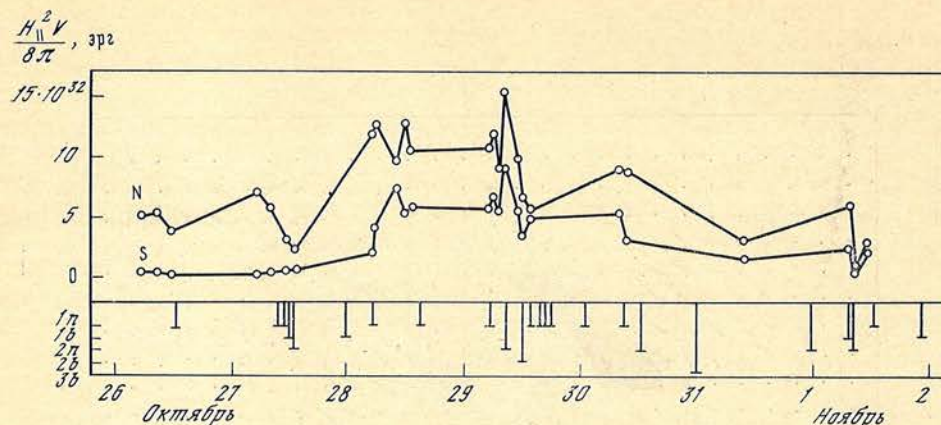


Рис. 10. Изменение магнитной энергии в области 9740

5. Мощные вспышки возникали в местах сильных поперечных полей. Перед их появлением наблюдалось скрещивание векторов поперечного поля под углом 90° вблизи основных узлов вспышек, как это отмечалось и в [10, 11].

6. Изучение изменения со временем структуры продольного магнитного поля показало, что в активной области время от времени происходило сближение магнитных холмов, которое завершалось сильными вспышками. Во время вспышек эти холмы заметно раздвигались, а по их окончании вновь сближались.

7. Общий ход магнитной энергии в исследованной области был аналогичным ходу вспышечной активности. При сильных вспышках в ходе магнитной энергии наблюдались существенные изменения — во время вспышек магнитная энергия заметно падала, а после них вновь возрастала, как это отмечалось и в [11]. Можно отметить, что в разные моменты эволюции активной области изменение энергии N-поля при сильных вспышках может отличаться от изменения энергии S-поля. Таким образом, из сказанного следует, что как вспышечная активность, так и изменения магнитного поля в исследованной области имели квазипериодический характер.

Полученные результаты о связи вспышечной активности с изменениями фотосферных магнитных полей подтверждают то, что было получено ранее в Крымской астрофизической обсерватории.

Авторы приносят благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы и Н. Г. Сунице и Н. А. Фроловой за помощь в ее оформлении.

Апрель 1979 г.

Литература

1. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, с. 22.
2. Бумба В. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, с. 105.
3. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, с. 12.
4. Гонасюк С. И., Огурь М. Б., Северный А. Б., Шапошникова Е. Ф. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, с. 15.
5. Гонасюк С. И. — Астрон. ж., 1961, 38, вып. 2, с. 209.
6. Avignon Y. A., Martres M. J., Piek M. — Ann. astrophys., 1964, 27, p. 23.
7. Smith S., Ramsey H. — Solar Phys., 1967, 2, p. 158.
8. Michard R., Mouradian Z., Semel M. — Ann. astrophys., 1961, 24, p. 54.
9. Северный А. Б. — Астрон. ж., 1962, 39, вып. 6, с. 961.
10. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, с. 159.
11. Зверева А. М., Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, с. 97.
12. Огурь М. Б., Шапошникова Е. Ф. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, с. 272.
13. Martres M. J., Michard R., Soru-Iscovici I., Tsap T. T. — Proc. IAU Symp. N 35. Budapest, 1967, p. 307.
14. Martres M. J., Michard R., Soru-Iscovici I., Tsap T. T. — Solar Phys., 1968, 5, p. 187.
15. Rust D. M., Roy J. R. — AFCRL Environm. Res. Pub., 1974, N 474.
16. Rust D. M., Bridges C. E. — Solar Phys., 1975, 43, p. 129.
17. Ribes E. — Astron. and Astrophys., 1969, 2, p. 316.

18. *Eruchev N. N., Severny A. B., Tsap T. T.*— IAU Symp. Paris, 1971, N 43, p. 428.
19. *Коробова З. Б.*— Солнечные данные, 1974, № 5, с. 92.
20. *Evans J.*— Astron. J., 1959, 64, N 8, p. 330.
21. *Rust D. M.*— Astron. J., 1968, 73, N 5, pt II, p. 75.
22. *Rust D. M.*— Solar Phys., 1972, 25, p. 141.
23. *Rust D. M.*— Solar Phys., 1973, 33, p. 205.
24. *Ковалёв А. Н., Степанянц Н. Н.*— Солнечные данные, 1972, № 1, с. 83.
25. *Jager C. D.*— Solar Phys., 1975, 40, p. 133.
26. *Коробова З. Б., Шишков В. Н., Могилевский Э. И.*— Физика солнечной активности. М.: Наука, 1976, с. 3.
27. *Tanaka K.*— Solar Phys., 1978, 58, p. 149.
28. *Абдусаматов Х. И.*— Солнечные данные, 1977, № 4, с. 52.
29. *Ellison M. A., McKenna S., Reid J. H.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1961, 122, p. 491.
30. *Bruzek A.*— Solar Phys., 1975, 42, p. 215.
31. *Howard R., Babcock H. W.*— Astrophys. J., 1960, 132, p. 218.
32. *Harvey K. L., Livingston W. C., Harvey J. W., Slaughter C. D.*— IAU Symp. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co, 1971, N 43, p. 422.
33. *Weicht E.*— Solar Phys., 1972, 24, p. 129.
34. *Северный А. Б.*— Астрон. ж., 1966, 43, вып. 3, с. 465.
35. *Степанов В. Е., Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, с. 166.
36. *Брунс А. В., Никулин Н. С., Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, с. 80.
37. *Waldmeier M.*— Zs. Astrophys., 1938, 10, S. 276.
38. *Solar-Geophys. Data.* Boulder, 1969, N 296, 297.
39. *Godoli G., Morgante O., Sturiale M. L.* Data on Solar Geophys. Activity, 1968, Oct. 24 — Nov. 6, Rept UAG-8, 1970, Pt I, p. 34 (WDC-A, Upper Atmosphere Geophysics, Boulder, Colorado).
40. *Огирь М. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1975, 53, p. 82.
41. *Огирь М. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1980, 62, с. 131.

УДК 523.877

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ТРЕХ СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССА F8

А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук

На основании спектрограмм высокой дисперсии (табл. 2) были изучены три сверхгиганта: α UMi, γ Cyg и ρ Cas (табл. 1). Методом кривых роста определены параметры атмосфер (табл. 5) и их химический состав (табл. 6 и рис. 11). Источники величин сил осцилляторов приведены в табл. 4. Химический состав всех трех сверхгигантов оказался близок к солнечному. Исключение составляет углерод, содержание которого у всех трех сверхгигантов в четыре раза меньше солнечного, и натрия, для которого наблюдается избыток. Причем избыток натрия тем больше, чем больше масса звезды. Возможно, наблюдается небольшой дефицит редких земель в атмосфере α UMi по сравнению с атмосферой γ Cyg. Содержание лития по крайней мере в 10 раз меньше, чем в межзвездной среде и у молодых звезд. Поскольку ρ Cas имеет заметный дефицит углерода, то принадлежность ее к звездам типа R CrB весьма сомнительна.

SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THREE SUPERGIANTS F8, by A. A. Boyarchuk, M. E. Boyarchuk. — The spectrum of the supergiants α UMi, γ Cyg and ρ Cas have been studied using spectrograms with dispersion, 4, 6 and 8 Å/mm (table 2).

The equivalent widths of 800 absorption lines were measured (table 3). The analysis of the atmospheres have been carried out with the curves of growth method. The physical parameters of stellar atmosphere, the excitation temperatures, the electron densities and the turbulent velocities were determined (table 5). It was found that the chemical composition of the investigated stars does not differ significantly from that of the Sun, except C and Na (table 6 and fig. 11).

Сверхгиганты принадлежат к большой группе звезд, которые прошли заметный эволюционный путь. В центре этих звезд водород уже выгорел и началось горение гелия и более тяжелых элементов. На некоторых этапах при переходе от главной последовательности к гигантам и сверхгигантам в звезде происходит практически полное перемешивание вещества. Поэтому продукты ядерных реакций, происходивших в центре звезды, могут появиться на ее поверхности и изменить первоначальный химический состав. Исследования атмосфер нормальных звезд главной последовательности показали, что их химический состав не отличается заметно от солнечного. Поэтому можно предположить, что наблюдаемые различия в химическом составе атмосфер сверхгигантов и Солнца обусловлены главным образом ядерными реакциями, которые проходят в центральных частях сверхгигантов. Таким образом, исследование аномалий химического состава атмосфер сверхгигантов может дать важные сведения о физических процессах, происходящих во внутренних частях звезд.

1. Наблюдения и их обработка

В программу наблюдений были включены три сверхгиганта класса F8, которые находятся на разных стадиях эволюции. Звезда γ Cyg является нормальным сверхгигантом. Полярная звезда α UMi принадлежит группе долгопериодических цефеид, т. е. попадает в область пульсационной нестабиль-

ности на диаграмме спектр-светимость. Звезда ρ Cas — сверхгигант очень высокой светимости. По характеру изменения блеска ее отнесли к группе переменных звезд типа R Северной Короны. Из исследуемых звезд по спектрограммам с большой дисперсией ранее изучалась лишь γ Cyg [1, 2]. Эти исследования были выполнены со старыми, неточными значениями сил осцилляторов. Звезда ρ Cas исследовалась только по спектрограммам низкой дисперсии [3]. Для этих двух звезд не было обнаружено аномалий химического состава, но число изученных элементов было незначительным. Основные характеристики этих звезд содержатся в табл. 1.

Наблюдения звезд были выполнены на спектрографе куде с 2,6-м телескопом ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Табл. 2 содержит данные о спектрограммах. Для каждой спектральной области были получены по крайней мере две спектрограммы. Для периодической переменной α UMi были отобраны только те спектрограммы, которые были получены при фазах 0,9—1,0. Яркость неправильной переменной ρ Cas не менялась существенно во время наших наблюдений и была $V = 4^m,4$. Поскольку звезды α UMi и γ Cyg довольно яркие, то их наблюдения часто выполнялись при плохих

Таблица 1

Характеристика	α UMi	γ Cyg	ρ Cas
Спектральный класс	F8 Ib	F8 Ib	F8 Iap
Тип переменности	CW	Постоянная	R CrB?
Период	$3^d,97$	—	—
V	$1^m,95-2^m,05$	$2^m,24$	$4^m,1-6^m,2$

Таблица 2

Звезда	Дата	Фаза	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å
α UMi	15.IX 1970 г.	0.95	45^m	6	6650—5700
	18.IX 1970 г.	0.98	20	6	6800—5500
	»	0.98	21	6	6800—5500
	14.X 1978 г.	0.95	40	4	4700—3800
	»	0.95	45	4	4700—3800
	10.I 1979 г.	0.90	20	6	6100—4600
	»	0.90	50	6	6100—4600
γ Cyg	6.VIII 1969 г.		22	4	4400—4000
	»		15	4	4650—4260
	»		15	6	6100—4650
	»		6	6	6100—4700
	»		6	6	6860—6400
	28.VIII 1969 г.		10	6	6360—5570
	30.IX 1969 г.		40	6	6830—5660
	»		30	6	6805—5850
	22.IV 1976 г.		23	4	4400—3800
	»		17	4	5000—4400
ρ Cas	13.IX 1970 г.		2^h20^m	6	6800—5700
	14.IX 1970 г.		1 10	6	6800—6000
	7.VII 1974 г.		2 30	6	5900—4600
	9.VII 1974 г.		2 05	6	6800—5700
	2.X 1974 г.		2 10	6	6800—5600
	31.X 1974 г.		3	8	4500—3900
	»		2 25	8	4800—4000
	18.VIII 1975 г.		5	8	4600—3700
	26.VIII 1975 г.		5	6	5950—5000
	15.IX 1978 г.		2	6	6050—4800
	22.IX 1978 г.		3	6	5000—3900

погодных условиях, когда наблюдать более слабые звезды было невозможно. Этим объясняется большой разброс во временах экспозиций. Спектрограммы были измерены на микрофотометре, регистрирующем непосредственно в интенсивностях. При измерениях использовалось увеличение в 100 раз.

Эквивалентные ширины, как правило, определялись путем измерения площадей контуров линий на регистрограммах. Для линий, контур которых искажен блендированием соседней линией, эквивалентные ширины определялись следующим образом. Используя эквивалентные ширины неблендированных линий, мы построили зависимости величин $\lg(W_\lambda/\lambda)$ от глубины линии R . Была выбрана величина $\lg(W_\lambda/\lambda)$, а не просто величина $\lg W_\lambda$, поскольку в исследуемых спектрах линии довольно широкие и их контуры определяются микротурбулентными движениями в атмосферах сверхгигантов, а не инструментальным профилем. В последнем случае ширина линии не зависит от длины волны, а зависит только от интенсивности линии. Поэтому должна существовать единая зависимость величины эквивалентной ширины от глубины линии по крайней мере для не очень сильных линий, т. е. до тех пор, пока не станут существенными крылья линий, когда начнет сказываться различие в постоянных затухания. В случае, когда ширина линий определяется эффектом Доплера, она пропорциональна длине волны и величина W_λ/λ не будет зависеть от длины волны. Поскольку на спектрограммах одновременно фотографируется спектральный участок длиной до $\sim 1300 \text{ \AA}$, то мы построили зависимости $\lg(W_\lambda/\lambda) \sim R$ отдельно для каждых 500 $\text{\AA}$. Оказалось, что они не отличаются друг от друга. Было найдено также, что зависимости $\lg(W_\lambda/\lambda) \sim R$, построенные отдельно для линий нейтральных атомов и линий ионов, также не различаются заметно между собой. Поэтому мы использовали для определения эквивалентных ширин линий для каждой спектрограммы одну зависимость $\lg(W_\lambda/\lambda)$ от R . Следует отметить также, что указанные зависимости, построенные для различных спектрограмм одной звезды, в большинстве случаев совпадали друг с другом.

При отождествлении линий мы использовали таблицы Мур [4] и «Солнечный спектр $\lambda 2935-8770 \text{ \AA}$ » [5]. Основными критериями при отождествлении являлись положение линии и ее интенсивность. Мы не ставили перед собой задачу дать полное отождествление каждой абсорбционной детали. Поэтому если по виду контура или согласно упомянутым выше таблицам у нас имелись достаточные основания считать рассматриваемую линию блендой нескольких спектральных линий, то мы ее исключали из дальнейшего рассмотрения. Естественно, что наиболее строго отбор проводился для тех элементов, которые представлены в спектре сотнями линий, например Fe I. Для элементов, которые имеют в спектре всего несколько линий, как, например, Zn I, отбор проводился менее строго. Однако в дальнейшем, при сопоставлении наблюдаемых и теоретических кривых роста, мы всегда имели в виду, что блендирование смещает положение линии только в одном направлении — в сторону увеличения эквивалентных ширин.

Результаты измерения эквивалентных ширин по отдельным регистрограммам были затем усреднены и средние значения эквивалентных ширин W_λ приведены в табл. 3 в виде $\lg(W_\lambda/\lambda) + 6$ отдельно для каждого элемента в порядке уменьшения длин волн. Длины волн линий, взятые из таблиц Мур [4], приведены в столбце 1. Во втором столбце дан номер мультиплета n [4]. В третьем столбце даны величины сил осцилляторов, ссылки на источники которых приведены в табл. 4.

2. Анализ спектрограмм

Для анализа спектрограмм мы использовали метод кривых роста. Кривая роста представляет собой зависимость эквивалентной ширины линии, точнее, величины $\lg(W_\lambda c/\lambda V_i)$, где V_i — скорость движения газа, от числа поглощающих атомов, которая входит в величину η :

$$\eta = \lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c} \frac{\lambda f}{V_i \kappa} N, \quad (1)$$

Таблица 3

Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg g/\lambda$	$\lg (W_{\lambda}/\lambda) + 6$			Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg g/\lambda$	$\lg (W_{\lambda}/\lambda) + 6$		
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$
C I											
6587,75	22	2,48	1,40	0,99	0,81	6169,56	20	3,07	1,31	1,38	—
5380,24	11	2,05	1,17	1,12	1,18	6169,06	20	2,86	1,33	1,29	—
5052,12	12	2,21	—	1,45	1,50	6166,44	20	2,49	0,88	1,11	1,10
4932,00	13	1,91	1,18	1,12	1,07	6162,17	3	3,54	1,76	1,82	1,74
4826,73	5	1,37	—	0,60	—	6161,29	20	2,48	0,95	1,05	1,00
4817,33	5	1,16	0,79	0,60	—	6122,22	3	3,36	1,63	1,74	1,65
4775,87	6	1,48	1,09	0,93	0,99	5857,45	47	3,94	1,66	1,56	1,52
4770,00	6	1,40	0,95	0,60	1,00	5601,28	21	3,06	1,32	1,39	1,47
Na I											
6160,75	5	2,53	1,48	1,29	1,05	5590,12	21	3,09	1,22	1,33	1,40
6154,22	5	2,23	1,06	0,99	0,74	5588,76	21	3,89	1,81	1,63	1,66
5895,92	1	3,59	2,41	2,12	1,92	5581,97	21	3,21	1,23	1,27	1,34
5889,95	1	3,89	2,42	2,08	1,98	5512,98	48	3,26	1,17	1,17	1,40
5688,20	6	3,33	1,88	1,58	1,58	4585,87	23	3,47	1,43	1,48	1,62
5682,63	6	3,08	1,74	1,47	1,47	4318,65	5	3,43	1,93	1,89	1,79
5148,84	8	1,65	—	0,70	—	4302,53	5	3,90	2,25	1,87	1,89
4668,56	12	2,37	1,44	1,10	1,18	4283,01	5	3,41	1,88	1,69	1,77
4664,81	12	2,11	1,31	1,03	1,28	4226,73	2	3,87	2,47	2,30	2,08
Mg I											
5711,09	8	2,05	1,25	1,26	1,35	Sc I					
5528,41	9	3,26	1,83	1,71	1,76	4020,40	7	3,78	1,66	1,11	1,17
5183,60	2	3,55	2,18	1,98	2,06	Sc II					
5172,68	2	3,33	2,13	1,93	1,96	6604,60	19	2,34	1,72	1,56	1,36
4730,04	10	1,61	1,32	1,10	1,27	6320,85	28	2,03	1,60	1,35	0,90
4702,99	11	3,09	1,75	1,73	1,64	6309,90	28	2,23	1,58	1,37	1,10
4571,10	1	—1,74	1,58	1,35	—	6300,70	28	1,96	1,52	1,20	0,72
Mg II											
4481,33	4	4,63	2,14	1,87	1,91	6245,63	28	2,82	1,90	1,64	1,54
Si I											
5948,58	16	2,54	1,51	1,26	1,29	5684,19	29	2,70	1,93	1,65	1,63
5797,91	9	1,71	1,06	1,14	1,12	5669,03	29	2,63	1,92	1,65	1,58
5793,13	9	1,70	1,07	1,04	1,05	5667,16	29	2,51	1,90	1,52	1,49
5772,26	17	2,01	1,26	0,98	1,10	5640,97	29	2,71	1,90	1,65	1,49
5708,44	10	2,39	1,49	1,35	1,38	5552,25	25	1,47	1,25	0,90	0,92
5701,14	10	1,70	—	0,91	—	5526,81	31	3,86	2,06	1,79	1,78
5690,47	10	1,88	0,96	0,98	1,09	5357,20	30	1,52	—	1,08	1,15
5665,60	10	1,71	1,06	0,89	0,96	5318,34	22	1,71	1,46	1,28	1,23
5645,66	10	1,61	1,01	0,82	0,96	5239,82	26	2,95	1,95	1,68	1,68
Si II											
6371,36	2	3,73	1,91	1,62	1,38	5031,02	23	3,36	2,13	1,91	1,79
6347,09	2	4,02	1,97	1,71	1,52	4431,37	14	1,65	1,87	1,57	1,56
5978,97	4	3,71	1,10	0,63	0,60	4420,66	14	1,39	1,83	1,51	1,50
5056,02	5	4,24	1,50	1,04	1,04	4400,36	14	3,01	2,41	1,92	1,97
3862,59	1	2,69	1,92	1,75	1,71	4374,46	14	3,14	2,38	2,07	—
3853,66	1	1,98	—	1,56	1,56	4325,01	15	3,14	2,37	2,01	1,96
S I											
6757,16	8	3,55	1,33	1,27	1,14	4314,08	15	3,48	2,41	2,06	2,03
6748,79	8	3,39	1,17	1,13	0,98	4294,77	15	2,23	2,15	1,82	1,74
6743,58	8	3,17	1,09	0,98	0,81	Ti I					
6052,66	10	3,15	1,15	1,02	0,82	6261,10	104	3,38	0,90	1,02	0,82
6046,04	10	3,00	1,12	1,06	0,75	6258,70	104	3,57	—	1,03	0,96
5278,99	4	1,62	0,91	0,86	0,80	6258,10	104	3,45	—	0,88	0,90
4696,25	2	1,91	—	0,33	0,91	6126,22	69	2,54	0,70	0,32	0,44
Ca I											
6499,65	18	2,77	1,20	1,32	1,21	5219,69	4	1,68	—	0,50	0,60
6493,78	18	3,38	1,40	1,59	1,55	5210,39	4	2,86	—	1,27	1,45
6471,66	18	2,91	1,35	1,41	1,36	5173,74	4	2,62	1,26	1,23	1,37
6462,57	18	4,12	1,76	1,72	1,68	5039,96	5	2,67	1,25	1,22	1,37
6449,81	19	3,26	1,32	1,38	1,41	5024,84	38	3,15	0,90	1,07	1,28
6439,07	18	3,80	1,79	1,72	1,63	5022,87	38	3,31	1,38	1,22	1,35
						4999,50	38	4,04	—	1,58	1,62
						4991,07	38	4,14	—	1,75	1,70
						4981,73	38	4,26	—	1,65	1,65
						4840,87	53	3,18	1,20	0,93	—
						4759,27	233	4,23	1,01	0,71	0,62
						4758,12	233	4,14	1,10	0,77	0,95
						4617,27	145	4,04	—	1,00	1,21
						4555,49	42	3,25	—	1,01	—
						4548,76	42	3,36	—	1,18	—
						4534,78	42	4,04	—	1,42	1,55

Таблица 3 (продолжение)

Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg g/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$			Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg g/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$		
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$
4533,24	42	4,21	2,05	1,50	1,67	V II					
4512,73	42	3,24	1,23	1,12	1,24	5928,86	98	1,82	—	0,77	—
4186,12	129	3,41		0,97		5397,54	98	1,46	—	0,94	0,85
Ti II						5439,30	53	0,94	0,70	0,37	0,47
6680,26	112	1,85	1,51	1,12	0,97	5384,89	53	1,00	—	0,30	0,45
6491,61	91	1,61	1,84	1,62	1,46	5303,26	54	1,36	1,06	1,06	0,95
5492,82	68	0,55	1,50	1,19	1,16	5047,31	127	1,34	1,09	0,40	0,60
5490,65	68	0,86	1,77	1,42	1,34	4600,19	56	2,35	1,89	1,81	1,55
5418,89	69	1,54	2,00	1,67	1,61	4564,59	56	2,21	—	1,44	1,44
5396,30	80	0,53	—	1,32	1,22	4234,25	24	1,12	—	1,36	0,98
5381,02	69	1,67	2,15	1,73	1,68	4039,57	32	1,50	—	1,30	1,32
5336,81	69	1,98	2,16	1,78	1,75	4036,78	9	1,88	2,04	1,75	1,60
5268,62	103	2,12	—	1,53	1,44	4035,63	32	2,80	2,18	1,92	—
5211,54	103	2,11	1,95	1,57	1,49	4023,39	32	2,72	2,17	1,85	1,82
5188,70	70	2,56	2,22	1,96	1,98	4002,94	9	1,79	2,09	1,94	1,80
5185,90	86	2,15	2,09	1,82	1,76	Cr I					
5129,14	86	2,20	2,13	1,85	1,95	5409,79	18	3,01	1,63	1,58	1,64
5037,81	71	0,02	1,30	0,97	0,80	5348,32	18	2,44	1,38	1,33	1,46
5019,71	71	1,57	1,88	1,65	1,70	5345,81	18	2,82	—	1,54	1,65
5005,18	71	0,99	1,84	1,44	1,40	5296,69	18	2,39	—	1,28	1,42
4911,20	114	2,94	2,12	1,69		5247,56	18	2,25	—	1,16	1,32
4874,02	114	2,75	2,03	1,74	1,25	4756,11	145	4,03	—	1,15	—
4805,10	92	2,58	2,15	1,84	1,91	4718,43	186	3,91	1,09	1,10	1,07
4780,0	92	2,31	2,05	1,77	1,85	4616,14	21	2,61	—	1,35	1,51
4764,54	48	0,71		1,62	1,62	4600,75	21	2,60	—	1,37	1,55
4763,84	48	1,03		1,70	1,70	4591,39	21	2,21	—	1,14	1,42
4719,52	59	0,21		1,34	1,35	4545,96	10	2,43	—	1,36	1,50
4708,66	49	1,04	2,04	1,74	1,50	4540,50	33	4,12	—	1,03	1,22
4609,26	39	—0,15	1,48	0,84	1,10	4274,80	1	3,40	2,10	1,97	1,93
4580,46	60	0,93	1,90	1,48	1,55	4254,35	1	3,52	2,07	1,99	1,91
4571,97	82	3,01	2,35	2,11	2,03	Cr II					
4568,31	60	0,98	1,82	1,58	1,36	5510,68	23	1,18	—	1,30	1,22
4563,76	50	2,76	2,44	2,06	1,89	5508,60	50	1,43	—	1,33	1,25
4545,14	30	2,16	—	1,63	1,70	5502,05	50	2,25	—	1,38	1,38
4544,01	60	1,05	2,00	1,68	1,60	5334,88	43	2,14	1,87	1,51	1,41
4533,97	50	2,94	2,44	2,17	2,00	5313,59	43	2,34	1,92	1,60	1,54
4518,30	18	0,85	1,97	1,57	1,70	5310,70	43	1,56	1,62	1,24	1,26
4501,27	31	2,75	2,42	2,08	1,92	5308,44	43	1,98	1,77	1,42	1,35
4493,53	18	1,01	1,83	1,62	1,58	5305,85	24	1,68	1,78	1,45	1,39
4488,32	115	2,90	2,15	1,83	1,54	5274,99	43	2,32	—	1,70	1,69
4468,49	31	2,88	2,45	2,08	1,92	5237,34	43	2,64	1,99	1,70	1,69
4443,80	19	2,83	2,40	2,05	1,93	4848,24	30	2,48	2,18	1,90	—
4427,90	61	0,53	1,61	1,35	1,26	4824,13	30	2,68	2,15	1,85	1,82
4417,72	40	2,27	2,32	2,02	1,87	4812,35	30	1,79	1,82	1,57	1,43
4411,94	61	1,58	2,10	1,83	1,68	4618,83	44	2,70	2,17	1,81	1,72
4399,77	51	2,13	2,15	2,00	1,94	4616,64	44	2,31	—	1,63	—
4395,85	61	2,14	2,30	1,84	1,82	4592,09	44	2,31	—	1,66	1,10
4395,03	19	2,99	2,44	2,03	2,02	4588,22	44	3,00	2,17	1,99	1,83
4394,06	51	1,71	2,24	1,85	1,86	4558,66	44	3,17	2,15	1,97	1,86
4344,29	20	2,61	2,18	2,06		4555,02	44	2,21	—	1,70	—
4312,86	41	2,35	2,37	2,03	1,90	4051,97	19	1,30	2,03	1,75	1,74
4301,93	41	2,22	2,34	2,03	1,68	Mn I					
4300,05	41	2,82	2,50	2,08	1,97	6021,80	27	3,57	0,92	1,23	1,23
4163,64	105	3,32	2,30	1,91	1,86	6016,64	27	3,44	1,08	1,15	1,17
4056,21	11	1,14	2,08	1,87	1,82	6013,50	27	3,29	1,03	1,06	1,14
4028,33	87	2,48	2,34	1,96	1,89	5394,67	1	0,26	—	1,26	1,02
4025,14	11	1,63	2,25	1,95	1,95	4783,42	16	3,71	1,63	1,50	1,70
VI						4765,86	21	3,44	—	1,12	1,28
4389,97	22	3,79	1,57	1,14	1,45	4754,04	16	3,59	1,43	1,47	1,60
4379,24	22	4,07	1,62	1,34	1,54	4739,11	21	2,94	1,06	0,89	1,00
4115,18	27	3,70	1,45	1,41		4709,72	21	3,34	—	0,91	1,05
4111,78	27	3,97	1,73	1,46	1,40	4502,22	22	2,95	—	0,78	—

Таблица 3 (продолжение)

Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg g/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$			Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg g/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$		
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$
4436,35	22	3,06	—	1,06	1,30	5638,27	1087	2,98	1,27	1,17	1,26
4082,94	5	3,19	—	1,50	1,66	5633,97	1314	3,52	1,07	0,91	1,17
4055,54	5	3,42	—	1,74	1,64	5624,55	686	2,95	1,54	1,55	1,59
4041,36	5	3,78	—	1,78	1,91	5618,65	1107	2,47	0,98	0,95	1,03
4034,49	2	2,50	2,01	2,01	2,03	5615,65	686	3,81	1,91	1,72	1,74
Fe I						5586,76	686	3,60	1,82	1,70	1,71
6862,48	1191	2,37	—	0,48	—	5584,77	782	1,53	0,50	0,75	0,56
6858,16	1173	2,88	—	0,87	—	5576,10	686	2,84	1,50	1,52	1,52
6857,25	1006	1,79	—	0,39	—	5572,85	686	3,48	1,76	1,69	1,77
6843,67	1173	3,01	—	0,79	—	5569,62	686	3,25	1,70	1,59	1,64
6842,66	1197	2,62	—	0,63	—	5567,40	203	1,05	0,60	0,98	1,15
6820,43	1197	2,62	—	0,67	—	5563,60	1062	2,84	1,03	1,19	1,33
6810,28	1197	2,81	—	0,79	0,92	5560,23	1164	2,66	0,90	0,92	0,95
6752,72	1195	2,57	—	0,66	0,78	5543,93	1062	2,70	—	1,07	—
6750,15	111	1,30	—	1,14	1,24	5543,18	926	2,27	0,80	1,05	1,00
6593,88	168	1,39	0,83	1,14	1,30	5532,75	783	1,69	0,55	0,72	0,87
6592,92	268	2,43	1,34	1,52	1,45	5522,46	1108	2,29	—	0,74	0,77
6494,98	168	2,72	1,82	1,68	1,62	5506,78	15	1,18	1,92	1,63	1,68
6469,21	1258	3,08	1,00	0,98	—	5501,47	15	0,89	1,70	1,57	1,68
6430,85	62	2,08	1,50	1,58	1,49	5464,29	1030	2,12	0,70	0,72	0,84
6421,36	111	2,08	1,29	1,56	1,48	5446,92	15	1,91	2,15	1,84	1,90
6419,98	1258	3,61	1,12	1,28	1,12	5445,04	1163	3,58	1,67	1,47	1,53
6411,66	816	3,33	1,52	1,51	1,43	5441,32	1144	2,11	0,52	0,53	0,70
6400,01	816	3,56	1,46	1,62	1,56	5434,53	15	1,67	2,04	1,78	1,83
6393,60	168	2,47	1,52	1,57	1,47	5429,70	15	1,94	2,17	1,93	1,88
6380,75	1015	2,50	1,10	0,93	0,82	5415,20	1165	4,26	1,77	1,67	1,66
6358,69	13	—0,48	0,70	1,09	1,02	5410,91	1165	3,94	1,60	1,58	1,57
6355,04	342	1,48	1,12	0,75	1,06	5405,78	15	1,93	2,14	1,88	1,88
6336,84	816	3,03	1,30	1,41	1,35	5404,14	1165	4,42	1,80	1,70	1,74
6335,34	62	1,77	1,20	1,46	1,39	5400,51	1145	3,45	1,46	1,47	1,51
6322,69	207	1,58	1,07	1,22	1,18	5398,28	1145	3,10	1,25	1,09	1,22
6318,02	168	2,00	—	1,58	1,45	5397,13	15	1,75	2,17	1,81	1,85
6265,14	62	1,61	1,17	1,31	1,35	5393,17	553	2,92	1,79	1,57	1,65
6252,56	169	2,18	1,34	1,56	1,52	5389,46	1145	3,19	1,47	1,33	1,28
6246,33	816	2,98	1,30	1,46	1,47	5383,37	1146	4,30	1,81	1,64	1,68
6230,73	207	2,56	1,51	1,77	1,62	5379,58	928	2,34	0,90	0,96	1,15
6213,44	62	1,43	0,95	1,30	1,29	5373,70	1166	2,97	—	1,02	1,20
6200,32	207	1,40	0,80	1,12	1,15	5371,49	15	2,05	2,23	1,88	1,94
6188,04	959	2,17	—	0,82	0,81	5369,96	1146	4,12	1,70	1,65	1,68
6165,37	1018	2,34	—	0,82	0,80	5367,47	1146	4,12	1,78	1,59	1,70
6157,73	1015	2,63	1,18	1,19	1,11	5341,03	37	1,90	1,80	1,69	1,75
6137,70	207	2,50	1,60	1,60	1,63	5339,94	553	3,09	1,60	1,52	1,62
6065,49	207	2,40	1,46	1,54	1,56	5324,18	553	3,55	1,95	1,73	1,76
6027,06	1018	2,67	1,15	1,14	1,19	5315,07	1147	2,28	—	0,72	0,92
6024,07	1178	3,83	1,50	1,52	1,41	5307,36	36	1,02	1,42	1,42	1,48
6020,17	1178	3,46	1,26	1,36	1,45	5302,31	553	2,94	1,78	1,58	1,65
6003,03	959	2,72	1,04	1,20	1,21	5281,80	383	2,80	1,66	1,56	1,61
5987,06	1260	3,27	1,02	1,12	1,12	5269,54	15	2,36	2,38	1,92	1,94
5984,80	1260	3,44	1,26	1,19	1,27	5266,56	383	3,27	1,80	1,73	1,78
5956,70	14	—0,77	—	0,59	0,88	5253,48	553	2,15	0,93	1,17	1,29
5934,66	982	2,70	1,40	1,16	1,25	5236,19	1034	2,10	—	0,58	1,05
5930,17	1180	3,68	1,45	1,33	1,30	5229,86	553	2,94	1,60	1,51	1,58
5927,80	1175	2,78	—	0,82	—	5225,53	1	0,60	1,05	1,13	1,18
5905,67	1181	3,08	0,88	0,91	1,12	5223,19	880	1,43	—	0,40	—
5883,84	982	2,51	1,02	1,12	1,13	5217,40	553	2,55	1,55	1,43	1,54
5862,36	1180	3,44	1,26	1,25	1,33	5216,28	36	1,82	—	1,64	1,70
5793,93	1086	2,17	0,60	0,54	0,68	5202,34	66	2,19	1,64	1,59	1,77
5762,99	1107	3,35	1,45	1,39	1,44	5198,71	66	1,65	1,46	1,43	1,50
5753,14	1107	3,04	1,10	1,22	1,40	5194,94	36	1,83	1,87	1,69	1,77
5752,04	1180	3,00	0,99	0,97	1,02	5166,29	1	—0,18	—	1,50	1,57
5731,77	1087	2,56	1,03	1,00	0,74	5162,29	1089	3,66	1,73	1,65	1,70
5717,84	1107	2,73	1,01	1,01	1,15	5151,92	16	0,74	1,49	1,52	1,54
5705,48	1087	2,26	0,60	0,55	—	5141,75	114	1,58	1,50	1,36	1,36
5686,53	1182	3,17	1,17	1,17	1,36	5133,69	1092	3,84	1,71	1,69	1,64
5679,02	1183	2,94	0,85	1,01	1,12	5110,41	1	0,20	1,88	1,63	1,69

Таблица 3 (продолжение)

Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$			Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$		
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\alpha \text{ UMi}$
5090,79	1090	3,16	1,55	1,43	1,38	4121,81	356	2,40	—	1,58	1,67
5083,34	16	0,89	1,70	1,61	1,67	4114,45	357	2,47	—	1,58	1,62
5074,76	1094	3,54	—	1,53	1,58	4091,56	357	1,63	—	1,15	—
5068,77	383	2,62	1,68	1,65	1,65	4084,50	698	3,06	—	1,82	—
5051,64	16	0,86	1,71	1,73	1,80	4071,74	43	3,64	2,47	2,10	2,16
5049,82	114	2,36	1,77	1,72	1,79	4065,40	698	2,31	—	1,35	—
5012,07	16	1,18	1,83	1,75	1,72	4063,60	43	3,72	2,52	2,10	2,18
5002,80	687	2,22	—	1,22	1,37	4062,45	359	2,87	—	1,75	1,80
4994,13	16	0,65	—	1,62	1,64	4045,82	43	3,86	2,61	2,20	2,27
4973,11	984	2,85	—	1,37	1,43	4044,61	359	2,63	—	1,67	1,83
4966,10	687	2,91	1,67	1,63	1,57	4021,87	278	2,98	2,08	1,94	1,97
4930,33	985	2,45	—	1,16	1,37	Fe II					
4919,00	318	3,36	1,93	1,84	1,90	6516,05	40	0,41	2,00	1,67	1,60
4917,25	1066	2,61	1,09	1,16	1,24	6456,38	74	1,60	2,12	1,78	1,65
4903,32	318	2,66	1,64	1,68	—	6433,85	199	0,86	—	0,70	—
4891,50	318	3,59	—	1,87	1,90	6432,65	40	0,13	1,74	1,65	1,45
4890,76	318	3,30	—	1,85	1,85	6416,90	74	0,95	1,77	1,64	1,43
4872,14	318	3,13	—	1,77	—	6407,30	74	0,73	—	1,28	1,05
4839,55	588	1,96	—	1,15	—	6331,97	199	1,66	—	0,92	1,20
4736,78	554	3,00	1,85	1,64	1,81	6247,56	74	1,34	1,95	1,83	1,67
4733,60	38	0,99	1,38	1,41	1,49	6239,95	74	0,36	—	1,33	1,20
4704,96	821	2,20	0,85	0,91	1,28	6238,38	74	1,16	—	1,65	1,53
4700,17	935	2,09	—	0,89	—	6196,71	46	-0,19	—	1,08	—
4690,15	820	2,09	—	1,11	0,77	6149,24	74	0,90	—	1,62	1,52
4683,56	346	1,24	0,95	0,79	1,18	6147,74	74	0,90	1,92	1,66	1,53
4619,29	821	2,64	—	1,33	1,46	6113,33	46	-0,11	—	1,31	—
4611,29	819	3,02	1,45	1,47	1,55	5991,38	46	0,12	1,73	1,59	1,45
4602,94	39	1,74	1,77	1,67	1,74	5534,86	55	0,69	2,05	1,83	1,71
4592,66	39	1,39	1,65	1,61	1,72	5425,27	49	0,24	1,95	1,61	1,57
4547,85	755	2,92	1,47	1,36	1,48	5414,09	48	0,10	1,81	1,53	1,42
4528,62	68	2,93	2,22	2,05	—	5362,86	48	0,93	2,11	1,83	1,81
4514,19	514	1,78	—	1,05	1,37	5325,56	49	0,30	1,97	1,68	1,61
4504,84	555	1,43	—	0,83	—	5316,61	49	1,73	2,20	1,97	1,99
4494,57	68	2,49	2,05	1,80	1,81	5275,99	49	1,42	2,16	1,94	1,88
4476,02	350	3,11	1,79	1,75	1,80	5264,80	48	0,72	2,02	1,71	1,66
4466,55	350	3,10	1,94	1,78	1,86	5234,62	49	1,31	2,15	1,90	1,85
4447,72	68	2,43	1,86	1,73	1,77	5197,57	49	1,22	2,16	1,85	1,90
4447,13	69	1,14	0,90	1,17	1,32	5169,03	42	2,52	2,27	2,10	2,09
4442,34	68	2,52	1,90	1,70	1,80	5018,43	42	2,21	2,20	2,05	2,05
4439,88	116	0,81	0,70	0,89	1,12	4993,36	36	0,16	2,02	1,71	1,57
4432,57	797	2,15	0,88	0,99	1,18	4923,92	42	2,14	2,30	2,00	2,02
4404,75	41	3,49	2,52	2,07	2,02	4893,78	36	-0,03	1,82	1,43	—
4388,41	830	3,09	1,55	1,51	1,15	4731,14	43	0,52	2,12	1,77	1,63
4365,90	415	1,44	0,75	0,83	1,12	4666,75	37	0,27	2,15	1,79	1,74
4352,74	71	2,48	1,90	1,76	1,84	4629,34	37	1,22	2,32	2,01	1,86
4325,76	42	3,67	—	2,06	2,04	4620,51	38	0,35	2,13	1,76	1,62
4299,24	152	3,23	—	1,96	—	4583,83	38	1,71	—	2,00	1,97
4298,04	520	2,30	1,44	1,44	1,56	4582,84	37	0,49	—	1,27	—
4291,47	41	1,33	1,70	1,57	1,64	4580,06	26	0,17	2,25	1,67	1,69
4282,41	71	2,93	2,14	1,89	1,90	4576,33	38	0,66	2,15	1,86	1,84
4271,76	42	3,83	2,67	2,11	—	4541,52	38	0,76	2,14	1,85	1,77
4267,83	482	2,59	—	1,57	1,68	4522,63	38	1,41	2,41	2,17	1,93
4250,79	42	2,87	2,31	1,94	1,91	4520,22	37	1,02	2,38	1,93	1,84
4250,12	152	3,29	—	1,90	1,89	4515,34	37	1,07	2,22	1,92	1,87
4248,23	482	2,41	1,47	1,46	1,60	4508,28	38	1,18	2,20	2,01	1,85
4241,11	351	1,22	—	1,06	—	4491,40	37	0,85	2,24	1,91	1,78
4238,82	693	3,39	—	1,76	1,79	4489,18	37	0,65	—	1,90	1,67
4217,55	693	3,16	—	1,61	1,75	4416,82	27	0,99	2,27	1,95	1,83
4213,65	355	2,41	1,57	1,49	1,65	4413,60	32	-0,46	—	1,68	1,43
4200,93	689	2,72	—	1,45	—	4351,76	27	1,28	2,20	2,00	2,00
4199,10	522	3,80	—	1,89	1,92	4303,17	27	0,98	2,20	2,03	—
4187,04	152	3,13	2,19	1,92	1,91	4296,57	28	0,43	—	1,97	1,88
4184,90	355	2,86	—	1,68	1,72	4273,32	27	0,25	—	1,92	1,88
4175,64	354	2,99	1,94	1,73	1,78	4128,74	27	0,08	—	1,93	—
4147,67	42	1,68	1,91	1,87	1,88						

Таблица 3 (продолжение)

Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$			Элемент $\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg gf/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$		
			ρ Cas	γ Cyg	α UMi				ρ Cas	γ Cyg	α UMi
Co I											
6771,04	54	2,36	—	0,38	0,30	5473,40	27	2,90	—	1,21	1,20
5352,05	172	4,05	—	—	0,49	5402,78	35	2,32	1,87	1,39	1,28
4867,88	158	4,10	—	0,80	—	5289,82	20	1,84	1,26	0,90	0,92
4813,48	158	3,75	—	0,70	—	5200,42	20	3,10	2,03	1,74	1,65
4792,86	158	3,96	—	0,60	0,98	5119,12	20	2,40	1,70	1,35	1,21
4121,32	28	3,43	1,93	1,66	1,68	5087,42	20	3,56	2,14	1,81	1,64
4027,04	3	1,07	—	0,74	1,12	4900,13	22	3,30	2,25	1,94	1,90
4020,90	16	1,96	1,33	1,37	1,40	4883,69	22	3,86	2,14	1,89	1,86
3995,31	31	3,58	—	1,86	1,82	4422,59	5	3,22	—	1,78	—
Ni I											
6772,36	127	2,93	—	0,78	0,94	4398,02	5	3,50	—	2,00	1,81
6767,78	57	0,89	1,16	1,21	1,27	4358,73	5	3,02	—	2,04	—
6643,64	43	0,63	—	1,31	1,28	4309,62	5	3,76	2,15	1,97	—
6176,81	228	3,23	—	1,11	1,21	4177,54	14	3,15	—	2,11	—
6108,12	45	1,31	0,94	1,01	1,02	4124,91	14	2,38	2,10	1,95	—
5754,67	68	0,72	0,85	1,10	1,17	Zr II					
5592,28	69	1,58	0,90	1,02	1,21	5412,28	95	2,37	1,69	1,25	1,18
5587,86	70	1,41	—	0,84	1,20	4496,96	40	2,24	2,01	1,84	1,80
5578,73	47	1,06	—	0,89	0,95	4440,45	79	2,24	—	1,24	1,33
5176,56	209	3,12	—	0,98	1,27	4379,78	38	3,00	—	1,57	1,44
5155,76	210	3,58	1,30	1,25	1,40	4370,96	79	2,49	—	1,37	1,58
5115,40	177	3,28	—	1,19	1,43	4317,32	40	1,87	—	1,41	1,43
5081,11	194	3,79	—	1,43	1,53	4211,88	15	2,13	1,98	1,80	1,76
5035,37	143	3,82	—	1,52	1,62	4208,99	41	2,76	2,12	1,78	1,75
5017,59	111	3,42	—	1,42	1,37	4150,97	42	2,23	2,20	1,80	1,64
4980,16	112	3,34	1,43	1,39	—	4149,22	41	3,12	2,23	1,80	1,95
4904,41	129	3,37	1,41	1,34	1,19	4090,52	29	2,21	1,87	1,66	1,60
4866,27	111	3,32	—	1,22	—	4050,32	43	2,29	2,11	1,81	1,70
4807,00	163	3,24	—	0,98	—	4029,68	41	2,60	2,09	1,80	1,86
4756,52	98	3,27	—	1,17	1,44	3991,14	30	2,94	—	2,04	1,82
4715,78	98	3,14	1,43	1,30	1,29	Ba II					
4714,42	98	3,71	1,67	1,57	1,52	6496,90	2	3,43	2,12	1,98	1,86
4686,22	98	3,28	—	1,13	1,02	6141,72	2	3,69	2,25	2,01	1,89
4605,00	98	3,63	1,49	0,88	1,35	5853,68	2	2,77	1,93	1,82	1,74
4462,46	86	3,08	—	1,29	1,43	4934,09	1	3,33	2,46	1,98	1,74
Ni II											
4362,10	9	0,93	1,56	1,38	1,43	4554,03	1	3,83	2,40	2,12	1,98
4244,80	9	0,47	—	1,18	1,07	La II					
4192,07	10	0,78	—	1,17	1,18	6774,28	2	1,96	1,08	0,82	0,68
4015,50	12	1,14	1,77	1,65	1,76	6390,48	33	2,25	1,14	0,96	0,82
Cu I											
5782,13	2	2,06	1,45	0,89	1,08	6262,30	33	2,53	1,52	1,06	0,82
5700,24	2	1,50	0,88	0,60	0,66	5805,77	4	1,95	1,15	0,98	0,83
5218,20	7	4,07	1,21	0,99	1,24	5290,83	6	1,78	1,17	0,82	0,55
5105,54	2	2,28	1,34	1,17	1,23	5114,55	36	2,47	—	1,24	1,18
Zn I											
4810,53	2	3,55	1,36	1,39	1,40	4986,82	22	2,29	1,45	1,12	1,20
4722,16	2	3,29	1,20	1,26	1,28	4921,80	7	2,87	1,80	1,59	1,50
Sr II											
4215,52	1	3,66	2,50	—	2,12	4740,27	8	2,51	1,71	1,35	1,35
4077,71	1	3,82	2,61	—	2,26	4692,50	75	3,42	0,90	0,77	1,02
Y II											
6795,41	26	2,93	1,38	1,07	0,88	4526,12	50	2,95	—	1,18	1,24
6613,74	26	3,03	1,41	1,18	0,89	4333,76	24	3,56	1,97	1,75	1,75
5728,91	34	3,01	1,51	1,09	0,86	4322,51	25	3,54	1,39	1,39	1,29
5609,91	19	2,92	—	0,78	—	4269,50	76	3,80	—	1,30	1,20
5546,02	27	2,93	1,64	1,17	1,09	4123,23	41	3,68	—	1,80	1,75
5544,61	27	2,97	—	1,17	0,87	4086,72	10	3,55	2,07	1,70	1,74
5521,56	27	2,86	1,62	1,11	0,92	4042,91	66	4,05	1,95	1,76	1,63
5509,91	19	2,92	1,82	1,46	1,41	4031,68	40	3,44	—	1,75	1,62
Ce II											
						6043,39	30	3,53	0,81	0,78	0,57
						5330,58	13	3,22	1,28	1,06	0,93
						5274,24	15	3,66	—	1,16	1,10
						5187,45	15	3,91	—	1,11	1,02
						5075,30	14	3,47	—	1,05	0,96
						4773,94	17	3,39	1,13	0,92	1,10
						4628,16	1	3,84	—	—	1,48

Таблица 3 (окончание)

Элемент λ , Å	n	$\lg g/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$			Элемент λ , Å	n	$\lg g/\lambda$	$\lg(W_{\lambda}/\lambda) + 6$		
			ρ Cas	γ Cyg	α UMi				ρ Cas	γ Cyg	α UMi
4562,36	1	3,89	1,84	1,53	1,56	4959,13	1	2,83	1,31	1,04	1,18
4560,96	2	3,22	1,39	1,14	1,25	4811,34	3	2,57	1,48	1,11	1,26
4486,91	57	3,27	1,47	1,57	1,40	4706,54	3	2,92	1,80	1,13	1,14
4479,43	124	3,51	1,50	1,49	—	4232,38	8	3,13	—	1,51	1,31
4460,21	2	3,96	1,64	1,59	1,60	4061,08	10	4,05	1,82	1,73	1,60
4449,34	202	3,57	—	1,52	1,26	Sm II					
4382,17	2	3,69	—	1,54	1,45	4815,81	14	2,19	0,76	0,60	0,50
4364,66	135	3,58	—	1,37	1,30	4777,85	3	2,38	0,84	0,69	0,28
4349,79	59	3,49	—	1,28	1,22	4704,40	1	2,79	—	0,95	0,50
4336,26	89	3,43	—	0,95	—	4674,60	14	3,26	1,48	—	1,18
4257,12	123	2,75	—	0,60	—	4642,24	36	3,04	1,26	—	0,62
4253,36	77	3,19	—	1,32	1,15	4537,95	45	3,12	—	0,96	0,91
4248,68	1	3,79	—	1,50	1,48	4519,63	49	2,74	—	1,03	1,03
4093,96	160	2,84	—	1,03	1,04	4452,73	26	3,23	—	1,05	1,29
Pr II						4434,32	36	2,90	—	1,29	1,31
6025,72	39	3,72	—	0,30	0,30	4424,34	45	3,71	—	1,58	1,40
5322,78	35	3,43	1,30	—	0,64	4329,02	15	2,73	—	1,22	1,13
5292,63	37	3,45	0,90	0,73	1,05	4155,22	50	2,63	—	0,93	—
5259,74	35	3,66	1,38	0,87	0,82	Eu II					
5220,11	35	3,78	1,30	0,95	1,11	6645,11	8	3,90	1,34	1,10	0,90
5219,05	37	3,59	0,95	0,50	0,71	6437,64	8	3,40	0,96	0,80	0,71
4189,52	8	4,10	1,69	1,58	1,53	6049,51	9	3,05	0,70	—	0,35
4141,26	10	4,00	—	1,20	0,85	4129,73	1	3,93	—	1,90	1,80
4062,82	26	4,26	—	1,48	1,45	3907,10	5	4,06	—	—	1,74
5485,70	79	3,54	0,94	0,64	0,43	Gd II					
5442,27	76	2,80	0,63	0,60	0,70	4597,91	44	3,14	—	0,83	0,94
5431,53	80	3,40	0,90	0,67	0,57	4316,05	43	3,51	—	0,93	0,86
5319,82	15	3,43	1,52	1,19	1,25	4251,73	15	3,70	—	1,40	1,33
5311,46	80	3,38	1,10	0,65	1,01	4162,73	17	3,31	—	0,92	0,82
5293,17	75	3,77	1,66	1,27	1,25	4037,33	49	3,86	—	1,25	1,29
5130,60	75	4,11	1,48	1,23	1,12						
5092,80	48	3,12	1,43	1,12	0,96						

где f — сила осциллятора, λ — длина волны, κ — объемный коэффициент непрерывного поглощения и N — число атомов на нижнем уровне в 1 см³.

Для построения кривых роста необходимо знать значения сил осцилляторов для всех исследуемых линий. Поскольку до последнего времени отсутствовали надежные данные о силах осцилляторов, то часто использовали так называемый метод дифференциальных кривых роста, суть которого состояла в следующем. Если мы исследуем две звезды близких спектральных классов, то, построив для одной из них кривую роста с лабораторными значениями сил осцилляторов, мы можем по ней найти величины η для всех линий, которые с небольшими поправками за температуру и электронную плотность мы можем использовать для построения кривой роста для другой звезды. Этот метод дает неплохую точность, которая в отдельных случаях лучше 25 %. Однако легко видеть, что это формальная точность. Таким способом мы можем иногда получить совсем неверный результат. Мы можем линию железа ошибочно приписать, например, рубидию. Поскольку исследуемые звезды близки по температуре и плотности, то из равенства эквивалентных ширин мы делаем вывод, что содержание рубидия в их атмосферах одинаково, хотя в действительности мы линии рубидия не наблюдаем и о его содержании ничего сказать не можем. Чтобы избежать таких ошибок, для всех трех звезд кривые роста были построены на основании лабораторных значений сил осцилляторов, которые значительно улучшились за последние годы, хотя для многих линий мы еще не имеем достаточно надежных их значений.

Табл. 4 содержит библиографию для сил осцилляторов, а их значения, используемые в работе, приведены в табл. 3. В табл. 4 дано также содержа-

Элемент	Источник величин gf	$\lg A_{\odot}$	Источник величин $A_{\odot}$
Li I	Wiese W. L., Smith M. W., Glen- non B. M., Nat. Bureau of Standards Reference Data Series — NBS4, 1966	1,10	Müller E. A., Peytremann E., de La Reza R. — Sol. Phys., 1975, 41, p. 53
Cl I	Wiese W. L., Smith M. W., Glen- non B. M. (1966)	8,61	Grevesse N. — Mem. Acad. Roy. Bel- gique, 1970, 34, p. 1
Na I	Wiese W. L., Smith M. W., Glen- non B. M. (1966)	6,28	Holweger H. — Astron. Astrophys., 1971, 10, p. 129
Mg I	Wiese W. L., Smith M. W., Glen- non B. M., (1966); Lambert D. L., Warner B. (1968)	7,36	Lambert D. L., Warner B. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1968, 140, p. 241
Si I	Garz T. — Astron. Astrophys., 1973, 26, p. 471	7,65	Holweger H. — Astron. Astrophys., 1973, 26, p. 275
Si II	Froese-Fischer C. — Astrophys. J., 1968, 151, p. 759	7,55	Holweger H. (1971)
Ca I	Holweger H. — Solar Phys., 1972, 25, p. 14	6,36	Holweger H. (1972)
Sc I	Wiese A. W., Fuhr J. R. — J. Phys. Chem. Ref. Data, 1975, 4, p. 273	3,05	Исправлен за разность в gf вели- чинах Grevesse N. (1970)
Sc II	Wiese A. W., Fuhr J. R., (1975)	3,90	Исправлен Grevesse N. (1970)
Ti I	Kühne M., Danzmann K., Kock M. — Astron. Astrophys., 1978, 64, p. 111, и в их шкале King R. B., King A. S. — Astrophys. J., 1938, 87, p. 24; Kurucz R. L., Peytremann E. — Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1975, N 362	4,86	Исправлен Grevesse N. (1970)
Ti II	Roberts J. R., Andersen T. Søren- sen G. — Astrophys. J., 1973, 181, p. 567 и в их шкале Wolnik S. J., Berthel R. O. — Astrophys. J., 1973, 179, p. 665; Kurucz R. L., Peytre- mann E. (1975).	4,82	Исправлен Grevesse N. (1970)
V I	Mie K., Richter J. — Astron. Astrop- hys., 1973, 25, p. 299, в их шкале, исправленные за $\epsilon_{\text{верх}}$ и λ Corliss C. H., Bozman W. R. — M. B. S. Monograph, 1962, N 53	4,04	Исправлен Grevesse N. (1970)
V II	Roberts J. R., Andersen T., Søren- sen G. — Astrophys. J., 1973, 181, p. 587 и в их шкале Kurucz R. L., Peytremann E. (1975)	4,21	Исправлен Grevesse N. (1970)
Cr I	Huber M. C. E., Sandeman R. T. — Proc. Roy. Soc. London, 1977, A 357, p. 355, и в их шкале Wolnik S. J., Berthel R. O., Carnevale E. H., Wa- res G. H. — Astrophys. J., 1969, 157, p. 983	5,61	Исправлен Grevesse N. (1970)
Cr II	Engman B., Gaupp A., Curtis L. J., Martison I. — Phys. Scripta, 1975, 12, p. 200, и в их шкале, исправлен- ные за $\epsilon_{\text{верх}}$ и λ Warner B. — Mem. Roy. Astron. Soc., 1967, 70, p. 165	5,50	Исправлен Grevesse N. (1970)
Mn I	Pinnington E. H., Lutz A. O. — Ca- nadian J. Phys., 1974, 52, p. 1256	5,35	Исправлен Grevesse N. (1970)

Таблица 4 (окончание)

Элемент	Источник величин gf	$\lg A_{\odot}$	Источник величин $A_{\odot}$
Fe I	Bridges J. M., Kornlith R. L. — <i>Astrophys. J.</i> , 1974, 192, p. 793; May M., Richter J. — <i>Wechselmann. Astron. Astrophys. Suppl.</i> , 1974, 18, p. 405; Bridges J. M., Wiese W. L. — <i>Astrophys. J.</i> , 1970, 161, p. L 71	7,45	Huber M. C. E., Parkinson W. H. — <i>Astrophys. J.</i> , 1972, 172, p. 299
Fe II	Kurucz R. L., Peytremann E. (1975) и в их шкале, среднее из исправленных Roder O. — <i>Z. Astrophys.</i> , 1962, 55, p. 38; Baschek B., Kegel W. H., Traving J. — <i>Z. Astrophys.</i> , 1963, 56, p. 282; Groth H. G. — <i>Z. Astrophys.</i> , 1961, 51, p. 231; Warner B. (1967), Warner B. — <i>Mon. Not. Roy. Astron. Soc.</i> , 1968, 138, p. 229; Baschek B., Garz T., Holweger H., Richter J. — <i>Astron. Astrophys.</i> , 1970, 4, p. 229; Wolnik S. J., Berthel R. D., Wares G. W. — <i>Astrophys. J.</i> , 1971, 166, p. 31	7,42	Исправлен Grevesse N. (1970)
Co I	Figger H., Heldt J., Siomos K., Wolthe H. — <i>Astron. Astrophys.</i> , 1975, 43, p. 389, и в их шкале, исправленный за $\varepsilon_{\text{верх}}$ и λ ; Corliss C. H., Bozmann W. R. (1962)	4,70	Исправлен Grevesse N. (1970)
Ni I	Laurence G. M., Link J. K., King R. B. — <i>Astrophys. J.</i> , 1965, 141, p. 293, и в их шкале, исправленные за ε и λ Corliss C. H., Bozman W. R. (1962)	6,08	Исправлен Grevesse N. (1970)
Ni II	Kurucz R. L., Peytremann E. (1975)	6,21	Biemont E. — <i>Astrophys. Lett.</i> , 1976, 17, p. 127
Cu I	Kock M., Richter J. — <i>Z. Astrophys.</i> , 1968, 69, p. 180	4,16	Kock M., Richter J. (1968)
Zn I	Lambert D. L., Mallia E. A., Warner B. — <i>Mon. Not. Roy. Astron. Soc.</i> , 1969, 142, p. 71	4,42	Lambert D. L., Mallia E. A., Warner B. (1969)
Y II	Krueger T. K., Aller L. H., Ross J., Czyzak S. J.	2,18	Allen M. S. — <i>PASP</i> , 1976, 88, p. 338
Zr II	Allen M. S. (1976) и в его шкале, исправленные за ε и λ Corliss, C. H., Bozman W. R. (1962)	2,96	Allen M. S. (1976)
Ba II	Gallagher A. — <i>Phys. Rev.</i> , 1967, 157, p. 24	2,09	Holweger H., Müller E. A. — <i>Sol. Phys.</i> , 1974, 39, p. 19
La II	Andersen T., Poulsen D., Ramanujan P. S., Petkov P. A. — <i>Sol. Phys.</i> , 1975, 44, p. 257 и в их шкале, исправленные за ε и λ Corliss C. H., Bozman W. R. (1962)	1,33	Grevesse N., Blanquet G. — <i>Sol. Phys.</i> , 1969, 8, p. 5
Ce II	То же, что и для La II	1,59	То же, что и для La II
Pr II	То же, что и для La II	0,83	То же, что и для La II
Nd II	То же, что и для La II	1,26	То же, что и для La II
Sm II	То же, что и для La II	1,06	То же, что и для La II
Eu II	Corliss C. H., Bozman W. R. (1962)	0,70	Hauge Ø. — <i>Sol. Phys.</i> , 1972, 27, p. 286
Gd II	Corliss C. H., Bozman W. R. (1962)	1,12	Grevesse N., Blanquet G. (1969)

ние элементов в атмосфере Солнца, которое получено при использовании указанных сил осцилляторов.

В качестве теоретической мы использовали кривую роста, рассчитанную Врубелем для параметра $B_0/B_1 = 1/3$ [6].

Построение кривой роста проводилось следующим образом.

Вначале мы рассмотрели распределение наблюдаемых линий каждого атома и иона по потенциалам возбуждения нижнего уровня и выделили группы линий, имеющие близкие значения потенциалов. Затем отдельно для каждой группы линий были построены кривые роста. При построении по оси ординат мы наносили величину $\lg (W_\lambda/\lambda) + 6$, а по оси абсцисс величину

$$\lg X = \lg g f \lambda - \Theta \varepsilon - \lg \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_{4000}} - \Delta(\lambda), \quad (2)$$

где κ_λ и κ_{4000} — коэффициенты непрерывного поглощения, $\Theta = 5040/T$, ε — потенциал возбуждения и $\Delta(\lambda)$ — небольшая поправка, учитывающая сдвиг кривой роста вдоль оси абсцисс вследствие изменения величины B_0/B_1 с длиной волны.

В качестве первого приближения мы приняли, исходя из спектрального класса звезд, что их температура равна $T = 5600$ К, т.е. $\Theta = 0,9$. Поскольку мы объединили в одну группу линии, потенциалы возбуждения которых не отличаются более чем на 1 эВ, то небольшая ошибка в принятой величине Θ не приведет к существенному увеличению разброса точек на кривой роста. Значения коэффициента непрерывного поглощения были взяты из [7]. Хотя величина коэффициента поглощения κ_λ зависит от температуры и электронной плотности, величина отношения $\kappa_\lambda/\kappa_{4000}$ не меняется существенно при изменении температуры на 10%.

На рис. 1 в качестве примера представлена кривая роста для γ Cug, построенная по линиям Y II с $\varepsilon \sim 1,0$ эВ.

По величине сдвига вдоль оси ординат кривой роста, полученной из наблюдений, относительно теоретической были определены скорости микротурбулентных движений в атмосферах исследуемых звезд. Для этого были использованы только те кривые роста, точки на которых расположены на пологой части и занимают достаточно большой диапазон величин $\lg (W_\lambda/\lambda)$. Результаты определения скорости представлены на рис. 2—4. Поскольку в атмосферах исследуемых звезд рассматриваемые элементы находятся в основном в однажды ионизованном состоянии, то турбулентные скорости даны в зависимости от потенциала возбуждения ε^+ для ионов и разности потенциалов ионизации и возбуждения $\chi - \varepsilon^0$ для нейтральных атомов. Вертикальными линиями на рисунках представлена неуверенность в определениях сдвига. В работах, выполненных до 70-х годов [1,8], отмечалось существование зависимости величины турбулентной скорости от потенциала возбуждения. Авторы интерпретировали эту зависимость как результат изменения турбулентной скорости с глубиной, полагая, что линии с разными потенциалами возбуждения образуются на разных глубинах в атмосфере звезды. Однако, как было показано в [9], глубина образования линии зависит главным образом от ее интенсивности: слабые линии образуются глубоко, а сильные в поверхностных слоях. Поскольку турбулентные скорости определяются по линиям средней интенсивности, расположенным на пологой части кривой роста для любых ε , то не следует ожидать различий в величине v_t . Возможно, что зависимости турбулентной скорости от потенциала возбуждения, найденные в ранних исследованиях, есть результат использования недостаточно точных значений сил осцилляторов, которыми располагали астрономы в то время. Изменение турбулентной скорости с глубиной нужно исследовать с помощью моделей атмосфер. Метод кривых роста здесь малоприменим. Из рис. 2—4 мы можем только сказать, что значение турбулентной скорости, определяемой по линиям ионов, по-видимому, на 10—20% выше, чем значение, определяемое по линиям нейтральных атомов. Однако неопределенность отдельных значений турбулентной скорости не дает основания настаивать на реальности этого результата. Для дальнейшего анализа мы приняли

Таблица 5

Параметр	α UMi	γ Cyg	ρ Cas	Параметр	α UMi	γ Cyg	ρ Cas
v_t (атом), км/с	5,2	6,9	11,2	T , К	5538	5793	5600
v_t (ион), км/с	6,3	7,6	13,1	$\lg P_e$	-0,43	-0,25	-0,91
v_t (сп), км/с	5,3	7,0	11,8	$\lg \chi_{4000}$	-25,76	-25,68	-26,06
θ	0,91	0,87	0,90				

среднее значение турбулентной скорости для каждой звезды (см. табл. 5). При усреднении мы придали большой вес определениям турбулентной скорости по линиям нейтральных атомов, поскольку их значения сил осцилляторов более надежны.

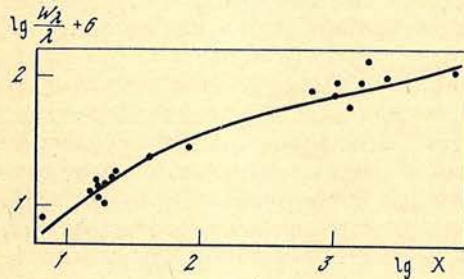


Рис. 1. Кривая роста γ Cyg, построенная по линиям Y II

Рис. 2. Зависимость величины турбулентной скорости v_t от потенциалов возбуждения для звезды α UMi

a — для ионов, б — для атомов

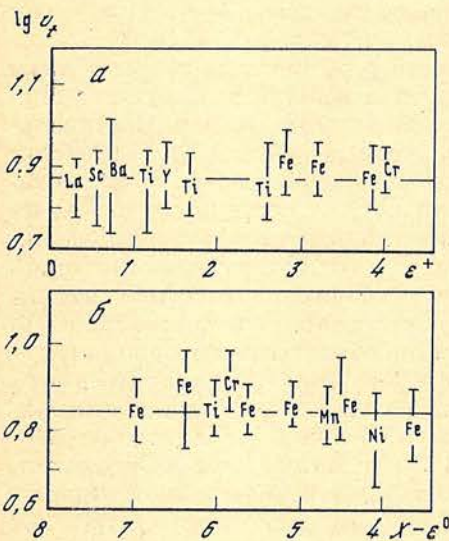
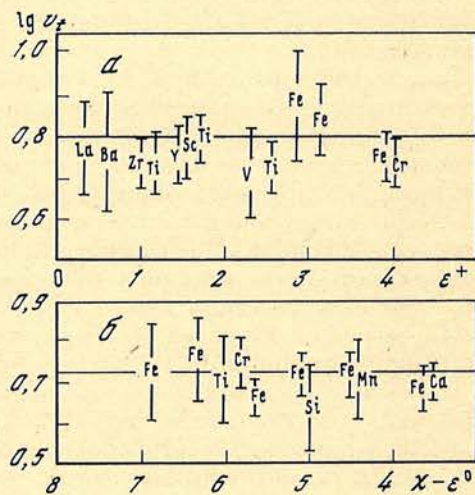


Рис. 3. Зависимость величины турбулентной скорости от потенциала возбуждения для звезды γ Cyg

a — для ионов, б — для атомов

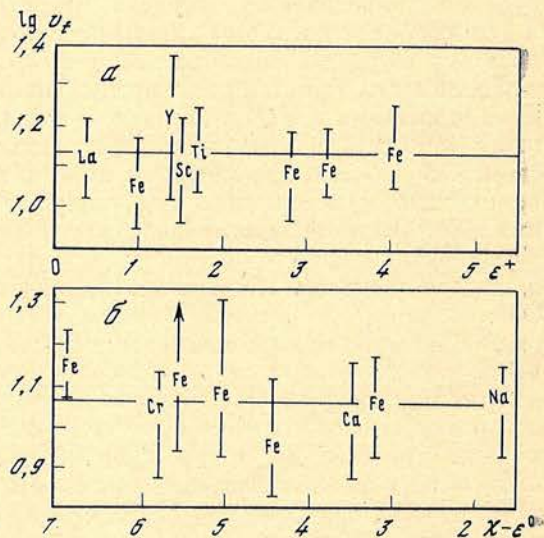


Рис. 4. Зависимость величины турбулентной скорости от потенциала возбуждения для звезды ρ Cas

a — для ионов, б — для атомов

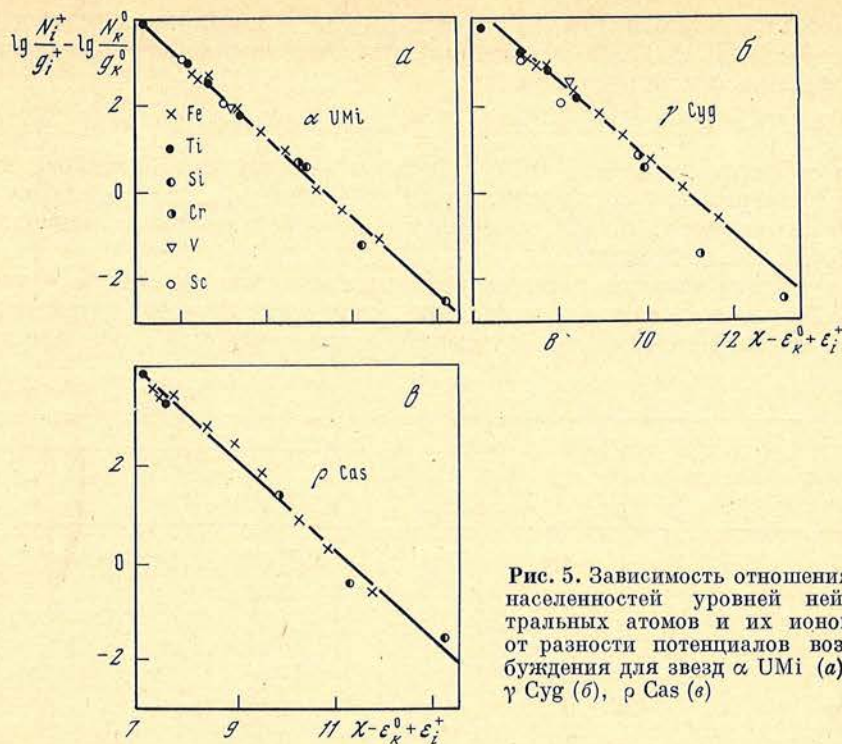


Рис. 5. Зависимость отношения населенностей уровней нейтральных атомов и их ионов от разности потенциалов возбуждения для звезд α UMi (а), γ Cyg (б), ρ Cas (в)

Следующим этапом анализа было определение температуры и электронной плотности. Для этой цели мы использовали метод Унзоляда [10]. Если мы сравним населенности k -го уровня нейтрального атома N_k^0 и i -го уровня его иона N_i^+ , то, согласно формулам Больцмана и Саха, их соотношение будет определяться равенством

$$\lg \frac{N_i^+}{g_i^+} - \lg \frac{N_k^0}{g_k^0} = 2,5 \lg T - \lg P_e - \Theta (\chi + \epsilon^+ - \epsilon^0) - 0,18, \quad (3)$$

где g_k^0 и g_i^+ — статистические веса соответствующих уровней.

Легко видеть, что на плоскости $\lg (N_i^+/g_i^+) - \lg (N_k^0/g_k^0) \propto \chi + \epsilon^+ - \epsilon^0$ мы должны иметь прямую линию, наклон которой дает нам величину Θ , а ее пересечение с осью абсцисс — величину $\lg P_e$.

Для всех элементов, которые наблюдаются в двух стадиях ионизации, были определены сдвиги вдоль оси абсцисс и величины разности

$$(\lg \eta_i^+ - \lg X_i^+) - (\lg \eta_k^0 - \lg X_k^0) \equiv \lg \frac{N_i^+}{g_i^+} - \lg \frac{N_k^0}{g_k^0}. \quad (4)$$

При этом мы использовали среднее значение турбулентной скорости.

Затем были построены соответствующие графики (см. рис. 5), по которым были определены температура и электронная плотность в атмосферах исследуемых звезд. Результаты приведены в табл. 5. Ошибки определения величины Θ составляют $\pm 0,02$ для всех звезд, а определения величины $\lg P_e = \pm 0,10$ для α UMi и γ Cyg и $\pm 0,25$ для ρ Cas. Мы видим, что температуры не сильно изменились по сравнению с предварительным значением. Поэтому для дальнейшего анализа мы не перестраивали кривые роста, а лишь ввели, где необходимо, небольшие поправки в величины $\lg X$.

После определения параметров атмосферы v_t , T , $\lg P_e$ и $\lg \kappa_{4000}$ можно найти химический состав атмосферы. Для каждой группы линий по сдвигу кривой роста мы определяли величину

$$\lg \eta - \lg X. \quad (5)$$

Подставляя выражение (1) для η и (2) для X и принимая содержание водорода $\lg A(H) \equiv 12,00$, можно получить соотношение для определения содержания рассматриваемого иона:

$$\lg A(N) = [\lg \eta - \lg X] + \lg U + [\lg v_i (\text{км/с}) + \lg \kappa_{4000} + 27,04]. \quad (6)$$

Здесь величины $[\lg \eta - \lg X]$ и $\lg v_i$ мы находим из наблюдений; коэффициент непрерывного поглощения при $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ κ_{4000} находится из таблиц [7] по величинам Θ и $\lg P$, которые также определяются по наблюдениям; U — сумма по состояниям.

Результаты определения содержания элементов приведены в табл. 6. В столбцах последовательно приведены обозначение иона, его потенциал ионизации, средний потенциал возбуждения рассматриваемой группы линий, со-

Таблица 6

Элемент	χ	ϵ	$\lg A$			
			$\alpha \text{ UMi}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\rho \text{ Cas}$	$\odot$
Li I	5,39	0,00	<1,90	<2,10	<2,38	1,10
Cl I	11,26	7,50	8,16	7,95	8,06	8,61
Na I	5,14	2,10	6,43	6,72	7,02	6,28
Mg I	7,65	4,30	7,16	7,12	7,28	7,36
Si I	8,15	5,00	7,67	7,64	7,86	7,65
Si II		6,83	7,85	7,54		7,55
Si II		8,09	7,17	7,30	7,53	
Si II		10,02	7,65	7,32	7,67	
S I	10,36	7,00	7,28	7,25	7,27	7,24
Ca I	6,11	2,51	6,16	6,21	6,04	6,36
Sc I	6,54	0,00	3,38	3,53		3,05
Sc II		0,60	3,41	3,34		
Sc II		1,50	3,22	3,17	3,17	3,00
Ti I	6,82	0,85	4,84	4,91	4,94	4,86
Ti I		1,80	4,87	5,05		
Ti II		1,15	4,55	4,80	4,98	4,82
Ti II		1,70	4,84	4,92		
Ti II		2,60	4,69	4,91		
V I	6,74	0,30	4,01	4,03		4,04
V II		1,80	4,09	4,17	4,31	
Cr I	6,77	1,00	5,48	5,38	5,40	5,61
Cr II		4,00	5,39	5,30	5,54	5,50
Mn I	7,44	3,00	5,27	5,18	5,04	5,35
Fe I	7,87	0,10	7,25	7,31	7,44	7,45
Fe I		0,95	7,36	7,29	7,36	
Fe I		1,55	7,19	7,18	7,23	
Fe I		2,30	7,20	7,28	7,00	
Fe I		2,85	7,25	7,28	7,11	
Fe I		3,40	7,24	7,22	7,12	
Fe I		4,30	7,36	7,40	7,41	
Fe II		2,80	7,35	7,27	7,22	7,42
Fe II		3,20	7,48	7,39		
Fe II		3,87	7,30	7,49	7,33	
Co I	7,81	2,70	4,71	4,69	4,94	4,70
Ni I	7,64	1,80	6,02	6,12	6,01	6,06
Ni I		3,60	6,12	6,10	6,09	
Ni II		4,00	6,22	6,16	6,03	6,21
Cu I	7,73	1,60	4,09	4,04	4,29	4,16
Zn I	9,39	4,05	4,14	4,22	4,18	4,42
Y II	12,24	1,00	2,07	2,11	2,27	2,18
Zr II	13,13	1,00	3,07	3,17	3,39	2,96
Ba II	10,00	0,60	3,12	3,49	2,91	2,11
La II	11,06	0,30	1,44	1,67	1,68	1,30
Ce II	10,85	0,70	1,45	1,76	1,64	1,59
Pr II	10,85	0,50	0,64	0,82	0,95	0,83
Nd II	10,72	0,60	1,08	1,34	1,23	1,26
Sm II	11,07	0,20	0,64	0,97	0,76	1,06
Eu II	11,25	3,90	0,67	0,83	0,81	0,70
Gd II	12,10	0,50	0,62	0,87		1,12

держание элементов в атмосферах α UMi, γ Cyg и ρ Cas и содержание элементов в солнечной атмосфере, взятое из табл. 4. Сравнивая между собой результаты, полученные для одного и того же элемента по разным группам линий, мы можем сделать вывод о точности наших определений.

Точность определения содержания элементов в атмосферах звезд методом кривых роста зависит от точности определения населенности уровней, из которых возникают наблюдаемые линии (т. е., по существу, точности величины $\lg \eta - \lg X$), и от точности пересчета этих величин на полное содержание рассматриваемого элемента, т. е. точности определения параметров атмосферы T , P_e , v_i . Конечно, ошибки в величинах сил осцилляторов полностью входят в определяемое содержание. Мы не будем обсуждать здесь этот вопрос, отметим лишь, что для всех исследуемых звезд были использованы практически одни и те же линии и одни и те же значения сил осцилляторов. Поэтому при сравнении содержания элементов в атмосферах различных звезд возможные ошибки в значениях сил осцилляторов не повлияют на результат.

В рассматриваемом диапазоне температур и электронных плотностей коэффициент непрерывного поглощения меняется прямо пропорционально электронной плотности и слабо зависит от температуры. Поскольку в атмосферах исследуемых звезд практически все элементы находятся в ионизованном состоянии, то в содержаниях всех элементов, определенных по линиям ионов согласно (6), войдет одинаковая ошибка в определении электронной плотности. Естественно, что эта ошибка не изменит относительное содержание этих элементов.

Другое положение будет, если мы определяем содержание элемента по линиям нейтральных атомов. Здесь мы должны учесть атомы, находящиеся в ионизованном состоянии, т. е. добавить в равенство (6) член

$$\lg \frac{N^+}{g^+} - \lg \frac{N^0}{g^0} = 2,5 \lg T - \Theta\chi - \lg P_e - 0,18. \quad (7)$$

Поскольку $\kappa \approx aP_e$, где a — некоторая постоянная, то для определения содержания элементов по линиям нейтральных атомов (6) примет вид

$$\lg A(N) = [\lg \eta^0 - \lg X^0] + 2,5 \lg T - \Theta\chi - 0,18 + \lg U^+ [\lg v_i + a + 27,04]. \quad (8)$$

Мы видим, что в этом случае определяемое содержание не зависит от электронной плотности, но сильно зависит от температуры. Физический смысл этого ясен. По соотношениям (6) и (8) мы определяем содержание элементов по отношению к водороду, содержание которого мы приняли за $\lg A(H) \equiv 12,0$. В атмосферах исследуемых звезд водород находится в основном в нейтральном состоянии. В формулу (6) содержание водорода входит через коэффициент непрерывного поглощения, который определяется отрицательными ионами водорода. При пересчете величины коэффициента непрерывного поглощения одного отрицательного иона водорода на один нейтральный атом водорода величина P_e входит совершенно так же, как и при пересчете числа нейтральных атомов, находящихся в единице объема, на число ионов, находящихся там же. Поскольку мы рассматриваем отношение числа атомов и всех ионов какого-то элемента (в данном случае его однократных ионов) к числу атомов и всех ионов водорода (в данном случае нейтральных атомов), то множитель P_e сокращается.

Для того чтобы оценить влияние ошибок в определении параметров атмосферы на химический состав на рис. 6, мы сравнили между собой для исследуемых звезд результаты определения содержания элементов по различным группам линий.

Из рассмотрения табл. 6 и рис. 6 можно заключить, что систематические ошибки, связанные с ошибками в температуре и плотности, меньше разброса, вызванного случайными ошибками в определении населенностей уровней.

На рис. 6 представлено также сравнение содержания различных элементов в атмосфере γ Cyg, определенных по различным группам линий, со сред-

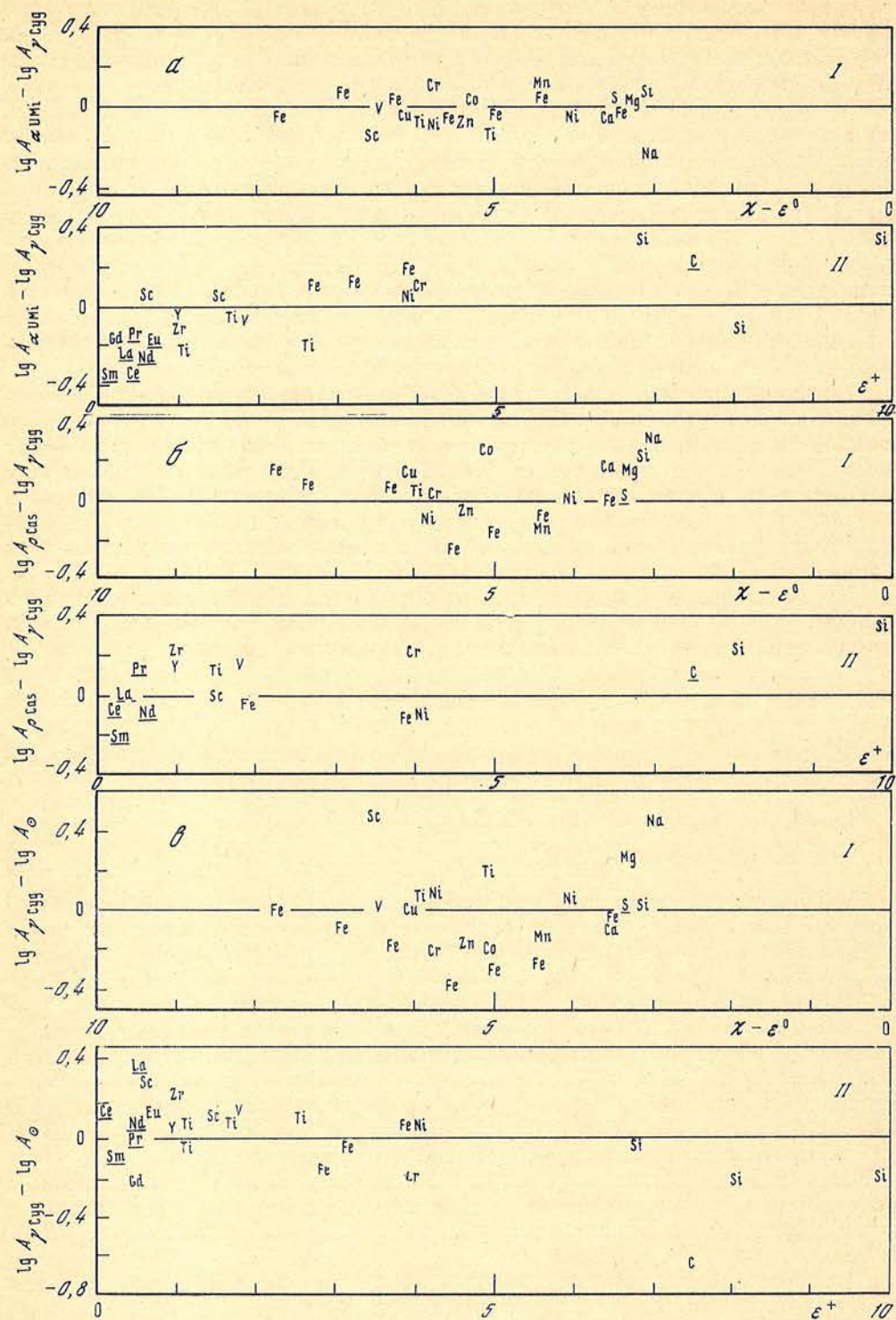


Рис. 6. Сравнение содержаний элементов в атмосферах α UMi и γ Cyg (a), ρ Cas и γ Cyg (б) и γ Cyg и Солнца (в)

I — нейтральные атомы, II — ионы. Подчеркнутый элемент обозначает, что при определении его содержания учитывалось и другое состояние ионизации

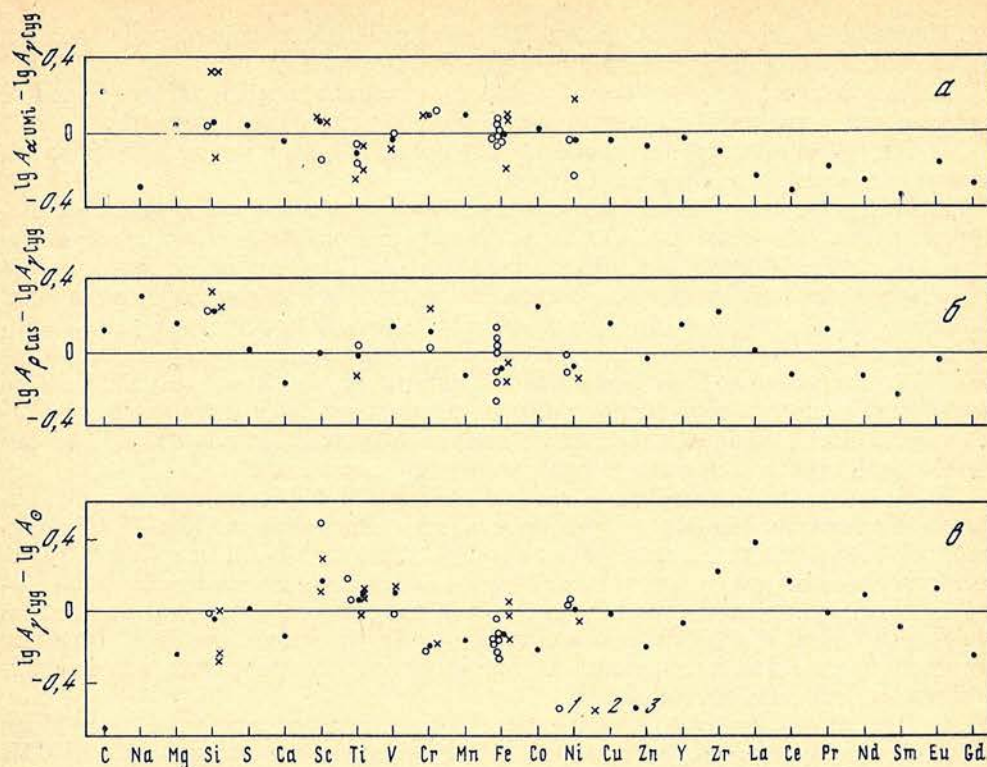


Рис. 7. Сравнение химического состава атмосфер звезд и Солнца

а — α UMi и γ Cyg; б — ρ Cas и γ Cyg; в — γ Cyg и Солнца

1 — определения по линиям нейтральных атомов, 2 — по линиям ионов, 3 — среднее значение

ним содержанием на Солнце. Разброс точек заметно больше, чем на предыдущих рисунках. Здесь также не обнаруживается систематической зависимости разности содержаний от потенциала возбуждения. Заметно отклоняются точки, соответствующие ионизованному кремнию. Но этому отклонению не следует придавать большого значения. Дело в том, что каждая точка, соответствующая ионизованному кремнию, основана только на двух линиях. Кроме того, их эквивалентные ширины очень большие, и они находятся на той части кривой роста, где уже очень сильно влияет затухание. Поэтому здесь могут быть большие ошибки. В частности, небольшая ошибка в определении турбулентной скорости приведет к значительным ошибкам в содержании элемента.

На рис. 6, в отклонения содержания железа, определенного по разным группам линий Fe I, расположились вдоль некоторой дуги. Диапазон отклонений составляет значительную величину — 2,5 раза. Этот факт мы не можем объяснить просто ошибками. Вероятно, здесь проявляются недостатки метода кривых роста. В частности, мы предполагали, что во всей атмосфере все физические параметры, в том числе и величина турбулентной скорости, постоянны. Поскольку разные группы линий Fe I имеют различную эквивалентную ширину, то эффективная глубина образования линий будет различна. Если величина турбулентной скорости меняется с глубиной, то использование постоянной турбулентной скорости внесет ошибку в содержание элемента. Причем эта ошибка будет связана с величиной эквивалентных ширин линий, а не с их потенциалом возбуждения, что мы и видим на графике рис. 6, в.

На рис. 7 сравниваются содержания элементов для α UMi и ρ Cas относительно γ Cyg и для γ Cyg по отношению к Солнцу. При определении среднего значения содержания элемента мы придавали больший вес определениям по линиям нейтральных атомов, поскольку они имеют более точные величины

gf. Исключение составляют скандий и ванадий, для которых наблюдаются лишь слабые линии нейтральных атомов.

Рассмотрение этих рисунков и табл. 6 позволяет нам сделать следующие заключения о химическом составе атмосфер сверхгигантов класса F.

1. Химический состав атмосфер исследуемых звезд в целом близок к химическому составу атмосферы Солнца.

2. Найдено, что содержание углерода примерно в 4 раза меньше в атмосферах сверхгигантов, чем на Солнце. Линии углерода довольно слабы и ложатся на прямолинейную часть кривой роста. Поэтому возможные ошибки в турбулентной скорости очень мало влияют на содержание углерода. Блендирование линиями других элементов и неверное отождествление привело бы к увеличению содержания углерода. Изменение температуры с глубиной и другие подобные эффекты, по-видимому, не могут вызвать этого явления. Углерод и сера имеют близкие потенциалы возбуждения ($\epsilon_C = 7,5$ и $\epsilon_S \simeq 7,0$) и примерно одинаковые эквивалентные ширины линий, но мы имеем нормальное содержание серы и дефицит углерода.

3. Найдено, что содержание натрия повышено. Причем величина его избытка тем больше, чем больше светимость, т. е. масса звезды. Для α UMi величина избытка находится в пределах ошибок определения. Для γ Sgr избыток натрия уже заметен, а для ρ Cas избыток составляет большую величину — 0,7 в логарифме содержания. Содержание натрия определялось по слабым и средним линиям, очень сильные линии D_1 и D_2 не использовались. Поэтому ошибка определения содержания натрия сравнительно невелика, и его сверхобилие мы считаем достоверным.

4. Вероятно, имеется небольшой дефицит редких земель в атмосфере α UMi по сравнению с атмосферой γ Sgr. Следует напомнить, что α UMi является долгопериодической цефеидой сферической составляющей, а γ Sgr принадлежит к плоской составляющей звездного населения Галактики. Возможно, небольшое различие в содержании редких земель вызвано принадлежностью к разным типам населения, к звездам разного возраста.

5. Ни на одной спектрограмме исследуемых звезд мы не обнаружили линию лития. В табл. 6 дан верхний предел содержания лития в предположении, что эквивалентная ширина резонансной линии лития $\lambda = 6708 \text{ \AA}$ не превышает 0,02 $\text{\AA}$. Верхняя граница содержания лития примерно в 10 раз превышает содержание лития на Солнце. Поэтому мы ничего не можем сказать о реальном соотношении содержания лития в атмосферах Солнца и сверхгигантов. Но известно, что литий на Солнце уже частично выгорел. Его содержание в атмосферах молодых звезд и в межзвездной среде составляет $\lg A(\text{Li}) \approx 3,00$ [12]. Поэтому мы можем заключить, что в атмосферах сверхгигантов сохранилось менее 10% первоначального количества лития.

6. Линии Sr II оказались непригодными для определения содержания из-за очень большой интенсивности. По этой же причине неточны определения содержания бария. Фактически содержание бария основано на одной линии.

7. Звезда ρ Cas согласно каталогу переменных звезд [11] была отнесена к переменным звездам типа R CrB. Кроме внезапных ослаблений блеска, эти звезды характеризуются большим избытком углерода. Поскольку ρ Cas имеет такое же содержание углерода, как и другие сверхгиганты, то принадлежит ее к группе звезд типа R CrB становится весьма сомнительной.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г. Н. Шараповой за большую помощь в обработке материала и И. С. Саванову и И. Эглитису за помощь в сопоставлении сил осцилляторов.

Май 1979 г.

Литература

1. *Wright K. O.* — Publ. Dom. Astrophys. Observ. Victoria, 1949, 8, p. 1.
2. *Preston G. W.* — Astrophys. J., 1961, 134, p. 797.
3. *Боярчук М. Е.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, с. 136.
4. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest: NBS Techn. note, Wash.: 1959, N 36.
5. *Moore Ch. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.* The Solar spectrum 2935—8770 Å. NBS Monogr. 61. Wash.: US Govern. Print. Off., 1966.
6. *Wrubel M.* — Astrophys. J., 1949, 109, p. 66.
7. *Bode G.* Die kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperature und Elementhäufigkeiten. — Inst. Phys. and Sternwarte Univ. Kiel, 1965, S. 151.
8. *Боярчук М. Е.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, с. 94.
9. *Любимков Л. С.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 87.
10. *Unsold A.* Physik der Sternatmosphären, 1955. В. etc.: Springer-Verl., S. 430.
11. *Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н.* Общий каталог переменных звезд. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
12. *Боярчук М. Е.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 127.

УДК 523.942.841

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ HD 206267, ОТОЖДЕСТВЛЯЕМОЙ С РЕНТГЕНОВСКИМ ИСТОЧНИКОМ Cep X-4

Т. С. Галкина

С целью выявления особенностей, подтверждающих правильность отождествления рентгеновского источника Cep X-4 со спектрально-двойной звездой HD 206267, проведен анализ спектра последней по 35 спектрограммам, полученным в июне — августе 1975 г. на 1220-мм рефлекторе обсерватории.

Спектральные наблюдения в диапазоне длин волн $\lambda 3650-4950 \text{ \AA}$ не показали проявления связи HD 206267 с рентгеновским источником Cep X-4.

Выявленные особенности в спектре HD 206267, такие, как наличие эмиссии в линии He II $\lambda 4686$, резкие абсорбционные ядра в линиях водорода и гелия, переменность интенсивности спектральных линий и другие, свидетельствуют о наличии протяженной, с неравномерной плотностью, оболочки, окружающей главный компонент. Найдено, что спектральные классы компонентов различаются не более чем на один спектральный подкласс и определяются как O6f + O7.

Отношение масс компонентов, найденное из их кривых лучевых скоростей, равно 1,7. Полуамплитуды лучевой скорости главного и вторичного компонентов равны соответственно: $K_1 = 80$, K_2 изменяется от -120 до $+150 \text{ км/с}$.

THE SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF HD 206267 AS A POSSIBLE COUNTERPART OF THE X-RAY Cep X-4, by T. S. Galkina. — To confirm the probability of the X-ray source Cep X-4 associated with a binary system HD 206267, the spectrum of the spectroscopic binary system HD 206267 is analysed on the basis of 35 spectrograms with the dispersion $36 \text{ \AA/mm}$ in the region of $\lambda 4950-3650 \text{ \AA}$, which were obtained with the 1220 mm-reflector of the Crimean Astrophysical Observatory.

These observations show no evidences for the association of HD 206267 with the X-ray source Cep X-4.

Strong absorption nuclei were often revealed within the broad Balmer lines and sometimes at He I and He II lines. The weak emission at the red edge of $\lambda 4686$ of the He II line is obvious. These peculiarities point to the presence of an irregular density envelope, surrounding the primary component. The spectral types of the components differ only by one subclass and are estimated as O6f + O7. We conclude that the HD 206267 is a spectroscopic binary with the massive components. The ratio of the masses (q) of the components was found equal to 1.7. The velocity amplitudes from H I, He I, He II lines are: $K_1 = 80 \text{ км/с}$, K_2 varies from -120 to 150 км/с for the primary and the secondary components, respectively.

Спектрально-двойная звезда HD 206267 является одной из звезд нашей программы исследования тесных двойных систем, отождествляемых с рентгеновскими источниками. Эту спектрально-двойную звезду отождествляют с рентгеновским источником Cep X-4, открытым в 1972 г. [1]. Но до сих пор еще не найдено убедительных признаков в пользу такого отождествления, и вопрос этот на сегодняшний день остается открытым. Нужны еще новые наблюдения, новые поиски.

Первые спектральные исследования HD 206267 были сделаны Руфусом [2] и Пласскеттом [3]. Ими было установлено, что эта звезда является спектраль-

но-двойной с одиночными линиями, с периодом 3,7 дня. Линий вторичного компонента тогда выявлено не было. Руфус отметил сложную структуру линий в спектре, а именно: неправильное распределение интенсивности внутри линии, появление резких ядер в центре, а иногда и в крыльях линий водорода. В последующие годы наблюдения HD 206267 были эпизодическими. Некоторые сведения о ней можно найти в исследованиях, касающихся целого комплекса звезд типа O [4—7].

Интерес к HD 206267 возрос в связи с обнаружением рентгеновского излучения из окрестности этой звезды.

В 1974—1975 гг. Хейсберг и Хаммершлаг [8] изучили несколько спектрограмм HD 206267 с целью поиска возможных эмиссионных линий как признака потери массы. Результат был отрицательным. Никаких эмиссионных линий в области λ 3750—6680 Å они не обнаружили. Крамптон и Редмен [9], проводя исследование спектрограмм HD 206267, собранных ими за период с 1936 по 1974 г., установили присутствие некоторых линий спектра вторичного компонента и высказали предположение, что эта система, по-видимому, состоит из звезд спектральных классов O6 и O9. Вторичный компонент системы имеет более поздний спектральный класс, чем главный. Ими были получены также несколько оценок лучевой скорости вторичного компонента из измерений линий He I и He II, которые дали для ее полуамплитуды величину $K_2 = 298 \pm 14$ км/с. Для главного компонента значение K_1 найдено равным ± 80 км/с по линиям H I и 104 км/с по линиям He II, тогда как линии He I показали значительно меньшую амплитуду, $K_1 = 22$ км/с. Эти авторы, так же как и авторы [8], не нашли признаков быстрого переноса массы или каких-либо других эффектов, которые могли бы дать рентгеновскую эмиссию, и высказали сомнение в правильности отождествления HD 206267 с рентгеновским источником Сер X-4.

Наши первые наблюдения HD 206267 были проведены в июне—августе 1975 г. На 1220-мм рефлекторе обсерватории с дифракционным спектрографом с дисперсией 36 Å/мм в области λ 3650—4950 Å, на пластинках Kodak 103 aO. C 26.VI по 28.VIII 1975 г. было получено 35 спектрограмм.

Лучевые скорости компонентов v_r . Прежде всего все спектрограммы были измерены для определения лучевой скорости. Для измерения были выбраны следующие линии H I: H γ λ 4340,468, H δ λ 4101,737, H ϵ λ 3970,075, H ζ λ 3889,051, H η λ 3835,396; He II: λ 4199,83, λ 4541,89, λ 4685,68; He I: λ 4026,165, λ 4471,477 и H и K Ca II.

Следует подчеркнуть, как уже отмечалось выше, что линии поглощения в спектре этой звезды имеют довольно сложную структуру; это затрудняет

Таблица 1

Радиальные скорости (v_r в км/с) компонентов HD 206267 из измерений линий водорода, ионизованного и нейтрального гелия и линии K Ca II

J.D. 2442...+	Фаза	H I		He II		He I		K Ca II
		I	II	I	II	I	II	
591,552	0 ^P ,295	+64		+58		+58		-16
599,517	0,443	+54		+66				-15
600,492	0,706	-83	+64	-111	+158			-4
601,469	0,969	-54		-82	+146			-2
602,493	0,245	+87		+90	-89			-15
647,447	0,366	+111		+107	-107	+60		-12
648,432	0,632	-34		-82	+143	+11	+87 +320	+5
649,469	0,911	-76		-57		-76:		+11
650,452	0,177	+67		+92	-140	+73		+4
651,451	0,446	+51		+46:		+63		+15
653,417	0,976	-46		-80	+88			

Примечание. Ошибка измерения v_r составляет $\pm 3-9$ км/с.

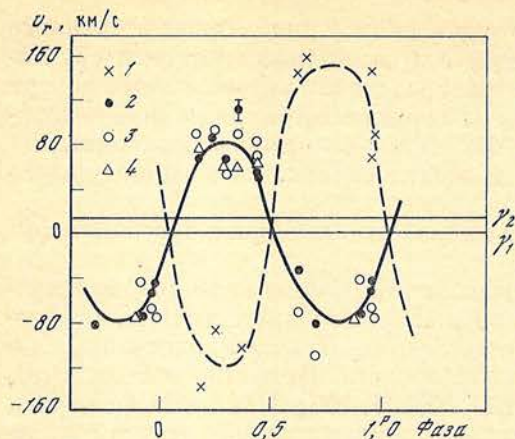


Рис. 1. Изменение лучевой скорости главного (сплошная линия) и вторичного (штриховая) компонентов в функции фазы по измерениям

1 — линии вторичного компонента, 2 — H I, 3 — He II, 4 — He I

ния лучевой скорости по линиям водорода мы, как правило, брали четыре линии: H γ , H δ , H ϵ , H ζ и лишь иногда H η , поскольку последняя блендируется с H Ca II. Максимальная ошибка измерений в среднем составляет $\pm 8 - 9$ км/с. Что касается линий He II, то при вычислении лучевой скорости наибольший вес придавался линии $\lambda 4199,83$, как наиболее чистой от бленд, затем бралась линия $\lambda 4541,89$ и меньший вес придавался линии $\lambda 4685,75$, поскольку она искажена эмиссией, которая в некоторых фазах была явно видна в красном крыле линии, в других — не явно. Из линий He I для определения v_r в основном бралась линия $\lambda 4471$. Линии вторичного компонента наиболее четко проявлялись у линий He II. Результаты измерения лучевой скорости компонентов HD 206267 приведены в табл. 1 и показаны на рис. 1. Фазы наблюдений были вычислены с периодом $P = 3^d 70875$, данным в [8], за начальную эпоху взят момент прохождения через периастр $T_0 = \text{J.D.} 2442233, 290$.

Как видно из рис. 1, лучевая скорость главного компонента изменяется в пределах ± 80 км/с по линиям водорода и He II. Измерения по линии He I, хотя этих оценок не так много (всего 5, из них 4 — в одной квадратуре и одна — в противоположной), в пределах ошибок измерений совпадают с результатами по H I и He II. Лучевая скорость вторичного компонента изменяется в пределах от -120 до $+150$ км/с. Средняя скорость вторичного компонента (γ_2) примерно на 15 км/с выше средней скорости главного компонента (γ_1). Следует, может быть, отметить, что в фазе $0^d 638$ линия He I $\lambda 4471$ имеет резкий компонент на расстоянии около $+320$ км/с. Но каково его происхождение, пока трудно однозначно объяснить.

Сопоставляя наши результаты с тем, что получено Крамптоном и Редменом [9], следует отметить большое расхождение в оценках амплитуды лучевой скорости для вторичного компонента. Последняя по данным [9] больше чем в два раза превосходит значение, полученное нами. Эти расхождения в оценках v_r для вторичного компонента, по всей вероятности, обусловлены тем, что авторы [9] принимали за линии вторичного компонента резкие абсорбционные ядра, которые время от времени появляются и у линий He I и в крыльях водородных линий. Большая амплитуда v_r (II) ими получена, как видно из табл. 1 [9], именно по линиям He I и H I. Если посмотреть контуры водородных линий для различных фаз, в частности квадратур, то можно видеть асимметрию, но по ним практически невозможно выделить для измерения v_r линию вторичного компонента. Наши результаты определения v_r дают для отношения масс компонентов величину $q = M_1/M_2$, равную 1,7, которая

измерения и, естественно, вносит ошибки. Профили линий Бальмера сильно искажены: 1) вкладом линий He II в фиолетовых крыльях, 2) наложением линий вторичного компонента. Это обстоятельство создает такую ситуацию, что, когда слабый компонент смещен в красную часть спектра, линия водорода будет приблизительно симметрична и даст примерно правильную скорость (фазы $0,6 - 0,9$). В противоположных фазах ($0,1 - 0,4$), когда слабый компонент смещен в коротковолновую часть спектра, комбинация линий He II и линий вторичного компонента смещает видимое ядро линии H I в эту же сторону. Такая комбинация будет приводить к тому, что амплитуда v_r по линиям водорода в этих фазах будет несколько уменьшена, что и замечается по нашим измерениям. Для вычисле-

Эквивалентные ширины (W_λ) некоторых (наиболее характерных) линий в спектре HD 206267

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	5/6, VII $P, 440$	6/7, VII $P, 704$	7/8, VII $P, 966$	8/9, VII $P, 239$	22/23, VIII $P, 362$	23/24, VIII $P, 638$	24/25, VIII $P, 914$	25/26, VIII $P, 177$	26/27, VIII $P, 442$	28/29, VIII $P, 969$	[4]
3813	He II	—	—	—	—	—	—	—	—	0,39	0,32	
3820	He I	—	—	—	—	—	—	—	—	0,51	0,24	
4026	He I, He II	0,46	0,68	0,47 (I) 0,16 (II)	0,55	0,68	0,71	0,49	0,42	0,28:	0,69 (I) 0,18 (II)	0,79
4088	Si IV	0,16	0,20	—	—	0,22	0,29	0,41	0,46 (I)	0,73	0,31	0,30
4116	Si IV	0,22	0,12	—	—	0,29	0,32	0,41	0,33	0,29	0,20	0,20
4200	He II	0,53	0,50 (I) 0,25 (II)	0,45	0,24 (II) 0,35 (I)	0,09 (II) 0,39 (I)	0,55 (I) 0,20 (II)	0,46	0,27 (II) 0,36 (I)	0,80	0,58 (I) 0,23 (II)	0,65
4379	N III	—	—	—	—	—	0,34	0,23	0,41	—	—	
4388	He I	0,61	—	—	—	—	0,31	0,37 (I) 0,28 (II)	0,41	—	—	0,84
4471	He I	0,52	0,49 (I) 0,15 (II)	1,06 (I) 0,25 (II)	0,21 (II) 0,50 (I)	0,81	0,60 (I) 0,15 (II)	0,62 (I) 0,17 (II)	0,23 (II) 0,64 (I)	0,42:	0,57 (I) 0,18 (II)	0,63
4481	Mg II	0,50:	—	0,59	0,28:	—	0,31	0,43	0,37	0,14	0,15	
4535	N III	—	—	—	—	—	0,16	0,45	—	—	—	
4542	He II	1,03	0,82	0,92	0,23 (II) 0,62 (I)	0,32 (II) 0,87 (I)	0,71	0,51	0,89	0,66	0,76	0,83
4546	N III	0,18	0,29 *	0,25 *	0,27	—	—	—	—	0,09	—	
4686	He II	0,95	0,90 (I) 0,14 (II)	0,74 (I) 0,19 (II)	0,33 **	0,28 (II) 0,67 (I)	0,97	0,58	0,54 (II) 0,57 (I)	0,47 —0,40	0,76	0,63
3750	H ₁₂	—	—	—	—	—	—	—	—	0,73	0,91	
3770	H ₁₁	1,93	2,05	1,35	1,71	1,89	2,42	2,18	1,99	1,12	1,57	
3797	H ₁₀	1,90	2,85	1,54	2,37	—	2,5	1,80	2,45	1,88	1,57	
3835	H ₉	2,00	2,21	1,60	1,30	2,12	2,31	1,49	1,95	1,73	1,62	
3889	H ₈	1,94	2,80	1,53	1,87	2,03	2,12	1,97	2,25	1,98	1,83	
3970	H ₈ + H Ca II	2,70	2,85	2,60	2,09	2,30	2,48	2,09	1,80	2,62	2,06	2,00
4101	H ₆	2,34	3,04	2,35	2,70	2,32	2,28	1,71	2,57	2,26	2,40	2,21
4340	H ₇	2,88	3,02	2,52	2,31	2,60	2,50	2,48	2,84	2,60	2,52	2,44
3933	K Ca II	0,49	0,37	0,37	—	0,29	0,32	0,32	0,34	0,37	0,31	0,38

* Возможно, blending с линией $\lambda 4542$ He II вторичного компонента. ** С красной стороны, видимо, эмиссия.В последнем столбце таблицы приведены для сравнения значения W_λ из [4]. Цифры (I) и (II) означают: главный и вторичный компонент соответственно. Со знаком минус дается W_λ эмиссионного компонента линии.

Дата, 1975 г.	Номер спектра	Примечание	Дата, 1975 г.	Номер спектра	Примечание
27/28.VI	1—2	Линии поглощения H широки, у H_γ , $\lambda 4542$ и $\lambda 4200$ He II заметно раздвоение	24/25.VIII	23—26	появляется с длинноволновой стороны с длиной волны $\lambda 4475,9 \text{ \AA}$ У $\lambda 4200$ и $\lambda 4542$ He II выделяются резкие абсорбции; у $\lambda 4686$ He II и H_β есть как будто обращение в середине
5/6.VII	3—4	У H_γ заметно абсорбционное ядро	25/26.VIII	27—28	Линии H широки, у $\lambda 3835$ две резкие абсорбции на размытом фоне, резкая абсорбция видна и у $\lambda 4026$; на красном крыле He II $\lambda 4686$ заметно уплотнение спектра, вероятно, эмиссия
6/7.VII	5—7	Линии H показывают раздвоение, или центральное обращение, $\lambda 3835 H_\beta$ имеет резкое абсорбционное ядро, у $\lambda 4200$ He II наблюдаются резкий и размытый компоненты	26/27.VIII	29—31	У $\lambda 3835$ две резкие абсорбции на размытом фоне; H_δ расширена, у H_β как будто есть обращение в центре, у $\lambda 4686$ есть резкий компонент, $\lambda 4542$ кажется раздвоенной
7/8.VII	8—11	Линии H четкие, у $\lambda 3889 H_\delta$ заметны два абсорбционных ядра; у $\lambda 4200$ He II измерены две узкие абсорбционные детали, у $\lambda 4686$ He II также два абсорбционных компонента. Линии He I видны как слабая депрессия. Измерены резкие детали у $\lambda 4156,53$, $\lambda 4378,0$, $\lambda 4482,1$, $\lambda 4540,1$ и $\lambda 4712,7$	28/29.VIII	33	У $\lambda 3889$ с длинноволновой стороны резкая абсорбция; H_δ и H_γ размыты, в середине яркие ядра
8/9.VII	12—14	Линии H широки, в середине резкие ядра		35	Резкая абсорбция накладывается на линии H I $\lambda 3889$ с фиолетовой стороны. На спектрах 32 и 35 появилась слабая узкая эмиссия с красной стороны у K Ca II
22/23.VIII	15—18	Линии H четкие			
23/24.VIII	19—22	У линий He II $\lambda 4200$, $\lambda 4542$ просматриваются два компонента, на одном из четырех спектров у H_δ заметно абсорбционное ядро. У He I $\lambda 4471$ выделяется ком-			

лучше согласуется с оценкой спектрального класса вторичного компонента, полученной нами впервые из измерений относительных интенсивностей линий He I и He II в спектрах компонентов.

Для оценки спектрального класса компонентов HD 206267 брались линии He I и He II. Данные измерений эквивалентных ширин наиболее характерных линий в спектре этой звезды приведены в табл. 2. Для оценки спектрального класса главного компонента были взяты критерии И. М. Копылова [4]. Спектральный класс главного компонента оценен как O6. Для определения спектрального класса вторичного компонента оценены отношения наблюдаемых эквивалентных ширин линий He I и He II в спектрах главного и вторичного компонентов. Оказалось, что для He II $(W_\lambda(I)/W_\lambda(II))_{\text{набл}} = 0,44$, для He I это отношение равно 0,30. Отношение эквивалентных ширин линий He II оказывается почти в полтора раза выше соответствующего отношения для линий He I. Из этого отношения $W_\lambda(I)/W_\lambda(II)$ линий He I и He II в спектрах компонентов можно заключить, что разница спектральных классов компонентов не может быть, как было показано в [10], больше одного спектрального подкласса. Таким образом, спектральный класс вторичного компонента близок к O7. Разность светимостей компонентов получается равной примерно одной звездной величине.

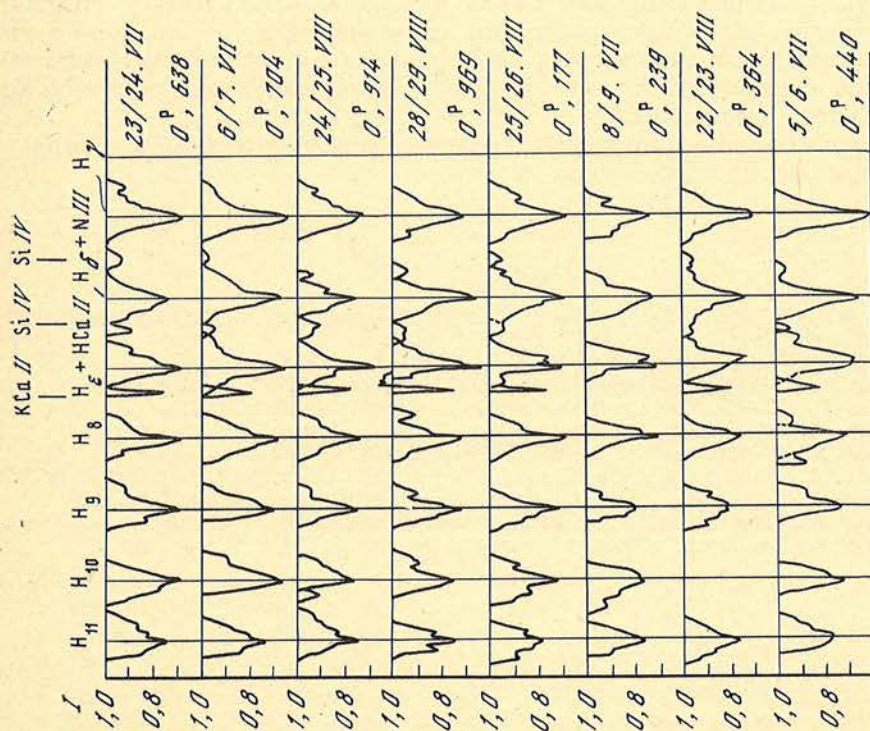


Рис. 2. Контуры линий водорода H_{11} — H_{γ} для некоторых фаз

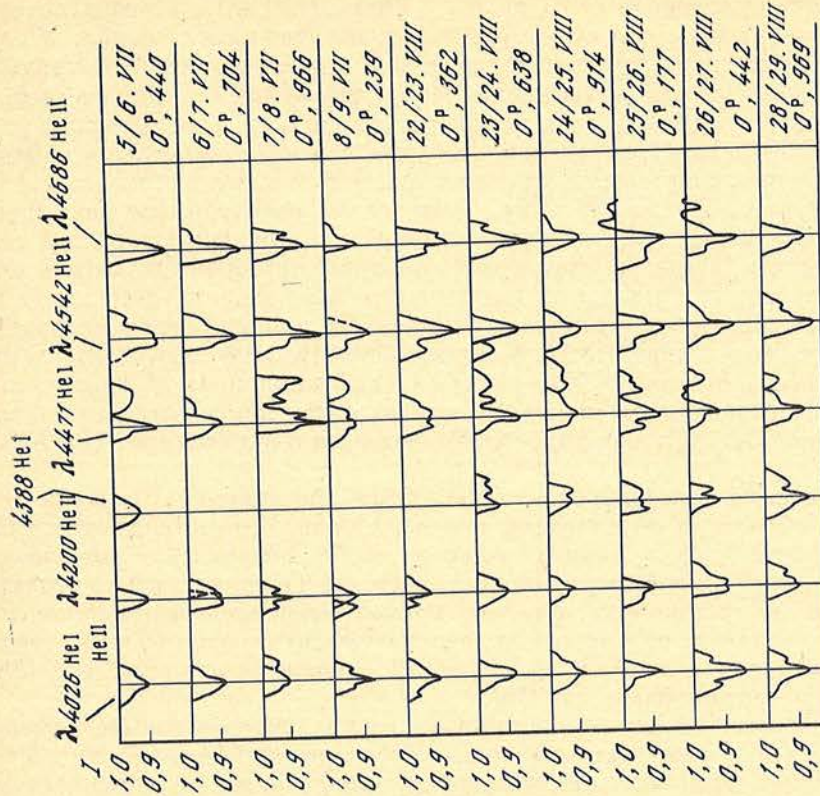


Рис. 3. Контуры линий He I и He II для различных фаз с 5/6. VII по 28/29. VIII 1975 г.

Особенности контуров линий в спектре HD 206267. На рис. 2 и 3 показаны контуры линий водорода от H_γ до H_{11} и линий He I и He II соответственно. Здесь можно видеть, что структура контуров довольно сложная. У линий водорода часто видны узкие ядра, особенно в центрах линий, накладывающиеся на широкую размытую линию. Полуширина линий водорода составляет примерно 7 Å. Резкие ядра замечались не только у линий водорода, но и у линий He I и He II, иногда и по два ядра, создавая впечатление центрального обращения, и в разных местах спектра. Эти резкие ядра, кажется, имеют короткое время жизни. В табл. 3 мы сочли необходимым дать подробное описание выявленных деталей в линиях поглощения водорода и гелия. На рисунках приведены усредненные контуры линий по двум-трем спектрограммам, так что отдельные быстропеременные детали здесь могут быть незамеченными. Линии вторичного компонента проявляются в квадратурах наиболее четко у линий He II. У линии $\lambda 4686$ He II можно видеть на рис. 3 явную эмиссию в фазе $0^\circ 177$, когда главный компонент удаляется, линия смещена в красную часть спектра. В других фазах контур этой линии сложный и переменный. Слабая эмиссия наблюдается и в линиях N III у $\lambda 4634-4641$ Å.

Наличие этих эмиссий в спектре HD 206267, по-видимому, связано с главным компонентом, и обусловлены они оболочкой, его окружающей. Резкие абсорбционные ядра в линиях водорода могут возникать в протяженной оболочке, окружающей звезду или всю систему. То появление, то исчезновение резких абсорбционных деталей, накладывающихся на широкие линии водорода, возможно, обусловлено клочковатой структурой оболочки (оболочкой неравномерной плотности). Главный компонент системы HD 206267 следует классифицировать как O6f.

Остается неясной до конца природа резких абсорбционных компонент у линий He I, в частности сложная структура контура $\lambda 4471$ Å. Резкие абсорбционные компоненты появляются и с красной, и с фиолетовой стороны со смещением ± 300 км/с и более. Возможно, что HD 206267 — тройная система, резкие ядра с большим смещением в линиях He I и водорода обусловлены третьим компонентом. Этот вопрос нуждается в дальнейшем изучении.

Что касается связи с рентгеновским источником Ser X-4 главного и вторичного компонентов системы HD 206267, которые являются звездами главной последовательности, то она не получает подтверждения в результате проведенного исследования.

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за полезные советы и замечания.

Май 1979 г.

Литература

1. Ulmer M. P., Baily W. A., Wheaton W. A., Peterson L. E. — IAU Circular, 1973, N 2493; *Astrophys. J. Lett.*, 1973, 184, N 3, p. 2, L 117.
2. Rufus W. C. — *Publ. obs. Univ. Michigan*, 1937, 6, N 5.
3. Plaskett J. S. *DAO*, 1923, 2, N 14, p. 269. Victoria; *DAO*, 1928, 4, p. 103.
4. Копылов И. М. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1958, 30, с. 123.
5. Conti P. S., Alschuler W. R. — *Astrophys. J.*, 1971, 170, p. 325.
6. Simonson S. C. — *Astrophys. J.*, 1968, 154, p. 923.
7. Batten A. H. *Binary and multiple systems of stars*. Oxford: Pergamon Press, 1973.
8. Heusberge G., Hammerschlag R. H. — *Astron. and Astrophys.*, 1975, 39, p. 157.
9. Crampton D., Redman R. O. — *Astron. J.*, 1975, 80, N 6.
10. Галкина Т. С. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, 36, с. 175.

УДК 524.33+524.352

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ AS 353 —
ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА

В. И. Краснобабцев

По спектрограммам, полученным на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории с помощью спектрографа с электронно-оптическим преобразователем, проведено отождествление эмиссионных линий, сравнительный анализ их эквивалентных ширин и интенсивностей в спектре звезды AS 353. По эмиссионным линиям Fe II определено межзвездное поглощение ($E_{B-V} = 0,7 \div 1,4$). Оценен спектральный тип звезды (F0 — G5). Рассмотрены физические условия в оболочке звезды. Обнаружено аномальное усиление некоторых линий Fe II и Ti II, происходящее одновременно с усилением водородных линий H_α и H_β .

THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE T TAURI-LIKE STAR AS 353, by V. I. Krasnobabtsev. — The identification of the emission lines and comparative analysis of the equivalent widths and intensities in the spectra AS 353 were carried out using the spectrograms obtained with the image-tube spectrograph of the Crimean observatory. From the analysis of Fe II emission lines the amount of interstellar absorption is defined ($E_{B-V} = 0.7 \div 1.4$). The estimated spectral type is F0 — G5. The physical conditions in the circumstellar envelope are considered. The abnormally intensification of some Fe II and Ti II emission lines that occurs simultaneously with the intensification of the hydrogen H_α and H_β emission lines has been found.

Звезда AS 353 (353 — номер звезды по каталогу [1]) является звездой типа Т Тельца с сильно развитым эмиссионным спектром. На спектрограммах, полученных в Ликской обсерватории, были обнаружены характерные для звезд типа Т Тельца яркие линии водорода, H и K Ca II, Fe II, Fe I, Ti II и др., в том числе флуоресцентные линии Fe I $\lambda 4063$, $4132 \text{ \AA}$ [2]. Другой особенностью спектра AS 353 является отсутствие фотосферных линий поглощения [2, 3], отмечается только сильное поглощение (оболочкой) с коротковолновой стороны у линий водорода, Ca II. Очевидно, исследование спектров таких звезд представляет особый интерес, так как отсутствие фотосферных линий позволяет считать, что наблюдаемый эмиссионный спектр не искажен ими. Это в свою очередь дает возможность более точной оценки физических условий в оболочке звезды.

Однако исследованы такие звезды сравнительно мало. В частности, у звезды AS 353 известен лишь блеск в красных лучах, $m_r = 11^m5$ [1]. Блеск этот оценен по спектрам, центрированным на линию H_α водорода. В [3] приводятся лишь лучевые скорости компонентов контура линии H_α .

Нашей целью является получение более полной информации о спектре этой звезды.

1. Наблюдения и обработка спектрографического материала

В течение нескольких ночей в июне и августе 1975 г. на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории было получено 20 спектрограмм звезды AS 353. Некоторые данные о полученных спектрах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата, 1975 г.	Номер спектро- граммы	Экспози- ция, мин	Спектральный интервал, Å	Дата, 1975 г.	Номер спектро- граммы	Экспози- ция, мин	Спектральный интервал Å
17/18.VI	1	18	H_{α}	14/15.VIII	11	38	5500—7300
	2	15	5800—7100		12	15	H_{α}
	3	30	3900—5300		13	60	4000—5600
19/20.VI	4	20	H_{α}	15/16.VIII	14	25	5700—7200
	5	40	5700—7200		15	10	H_{α}
	6	30	3900—5300		16	35	4200—5700
1/2.VIII	7	25	5600—7200	16/17.VIII	17	25	5600—7300
	8	18	4400—5600		18	10	H_{α}
2/3.VIII	9	18	H_{α}		19	3	H_{α}
	10	25	H_{β}		20	45	4100—5600

В четвертой колонке этой таблицы для некоторых дат указано, что нормальную фотографическую плотность на данной спектрограмме имеют только водородные линии. Спектрографирование производилось со спектрографом СПЭМ-2, снабженным электронно-оптическим преобразователем [4]. Спектры были получены с дисперсией 100 Å/мм; спектральное разрешение около 5 Å. Указанный в табл. 1 спектральный интервал перекрывался двумя экспозициями при двух различных положениях дифракционной решетки. В качестве спектрофотометрического стандарта наблюдалась звезда HD 216898 с известным распределением энергии в непрерывном спектре [5]. Все полученные спектрограммы были измерены на микрофотометре, дающем запись в интенсивностях [6].

2. Общий характер спектра

Эмиссионный спектр AS 353 оказался исключительно богатым. Линий так много, что возникают определенные трудности в их отождествлении. Это в особенности относится к области спектра с $\lambda > 5700$ Å. Линии в этой части спектра довольно слабы ($W_{\lambda} < 1 \div 2$ Å), за исключением линии H_{α} , эквивалентная ширина которой превышает 100 Å. Вообще, эта область спектра у звезд типа Т Тельца сравнительно слабо изучена. Поэтому отождествление в этой области производилось главным образом по таблицам Мур [7]. Для контроля отождествления использовался список линий, наблюдавшихся в спектре V380 Ori [8]. В результате удалось уверенно отождествить линии Fe II мультиплетов 40, 46, 74, 199, 200, Si II мультиплет 2, линии He I $\lambda 5876$ Å ($2^3P^0 - 3^3D$), $\lambda 6678$ Å ($2P^0 - 3^1D$), $\lambda 7065$ Å ($2^3P^0 - 3^3S$), линии D Na, запрещенные линии [N II], [S II], [O I], [Fe II] $\lambda 7155$ Å.

На рис. 1 показан участок спектра в районе линии H_{α} . На этом рисунке указана одна из неотожествленных линий $\lambda 6591 \pm 1$ Å. На других спектрограммах рядом с этой линией иногда присутствует линия $\lambda 6597 \pm 1$ Å. Первая из указанных линий сильнее. Интересно, что слабые линии с близкими длинами волн и с аналогичным соотношением интенсивностей наблюдаются в спектре диффузной туманности NGC 1976 (туманность Ориона) [9].

В области спектра с $\lambda < 5700$ Å отождествление производится гораздо увереннее. Эквивалентные ширины эмиссионных линий здесь в несколько раз, а то и на порядок больше. В этой части спектра отождествляются линии Fe II, Fe I, Cr II, Ti II, H и K Ca II, флуоресцентные линии Fe I $\lambda 4063$, $\lambda 4132$ Å, Mg I, He II $\lambda 686$ Å. Обнаружены запрещенные линии: [O III] $\lambda 5007$ Å, [Fe II] $\lambda 4244$, $\lambda 4814$ Å. В табл. 2 приводится список наиболее сильных линий и их эквивалентные ширины. Запрещенные линии выделены в отдельную таблицу и будут рассмотрены ниже. В табл. 3 даны эквивалентные ширины нейтрального гелия и водорода по всем датам. Относительная ошибка эквивалентных ширин не превышает 20%.

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Атом	Мультиплет	$\epsilon_{\text{возб}}$	[Эквивалентные ширины эмиссионных линий, Å]			
				1/2.VIII	14/15.VIII	15/16.VIII	16/17.VIII
4443,80	Ti II	19	3,85		2,5	3,0	1,0
4618,83	Cr II	44	6,73				
4620,51	Fe II	38	5,49	2,5	3,0	3,0	2,0
4629,34	Fe II	37	5,46	6,5	7,5	5,0	4,0
4686	He II	1	50,80	0,6	0,6	0,6	0,4
4824,13	Cr II	30	6,41	1,5	1,5	0,5	
4861,33	H β		12,69	22,0	33,0	22	8,0
4923,92	Fe II	42	5,39	6,0	11,0	8,5	6,0
5018,43	Fe II	42	5,34	5,5	9,5	8,5	6,0
5167,32	Mg I	2	5,09				
5169,03	Fe II	42	5,27	11,0	22,0	13,0	6,0
5172,68	Mg I	2	5,09				
5183,60	Mg I	2	5,09		7,0	3,5	1,5
5188,70	Ti II	70	3,95	5,0	4,5	—	1,5
5197,57	Fe II	49	5,59	4,0	8,0	2,5	3,0
5234,62	Fe II	49	5,57				
5237,34	Cr II	43	6,41	4,0	6,5	5,0	3,0
5274,99	Cr II	43	6,39				
5275,99	Fe II	49	5,52	4,5	9,0	3,0	2,5
5316,61	Fe II	49	5,46				
5316,78	Fe II	48	5,53	7,0	13,0	8,5	6,0
5362,86	Fe II	48	5,49	3,5	3,5	3,5	2,5
5755	[N II]		4,04	0,8	1,0	1,0	0,6
5876	He I		22,97	1,5	2,2	2,5	2,5
	D Na		2,10	1,8a	1,5	1,5	0,5
6562,82	H α		12,04	140,0:	190,0	160,0	110,0
6678	He I		22,97	1,2	1,2	1,0	0,5
7065	He I		22,62		2,7	0,6	0,6

Таблица 3

Дата, 1975 г. Номер спектро- граммы	Эквивалентные ширины эмиссионных линий, Å					Дата, 1975 г. Номер спектро- граммы	Эквивалентные ширины эмиссионных линий, Å				
	H α	H β	He I $\lambda 5876$	He I $\lambda 6678$	He I $\lambda 7065$		H α	H β	He I $\lambda 5876$	He I $\lambda 6678$	He I $\lambda 7065$
17/18.VI						14/15.VIII					
1	150		1,0	0,6	1,0	12	190		2,0	1,2	2,7
2	130					13		33			
3		20				15/16.VIII					
19/20.VI						14	160		2,5	1,0	0,6
4	130		0,7	0,7	—	16		22			
6		14				16/17.VIII					
1/2.VIII						17	90		2,5	0,5	0,6
7	140:		1,5	1,2		18	120				
8		22				19	120				
2/3.VIII						20		8,0			
9	110										
10		14									

Рассмотрение данных в табл. 2 показывает, что в спектре AS 353 наблюдается переменность интенсивности эмиссионных линий. Так, эквивалентные ширины линий водорода 14/15.VIII определенно больше, чем в остальные ночи. Усиление водородных линий сопровождается усилением некоторых линий ионизованных металлов: Fe II, Cr II, Ti II и нейтральных — Mg I.

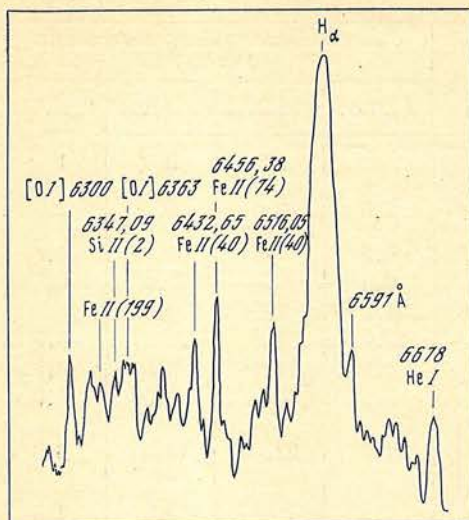
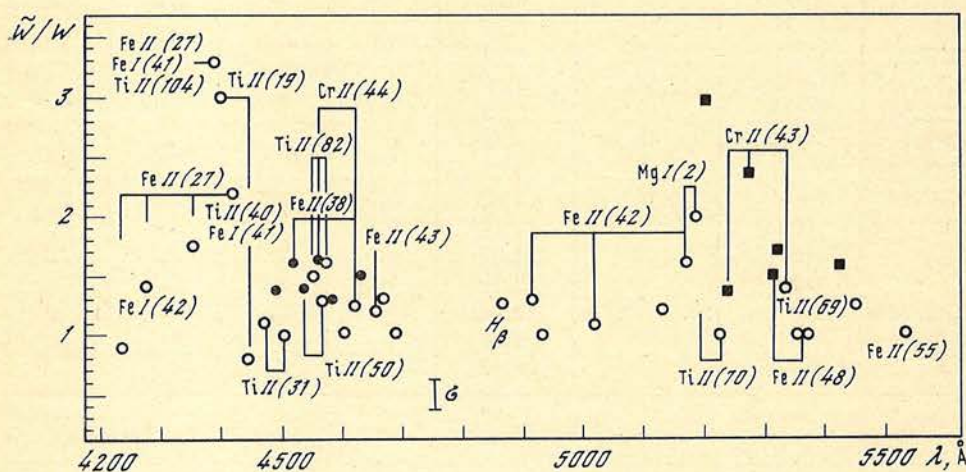


Рис. 1. Регистрограмма участка спектра AS 353 в районе линии H_{α} (запись в пропусканиях) 1/2.VIII 1975 г.

Для линий Fe II и Si II в скобках указаны номера мультиплетов

Рис. 2. Относительные изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий. Черные кружки и квадраты — линии Fe II мультиплетов 37 и 49 соответственно



Несколько иной характер имеют линии 1/2.VIII. Линия H_{α} здесь также усилена ($W_{\lambda} > 140 \text{ Å}$), но линия гелия $\lambda 7065 \text{ Å}$ отсутствует, а линия D Na наблюдается в поглощении. Линии ионизованных металлов заметного усиления не показывают.

Можно посмотреть детальнее, какие именно линии металлов усиливаются одновременно с усилением водородных линий. Для этого рассмотрим рис. 2, где кружками и квадратами обозначены значения величин $\tilde{W}/W$, $\tilde{W}$ — эквивалентные ширины эмиссионных линий в спектре AS 353 14/15.VIII, а W — эквивалентные ширины 15/16.VIII. Таким образом, рис. 2 иллюстрирует изменение интенсивности линий в спектре AS 353 от ночи к ночи. В нижней части рис. 2 указана величина ошибки. Черными квадратами выделены линии Fe II мультиплета 49, черными кружками выделены линии Fe II мультиплета 37. Четко видно, что линии этих мультиплетов усилены: $\tilde{W}/W > 1$. Причем линии обоих мультиплетов усилены примерно одинаково; исключения составляют линии $\lambda 5197$ и $\lambda 5275 \text{ Å}$ мультиплета 49, которые усилены значительно. Мультиплеты 37 и 49 Fe II имеют общий верхний уровень z^4F^0 , и поэтому относительное изменение интенсивности (т. е. величины $\tilde{W}/W$) для каждой линии, принадлежащей этим двум мультиплетам, должно быть одинаковым. Заметно большая величина $\tilde{W}/W$ у линий $\lambda 5197$ и $\lambda 5275 \text{ Å}$ Fe II мультиплета 49 свидетельствует, видимо, об аномальности возбуждения этих линий в спектре AS 353.

Некоторая необычность наблюдается и в поведении линий Ti II. Рассмотрим линии мультиплетов 19 и 31. Эти мультиплеты имеют общий верхний уровень z^2F^0 . Однако линия $\lambda 4395,03$ (мультиплет 19) сильно изменилась, тогда как остальные линии этих мультиплетов практически неизменны от даты к дате: $W/W \approx 1$. Аналогичный эффект наблюдается у линий Ti II мультиплетов 50 и 70, также имеющих общий уровень (z^2D^0). Линия $5168,70 \text{ \AA}$ (мультиплет 70) просто отсутствует на спектрограмме 15/16.VIII. Это видно из рис. 3.

Часть линий, как видно из рис. 2, не изменяются от даты к дате, для них $W/W \approx 1$.

Таким образом, проведенный анализ изменения эквивалентных ширин от ночи 14/15.VIII к ночи 15/16.VIII 1975 г. показывает, что усиление водородной эмиссии сопровождается усилением только части линий. Причем в разной степени усиливаются даже линии, принадлежащие одному мультиплету.

3. Непрерывный спектр

Непрерывный спектр AS 353 был построен по наблюдениям в две последовательные ночи 14/15 и 15/16.VIII, когда наблюдался спектрофотометрический стандарт — звезда HD 216898. В момент наблюдения исследуемой и стандартной звезд zenithное расстояние было близко к 35° . Разность воздушных масс исследуемой и стандартной звезды не превышала 0,15. Поэтому можно считать, что влияние атмосферной дисперсии на относительное распределение энергии в непрерывном спектре незначительно [10].

Результат представлен на рис. 4. Наблюдаемый непрерывный спектр AS 353 обозначен кружками и крестиками. На длине волны примерно $4600 \text{ \AA}$ виден излом в непрерывном спектре. Этот излом означает, видимо, наличие голубого избытка в спектре излучения AS 353. Наличие такого избытка характерно для многих звезд типа Т Тельца [11].

Наклон спектра в области с $\lambda > 4600 \text{ \AA}$ и соответствующий цвет $B - V = +1,34$ дает спектральный тип K8 [12]. Подчеркнем, что полученный спектральный тип (K8) соответствует наблюдаемому распределению энергии в непрерывном спектре, и это наблюдаемое распределение энергии, вероятно, искажено в какой-то степени межзвездным и околозвездным селективным поглощением.

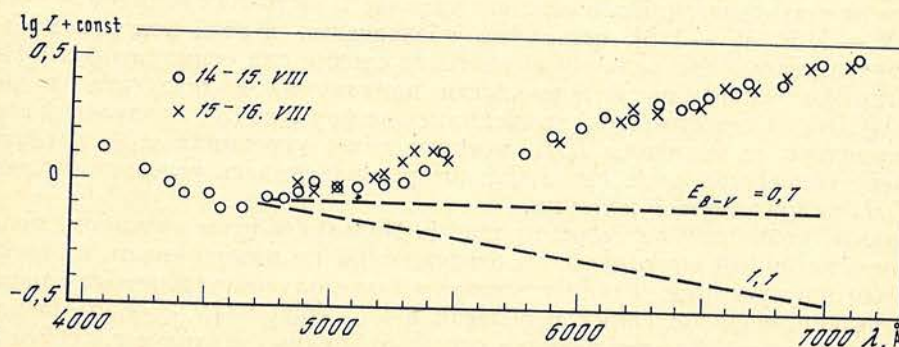


Рис. 4. Относительное распределение энергии в непрерывном спектре AS 353, нормированное к интенсивности в $\lambda 4860 \text{ \AA}$

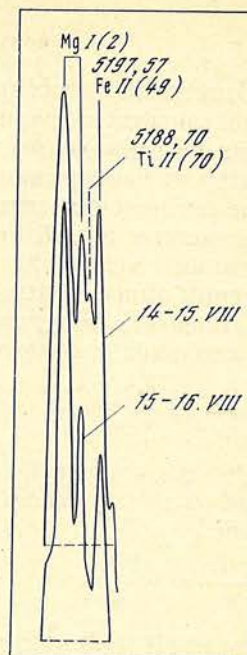


Рис. 3. Переменность линии Ti II

На спектре 15—16.VIII 1975 г. линия Ti II отсутствует. Запись в пропусканиях

4. Оценка межзвездного и возможного околозвездного поглощения

Отсутствие фотосферных линий поглощения в спектре AS 353 не позволяет воспользоваться традиционным методом определения межзвездного поглощения по отклонению наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре от непрерывного спектра, соответствующего установленному по линиям поглощения спектральному типу. Но, учитывая большое количество эмиссионных линий Fe II, можно попытаться оценить избыток цвета, обусловленный межзвездным и околозвездным поглощением, по эквивалентным ширинам эмиссионных линий.

Отношение интенсивностей двух оптически тонких эмиссионных линий, возникающих с одного и того же верхнего уровня, можно записать в виде

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_2} = \frac{(g')_1}{(gf)_2} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^3. \quad (1)$$

Это же отношение можно выразить через эквивалентные ширины двух линий и интенсивности непрерывного спектра в месте расположения этих линий:

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_2} = \frac{W_1 I_1}{W_2 I_2}. \quad (2)$$

Тогда из (1) и (2) получаем

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{(gf)_1}{(gf)_2} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^3 \frac{W_2}{W_1}. \quad (3)$$

Поскольку на эквивалентные ширины поглощение не влияет, то выражение (3) позволяет определить отношение интенсивностей в двух точках спектра, не искаженное селективным поглощением.

Такой метод (метод общих верхних уровней) был использован в [13] для определения межзвездного поглощения в направлении звезды η Car и дал результат, хорошо согласующийся с другими, независимыми оценками.

Для практического использования описанного метода необходимо предварительно убедиться в том, что эмиссионные линии оптически тонкие. Анализ эмиссионных линий Fe II в спектре AS 353 показал, что наблюдаемое внутримультиплетное соотношение интенсивностей линий находится в хорошем соответствии с соотношением сил осцилляторов внутри мультиплета. Силы осцилляторов брались из [14].

Затем в спектре было выбрано несколько пар наименее блендированных линий Fe II, имеющих общий верхний уровень. Все необходимые сведения об этих линиях даны в табл. 4.

В табл. 4 последовательно даны: 1) номер мультиплета Fe II; 2) верхний уровень; 3) потенциал возбуждения верхнего уровня; 4) длина волны линии; 5) эквивалентная ширина линии; 6) логарифм произведения силы осциллятора на статистический вес нижнего уровня; 7) источник величин gf : К — [14], V — [15], W — [16], остальные обозначения в этой колонке и соответствующие значения величин gf взяты из сводки сил осцилляторов в [16]; 8) логарифм отношения интенсивности континуума в двух длинах волн ($\lambda_1 > \lambda_2$). Эти отношения (I_1/I_2) вычислялись по формуле (3). Квадратной скобкой выделены те величины I_1/I_2 , которые далее усреднялись; 9) логарифм среднего отношения значения I_1/I_2 , которое находилось усреднением величин I_1/I_2 из предыдущей колонки.

Данные колонки 9 нанесены на рис. 5. Пользуясь этим рисунком, можно получить истинный континуум, не отягощенный ни межзвездным, ни околозвездным поглощением. Такой континуум был получен усреднением наклонов отрезков, расположенных в области с $\lambda > 4650 \text{ \AA}$ ($1/\lambda < 2,15$). Наклон трех прямых в левой части рисунка отражает, видимо, наличие голубого избытка. Наклон двух коротких штриховых отрезков связан с аномальным воз-

Таблица 4

Линии Fe II в спектре AS 353, использованные для определения межзвездного поглощения

Номер мульти- плета	Верхний уровень	ε , эВ	λ , Å	W_λ , Å	$-\lg gf$	Источник	$\lg \frac{I_1}{I_2}$	Среднее
1	2	3	4	5	6	7	8	9

15/16.VIII 1975 г.

48	$z^4D^{03}\frac{1}{2}$	5,49	5362,86	3,6	2,92	K	-0,77	-0,21
38	$z^4D^{03}\frac{1}{2}$	5,49	4583,83	10	1,92	K	-0,44	
48					1,95	Gr		
38					1,28	Gr		
48					1,53	B		
38					1,36	B	-0,06	
49	$z^4F^{02}\frac{1}{2}$	5,57	5234,62	4	2,31	K	+0,99	+0,09
37	$z^4F^{02}\frac{1}{2}$	5,57	4489,18	2	2,50	K	-0,01	
49					1,74	Gr		
37					2,26	Gr		
49					1,95	B		
37					2,22	B	+0,17	
55	$z^4F^{04}\frac{1}{2}$	5,46	5534,86	1,5	3,39	K	-0,58	-0,05
37	$z^4F^{04}\frac{1}{2}$	5,46	4629,34	5,6	2,50	K	-0,08	
55					2,16	Gr		
37					1,77	Gr		
55					2,21	Sir		
37					1,76	Sir	-0,14	
55					2,07	B	+0,06	
37					1,82	B		
27	$z^4D^{03}\frac{1}{2}$	5,49	4233,17	2	1,92	K		-0,54
43	$z^4D^{03}\frac{1}{2}$	5,49	4731,44	0,6	5,34	K	-0,46	
27					1,43	W		
43					2,26	W		
27					1,30	Gr	-0,79	
43					2,46	Gr	-0,74	
27					1,20	B		
43					2,31	B	-0,33	
27					1,42	Vir		
43					2,12	Vir		
49	$z^4F^{04}\frac{1}{2}$	5,59	5197,57	2,6	3,39	K	-0,86	-0,28
55	$z^4F^{04}\frac{1}{2}$	5,59	5534,80	1,5	2,39	K	-0,25	
49					2,16	Gr		
55					1,81	Gr		
49					2,21	Sir	-0,38	
55					1,73	Sir	-0,33	
49					2,07	B		
55					1,64	B		
49					2,20	Vir		
55					1,89	Vir	-0,21	

Таблица 4 (окончание)

Номер мультиплета	Верхний уровень	ε , эВ	λ , Å	W_{λ} , Å	$-\lg gf$	Источник	$\lg \frac{I_1}{I_2}$	Среднее
1	2	3	4	5	6	7	8	9

19/20.VI								
27	$z^4D^0 2\frac{1}{2}$	5,58	4173,45	2,5	6,09	K		
43	$z^4D^0 2\frac{1}{2}$	5,58	4656,97	1,2	2,60	K		
27					2,13	V	-0,43	
43					2,72	V		
27					2,53	W	-0,36	
43					2,01	W		-0,39
27					2,79	Gr	-0,68	
43					1,95	Gr		
27					2,34	B	-0,39	
43					1,79	B		
37	$z^4F^0 3\frac{1}{2}$	5,52	4555,89	4,0	2,51	K	+0,09	
28	$z^4F^0 3\frac{1}{2}$	5,52	4178,85	2,3	2,95	K		
27					1,79	W	-0,14	
28					2,00	W		
37					1,68	Gr	-0,31	
28					1,64	Gr		
37					1,73	B	-0,19	
28					1,89	B		-0,19
37					1,78	Sir	-0,11	
28					2,02	Sir		
37					1,98	Vir	-0,41	
28					1,92	Vir		
37					1,57	V	-0,08	
28					1,84	V		
37					1,98	Sun	-0,21	
28					2,12	Sun		

1/2.VIII								
73	$z^4D^0 \frac{1}{2}$	5,58	7222,39	0,6	3,53	K		
73	$z^4D^0 \frac{1}{2}$		7224,31		3,48	K	-0,64	-0,64
38	$z^4D^0 \frac{1}{2}$	5,58	4508,28	3,0	2,41	K		
46	$z^6F^0 3\frac{1}{2}$	5,21	6084,11	0,6	4,11	K		
25	$z^6F^0 3\frac{1}{2}$	5,21	4670,17	1,3	4,06	K	-0,06	-0,06
46					3,21	B	-0,31	
25					2,73	B		
46					2,76	Vir	+0,44	
25					3,03	Vir		

буждением линий 49 мультиплета Fe II, поэтому их нельзя использовать для установления континуума. Длинная штриховая линия, соответствующая отношению интенсивности линий 73 и 38 мультиплетов Fe II, смещена вверх для компактности чертежа, так как существен только ее наклон.

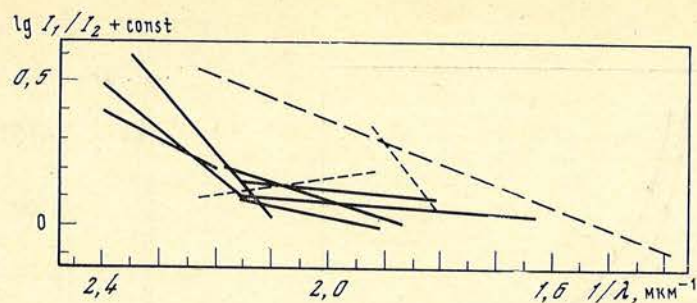


Рис. 5. Получение континуума, свободного от межзвездного и околозвездного поглощения

На рис. 4 найденный континуум изображен двумя штриховыми линиями; реальный континуум находится где-то между этими прямыми. Наклону нижней прямой соответствует спектральный тип F0, наклону верхней штриховой прямой соответствует спектральный тип G0 — G5. Спектральный тип оценен по цвету $B - V$ согласно [12]. На рис. 4 указаны соответствующие избытки цвета $B - V$, обусловленные межзвездным и околозвездным поглощением.

Итак, в результате проведенного анализа установлено, что наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре AS 353 искажено поглощением (вероятно, и межзвездным и околозвездным). Избыток цвета, обусловленный поглощением, заключен между 0,7 и 1^m. Спектральный тип звезды F0 — G5.

5. Запрещенные линии в спектре AS 353

В табл. 5 приведены данные о запрещенных линиях в спектре AS 353. Наличие в спектре линий [S II] и [N II] позволяет оценить физические условия в оболочке звезды, точнее, в той части оболочки, где светятся эти запрещенные линии. По методике, описанной в [17], были построены кривые раз-
ных отношений линий [S II] и [N II]. Эти кривые показаны на рис. 6. Там же приведены численные значения относительных интенсивностей, вернее, интервалы, в которых находятся истинные значения относительных интен

Таблица 6

Запрещенные линии в спектре AS 353

Элемент	λ , Å	$\epsilon_{\text{возб}}$, эВ	$\chi_{\text{иониз}}$, эВ	W_{λ} , Å	Примечание
[N II]	6583—6548	1,89	29,5	$2,8 \pm 0,5$	1
[N II]	5755	4,04	29,5	$0,8 \pm 0,2$	1
[S II]	4068—4076	3,03	23,3	$2,6 \pm 0,3$	2
[S II]	6717—6731	1,8	23,3	$0,7 \pm 0,2$	1
[O I]	6300	1,96	13,6	$2,0 \pm 0,2$	3
[O III]	5007	2,50	35	$1,0 \pm 0,1$	4
[Fe II]	4244	3,14	16,2	$0,5 \pm 0,1$	5
[Fe II]	4814	2,8	16,2	$0,5 \pm 0,1$	6
[Fe II]	7155	2,0	16,2	$1,0 \pm 0,1$	2
				$0,8 \pm 0,2$	2

Примечания.

1. W_{λ} получена усреднением по всем спектрограммам.
2. W_{λ} получена по спектрограмме 14/15.VIII.
3. Линия [O I] $\lambda 6300$ определена звездная линия. Вклада от возможной эмиссии ночного неба не обнаруживается. На спектрограммах, полученных с разной высотой щели спектрографа, W_{λ} этой линии неизменна в пределах точности обработки. Линия [O I] $\lambda 6363$ также присутствует.
4. Приведенная W_{λ} этой линии получена усреднением по всем спектрограммам, за исключением даты 16/17.VIII. В эту дату W_{λ} линии [O III] $\lambda 5007$ составляет 0,5 Å.
5. W_{λ} получена усреднением по спектрограммам 17/18.VI и 14/15.VIII. В эти даты плотность спектрограмм достаточна для получения W_{λ} .
6. W_{λ} получена по спектрограмме 15/16.VIII.

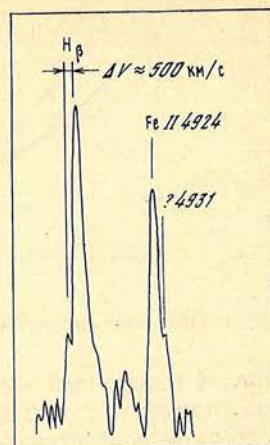
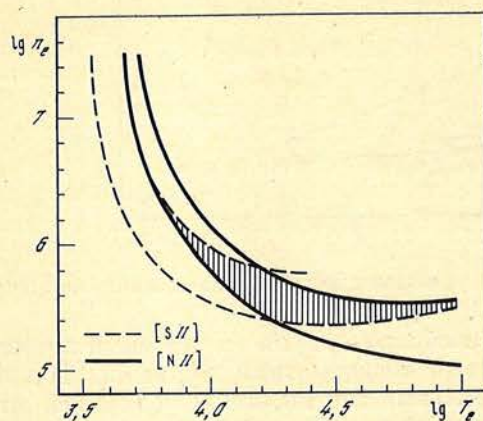


Рис. 6. Кривые равных отношений интенсивности линий [N II] и [S II]

$$\frac{[S II] (4068 + 4076)}{[S II] (6716 + 6730)} = 4 \div 10; \quad \frac{[N II] (5755)}{[N II] (6558 + 6583)} = 0,2 \div 0,4$$

Рис. 7. Контур водородной линии H_{β} 16/17. VIII 1975 г. Запись в пропускациях

сивностей. Главный источник неопределенности для линий [S II] заключается в приближенной оценке межзвездного и околозвездного поглощения, а для линий [N II] — блендирование близлежащими линиями.

Рассмотрение рис. 6 приводит к следующим выводам. Нижний предел электронной плотности составляет $\lg n_e \geq 5,4$. Нижний предел электронной температуры составляет $\lg T_e \geq 3,7$ или $T_e \geq 5000$ К. Далее на рис. 6 видно, что точки пересечения верхней пары и нижней пары кривых соответствуют одной и той же температуре, равной 16000 К. Учитывая, что все линии, перечисленные в табл. 5, являются линиями низкого возбуждения, можно рассматривать $T_e = 16000$ К в качестве верхнего предела электронной температуры. В целом из рис. 6 получается, что $5000 \text{ К} \leq T_e \leq 16000 \text{ К}$, $\lg n_e \geq 5,5$.

6. Водородный спектр

Водородный эмиссионный спектр у AS 353 представлен только линиями H_{α} и H_{β} . Лишь на спектрограмме 15/16. VIII 1975 г. линия H_{γ} присутствует, но в виде слабой линии поглощения с эквивалентной шириной $0,5 \pm 0,2 \text{ \AA}$. О линии H_{δ} 15/16. VIII ничего нельзя сказать из-за недостаточной фотографической плотности негатива. Линии H_{α} и H_{β} обладают структурой в виде двух эмиссионных пиков, разделенных абсорбцией. Этот факт отмечается и в [3]. На наших спектрограммах эта структура четко видна только у H_{β} ; у H_{α} такая структура лишь угадывается по асимметрии контура линии. Красный компонент примерно в 3—4 раза интенсивнее коротковолнового; это соотношение одинаково для H_{α} и H_{β} . На рис. 7 показан контур линии H_{β} , там же указано расстояние между эмиссионными компонентами в скоростях (500 км/с). Согласно [3] это расстояние равно примерно 440 км/с. Согласно

Таблица 6

Относительные интенсивности эмиссионных линий водорода

$E_B - V$	Линия	17/18. VI	19/20. VI	1/2. VIII	2/3. VIII	14/15. VIII	15/16. VIII	16/17. VIII	Среднее по всем датам
$0^m, 7$	H_{α}	7,0	9,2	6,3	7,8	5,7	7,2	15	8,3
	H_{β}	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
$1^m, 1$	H_{α}	3,5	4,6	3,1	3,9	2,8	3,6	7,5	4,1
	H_{β}	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

вполне удовлетворительное, учитывая умеренное спектральное разрешение наших спектрограмм.

В табл. 6 представлены относительные интенсивности линий H_α и H_β , исправленные за найденное межзвездное поглощение. В среднем для крайних значений межзвездного поглощения I_α/I_β заключено между 4 и 8. Известно [18], что при рекомбинационном механизме излучения водорода величина $I_\alpha/I_\beta = 2,8$ в среде с $n_e = 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10^4 \text{ К}$. Такие параметры примерно соответствуют средним условиям, установленным по запрещенным линиям. Большая величина I_α/I_β у AS 353, вероятно, свидетельствует о том, что линии водорода возникают в более плотных слоях оболочки звезды, и вследствие этого (большей плотности) можно ожидать некоторый вклад ударного механизма в возбуждение водородных линий.

Заключение

Отождествление эмиссионных линий в спектре AS 353 и сравнительный анализ их эквивалентных ширин и интенсивностей дали следующие результаты.

1. Рассмотрение эмиссионных линий показало, что спектр AS 353 довольно сильно искажен межзвездным и, возможно, околозвездным поглощением. Избыток цвета, обусловленный этим поглощением, $E_{B-V} = 0,7 \div 1,1$.

Способ оценки межзвездного поглощения, описанный выше, впервые используется для звезды типа Т Тельца. Возможно, этот способ является единственным для оценки межзвездного поглощения у звезд типа Т Тельца, в спектрах которых отсутствуют линии поглощения, но эмиссионных линий достаточно много.

2. По распределению энергии в континууме в диапазоне $\lambda 4700-7000 \text{ \AA}$ оценен спектральный тип звезды, который оказался равным F0 — G5.

3. Рассмотрены физические условия в оболочке звезды. В области свечения запрещенных линий в среднем $T_e = 10^4 \text{ К}$, $n_e = 10^6 \text{ см}^{-3}$. Отношение интенсивности H_α к интенсивности H_β свидетельствует об эффективном свечении водорода в более плотных слоях оболочки, где начинает работать ударный механизм возбуждения водорода.

4. Описан характер переменности эмиссионных линий. Обнаружено аномальное усиление некоторых линий Fe II и Ti II, происходящее одновременно с усилением водородных линий H_α и H_β .

Выражаю глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за постоянное внимание и ценные советы в ходе выполнения и обсуждения работы и П. П. Добронравину за внимательное прочтение статьи и ценные замечания.

Апрель 1979 г.

Литература

1. Merrill P. W., Burwell C. C. — *Astrophys. J.*, 1938, 77, p. 103.
2. Herbig G. H., Rao N. K. — *Astrophys. J.*, 1972, 174, p. 401.
3. Herbig G. H. — *Astrophys. J.*, 1977, 214, p. 747.
4. Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я. и др. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, 36, с. 277.
5. Whiteoak J. — *Astrophys. J.*, 1966, 144, p. 305.
6. Букач А. Б., Границкий Л. В., Елисеев В. С., Комиссаров В. Н. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1977, 56, с. 129.
7. Moore C. E. — *Princeton Contris*, 1945, N 20.
8. Herbig G. H. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1960, 4, p. 337.
9. Flather E., Osterbrock D. E. — *Astrophys. J.*, 1960, 132, p. 18.
10. Боярчук А. А. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1968, 38, с. 155.
11. Kuhi L. V. — *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1974, 15, p. 47.
12. Аллен К. У. *Астрофизические величины*. М.: Мир, 1977.
13. Ade P., Pagel B. J. — *Observatory*, 1970, 90, p. 6.
14. Kurucz R. L., Peytremann E. — *Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rept*, 1975, N 362, pt. 2, 3.
15. Viotti R. — *Mem. Soc. Astron. ital.*, 1970, 41, p. 513.
16. Warner B. — *Comm. Univ. London Observ.*, 1966, N 70.
17. Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Годовников Н. В., Проник В. И. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1969, 39, с. 147.
18. Brocklehurst M. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1971, 153, p. 471.

УДК 523.872

АБСОЛЮТНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ υ Sgr

В. И. Бурнашев

Обсуждаются результаты абсолютной спектрофотометрии и узкополосной фотометрии двойной звезды υ Sgr, полученные в Чили и КАО в течение 1973—1978 гг. в спектральном интервале 3200—7350 Å. Из сравнения теоретически рассчитанного Клингесмитом и Нариан и наблюдаемого распределений энергии в спектре получена оценка межзвездного поглощения $A_V = 0,75 \pm 1^m2$. Спектральный класс невидимого компонента оценен как O9 V. Отмечены нерегулярные колебания блеска и цвета звезды с амплитудой порядка нескольких процентов в течение немногих дней. Общее излучение в линии H_α в течение орбитального цикла остается примерно постоянным.

ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRY OF υ Sgr, by V. I. Burnashov. — Observations of absolute energy distribution and narrow-band photometry of the close binary system υ Sgr were carried out in 1973—1978. Spectral range of spectrophotometric observations was 3200—7350 Å. Interstellar absorption $A_V = 0.75 \pm 1^m2$ has been estimated by comparing obtained absolute spectrophotometric data with those calculated by Klinglesmith and Narai. Spectral type of the invisible companion has been estimated to be O9 V. Irregular variabilities of light and color of several per cents during few days were observed. Emission of the binary system in H_α -line was nearly constant during all phases of the orbital period.

Первая спектрограмма, положившая начало более или менее систематическим исследованиям пекулярной двойной звезды υ Sgr (HD 181615, Апер, $m_V = 4^m58$), была получена на Ликской обсерватории 1.VI 1896 г. В 1914 г. Вильсоном [1] были определены спектроскопические элементы орбиты, не претерпевшие изменений до настоящего времени: период $P = 137^d939$; момент прохождения через периастрий $T = J. D. 2419648,72$; эксцентриситет орбиты $e = 0,087$; полуамплитуда кривой лучевой скорости $K = 48,15$ км/с; $a \sin i = 91 \cdot 10^6$ км, где a — большая полуось орбиты; i — наклонность орбиты. Функция масс системы $\frac{M_1^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = 1,582$, где M_1 и M_2 — массы компонентов системы, выраженные в единицах солнечной массы. Детальное спектроскопическое исследование звезды выполнили Хак и Папинетти [2]. Они приводят подробный список статей, вышедших до 1963 г. На основании многолетних наблюдений, выполненных разными авторами, получены следующие результаты.

1. Спектр звезды составной — в нем присутствуют линии гелия и углерода, имеющие примерно ту же интенсивность, что у звезд типа В3, и наряду с этим имеется много линий металлов, подобных тем, которые есть в спектре сверхгигантов α Cyg (A2 Ia) или ϵ Aur (F0 Ia). Лучевые скорости, определенные по тем и другим линиям, не показывают существенной разницы, что говорит о возникновении всех линий в атмосфере одной и той же звезды.

2. Интенсивности спектральных линий и их контуры изменяются от цикла к циклу, иногда оставаясь узкими, иногда расширяясь или даже раздвигаясь. Меняется также и вид спектра: обычно в первой половине цикла более заметен В-спектр, во второй F-спектр, но иногда во второй половине цикла становится более заметным В-спектр.

3. Эмиссионные линии, имеющиеся в спектре, не все изменяются с фазой. Например, D-линия натрия имеет профиль типа P Cyg в течение всего цикла, это указывает на то, что часть эмиссий происходит от расширяющейся оболочки, окружающей систему [3].

4. Линия H_{α} имеет сложный профиль, состоящий из широкой эмиссии, на которую накладываются два абсорбционных компонента. Фиолетовый компонент, лучевая скорость которого изменяется в течение цикла, достигая — 300 км/с, имеет максимальную интенсивность во время нижнего соединения, указывая на существование газового потока от главной звезды ко второй. Красный компонент гораздо слабее. Эквивалентные ширины обоих абсорбционных компонентов изменяются одинаковым образом. Эмиссионный компонент усилен в соединениях и ослабевает в квадратурах. Смещение его может изменяться в течение нескольких дней от —180 до +320 км/с. Другие водородные линии, хотя и наблюдаются в абсорбции, также имеют сложную структуру: помимо абсорбционного компонента, смещающегося в соответствии с орбитальным движением, с фиолетовой стороны присутствуют один-два абсорбционных сателлита, особенно заметных во время активных циклов [3—5].

5. Все линии, и с высокими и с низкими потенциалами возбуждения, меняют свою интенсивность с фазой одинаковым образом, причем эти изменения, по-видимому, не связаны с затмениями. Возможно, что вариации абсорбционных линий вызваны существованием в них эмиссионных крыльев, или изменением их контуров из-за эффекта макротурбуленции, как, например, в ϵ Aur, или разделением линий на несколько компонентов, происходящих из разных атмосферных слоев, как в звездах типа β Ser, или δ Sct, или RV Tau [3].

6. Как следует из рассмотрения фотографической кривой блеска, полученной Гапошкиным [6] и схематически изображенной на рис. 3 (см. ниже) тонкой линией, вторичный компонент двойной системы, спектр которого не виден, имеет большую поверхностную яркость.

7. В эпохи, когда главная звезда затмевается, континуум понижен вблизи H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} и λ 4128 Si II. Это может быть объяснено тем, что перечисленные линии, сильно расширенные, существуют в спектре вторичной звезды, или тем, что газовый поток достаточно плотен и поглощает свет, проектируясь на диск первичного компонента [3].

8. Главный компонент системы ν Sgr принадлежит к классу звезд с дефицитом водорода. Возможно, что peculiarity спектра обусловлена низкой непрозрачностью атмосферы, вызванной недостатком водорода, что позволяет одновременно видеть как верхние слои атмосферы, где формируются линии F-спектра, так и более глубокие, где возникают линии B-спектра. Схематическая модель атмосферы, предложенная Хак и Папинетти [2], имеет следующие параметры: в верхнем слое $T_{\text{ex}} = 6500$ К, $\lg P_e = -0,1$; в нижнем $T_{\text{ex}} \approx T_{\text{ion}} \approx 12800$ К, $\lg P_e = 1,8$. Здесь T_{ex} — температура возбуждения, T_{ion} — ионизационная температура, P_e — электронное давление. Определенное Хак и Папинетти содержание некоторых элементов по отношению к железу показало следующие аномалии: водорода меньше, чем у нормальных звезд, в 200 раз, алюминия, марганца, кальция и бария — в 10 раз, металлов и гелия — приблизительно нормальное количество; избыточны: углерод — в 4 раза, азот — в 60, неон — в 5, магний — в 25, кремний — в 5, сера — в 25, хром — в 4 и никель — в 3 раза.

9. Звезда обладает значительным инфракрасным избытком, причем если излучение в непрерывном спектре вызвано графитовыми частицами, как и в других звездах с дефицитом водорода, то избыточная по сравнению с ними эмиссия около 11 мкм обусловлена молекулой Si_3N_4 [7].

10. Достаточно надежно распределение энергии в спектре ν Sgr в спектральном интервале 3300—7000 Å определили Фей, Хонейкэт и Уоррен [8]. На приведенном ими в относительных единицах графике хорошо заметно резкое падение интенсивности излучения, скачок, около 3500 Å. Этот скачок вызван непрерывным поглощением атомами He I и C II, в то время как бальмеровский скачок, если он и присутствует, не превышает 5%.

Таким образом, несмотря на большое количество спектральных наблюдений, фотометрические данные о двойной системе ν Sgr имеют малую точность и довольно скудны. Поэтому представляло интерес как получение более точной кривой блеска, так и изучение изменения распределения энергии в спектре этой звезды в течение орбитального цикла.

Абсолютные спектрофотометрические наблюдения ν Sgr проведены с помощью сканирующего спектрофотометра СФ-68 [9—11], установленного на 20-см кассегреновском телескопе. Сканирование спектра производилось в интервале 3200—7350 Å с разрешением около 30 Å. Наблюдения были выполнены в Чили, на пунктах Ля-Пейнета и Чаупилома в 1973 г. Учет атмосферной экстинкции, абсолютная калибровка сделаны методом абсолютной спектрофотометрии, разработанным Никоновым [12]. В качестве первичного стандарта использовалась α Lyr, распределение энергии в спектре которой взято по данным Терещенко и Харитоновой [13]. Вспомогательными стандартами служили θ Aqr и δ Aqr. Каждое наблюдение представляет собой среднее из 2—4 сканирований спектра звезды.

В табл. 1 приведены даты и средние моменты наблюдений. С помощью опубликованных Ажусенисом и Страйжисом кривых реакции системы U , B , V [14] полученные из наблюдений спектрофотометрические данные позволили вычислить звездные величины V и показатели цвета $U - B$ и $B - V$. Эти вычисленные величины были редуцированы к системе U , B , V каталога Джонсона, Митчела, Ириарте и Вишневого [15]. Они приведены в 3-й, 4-й и 5-й колонках табл. 1.

Таблица 1

Дата, 1973 г.	J.D. 2441600+	V	$B - V$	$U - B$	$A_V = 0^m,75$		$A_V = 1^m,2$	
					$B - V$	$U - B$	$B - V$	$U - B$
23.III	765,89	4,57	0,11	-0,60	-0,13	-0,76	-0,28	-0,85
29.III	771,87	4,59	0,11	-0,62	-0,14	-0,78	-0,29	-0,87
30.III	772,85	4,58	0,08	-0,63	-0,17	-0,78	-0,32	-0,88
31.III	773,87	4,58	0,09	-0,63	-0,16	-0,79	-0,31	-0,88
28.IV	801,81	4,67	0,12	-0,57	-0,13	-0,73	-0,28	-0,82
1.V	804,90	4,67	0,10	-0,60	-0,15	-0,75	-0,30	-0,84
8.VI	842,91	4,58	0,09	-0,62	-0,15	-0,78	-0,30	-0,87
9.VI	843,91	4,58	0,11	-0,58	-0,14	-0,74	-0,29	-0,83
12.VI	846,88	4,59	0,08	-0,60	-0,17	-0,76	-0,32	-0,85
24.VI	858,77	4,54	0,10	-0,61	-0,15	-0,77	-0,30	-0,86
19.VIII	914,59	4,55	0,08	-0,64	-0,17	-0,80	-0,31	-0,89
21.VIII	916,69	4,55	0,11	-0,61	-0,14	-0,77	-0,29	-0,86
25.VIII	920,69	4,62	0,11	-0,58	-0,14	-0,73	-0,29	-0,82
26.VIII	921,58	4,61	0,10	-0,60	-0,14	-0,76	-0,29	-0,85
27.VIII	922,61	4,64	0,09	-0,59	-0,16	-0,75	-0,31	-0,84
28.VIII	923,58	4,59	0,11	-0,60	-0,14	-0,76	-0,29	-0,85
29.VIII	924,58	4,59	0,11	-0,60	-0,13	-0,76	-0,28	-0,85

В табл. 2 даны значения $\lg E_\lambda$, где внеатмосферная монохроматическая освещенность E_λ выражена в $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, отнесенных к интервалу длин волн 1 см. Средняя ошибка приводимых значений $\lg E_\lambda$ составляет около 0,01 в интервалах 3200—3500 Å и 6500—7350 Å и около 0,005 в интервале 3500—6500 Å.

На рис. 1 изображено среднее абсолютное распределение энергии в спектре ν Sgr для моментов вблизи главного минимума (8, 9 и 12.VI 1973 г., средняя фаза 0,92) и вторичного максимума блеска (24.IV и 1.V 1973 г., средняя фаза 0,61). Фазы вычислены по элементам Вилсона [1]. Для области 1380—2740 Å приводятся данные Джамера и др. [16], полученные на спутнике TD-1A. Значения η — поглощения в линиях, — вычисленные для спектральных интервалов шириной 30 Å через 25 Å по данным Хак и Пашинетти [2], приводятся в нижней части рисунка. Наиболее заметными особенностями приведенных на рис. 1 кривых являются множество бленд в ультрафиолетовой области,

Таблица 2

$\lambda, \text{\AA}$	23.III	29.III	30.III	31.III	28.IV	1.V	8.VI	9.VI	12.VI	24.VI	19.VIII	21.VIII	25.VIII	26.VIII	27.VIII	28.VIII	29.VIII
3200	-2,130	-2,117	-2,074	-2,037	-2,188	-2,175	-2,149	-2,075	-2,101	-2,087	-2,019	-2,159	-2,217	-2,114	-2,190	-2,105	-2,118
3225	-2,083	-2,095	-2,060	-2,028	-2,184	-2,168	-2,119	-2,070	-2,093	-2,066	-1,982	-2,114	-2,167	-2,074	-2,178	-2,062	-2,077
3250	-2,102	-2,076	-2,046	-2,035	-2,155	-2,150	-2,098	-2,066	-2,096	-2,055	-2,010	-2,093	-2,145	-2,093	-2,151	-2,063	-2,081
3275	-2,117	-2,095	-2,059	-2,045	-2,185	-2,165	-2,104	-2,115	-2,096	-2,078	-2,037	-2,085	-2,152	-2,106	-2,133	-2,116	-2,126
3300	-2,116	-2,093	-2,063	-2,058	-2,185	-2,168	-2,108	-2,102	-2,113	-2,091	-2,030	-2,071	-2,132	-2,104	-2,120	-2,104	-2,108
3325	-2,078	-2,069	-2,044	-2,048	-2,156	-2,137	-2,097	-2,104	-2,084	-2,059	-2,034	-2,068	-2,110	-2,099	-2,108	-2,091	-2,113
3350	-2,083	-2,071	-2,055	-2,055	-2,166	-2,147	-2,075	-2,096	-2,088	-2,056	-2,033	-2,056	-2,122	-2,112	-2,116	-2,096	-2,118
3375	-2,085	-2,079	-2,077	-2,061	-2,146	-2,125	-2,075	-2,091	-2,076	-2,062	-2,046	-2,059	-2,104	-2,121	-2,128	-2,109	-2,102
3400	-2,068	-2,062	-2,053	-2,050	-2,129	-2,118	-2,066	-2,077	-2,068	-2,047	-2,043	-2,044	-2,085	-2,092	-2,100	-2,062	-2,084
3425	-2,061	-2,054	-2,033	-2,038	-2,133	-2,119	-2,071	-2,094	-2,064	-2,041	-2,022	-2,049	-2,106	-2,096	-2,114	-2,083	-2,080
3450	-2,057	-2,051	-2,039	-2,037	-2,148	-2,133	-2,075	-2,088	-2,062	-2,038	-2,022	-2,049	-2,106	-2,096	-2,114	-2,083	-2,080
3475	-2,060	-2,045	-2,041	-2,035	-2,148	-2,133	-2,075	-2,088	-2,062	-2,038	-2,022	-2,049	-2,106	-2,096	-2,114	-2,083	-2,080
3500	-2,051	-2,039	-2,028	-2,023	-2,117	-2,093	-2,069	-2,053	-2,043	-2,037	-2,022	-2,049	-2,106	-2,096	-2,114	-2,083	-2,080
3525	-2,006	-2,005	-2,003	-2,000	-2,077	-2,057	-2,010	-2,013	-2,013	-2,002	-1,966	-2,005	-2,053	-2,032	-2,047	-2,022	-2,015
3550	-1,993	-1,997	-1,983	-1,975	-2,051	-2,036	-1,995	-2,014	-1,983	-1,979	-1,953	-1,996	-2,032	-2,010	-2,021	-1,995	-2,002
3575	-1,988	-1,998	-1,980	-1,981	-2,048	-2,031	-1,995	-2,017	-1,994	-1,971	-1,954	-1,996	-2,025	-2,019	-2,028	-2,005	-2,017
3600	-1,993	-1,994	-1,981	-1,984	-2,044	-2,026	-1,994	-2,013	-1,991	-1,974	-1,959	-1,995	-2,035	-2,022	-2,033	-1,994	-2,012
3625	-1,994	-1,990	-1,981	-1,987	-2,051	-2,034	-1,995	-2,013	-1,991	-1,974	-1,959	-1,995	-2,035	-2,022	-2,033	-1,994	-2,012
3650	-1,990	-2,008	-1,984	-1,992	-2,030	-2,012	-1,975	-2,007	-1,978	-1,962	-1,935	-1,960	-2,020	-1,990	-2,008	-1,983	-1,994
3675	-1,990	-2,001	-1,984	-1,985	-2,029	-2,016	-1,978	-2,004	-1,972	-1,959	-1,940	-1,965	-2,009	-1,990	-2,008	-1,983	-1,994
3700	-2,004	-2,012	-1,991	-1,993	-2,042	-2,034	-2,005	-2,013	-1,990	-1,969	-1,954	-1,975	-2,022	-1,995	-2,022	-1,986	-2,005
3725	-2,018	-2,007	-1,999	-1,999	-2,062	-2,041	-2,014	-2,023	-1,995	-1,978	-1,960	-1,981	-2,030	-2,015	-2,028	-2,022	-2,023
3750	-2,007	-2,005	-1,994	-2,002	-2,064	-2,052	-2,023	-2,036	-2,006	-1,984	-1,970	-1,996	-2,050	-2,040	-2,025	-2,021	-2,034
3775	-2,007	-2,005	-1,994	-2,002	-2,050	-2,032	-2,010	-2,023	-2,003	-1,985	-1,975	-1,989	-2,032	-2,041	-2,025	-2,038	-2,040
3800	-1,995	-2,000	-1,984	-1,994	-2,053	-2,032	-2,011	-2,023	-2,003	-1,985	-1,969	-1,974	-2,011	-2,019	-1,997	-2,009	-2,002
3825	-2,005	-2,000	-1,993	-2,001	-2,053	-2,032	-2,011	-2,023	-2,003	-1,984	-1,969	-1,974	-2,011	-2,019	-1,997	-2,009	-2,002
3850	-2,001	-2,007	-1,996	-2,002	-2,046	-2,038	-2,011	-2,012	-2,008	-1,984	-1,969	-1,974	-2,011	-2,019	-1,997	-2,009	-2,002
3875	-2,009	-2,005	-1,989	-1,995	-2,041	-2,033	-2,011	-2,012	-2,002	-1,984	-1,969	-1,974	-2,011	-2,019	-1,997	-2,009	-2,002
3900	-2,002	-1,996	-1,991	-1,989	-2,041	-2,033	-2,011	-2,012	-2,002	-1,984	-1,969	-1,974	-2,011	-2,019	-1,997	-2,009	-2,002
3925	-2,000	-1,998	-1,991	-1,997	-2,043	-2,027	-2,004	-2,013	-1,990	-1,976	-1,973	-1,991	-2,027	-2,026	-2,016	-2,014	-2,029
3950	-1,997	-2,005	-1,996	-1,995	-2,043	-2,028	-2,004	-2,013	-1,994	-1,986	-1,969	-1,991	-2,027	-2,026	-2,016	-2,014	-2,029
3975	-2,012	-2,016	-2,005	-2,003	-2,051	-2,033	-2,005	-2,010	-1,997	-1,983	-1,970	-1,992	-2,019	-2,029	-2,012	-2,013	-2,015
4000	-2,019	-2,031	-2,018	-2,020	-2,065	-2,050	-2,023	-2,022	-2,012	-1,986	-1,984	-2,005	-2,025	-2,038	-2,037	-2,021	-2,009
4025	-2,030	-2,040	-2,024	-2,026	-2,078	-2,071	-2,039	-2,036	-2,032	-2,000	-1,988	-1,999	-2,036	-2,036	-2,022	-2,026	-2,031
4050	-2,016	-2,028	-2,012	-2,014	-2,060	-2,050	-2,014	-2,022	-2,013	-2,003	-1,990	-2,011	-2,036	-2,030	-2,035	-2,031	-2,038
4075	-2,011	-2,019	-2,004	-2,008	-2,058	-2,044	-2,017	-2,020	-2,009	-1,994	-1,984	-2,008	-2,034	-2,033	-2,036	-2,027	-2,031

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	23. III	29. III	30. III	31. III	28. IV	1. V	8. VI	9. VI	12. VI	24. VI	19. VIII	21. VIII	25. VIII	26. VIII	27. VIII	28. VIII	29. VIII
4100	-2,022	-2,032	-2,015	-2,020	-2,064	-2,057	-2,024	-2,032	-2,020	-2,003	-2,003	-2,019	-2,047	-2,043	-2,040	-2,032	-2,045
4125	-2,051	-2,048	-2,031	-2,038	-2,089	-2,077	-2,046	-2,049	-2,044	-2,021	-2,010	-2,027	-2,062	-2,065	-2,066	-2,057	-2,050
4150	-2,054	-2,058	-2,044	-2,048	-2,088	-2,084	-2,052	-2,047	-2,042	-2,033	-2,003	-2,035	-2,070	-2,060	-2,066	-2,059	-2,057
4175	-2,058	-2,058	-2,045	-2,049	-2,099	-2,099	-2,058	-2,061	-2,047	-2,032	-2,015	-2,036	-2,070	-2,058	-2,082	-2,056	-2,067
4200	-2,048	-2,048	-2,041	-2,042	-2,094	-2,082	-2,043	-2,041	-2,038	-2,026	-2,013	-2,033	-2,070	-2,062	-2,064	-2,060	-2,055
4225	-2,044	-2,052	-2,041	-2,043	-2,089	-2,084	-2,050	-2,042	-2,036	-2,023	-2,008	-2,030	-2,049	-2,049	-2,055	-2,058	-2,050
4250	-2,050	-2,064	-2,045	-2,047	-2,095	-2,089	-2,057	-2,054	-2,049	-2,027	-2,019	-2,043	-2,064	-2,054	-2,074	-2,054	-2,062
4275	-2,053	-2,070	-2,046	-2,049	-2,107	-2,091	-2,060	-2,053	-2,051	-2,034	-2,018	-2,042	-2,082	-2,066	-2,070	-2,060	-2,070
4300	-2,060	-2,062	-2,045	-2,051	-2,107	-2,092	-2,060	-2,051	-2,052	-2,034	-2,012	-2,030	-2,073	-2,068	-2,077	-2,064	-2,067
4325	-2,064	-2,065	-2,050	-2,062	-2,103	-2,103	-2,063	-2,063	-2,053	-2,040	-2,030	-2,044	-2,071	-2,065	-2,079	-2,064	-2,067
4350	-2,072	-2,069	-2,059	-2,067	-2,113	-2,113	-2,070	-2,068	-2,070	-2,048	-2,036	-2,058	-2,089	-2,079	-2,088	-2,073	-2,076
4375	-2,074	-2,075	-2,066	-2,072	-2,122	-2,123	-2,078	-2,079	-2,072	-2,059	-2,051	-2,064	-2,092	-2,084	-2,095	-2,080	-2,094
4400	-2,078	-2,089	-2,075	-2,079	-2,129	-2,122	-2,083	-2,081	-2,081	-2,062	-2,055	-2,065	-2,099	-2,103	-2,105	-2,085	-2,099
4425	-2,089	-2,097	-2,082	-2,083	-2,126	-2,122	-2,092	-2,098	-2,083	-2,064	-2,059	-2,084	-2,100	-2,104	-2,100	-2,089	-2,094
4450	-2,098	-2,106	-2,090	-2,090	-2,151	-2,131	-2,106	-2,107	-2,092	-2,075	-2,063	-2,088	-2,120	-2,120	-2,103	-2,098	-2,101
4475	-2,117	-2,116	-2,101	-2,098	-2,160	-2,152	-2,106	-2,110	-2,107	-2,086	-2,085	-2,099	-2,138	-2,130	-2,131	-2,118	-2,123
4500	-2,108	-2,110	-2,098	-2,095	-2,146	-2,148	-2,103	-2,101	-2,099	-2,086	-2,081	-2,088	-2,132	-2,132	-2,121	-2,125	-2,133
4525	-2,107	-2,106	-2,093	-2,094	-2,148	-2,141	-2,097	-2,096	-2,103	-2,080	-2,087	-2,101	-2,127	-2,131	-2,122	-2,111	-2,115
4550	-2,113	-2,109	-2,096	-2,097	-2,154	-2,141	-2,095	-2,107	-2,106	-2,089	-2,085	-2,102	-2,140	-2,123	-2,123	-2,108	-2,115
4575	-2,120	-2,112	-2,102	-2,104	-2,161	-2,154	-2,107	-2,108	-2,106	-2,092	-2,081	-2,095	-2,149	-2,139	-2,132	-2,123	-2,131
4600	-2,113	-2,121	-2,113	-2,104	-2,157	-2,159	-2,105	-2,117	-2,110	-2,096	-2,097	-2,105	-2,137	-2,129	-2,138	-2,123	-2,145
4625	-2,121	-2,125	-2,114	-2,109	-2,157	-2,163	-2,111	-2,123	-2,111	-2,094	-2,096	-2,101	-2,128	-2,132	-2,141	-2,115	-2,150
4650	-2,106	-2,120	-2,108	-2,111	-2,152	-2,153	-2,113	-2,112	-2,103	-2,099	-2,094	-2,097	-2,133	-2,127	-2,136	-2,118	-2,135
4675	-2,105	-2,110	-2,108	-2,109	-2,150	-2,149	-2,107	-2,115	-2,106	-2,097	-2,097	-2,101	-2,133	-2,129	-2,145	-2,123	-2,129
4700	-2,111	-2,112	-2,113	-2,108	-2,122	-2,117	-2,076	-2,082	-2,084	-2,071	-2,080	-2,101	-2,128	-2,106	-2,134	-2,102	-2,118
4725	-2,125	-2,133	-2,130	-2,120	-2,159	-2,151	-2,111	-2,110	-2,111	-2,099	-2,098	-2,105	-2,140	-2,118	-2,142	-2,113	-2,122
4750	-2,116	-2,127	-2,124	-2,114	-2,152	-2,157	-2,109	-2,113	-2,112	-2,102	-2,100	-2,114	-2,134	-2,122	-2,142	-2,117	-2,123
4775	-2,124	-2,125	-2,127	-2,121	-2,163	-2,159	-2,120	-2,124	-2,119	-2,111	-2,111	-2,120	-2,151	-2,115	-2,152	-2,121	-2,126
4800	-2,139	-2,133	-2,138	-2,133	-2,179	-2,183	-2,141	-2,124	-2,130	-2,119	-2,110	-2,133	-2,151	-2,139	-2,158	-2,142	-2,142
4825	-2,147	-2,144	-2,145	-2,139	-2,189	-2,193	-2,146	-2,148	-2,150	-2,130	-2,115	-2,135	-2,158	-2,160	-2,175	-2,151	-2,152
4850	-2,151	-2,148	-2,146	-2,145	-2,190	-2,198	-2,148	-2,153	-2,144	-2,139	-2,120	-2,148	-2,165	-2,164	-2,171	-2,145	-2,161
4875	-2,157	-2,153	-2,149	-2,151	-2,193	-2,194	-2,151	-2,148	-2,152	-2,136	-2,119	-2,151	-2,174	-2,152	-2,175	-2,156	-2,145
4900	-2,168	-2,164	-2,159	-2,158	-2,198	-2,203	-2,152	-2,160	-2,153	-2,142	-2,120	-2,154	-2,178	-2,159	-2,184	-2,150	-2,147
4925	-2,170	-2,173	-2,173	-2,166	-2,204	-2,212	-2,162	-2,181	-2,173	-2,158	-2,147	-2,180	-2,192	-2,173	-2,202	-2,169	-2,192
4950	-2,171	-2,172	-2,163	-2,175	-2,213	-2,207	-2,163	-2,175	-2,171	-2,161	-2,140	-2,180	-2,195	-2,180	-2,188	-2,164	-2,170

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	23.III	29.III	30.III	31.III	28.IV	1.V	8.VI	9.VI	12.VI	24.VI	19.VIII	21.VIII	25.VIII	26.VIII	27.VIII	28.VIII	29.VIII
4975	-2,182	-2,183	-2,177	-2,166	-2,211	-2,222	-2,169	-2,176	-2,181	-2,161	-2,146	-2,170	-2,200	-2,186	-2,206	-2,163	-2,173
5000	-2,203	-2,203	-2,203	-2,191	-2,247	-2,253	-2,198	-2,214	-2,205	-2,176	-2,173	-2,189	-2,211	-2,200	-2,231	-2,181	-2,182
5025	-2,216	-2,223	-2,227	-2,212	-2,270	-2,277	-2,225	-2,236	-2,226	-2,208	-2,191	-2,221	-2,244	-2,238	-2,259	-2,225	-2,215
5050	-2,215	-2,221	-2,218	-2,211	-2,260	-2,263	-2,226	-2,229	-2,225	-2,209	-2,186	-2,215	-2,241	-2,235	-2,255	-2,221	-2,223
5075	-2,214	-2,219	-2,217	-2,206	-2,258	-2,249	-2,214	-2,218	-2,218	-2,199	-2,177	-2,205	-2,238	-2,224	-2,244	-2,205	-2,206
5100	-2,214	-2,217	-2,218	-2,205	-2,251	-2,256	-2,224	-2,211	-2,217	-2,193	-2,181	-2,202	-2,232	-2,226	-2,254	-2,204	-2,205
5125	-2,210	-2,222	-2,234	-2,215	-2,256	-2,253	-2,224	-2,229	-2,232	-2,199	-2,187	-2,214	-2,241	-2,223	-2,242	-2,218	-2,217
5150	-2,230	-2,231	-2,246	-2,235	-2,291	-2,278	-2,257	-2,245	-2,242	-2,229	-2,206	-2,239	-2,273	-2,242	-2,264	-2,242	-2,229
5175	-2,241	-2,238	-2,247	-2,245	-2,291	-2,284	-2,256	-2,249	-2,251	-2,227	-2,207	-2,229	-2,262	-2,249	-2,274	-2,239	-2,236
5200	-2,247	-2,245	-2,247	-2,245	-2,305	-2,284	-2,256	-2,249	-2,251	-2,227	-2,207	-2,229	-2,267	-2,249	-2,269	-2,245	-2,250
5225	-2,250	-2,249	-2,250	-2,251	-2,304	-2,306	-2,269	-2,255	-2,252	-2,224	-2,214	-2,231	-2,263	-2,260	-2,281	-2,244	-2,254
5250	-2,244	-2,248	-2,242	-2,244	-2,289	-2,292	-2,252	-2,236	-2,236	-2,224	-2,206	-2,218	-2,261	-2,244	-2,267	-2,229	-2,247
5275	-2,232	-2,236	-2,238	-2,233	-2,266	-2,276	-2,231	-2,232	-2,233	-2,215	-2,206	-2,218	-2,260	-2,244	-2,267	-2,229	-2,247
5300	-2,234	-2,231	-2,238	-2,234	-2,281	-2,281	-2,239	-2,243	-2,243	-2,223	-2,214	-2,219	-2,260	-2,244	-2,270	-2,243	-2,248
5325	-2,229	-2,235	-2,240	-2,239	-2,278	-2,277	-2,236	-2,236	-2,236	-2,222	-2,209	-2,224	-2,273	-2,247	-2,258	-2,253	-2,230
5350	-2,240	-2,239	-2,240	-2,243	-2,276	-2,272	-2,247	-2,236	-2,242	-2,224	-2,209	-2,224	-2,264	-2,237	-2,264	-2,243	-2,239
5375	-2,244	-2,244	-2,241	-2,246	-2,281	-2,284	-2,249	-2,237	-2,246	-2,224	-2,219	-2,203	-2,260	-2,255	-2,268	-2,247	-2,240
5400	-2,238	-2,244	-2,243	-2,246	-2,281	-2,289	-2,251	-2,245	-2,254	-2,231	-2,226	-2,230	-2,265	-2,253	-2,271	-2,261	-2,245
5425	-2,256	-2,245	-2,253	-2,250	-2,281	-2,285	-2,258	-2,257	-2,260	-2,239	-2,236	-2,240	-2,267	-2,254	-2,284	-2,264	-2,277
5450	-2,243	-2,257	-2,257	-2,258	-2,281	-2,285	-2,258	-2,257	-2,260	-2,249	-2,243	-2,254	-2,278	-2,289	-2,287	-2,270	-2,284
5475	-2,353	-2,272	-2,263	-2,267	-2,294	-2,295	-2,255	-2,259	-2,266	-2,248	-2,233	-2,250	-2,280	-2,290	-2,287	-2,270	-2,284
5500	-2,258	-2,276	-2,274	-2,270	-2,293	-2,293	-2,269	-2,255	-2,267	-2,248	-2,238	-2,254	-2,278	-2,289	-2,287	-2,264	-2,277
5525	-2,251	-2,270	-2,272	-2,262	-2,294	-2,289	-2,259	-2,247	-2,259	-2,244	-2,238	-2,247	-2,265	-2,277	-2,282	-2,267	-2,263
5550	-2,253	-2,272	-2,271	-2,263	-2,298	-2,299	-2,268	-2,254	-2,258	-2,242	-2,260	-2,252	-2,283	-2,286	-2,281	-2,279	-2,290
5575	-2,266	-2,272	-2,269	-2,266	-2,300	-2,304	-2,272	-2,261	-2,281	-2,245	-2,261	-2,255	-2,300	-2,280	-2,297	-2,289	-2,279
5600	-2,265	-2,273	-2,268	-2,260	-2,306	-2,295	-2,272	-2,260	-2,275	-2,245	-2,245	-2,255	-2,265	-2,273	-2,277	-2,280	-2,284
5625	-2,276	-2,284	-2,275	-2,278	-2,306	-2,295	-2,280	-2,265	-2,272	-2,247	-2,269	-2,271	-2,275	-2,294	-2,291	-2,285	-2,308
5650	-2,276	-2,284	-2,275	-2,278	-2,306	-2,295	-2,280	-2,265	-2,272	-2,247	-2,269	-2,271	-2,275	-2,294	-2,291	-2,285	-2,308
5675	-2,278	-2,298	-2,273	-2,293	-2,320	-2,311	-2,291	-2,288	-2,287	-2,267	-2,278	-2,281	-2,297	-2,317	-2,311	-2,317	-2,323
5700	-2,273	-2,291	-2,292	-2,291	-2,322	-2,320	-2,302	-2,293	-2,294	-2,276	-2,278	-2,281	-2,306	-2,318	-2,318	-2,312	-2,309
5725	-2,277	-2,292	-2,297	-2,291	-2,325	-2,334	-2,300	-2,288	-2,296	-2,275	-2,283	-2,284	-2,305	-2,308	-2,308	-2,293	-2,305
5750	-2,274	-2,297	-2,299	-2,295	-2,328	-2,328	-2,295	-2,283	-2,296	-2,275	-2,283	-2,284	-2,305	-2,308	-2,305	-2,300	-2,318
5775	-2,297	-2,312	-2,314	-2,311	-2,330	-2,322	-2,289	-2,283	-2,307	-2,280	-2,292	-2,280	-2,305	-2,326	-2,320	-2,301	-2,330
5800	-2,292	-2,304	-2,304	-2,305	-2,329	-2,319	-2,290	-2,297	-2,299	-2,283	-2,299	-2,299	-2,305	-2,327	-2,320	-2,314	-2,331
5825	-2,293	-2,303	-2,298	-2,300	-2,326	-2,333	-2,289	-2,292	-2,302	-2,283	-2,280	-2,265	-2,306	-2,317	-2,339	-2,301	-2,315
5850	-2,287	-2,304	-2,293	-2,296	-2,334	-2,336	-2,312	-2,293	-2,301	-2,288	-2,273	-2,287	-2,288	-2,318	-2,321	-2,304	-2,301

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	23.III	29.III	30.III	31.III	28.IV	1.V	8.VI	9.VI	12.VI	24.VI	19.VIII	21.VIII	25.VIII	26.VIII	27.VIII	28.VIII	29.VIII
5875	-2,307	-2,316	-2,308	-2,312	-2,339	-2,346	-2,314	-2,303	-2,310	-2,301	-2,286	-2,298	-2,322	-2,317	-2,330	-2,323	-2,314
5900	-2,308	-2,328	-2,308	-2,310	-2,334	-2,349	-2,305	-2,318	-2,328	-2,297	-2,304	-2,285	-2,317	-2,329	-2,346	-2,302	-2,326
5925	-2,302	-2,321	-2,313	-2,316	-2,331	-2,334	-2,310	-2,295	-2,318	-2,288	-2,293	-2,297	-2,314	-2,326	-2,333	-2,308	-2,317
5950	-2,318	-2,321	-2,317	-2,320	-2,339	-2,347	-2,326	-2,305	-2,323	-2,297	-2,315	-2,305	-2,326	-2,342	-2,351	-2,329	-2,318
5975	-2,321	-2,325	-2,323	-2,313	-2,336	-2,354	-2,325	-2,313	-2,341	-2,299	-2,321	-2,312	-2,333	-2,341	-2,344	-2,345	-2,337
6000	-2,320	-2,317	-2,326	-2,313	-2,325	-2,342	-2,312	-2,309	-2,326	-2,303	-2,311	-2,300	-2,351	-2,337	-2,341	-2,328	-2,327
6025	-2,323	-2,334	-2,333	-2,321	-2,341	-2,340	-2,322	-2,322	-2,338	-2,307	-2,302	-2,305	-2,334	-2,362	-2,339	-2,328	-2,329
6050	-2,315	-2,327	-2,335	-2,324	-2,346	-2,355	-2,333	-2,327	-2,338	-2,307	-2,306	-2,303	-2,350	-2,349	-2,369	-2,326	-2,324
6075	-2,313	-2,320	-2,335	-2,322	-2,343	-2,358	-2,320	-2,334	-2,335	-2,314	-2,313	-2,312	-2,335	-2,367	-2,372	-2,334	-2,327
6100	-2,311	-2,328	-2,334	-2,324	-2,348	-2,346	-2,327	-2,339	-2,336	-2,314	-2,320	-2,310	-2,335	-2,339	-2,373	-2,343	-2,336
6125	-2,318	-2,336	-2,331	-2,327	-2,361	-2,359	-2,338	-2,324	-2,341	-2,312	-2,317	-2,307	-2,350	-2,366	-2,391	-2,340	-2,331
6150	-2,329	-2,345	-2,332	-2,334	-2,365	-2,368	-2,351	-2,329	-2,355	-2,320	-2,311	-2,323	-2,374	-2,366	-2,391	-2,350	-2,365
6175	-2,342	-2,352	-2,341	-2,344	-2,359	-2,387	-2,346	-2,324	-2,347	-2,327	-2,313	-2,335	-2,372	-2,371	-2,364	-2,354	-2,365
6200	-2,345	-2,361	-2,352	-2,345	-2,364	-2,380	-2,346	-2,340	-2,352	-2,327	-2,313	-2,335	-2,372	-2,371	-2,364	-2,354	-2,365
6225	-2,349	-2,372	-2,362	-2,357	-2,369	-2,380	-2,341	-2,343	-2,358	-2,332	-2,320	-2,344	-2,374	-2,369	-2,361	-2,327	-2,360
6250	-2,344	-2,383	-2,363	-2,366	-2,374	-2,388	-2,353	-2,366	-2,368	-2,336	-2,330	-2,344	-2,374	-2,357	-2,384	-2,376	-2,356
6275	-2,360	-2,388	-2,368	-2,373	-2,390	-2,402	-2,373	-2,360	-2,368	-2,354	-2,337	-2,385	-2,403	-2,372	-2,374	-2,375	-2,363
6300	-2,382	-2,406	-2,374	-2,378	-2,401	-2,409	-2,367	-2,361	-2,384	-2,356	-2,358	-2,370	-2,381	-2,378	-2,398	-2,367	-2,382
6325	-2,377	-2,388	-2,371	-2,379	-2,398	-2,411	-2,369	-2,364	-2,380	-2,347	-2,356	-2,370	-2,389	-2,374	-2,406	-2,375	-2,376
6350	-2,378	-2,384	-2,379	-2,385	-2,415	-2,410	-2,381	-2,379	-2,405	-2,356	-2,372	-2,389	-2,391	-2,399	-2,409	-2,381	-2,397
6375	-2,392	-2,396	-2,398	-2,405	-2,418	-2,415	-2,382	-2,375	-2,402	-2,375	-2,380	-2,376	-2,421	-2,422	-2,409	-2,399	-2,409
6400	-2,400	-2,411	-2,419	-2,402	-2,414	-2,415	-2,382	-2,384	-2,402	-2,375	-2,375	-2,376	-2,421	-2,422	-2,409	-2,399	-2,409
6425	-2,389	-2,406	-2,391	-2,396	-2,418	-2,427	-2,383	-2,364	-2,390	-2,370	-2,378	-2,390	-2,395	-2,407	-2,409	-2,380	-2,385
6450	-2,404	-2,413	-2,403	-2,405	-2,417	-2,428	-2,381	-2,379	-2,392	-2,359	-2,375	-2,411	-2,437	-2,427	-2,425	-2,417	-2,408
6475	-2,430	-2,430	-2,410	-2,423	-2,429	-2,443	-2,378	-2,398	-2,400	-2,365	-2,391	-2,394	-2,442	-2,409	-2,438	-2,430	-2,412
6500	-2,440	-2,433	-2,414	-2,418	-2,439	-2,453	-2,392	-2,399	-2,397	-2,382	-2,407	-2,391	-2,437	-2,419	-2,427	-2,409	-2,421
6525	-2,415	-2,419	-2,406	-2,401	-2,441	-2,432	-2,394	-2,394	-2,407	-2,396	-2,401	-2,401	-2,450	-2,425	-2,444	-2,400	-2,412
6550	-2,383	-2,377	-2,361	-2,369	-2,390	-2,411	-2,357	-2,372	-2,349	-2,371	-2,375	-2,346	-2,380	-2,367	-2,392	-2,368	-2,365
6575	-2,364	-2,379	-2,382	-2,368	-2,373	-2,383	-2,351	-2,328	-2,359	-2,348	-2,349	-2,361	-2,379	-2,374	-2,398	-2,377	-2,348
6600	-2,418	-2,433	-2,403	-2,410	-2,424	-2,430	-2,399	-2,388	-2,416	-2,363	-2,387	-2,398	-2,416	-2,411	-2,427	-2,415	-2,395
6625	-2,413	-2,429	-2,412	-2,417	-2,430	-2,445	-2,397	-2,390	-2,417	-2,403	-2,395	-2,416	-2,440	-2,408	-2,440	-2,423	-2,413
6650	-2,447	-2,427	-2,439	-2,424	-2,449	-2,458	-2,412	-2,430	-2,417	-2,413	-2,386	-2,416	-2,437	-2,408	-2,448	-2,427	-2,427
6675	-2,434	-2,432	-2,436	-2,436	-2,448	-2,461	-2,409	-2,421	-2,429	-2,421	-2,393	-2,417	-2,472	-2,449	-2,464	-2,438	-2,449
6700	-2,423	-2,440	-2,425	-2,432	-2,458	-2,466	-2,431	-2,407	-2,437	-2,422	-2,395	-2,425	-2,447	-2,443	-2,450	-2,423	-2,412

Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{\AA}$	23.III	29.III	30.III	31.III	28.IV	1.V	8.VI	9.VI	12.VI	24.VI	19.VIII	21.VIII	25.VIII	26.VIII	27.VIII	28.VIII	29.VIII
6725	-2,421	-2,443	-2,423	-2,437	-2,455	-2,465	-2,429	-2,416	-2,436	-2,426	-2,394	-2,432	-2,458	-2,451	-2,463	-2,435	-2,414
6750	-2,421	-2,439	-2,421	-2,432	-2,454	-2,469	-2,440	-2,437	-2,444	-2,436	-2,414	-2,416	-2,470	-2,426	-2,446	-2,435	-2,439
6775	-2,436	-2,440	-2,428	-2,428	-2,440	-2,469	-2,432	-2,443	-2,422	-2,424	-2,416	-2,432	-2,461	-2,434	-2,490	-2,450	-2,425
6800	-2,410	-2,438	-2,438	-2,435	-2,449	-2,466	-2,446	-2,441	-2,418	-2,428	-2,409	-2,431	-2,479	-2,440	-2,489	-2,441	-2,440
6825	-2,423	-2,439	-2,440	-2,445	-2,457	-2,474	-2,446	-2,432	-2,417	-2,439	-2,412	-2,431	-2,495	-2,448	-2,469	-2,429	-2,428
6850	-2,449	-2,452	-2,446	-2,450	-2,447	-2,462	-2,444	-2,429	-2,462	-2,433	-2,406	-2,421	-2,441	-2,447	-2,466	-2,436	-2,441
6875	-2,486	-2,491	-2,478	-2,475	-2,480	-2,480	-2,465	-2,479	-2,478	-2,449	-2,431	-2,474	-2,487	-2,511	-2,474	-2,483	-2,459
6900	-2,472	-2,478	-2,480	-2,468	-2,471	-2,491	-2,469	-2,476	-2,483	-2,465	-2,435	-2,455	-2,478	-2,475	-2,486	-2,468	-2,442
6925	-2,472	-2,469	-2,469	-2,474	-2,490	-2,494	-2,462	-2,473	-2,492	-2,450	-2,438	-2,447	-2,476	-2,472	-2,510	-2,468	-2,451
6950	-2,453	-2,449	-2,477	-2,459	-2,476	-2,489	-2,439	-2,435	-2,487	-2,446	-2,447	-2,451	-2,498	-2,469	-2,484	-2,465	-2,466
6975	-2,468	-2,458	-2,471	-2,466	-2,483	-2,488	-2,466	-2,455	-2,488	-2,451	-2,449	-2,459	-2,465	-2,487	-2,501	-2,484	-2,486
7000	-2,462	-2,484	-2,469	-2,466	-2,493	-2,513	-2,466	-2,439	-2,481	-2,449	-2,442	-2,480	-2,504	-2,475	-2,504	-2,483	-2,484
7025	-2,497	-2,506	-2,513	-2,485	-2,502	-2,513	-2,466	-2,472	-2,472	-2,462	-2,445	-2,474	-2,521	-2,450	-2,524	-2,478	-2,462
7050	-2,497	-2,500	-2,511	-2,503	-2,514	-2,526	-2,480	-2,483	-2,487	-2,487	-2,456	-2,452	-2,534	-2,507	-2,500	-2,479	-2,478
7075	-2,510	-2,484	-2,492	-2,498	-2,517	-2,510	-2,476	-2,479	-2,509	-2,487	-2,464	-2,468	-2,525	-2,515	-2,512	-2,497	-2,482
7100	-2,513	-2,483	-2,501	-2,505	-2,505	-2,513	-2,473	-2,491	-2,478	-2,484	-2,468	-2,452	-2,523	-2,500	-2,519	-2,534	-2,505
7125	-2,521	-2,498	-2,523	-2,507	-2,508	-2,510	-2,475	-2,482	-2,514	-2,492	-2,467	-2,467	-2,522	-2,514	-2,508	-2,514	-2,501
7150	-2,518	-2,503	-2,522	-2,502	-2,518	-2,510	-2,496	-2,495	-2,495	-2,484	-2,470	-2,481	-2,489	-2,504	-2,527	-2,462	-2,482
7175	-2,532	-2,529	-2,532	-2,504	-2,522	-2,523	-2,485	-2,457	-2,513	-2,486	-2,494	-2,513	-2,481	-2,512	-2,501	-2,503	-2,499
7200	-2,523	-2,537	-2,541	-2,507	-2,520	-2,547	-2,473	-2,472	-2,500	-2,490	-2,482	-2,530	-2,533	-2,525	-2,538	-2,528	-2,475
7225	-2,528	-2,562	-2,542	-2,520	-2,525	-2,527	-2,503	-2,469	-2,507	-2,497	-2,475	-2,491	-2,513	-2,520	-2,523	-2,525	-2,466
7250	-2,536	-2,546	-2,529	-2,526	-2,542	-2,546	-2,492	-2,486	-2,503	-2,494	-2,478	-2,524	-2,485	-2,516	-2,559	-2,536	-2,481
7275	-2,518	-2,528	-2,523	-2,504	-2,544	-2,530	-2,514	-2,500	-2,537	-2,514	-2,491	-2,500	-2,517	-2,525	-2,543	-2,518	-2,505
7300	-2,519	-2,516	-2,522	-2,518	-2,561	-2,545	-2,507	-2,495	-2,552	-2,518	-2,509	-2,496	-2,529	-2,485	-2,511	-2,562	-2,535
7325	-2,541	-2,530	-2,527	-2,532	-2,540	-2,531	-2,484	-2,514	-2,500	-2,494	-2,470	-2,491	-2,525	-2,474	-2,526	-2,516	-2,516
7350	-2,544	-2,531	-2,512	-2,527	-2,520	-2,523	-2,505	-2,499	-2,515	-2,488	-2,464	-2,498	-2,541	-2,541	-2,536	-2,536	-2,520

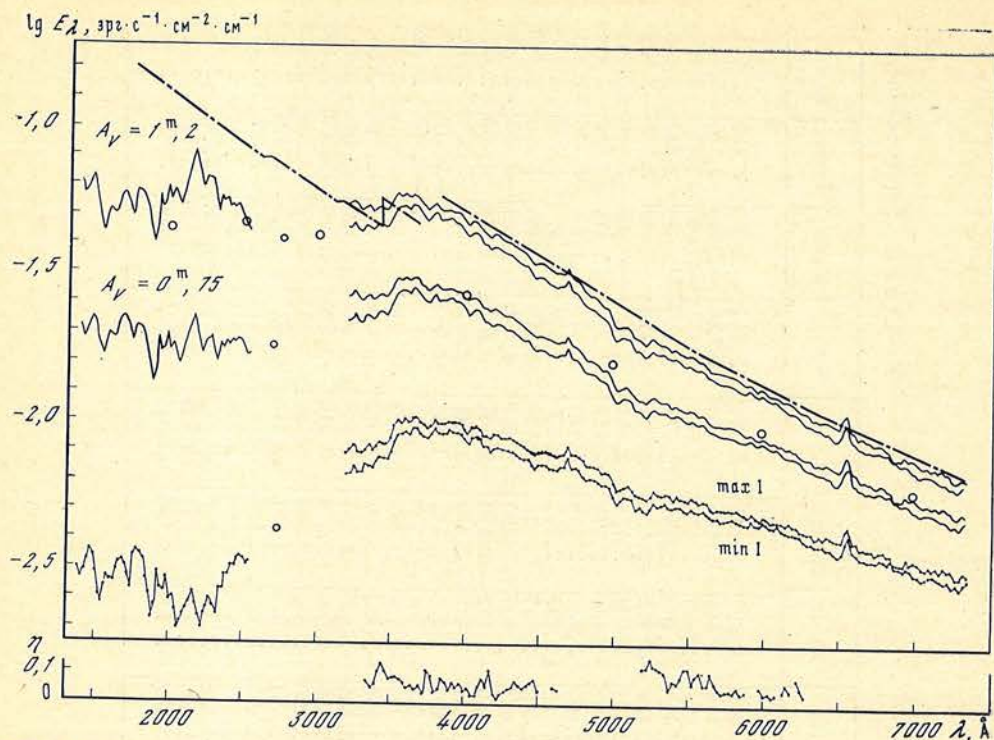


Рис. 1. Среднее распределение энергии в спектре ν Sgr для моментов главного минимума и первичного максимума блеска и сравнение его с данными модели Клингесмита (штрих-пунктирная кривая) и комбинацией излучения, даваемого моделью Нарнаи и звездой O9 (кружки)

Линиями с точками даны наблюдаемые распределения, сплошными — с учетом межзвездного поглощения для $A_V = 1^m, 2$ и $0^m, 75$

на которые накладывается широкая депрессия около 2200 Å, вызванная межзвездным поглощением, и значительный скачок интенсивности около 3500 Å. Если считать, что этот скачок вызван непрерывным поглощением He I, то, применив формулу Миннарта, можно приблизительно оценить число атомов гелия в столбце сечением 1 см²:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{\alpha_v N h} + \frac{1}{R_c}.$$

Здесь N — средняя концентрация атомов He, h — высота однородной атмосферы, $R = 0,17$ — величина скачка в минимуме блеска. Используя значение $\lg \alpha_v = -16,75$ по данным Голдберга [17] и принимая, что глубина линий гелия $R_c = 0,4$ (такая же, как и для линий водорода), получим $\lg N h = 16,2$. Из анализа спектров с высокой дисперсией Хак и Пашинетти получили $\lg N h = 15,8$. Учитывая приближенность примененного метода, согласие можно считать удовлетворительным.

Представляет интерес сравнить полученные спектрофотометрические данные для различных фаз между собой, в частности наблюдения, выполненные вблизи максимумов и минимума блеска. На рис. 2 показано изменение монохроматической освещенности от звезды относительно главного минимума. По оси ординат отложены значения $\Delta E_\lambda = E_\lambda(\max) - E_\lambda(\min I)$ для различных моментов наблюдений. Используя данные Страйжиса и Свидерскене [18] о распределении энергии в спектрах звезд различных классов, а также табулированную ими среднюю кривую межзвездного поглощения Уитфорда для видимой области спектра, полученные значения разностей можно представить кривыми распределения энергии для звезд O9 V и B2 V с межзвездным поглощением $A_V = 0^m, 75$. Примерно такое же значение A_V получается и в том случае, если «сгладить» депрессию около 2200 Å. Отме-

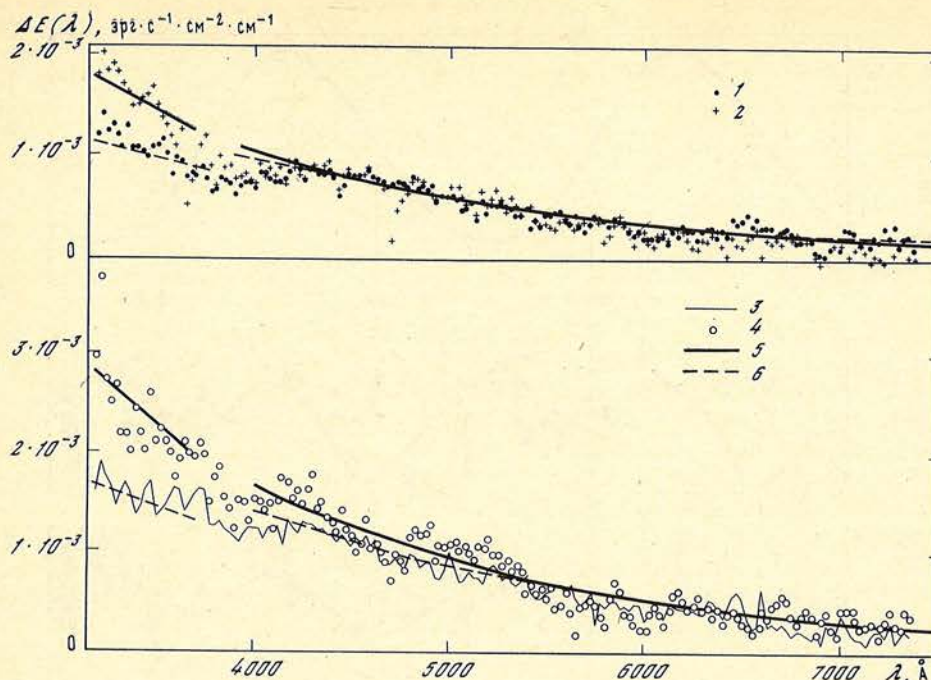


Рис. 2. Изменение монохроматической освещенности относительно главного минимума для фаз первичного максимума (фаза 0,92), вторичного максимума (фаза 0,49) и для моментов нерегулярного изменения блеска: 24.VI (фаза 0,014) и 19.VIII 1973 г. (фаза 0,418)

1 — max I, 2 — max II, 3 — 24.VI, 4 — 19.VIII 1973 г., 5 — 09 V ($A_V = 0,75$), 6 — B2 V ($A_V = 0,75$)

тим при этом, что для других моментов вблизи максимумов, когда блеск звезды увеличивается, ход ΔE_λ с длиной волны остается примерно таким же. Возможным объяснением этого явления может быть то, что вторичный компонент имеет спектральный класс O9 и кратковременные изменения блеска, порядка нескольких дней, вызваны изменением его размеров. Во время первичного максимума на него проектируется плотная газовая струя от главного компонента, поглощающая излучение в основном за бальмеровским скачком, что и приводит к явлению «понижения» спектрального класса. В верхней части рис. 1 показаны кривые распределения энергии в спектре звезды, исправленные за влияние межзвездного поглощения для $A_V = 0,75$.

Расчеты моделей атмосфер звезд с дефицитом водорода выполнили Клингесмит [19] и Нариаи [20]. Клингесмитом приняты в качестве основных источников непрозрачности поглощение атомами H I, He I, He II, H⁻ и He⁻ при отношении $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} = 15; 3/2; 1/8; 0$. Нариаи проводил расчеты для некоторого сглаженного коэффициента непрерывного поглощения металлами. Даваемые этими авторами потоки выходящего излучения для одинаковых значений температур различаются довольно сильно за счет разных источников непрозрачности. Комбинация излучения $\lg [E_\lambda(\text{теор}) + 0,1 E_\lambda(\text{O9})]$ модели Нариаи для $T_e = 12600$ K и звезды O9 показана на рис. 1 кружками. Нормировка произведена при $\lambda = 5000$ Å. Как видно из рисунка, большие (до 2,5 раза) различия между наблюдаемыми и вычисленными значениями в ультрафиолетовом диапазоне спектра могут быть вызваны как поглощением водорода в оболочке, так и неточностью принятой модели. Поглощение атомами He I, который должен быть важным источником непрозрачности, на что указывает заметный скачок интенсивности около $\lambda 3422$, существенно при более высоких температурах, поэтому значение $T_e = 12600$ K для главного компонента следует считать заниженным. Величина скачка $D(3422)$, примерно соответствующая наблюдаемому, в сетке моделей Клингесмита получается при $T_e = 16000$ K, $\lg g = 2,5$ для $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} = 15$. Если

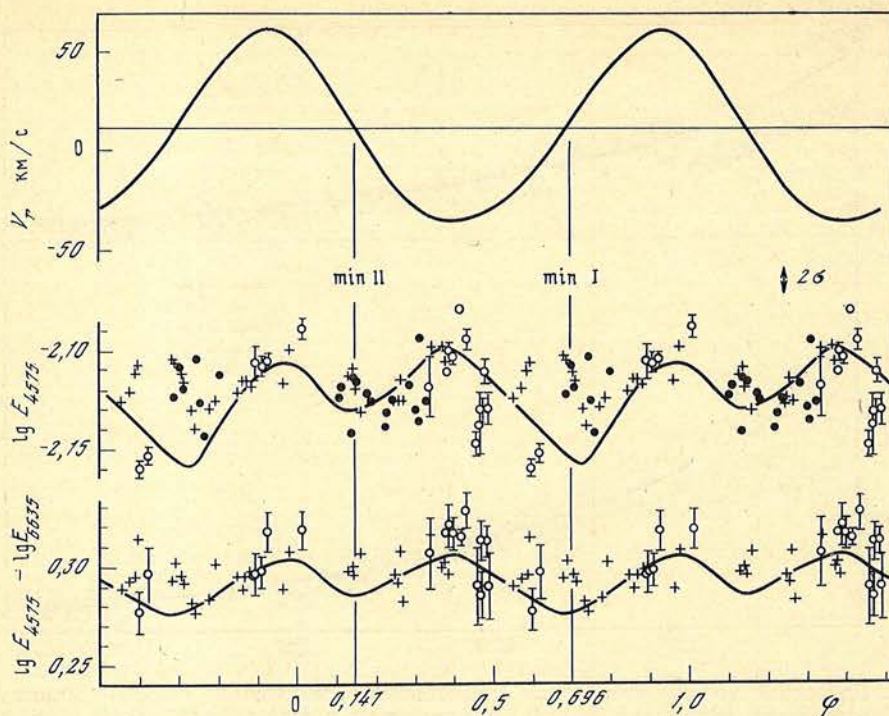


Рис. 3. Изменение блеска и цвета ν Sgr

Кружки — наблюдения 1973 г., точки — 1977 г., кресты — 1978 г.

принять, что вторичная звезда имеет малую светимость по сравнению с главной, и пренебречь вкладом газовой оболочки в общее излучение системы, то сопоставление даваемого моделью распределения энергии в спектре с наблюдаемым в видимом диапазоне спектра приводит к значению межзвездного поглощения $A_V = 1^m2$. Однако, как видно из рисунка, и при этих предположениях согласие наблюдаемого и теоретического распределений энергии в ультрафиолетовой области остается неудовлетворительным. Возможно, что более полный учет источников непрозрачности при расчетах атмосфер с дефицитом водорода может привести к лучшим результатам.

Кроме спектрофотометрических наблюдений, выполненных в Чили, в Крымской обсерватории была проведена узкополосная фотометрия: в 1977 г. с помощью фотометра с узкополосным фильтром ($\lambda_{эф} = 4575 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 35 \text{ \AA}$) и в 1978 г. с помощью спектрофотометра СФ-68, работавшего в режиме фиксированных длин волн ($\lambda 4575 \text{ \AA}$, $\lambda 6563 \text{ \AA}$ (H_α), $\lambda 6635 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$). Ввиду малой высоты звезды над горизонтом наблюдения проводились дифференциальным методом. Звездой сравнения служила ρ Sgr. Поскольку для ρ Sgr имеются абсолютные спектрофотометрические данные [21], то оказалось возможным для узкополосной фотометрии провести абсолютную калибровку. В табл. 3 приводятся значения $\lg E_\lambda$, полученные в 1977—1978 гг. Каждое из приводимых значений представляет собой среднее из 3—6 дифференциальных оценок. Кривая блеска звезды для длины волны $4575 \text{ \AA}$ и изменение цвета ($\lg E_{4575} - \lg E_{6635}$) в течение периода изображены на рис. 3. Стрелкой показана средняя величина ошибки одного наблюдения. Сплошной линией нанесена кривая блеска, полученная Гапошкиным. В верхней части рисунка изображена кривая лучевых скоростей, определенная Вилсоном. Из рассмотрения рисунка видно, что, кроме изменения блеска, вызванного орбитальным движением, наблюдаются колебания порядка нескольких процентов от общего блеска системы с характерным временем от нескольких дней до нескольких десятков дней, как это было, например, во время главного минимума 1978 г. Блеск звезды в линии H_α не претерпевает таких заметных изменений. На рис. 4 нанесены значения $\lg E_{6563}$ и показателя ($\lg E_{6563} -$

Таблица 3

Дата	J.D.	$\lg E_{475}$	$\lg E_{483}$	Дата	J.D.	$\lg E_{475}$	$\lg E_{483}$
6.VII.1977 г.	2443000+	-2,124	-	12.VI.1978 г.	2443000+	-2,132	-2,314
8.VII	334,42	-2,110	-	24.VI	672,50	-2,128	-2,302
9.VII	333,42	-2,119	-	25.VI	684,44	-2,126	-2,296
14.VII	334,41	-2,105	-	26.VI	685,45	-2,116	-2,307
15.VII	339,40	-2,127	-	27.VI	686,46	-2,127	-2,307
16.VII	340,40	-2,144	-	3.VII	687,46	-	-2,408
22.VII	341,40	-2,113	-	7.VII	693,42	-2,100	-2,296
2.IX	347,36	-2,125	-	11.VII	697,43	-2,099	-2,303
3.IX	389,27	-2,120	-	12.VII	701,44	-2,107	-2,313
6.IX	390,28	-2,143	-	13.VII	702,41	-2,107	-2,307
7.IX	393,27	-2,116	-	5.VIII	703,40	-2,126	-2,314
8.IX	394,28	-2,117	-	8.VIII	726,34	-2,121	-2,309
12.IX	395,26	-2,124	-	9.VIII	729,32	-2,112	-2,311
13.IX	399,22	-2,127	-	11.VIII	730,29	-2,108	-2,303
18.IX	400,23	-2,140	-	23.VIII	732,29	-2,105	-2,301
19.IX	405,23	-2,133	-	24.VIII	744,30	-2,106	-2,319
24.IX	406,23	-2,127	-	26.VIII	745,33	-2,112	-2,316
27.IX	408,22	-2,119	-	27.VIII	747,30	-2,117	-2,310
29.IX	414,23	-2,131	-	30.VIII	748,28	-2,131	-2,408
30.IX	416,21	-2,137	-	31.VIII	751,27	-2,140	-2,412
1.X	417,21	-2,096	-	5.IX	752,30	-2,130	-2,416
3.X	418,19	-2,128	-	7.IX	757,27	-2,126	-2,413
22.IV.1978 г.	420,20	-	-2,309	15.IX	759,24	-2,122	-2,427
23.IV	621,57	-	-2,319	17.IX	767,24	-2,116	-2,417
23.IV	622,57	-	-2,314	18.IX	769,24	-2,116	-2,404
14.V	624,56	-	-2,319	20.IX	770,22	-2,119	-2,411
8.VI	643,54	-2,114	-2,319	1.X	772,23	-2,117	-2,416
9.VI	668,51	-2,110	-2,409	3.X	783,24	-2,110	-2,405
10.VI	669,50	-2,120	-2,319		785,20		-2,407
	670,48		-2,415				

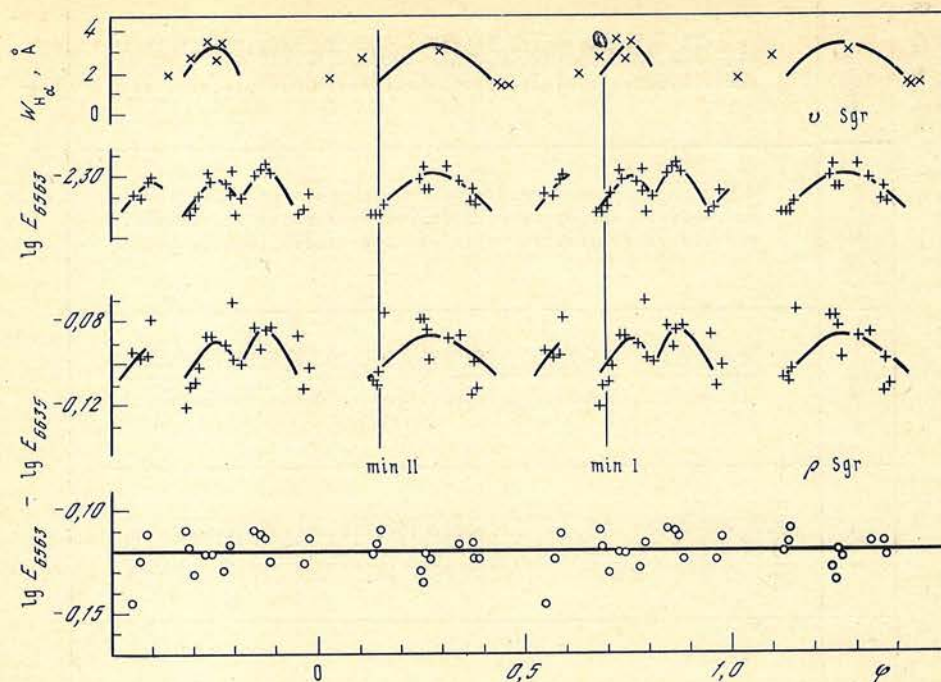


Рис. 4. Монохроматическая кривая ν Sgr в длине волны 6563 Å (H_{α}) и изменение показателя ($\lg E_{6563} - \lg E_{6635}$) в течение периода (прямые кресты)

Кружки — значения этого показателя для звезды сравнения. Косые кресты — изменение эмиссионного компонента H_{α} в спектре ν Sgr по данным Хак [3]

$\lg E_{6635}$) в зависимости от фазы. Для сравнения и оценки точности измерений в нижней части рисунка нанесены также значения этого показателя и для звезды сравнения ρ Sgr. Видно, что в пределах ошибок измерения значение $\lg E_{6563}$ остается примерно постоянным, хотя и можно заподозрить небольшие вариации порядка 2—3% от среднего значения. Показатель ($\lg E_{6563} - \lg E_{6635}$), являющийся аналогом эквивалентной ширины, изменяется несколько больше. В верхней части рисунка показано изменение эквивалентной ширины эмиссионного компонента H_{α} по данным Хак [3]. По-видимому, основной вклад в излучение H_{α} дает общая оболочка системы.

Вычисленные для разных значений межзвездного поглощения показатели $U - B$ и $B - V$, приведенные в 6—9-й колонках табл. 1, позволяют оценить положение звезды на двцветной диаграмме. После учета межзвездного поглощения звезда на двцветной диаграмме, приведенной в обзоре Хак [22], занимает место, примерно соответствующее горячим HdC-звездам, — несколько выше и правее главной последовательности. При этом значение $A_V = 0^m75$ кажется более реальным. Используя карты и графики изменения межзвездного поглощения в Галактике, опубликованные Некелем [23], можно оценить положение звезды и на HR-диаграмме. В соответствии с принятыми значениями A_V абсолютная величина ν Sgr заключена в пределах от -4.5 до -8^m , и звезда попадает в область горячих сверхгигантов.

Таким образом, фотометрическое и спектрофотометрическое исследование двойной системы ν Sgr позволяет сделать следующие выводы.

1. На изменения блеска, вызванные орбитальным движением, накладываются нерегулярные изменения порядка нескольких процентов с характерным временем порядка нескольких дней, вызванные изменением светимости вторичного компонента.

2. Во время возрастания блеска звезды излучение становится более синим: увеличивается значение показателя цвета ($\lg E_{4575} - \lg E_{6635}$).

3. Общее излучение системы в линии H_{α} в течение цикла остается примерно постоянным.

4. Межзвездное поглощение для ν Sgr заключено в пределах от 0,75 до 1^m2 .

5. Пренебрегая эллипсоидальностью и гравитационным потемнением главной звезды и вкладом оболочки в общее излучение системы, спектральный класс невидимого компонента оценен как O9 V.

6. На двцветной диаграмме после учета межзвездного поглощения звезда имеет место, соответствующее горячим HdC-звездам.

Автор глубоко благодарен А. А. Боярчуку, В. Б. Никонову, Л. С. Любимкову за полезные дискуссии в ходе выполнения работы, П. П. Добронравину и М. Ю. Скульскому, прочитавшим рукопись и сделавшим ряд ценных замечаний, Б. А. Бурнашевой, Г. Е. Лактионовой, Н. Н. Петровой за неоценимую помощь в обработке наблюдательного материала.

Апрель 1979 г.

Литература

1. Wilson R. E.— Lick Observ. Bull., 1913—1916, N 265, p. 132.
2. Hack M., Pasinetti L. E.— Contribs Merate Milano, 1962, N 245.
3. Hack M.— Mem. Soc. Astron. ital., 1960, 31, p. 43.
4. Plaskett J. S.— Publ. DAO, 1927, 4, p. 1. Victoria.
5. McLaughlin D. B.— Astron. J., 1954, 59, p. 187.
6. Gaposhkin S.— Astron. J., 1945, 51, p. 109.
7. Woolf N. J.— Astrophys. J., 1973, 185, p. 229.
8. Fäy T., Honeycutt R. K., Warren W. H.— Astron. J., 1973, 78, p. 246.
9. Каминко Л. А. и др.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, с. 162.
10. Кульчицкий А. П.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, с. 170.
11. Бурнашев В. И., Петров П. П.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, с. 176.
12. Никонов В. Б.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1975, 54, с. 3.
13. Терещенко В. М., Харитонов А. В.— Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР, 1972, 21.
14. Ажусенис А., Страйжис В.— Астрон. ж., 1969, 46, с. 402.
15. Johnson H. L., Mitchell R. J., Iriarte B., Wisniewski W. Z.— Commun. Lunar and Planet. Lab., 1966, N 63, p. 99.
16. Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A. et al. Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue: ESA. SR-27. France. 1976.
17. Goldberg L.— Astrophys. J., 1938, 90, p. 414.
18. Страйжис В., Сеидерскене З.— Бюл. Вильнюс. obs., 1972, № 35, с. 3.
19. Klinglesmith D. A. Hydrogen line-blanketed model stellar atmosphere: NASA SP-3065. Wash., 1971.
20. Nariai K.— Publ. Astron. Soc. Jap., 1963, 15, p. 7.
21. Алексеев Н. Л. и др.— Труды ГАО АН СССР, 1978, 83, с. 3.
22. Hack M. Modern astrophysics: A memorial to Otto Struve. Paris: Cautheir-Villars; New York: Gordon and Breach, 1967, p. 163.
23. Neckel T.— Veröff. Heidelberg-Königstuhl, 1967, 19, p. 1.

УДК 524.31

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Ю. С. Ефимов

Приводятся результаты измерений линейной поляризации излучения 85 белых карликов и субкарликов в полосах U , B , V , O , R , полученные при наблюдениях на 2,6-м телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории в 1971—1979 гг. Более чем у 50% объектов найдена собственная поляризация, вдвое превышающая величину среднеквадратичной ошибки измерения. В ряде случаев имеются указания на переменность линейной поляризации (например, GD 299, EG 191, Feige 110 и EG 159).

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF WHITE-DWARF STARS, by Yu. S. Efimov. A survey of linear polarization of a sample of 85 white-dwarf stars and some subdwarfs in $UBVOR$ bands is given. The observations were obtained at 2.6 m Shain telescope in the Crimean astrophysical observatory in 1971—1979. An intrinsic polarization twice large than root mean square errors of measurements is revealed at more than 50% of the sample. There is an evidence for the polarization variations in some objects (for example, GD 299, EG 191, Feige 110 and EG 159).

Обнаружение сильных магнитных полей у белых карликов в значительной мере стимулировало их всестороннее исследование и привело к интенсивному развитию теории звездного магнетизма. К настоящему времени известно около десятка карликов с магнитными полями порядка миллиона гаусс и более («магнитные» белые карлики DP), обнаруженных по измерениям круговой поляризации их излучения и по квадратичному зеемановскому эффекту среди нескольких сотен белых карликов различных типов. Обнаружена также переменность круговой поляризации у двух магнитных белых карликов EG 250 = G 195—19 [1] и GR 267 = Feige 7 [2]. Наблюдаемые величины круговой поляризации обычно невелики и редко превышают 1%. Как показано в [3, 4], при полях порядка 10^7 — 10^8 Гс в излучении белых карликов можно ожидать появления, кроме круговой, измеримой линейной поляризации. Действительно, примерно у половины известных магнитных белых карликов обнаружена и линейная поляризация, сравнимая по величине с круговой или несколько меньше ее (Grw + 70° 8247, GD 90, GD 229, G 240—72). Поэтому можно полагать, что обнаружение линейной поляризации в излучении белого карлика может рассматриваться как указание на то, что он обладает сильным магнитным полем.

Поиск линейной поляризации излучения 15 карликов ярче $13^m.5$, проведенный Койном [5] с этой целью, дал отрицательные результаты. С другой стороны, в [6] было показано, что у некоторых карликов, в том числе с полями слабее 10^6 Гс, можно подозревать наличие собственной поляризации их излучения. Однако статистика имеющихся измерений линейной поляризации излучения белых карликов явно недостаточна для каких-либо выводов. Кроме того, техника измерений линейной поляризации проще, чем круговой. Поэтому мы предприняли на нашем поляриметре работу по поляризационному обзору доступных для 2,6-м телескопа карликов различных типов и некоторых родственных им звезд. Такой обзор, насколько нам известно, проводится впервые.

Нашей целью было существенное увеличение статистики измерений линейной поляризации излучения белых карликов, выявление объектов с переменной и значительной (порядка 1%) собственной поляризацией, а также поиск связи измеренной поляризации с основными характеристиками белых карликов и родственных им объектов.

Наблюдения

Систематические измерения линейной поляризации излучения белых карликов были начаты нами в 1969 г. на трехканальном поляриметре, установленном в наэмитовском фокусе 2,6-м телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории. Из-за слабости белых карликов (большинство объектов слабее 13^m) их поляризационные наблюдения весьма трудоемки. Так, например, для получения статистической (пуассоновской) ошибки не хуже 0,2% при наблюдении объекта 14^m в желтом фильтре с диафрагмой $10''$ требуется около 40 мин, включая сюда затраты времени на измерение фона неба. Поэтому для наблюдений были отобраны белые карлики различных типов ярче $15^m.5$ из списков [7—22]. В ряде случаев отнесение звезды к типу карликов или субкарликов является затруднительным, в особенности для горячих объектов. Поэтому в программу наблюдений было включено несколько таких сравнительно ярких звезд из списков [23, 24], как представляющих самостоятельный интерес с точки зрения изучения происхождения поляризации их излучения, если она будет обнаружена. Так как субкарлики находятся несколько дальше от Солнца, чем карлики, то можно ожидать наличия в их излучении межзвездной поляризации. В этом случае можно сделать оценку расстояний и светимостей субкарликов, данных о которых пока еще мало.

Частично результаты наших наблюдений были опубликованы [6]. Наблюдения на четырехканальном поляриметре в касегреновском фокусе ЗТШ, начатые в марте 1974 г., позволили значительно повысить точность наблюдений. Для экономии телескопного времени и повышения точности измерений наблюдения белых карликов проводились в большинстве случаев в синем B и желтом V фильтрах. Выбор этих фильтров обусловлен тем, что максимум яркости белых карликов и максимум линейной поляризации у известных магнитных белых карликов лежат в сине-зеленой области спектра. В случаях, когда яркость объекта была достаточна, чтобы за приемлемое время измерения (примерно 30—40 мин на один фильтр) получить ошибку не более 0,15%—0,20%, проводились измерения и в других фильтрах. Инструментальная поляризация определялась по наблюдениям стандартных звезд из списков [25—33] и учитывалась при обработке наблюдений. Подробные данные о применявшейся аппаратуре, описание методики наблюдений и обработки приводятся в [34—36].

Список всех наблюдавшихся нами 85 объектов (наблюдения с августа 1971 по март 1979 г.) с указанием их основных характеристик дан в табл. 1. Приводимые в табл. 1 данные взяты после сопоставления однородных величин, определенных разными авторами. Для некоторых объектов имеется довольно большая неопределенность в оценках эффективной температуры, абсолютной величины и др. Не всегда надежно отнесение звезды к тому или иному типу объектов. В таких случаях в табл. 1 приводится интервал, в котором лежат оценки той или иной величины, или сами оценки. Галактические координаты объектов даны в новой системе (l^{II} , b^{II}).

Отсутствие общепринятой системы номенклатур не позволяет предпочесть какую-то одну систему обозначений. Предложенная недавно система обозначений [37], аналогичная система PKS обозначений радиоисточников, пока не получила широкого распространения. Поэтому в качестве основной мы приняли систему EG/Gr, сохранив и некоторые другие употребительные обозначения. В конце табл. 1 даны примечания к отдельным объектам, содержащие дополнительную информацию.

№ п/п	EG, GR, Gr	G, GD, F	Другое обозначение	l_{II}	b_{II}	Тип	V	B-V	U-B
1		GD 3		115°	-17°	sdAp	12 ^m 52	+0 ^m 15	-0 ^m 03
2		F 2		109	-46	Bp	13,59	+0,04	+0,07
3	3	F 4		111	-48	DB	15,22	-0,12	-0,97
4	204	GD 8		120	-31	DAwk	14,00	-0,22	-1,20
5	245	G 218-8		121	-6	DC	14,1		
6	267	F 7	270-48	116	-72	DC	14,5 var	-0,03:	
7	5	G 21-27	vMa 2	122	-57	DG	12,36	+0,56	+0,04
8		F 11		129	-57	Bp,sdB	12,06	-0,26	-1,02
9	9	G 33-49	W 1516	132	-46	DC	13,83	+0,11:	-0,80
10		F 15	BD+12°237	143	-47	A0, DO	10,44	+0,05	-0,03
11	269	GD 279		134	-14	DAsp	12,44	+0,06	-0,53
12		F 18	BD-5°359	161	-64	A0	10,46	+0,07	-0,05
13	15	G 35-29	Oxf+25°6725	144	-34	DA	13,22	-0,04	-0,85
14	312	GD 25		140	-20	DA	14,5	+0,23	+0,23
15	19	F 22		163	-49	DA	12,65	-0,06	-0,83
16	20	F 24		166	-50	DAwk	12,25 var	-0,23:	-1,25
17		F 27		162	-45	B8p	11,79	+0,08	-0,23
18		F 26		168	-48	DOps	14,10		
19	208	GD 45		154	-18	DAs	13,00	+0,08	-0,68
20		G 77-61		182	-41	C ₂	13,89	+1,75	
21	288	GD 50		189	-40	DAwk	13,98	-0,16	-1,16
22	28	G 8-8		169	-19	DA	13,80	+0,10	-0,58
23	33	G 160-60	40 Eri B	201	-37	DA	9,52	+0,03	-0,68
24	180	G 175-34B	St 2051	148	+7	DC	12,45	+0,33	-0,49
25	38		HZ 9	179	-20	DAe+Me	13,95	+0,33	-0,69
26	247	G 191-B2AB		156	+7	DAwk	11,78	-0,34	-1,20
27	210	GD 71		192	-5	DAwk	13,06	-0,25	-1,16
28	290	G 99-47		202	-9	DCp	14,12	+0,62	-0,12
29	46	G 104-27	L 1244-26	193	0	DA	13,40	-0,15	-0,98
30	216	GD 85		178	+22	DBs	14,5	-0,11	-0,99
31	52	G 107-70		170	+26	DC	14,62	+0,99	+0,40
32	182	G 47-18		192	+40	λ 4670p	15,18	0,00	-0,89
33	219	GD 99		187	+41	DA	14,3 var	+0,19	-0,59
34	250	G 195-19		164	+42	DCp	13,79 var	+0,30:	-0,66:
35		GD 298		170	+46	sdO	10,72	-0,30	-1,23
36		GD 299		160	+45	sdO	12,1	-0,28	-1,15
37	67	G 116-52	SA 29-130	176	+49	DA	13,32	+0,07	-0,54
38		GD 300		164	+49	sdO	12,8	-0,33	-1,19
39	71	F 34		173	+59	sdO,DO	11,20	-0,30	-1,35
40	221	GD 125		206	+64	DAn	14,0	-0,08	-0,98
41		F 42		172	+68	Ap	13,17	+0,05	+0,12
42	80	GD 310	F 43	175	+69	DA	14,89	-0,13	-1,00
43	184	GD 140		199	+72	DAn	12,50	-0,06	-0,98
44	81	F 46		246	+68	sdO	13,2	-0,25	-1,16
45	83	G 148-7		192	+75	DAs	13,60	+0,05	-0,66
46			SS 199.II	129	+86	A0	13,14	+0,09	+0,13
47		F 67	BD+18°2647	289	+80	sdO9p	11,80	-0,33	-1,21
48	389	G 61-29		323	+81	DBe	15,69 var	-0,10	-0,97
49	98		HZ 43	53	+84	DAwk	12,86	-0,10	-1,14
50		F 80		327	+74	sdOp	11,37	-0,10	-1,04
51	359	GD 325		104	+67	DB+dM	14,02	+0,03	-0,92
52		F 90		346	+61	Pec	14,02		
53	189	GD 163		54	+72	DA	14,06	+0,03	-0,81

Таблица 1

π''	M_V	$T_e \times 10^{-3}, K$	$lg\ g$	$lg(L/L_\odot)$	$lg(R/R_\odot)$	$[lg(M/M_\odot)]$
	1—5 ^m					
0,013	10,8					
0,0436		12,7	8,3		-1,983	-0,131
0,025	11—11,42	20—25		-1,7	-2,0	-0,3
0,230—0,239	13,9—14,2	5,5—6,6	7,8		-1,860—1,911	-0,337
		26,5	5,3			
0,060—0,063	11—12,7	8,0—11,1	8,4	-3,02	-1,80—-2,032	-0,076
		20,3—21,9	7,9	-1,30	-1,76—-1,876	-0,3
0,029—0,031	10,1—10,8					
0,041	12,87	19,1				
0,045	10,9	50—70	6,6—6,7		-1,622	-0,959
0,011—0,042	7,9—10,4					
0,013—0,014	9,47—9,6	4,1				
0,036	11,6—14,7	13,2—13,8	7,5—8,2	-2,36	-1,92—-1,962	-0,155—-0,70
0,202—0,207	11,0—11,24	15,3—17,0	7,7—8,0	-1,90	-1,8—-1,906	-0,252—-0,37
0,179—0,183	13,6—13,8	6,1—7,5	8,1	-2,58	-1,89—-2,00	-0,194
0,023	11,0					
0,021—0,023	8,4—9,56	61,9	7,5		-1,785	-0,538
0,124	14,5—14,6	5,6—5,85	8,1		-1,82—-1,939	-0,194
0,028	11,2—12,4	26,7	8,2		-1,962	-0,155
0,089—0,098	13,5—15,2	4,1—4,4	7,7	-4,28	-1,827—-1,84	-0,432
0,031—0,049	12,7—13,54	9,5—12,0	8,8	-2,94	-1,94—-2,149	+0,025
0,100	13,6—13,8	6,3—8,5	8,0—8,3		-1,893—-2,22	-0,114—-0,268
		36,0	5,4			
0,028—0,035	10,5—14,5	14,2—14,5	7,4—8,0	-1,99	-1,76—-1,80	-0,585—+0,06
		36,0	5,2:			
0,060	10,0	>42	5,9			
	10,6					
0,046	10,8	23	8,2		-1,89	+0,08
		38,7	6,9			
0,033	11—11,1	16,4—17,1	7,5—7,9	-1,92	-1,89	-0,22
		38,7	5,2			
0,020	12,4	20				
0,016—0,021	9,9—10,3	50—125	7,9—8,8	-0,02	-1,83—-1,87	-0,319—+0,60
0,023—0,026	10,8—12,5	12,8:	8,0—8,2		-1,910	-0,236

№ № п/п	EG, GR, Gr	G, GD, F	Другое обозначение	ι II	δ II	Тип	V	B-V	U-B
54	222	GD 165		358°	+61°	DA	14 ^m 5	+0 ^m 14	-0 ^m 59
55		F 98		40	+66	B7	1,76	-0,02	-0,05
56		F 99	BD+20°3004	21	+64	B5 V	10,04	-0,12	-0,52
57		F 100	BD+19°2836	21	+64	Ap	11,50	+0,22	+0,15
58		F 101	BD+18°2810	18	+64	A0	11,52	-0,05	-0,19
59		GD 177		8	+51	sdG	12,56	+0,48	-0,13
60	191	GD 178		50	+59	DA	14,11	+0,09	-0,65
61	192	GD 185		2	+41	DAn	14,50	0,00	-0,81
62	193	GD 190		29	+49	DB	14,72	-0,10	-1,00
63	115	G 180-23	R 808	59	+49	DA	14,36 var	+0,17	-0,56
64	119	G 180-57	R 640	59	+43	DFp	13,86	+0,18	-0,68
65	239	GD 358		54	+39	D	13,65	-0,11	-1,04
66	197	G 169-34		41	+34	DAss	14,08 var	+0,24	-0,62
67	242	GD 378		69	+22	DB	14,39	-0,19	-0,96
68	375	G 125-3 *		71	+11	DC	14,54	+0,45	-0,39
69	131			29	-10	DC, DAwk	12,24	+0,07	-0,84
70	201	GD 219		50	0	DA	13,01	+0,06	-0,66
71	226	GD 222		67	+5	DA	13,55	-0,12	-0,88
72	333	GD 229		69	-1	DXp	14,70	+0,47	
73	139	G 186-31	W 1346	67	-9	DA	11,54	-0,07	-0,87
74	244	GD 394		91	+1	DAwk	13,09	-0,26	-1,17
75	145	G 26-10		54	-34	DB, DA	14,73	-0,07	-0,92
76	148	G 127-27		75	-23	DC, DFwk	13,23	+0,17	-0,72
77	150	G 93-48		60	-37	DA	12,77	0,00	-0,78
78	232	GD 245		93	-30	DA	13,58	0,00	-0,88
79	233	GD 246		87	-45	DAwk	13,11	-0,32	-1,23
80		F 109		88	-48		13,76		
81	158	F 110		74	-59	DOp, sdO	12,50	-0,30	-1,20
82	335	GD 248		95	-42	DC	15,11	+0,12	-0,78
83	159	G 29-38		88	-51	DA	13,10 var	+0,20	-0,65
84	162	G 130-06,5	L 1512-34B	07	-28	DA	12,90	+0,15	-0,61
85		F 111	BD+7°5093	97	-51	B8	11,33	+0,02	-0,13

Примечания к табл. 1

- Звезда относится к нормальной или горизонтальной ветви [9]. Спектральный класс Ap или Fp.
- Компонент двойной системы. Спутник находится на расстоянии 11" [22]. Радиоизлучения не найдено [38]. Оптических флуктуаций нет [50].
- Радиоизлучения не найдено [38]. Круговая поляризация переменна [2]. Спектр исследован в [40].
- Линейная поляризация измерялась в [6]. Напряженность магнитного поля не превышает 10⁶ Гс [41].
- Радиоизлучения не найдено [38]. Оптических флуктуаций нет [39].
- Данные о круговой поляризации противоречивы [42-44].
- Круговой поляризации не найдено [45].
- Входит в двойную систему с компонентами DAwk и M1 V [46] или dMe [47]. Температура $T_e \approx 60000$ K определена по наблюдениям во время полета космических кораблей «Союз» и «Аполлон» [48]. В [49] дается 70000 K. Круговой поляризации не найдено [44].
- Круговой поляризации не найдено [45]. Есть указания на наличие линейной поляризации [6].
- Входит в двойную систему с параметрами: $\rho = 6'', 8$; θ (1971 г.) = 82° [22]. Радиоизлучения и оптических флуктуаций не обнаружено [38, 39].
- Член скопления Плеяды. Вероятно, неразрешимая двойная с компонентами DA и dMe [7].
- Компонент двойной системы [10]. Субкарлик sdO или карлик DAwk [9].
- Возможно, ядро планетарной туманности пониженной светимости [9].
- Излучение поляризовано по кругу [50]. Обнаружена слабая линия H α [51]. Радиоизлучение не найдено [38].
- Есть указания на круговую поляризацию излучения [44].
- Входит в двойную систему со спутником 13^m,52 на расстоянии 105" и с $\theta = 155^\circ$ [22]. Радиоизлучения не найдено [38]. Линейная поляризация не обнаружена [6].
- Горячая углеродная звезда с сильными линиями C I. Входит в двойную систему с ярким спутником HD 77408 [9].
- Блеск переменный [52].
- Имеется переменная круговая [1] и линейная поляризация [6]. Блеск переменный [22]. Радиопоток на 21 см не более 2×10^{-29} Вт/м²·Гц [53].

Таблица 1 (окончание)

$\pi(^{\circ})$	M_V	$T_e \times 10^{-3}, K$	$\lg g$	$\lg(L/L_{\odot})$	$\lg(R/R_{\odot})$	$\lg(M/M_{\odot})$
0,03	11,2—13,0	19	9,1		0,004	
0,016	10,6—10,7	16—20	7,5—9,5			
0,034—0,36	11—12,8	11,2—12,0	8,0—8,2	—2,26	—1,72——1,955	—0,13—+0,05
0,059—0,62	11,1—12,8	6—8,5	7,45—7,9	—3,00	—1,53——1,80	—0,301
0,042—0,044	11,3—13,0	8—12	7,9—8,0		—1,866	—0,319
0,084	13,9—14,2	6,8—7,1	8,45	—3,98	—2,022	—0,081
0,098—0,118	12,2—12,6	10,6—18	8,0—8,2	—2,26—2,88	—1,78——2,14	—0,149——0,268
0,079	11,1—12,5					
0,019	11,16—11,21	20—25			—1,49——1,64	
0,066—0,071	10,6—10,8	20—21,5	7,3—8,0	—1,64	—1,89——1,91	—0,229——0,83
	10,2					
0,021—0,023	11,6—12,0	11,5—15,2	7,5—8,1	—2,12	—1,83——1,921	—0,222——0,6
0,074—0,076	10,9—12,6	7,1—9,5	7,8	—2,94	—1,5——1,854	—0,356
0,039—0,042	10,7—12,0	18,3—19	7,9	—1,62	—1,84——1,883	—0,284
0,060	10,4	38,7	6,5			
		10,6				
0,071—0,074	11,2—12,5	10,1—11,9	8,4—8,5	—2,82	—1,88——2,027	—0,076——0,080
0,051—0,056	11,7—12,4	12,5—14	7,5—8,0	—2,52	—1,873——2,09	—0,309——0,49

37. Линейная поляризация не обнаружена [5].
 43. Линейная поляризация не обнаружена [5].
 45. Входит в двойную систему с красным спутником dM4p [7].
 49. Входит в двойную систему с фотометрически неразрешимым красным спутником dM3,5e [54]. Сведения о линейной поляризации противоречивы [5, 6]. Обнаружено мягкое рентгеновское излучение [55]. Оценки T_e колеблются от 80000 до 125000 K [48, 54, 56]. Эти оценки получены при сопоставлении спектров звезды в далеком ультрафиолете, полученных во время полета кораблей «Союз» и «Аполлон», с наблюдениями в видимой области спектра.
 59. Линейная поляризация не найдена [5].
 64. Линейная поляризация не найдена [5]. Гелиево-водородная атмосфера [57].
 69. Входит в двойную систему с компонентом dM5 [7]. Спектр скорее типа DC, чем DAwk [58]. Предполагается, что излучение может быть поляризовано [59], хотя круговой поляризации не найдено [60].
 72. Относится к магнитным белым карликам. Излучение имеет круговую и линейную поляризацию [61]. Спектр исследован в [40].
 73. Данные о круговой поляризации противоречивы [45, 62]. Имеются указания на линейную поляризацию [6]. Напряженность поля не более 4×10^4 Гс [41].
 75. Входит в двойную систему с компонентом sdK4 [7].
 76. Радиоизлучения не найдено [38]. Оптических флуктуаций блеска не обнаружено [39].
 77. Круговой поляризации не найдено [43].
 79. Спектр напоминает спектр ядра планетарной туманности пониженной светимости, вероятно, субкарлик [9].
 81. Круговая поляризация не найдена [44]. В спектре присутствуют очень сильные линии He II и резкие линии водорода [7].
 83. Блеск переменный [35, 52]. Круговой поляризации не найдено [43].
 84. Входит в двойную систему со спутником dM5 [7]. Напряженность магнитного поля не превышает 31×10^3 Гс [41]. Круговой поляризации не найдено [42, 45].

Результаты

Среди наблюдавшихся нами звезд наиболее многочисленны звезды с водородными линиями (карлики DA). На двучетной диаграмме (рис. 1) они лежат в основном в области между линией чернотельного излучения и линией нормальной главной последовательности.

Следующая по численности группа объектов — это карлики с чисто непрерывным спектром (карлики DC). На двучетной диаграмме они расположены вблизи линии излучения черного тела. Менее многочисленные горячие карлики (среди которых могут быть и субкарлики) DO расположены у верхнего конца двучетной диаграммы. Гелиевые карлики DB составляют наименее представительную группу объектов и группируются также вблизи верхнего края двучетной диаграммы. Положение наблюдавшихся нами звезд относительно плоскости Галактики показано на рис. 2. Большинство звезд находится на высоких галактических широтах ($|b| > 20^\circ$), где вклад межзвездной поляризации в наблюдаемую намного меньше, чем вблизи плоскости Галактики. Так как наблюдавшиеся нами звезды расположены в ближайших окрестностях Солнца, то можно ожидать, что межзвездная поляризация будет невелика даже для объектов, расположенных вблизи плоскости

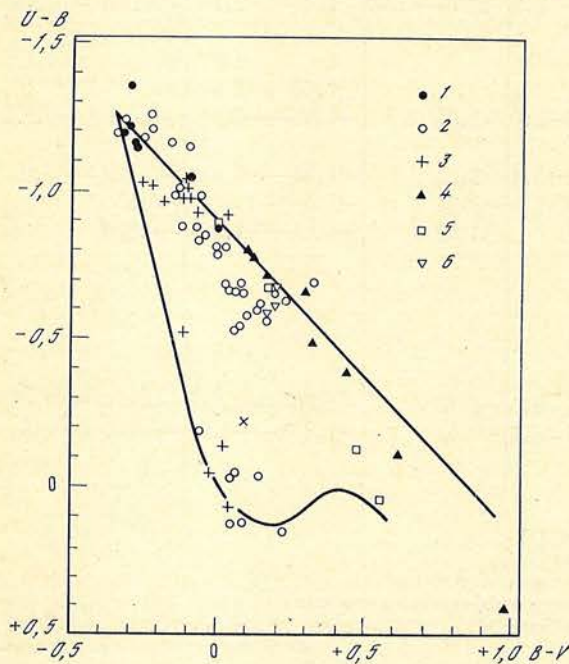


Рис. 1. Положение наблюдавшихся объектов на двучетной диаграмме

1 — DO и sdO, 2 — DA, 3 — DB и sdB, 4 — DC, 5 — DG и др., 6 — белые карлики с переменностью блеска. Косым крестиком отмечено положение Feige 27. Кривая линия представляет нормальную главную последовательность; прямая — для излучения черного тела

Рис. 2. Положение объектов относительно галактической плоскости

1 — звезды с $p \geq 2\sigma_{0p}$, 2 — звезды с $p < 2\sigma_{0p}$

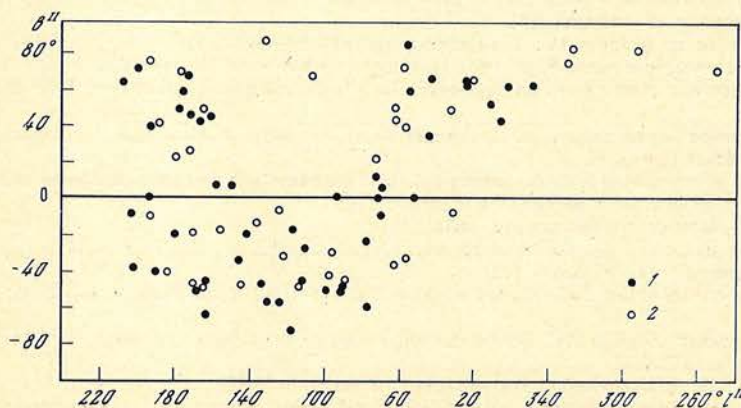


Таблица 2

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	$n_{\text{имп/с}}$	p, %	$\sigma_{\text{ор}}$	θ , град.	$\sigma_{\text{от}}$	Примечания
GD 3										
27.XI 1978 г.	3840,233 ,290	B** V**	936 936	47,0 28,0	2493 2619	0,542 0,725	0,107 0,110	70,8 79,2	6 4	1
Feige 2										
12.XII 1977 г.	3490,251 ,271	B* V**	939 939	9,2 5,9	1354 1183	0,424 0,665	0,163 0,183	105,9 108,9	11 8	
23.XII 1978 г.	3866,282 ,301	B V**	1252 626	4,50 0,67	783 320	0,330 3,533	0,205 0,844	97,3 81,2	18 7	1,2
EG 3 = Feige 4										
25.XI 1978 г.	3838,342	B	1862	5,62	269	0,466	0,290	121,0	18	
EG 204 = GD 8										
31.XII 1978 г.	3874,215	B	1245	9,0	432	0,238	0,261	142,1	31	1
EG 245 = G 218—8										
26.XI 1978 г.	3839,321	B	1240	13,3	788	0,165	0,179	134,7	31	1
GR 267 = Feige 7 = G 270—48										
25.XI 1978 г.	3838,278 ,303	B* V*	1243 1243	10,4 5,31	482 457	0,629 0,531	0,239 0,271	142,4 186,5	11 15	
EG 5 = vMa 2 = G 21—27										
20.X 1971 г.	1245,367 ,384 ,394 ,436 ,445	U B* V** O R	800 400 300 400 400	1,84 12,3 14,9 9,9 6,22	120 953 1793 988 868	1,31 0,74 0,72 0,29 0,44	0,79 0,28 0,23 0,30 0,35	2,9 53,3 34,7 57,2 39,4	17 11 9 29 23	
19.XI 1973 г.	2006,247	B*	600	3,86	436	1,102	0,403	95,9	11	1
Feige 11										
13.XI 1977 г.	3461,341 ,356 ,375	U B* V*	933 933 1244	134 71 23	2549 3719 2389	0,150 0,167 0,186	0,105 0,089 0,099	139,4 99,9 121,4	20 15 15	
EG 9 = W 1516 = G 33—49										
3.XII 1975 г.	2750,269 ,290	B V**	1246 1246	17 9,3	917 920	0,123 0,617	0,167 0,182	82,6 159,0	39 8	
Feige 15										
19.IX 1976 г.	3041,390 ,404	U B	932 621	120 60	2624 3431	0,077 0,194	0,104 0,111	83,3 110,4	39 16	1
GR 269 = GD 279										
2.XII 1975 г.	2749,350 ,365 ,378	U B V	933 778 622	66 74 34	1219 3614 3263	0,280 0,114 0,092	0,152 0,096 0,115	38,2 115,2 29,0	16 24 36	
Feige 18										
21.X 1977 г.	3438,414 ,426 ,437	U** B** V	939 626 626	34 68 59	3415 22432 21346	0,372 0,247 0,076	0,098 0,044 0,045	175,9 138,2 145,4	8 5 17	2
EG 15 = Oxf + 25°6725 = G 35—29										
15.VIII 1972 г.	1545,505 ,517 ,525 ,537	U* B V R*	700 400 400 600	0,90 3,36 3,26 0,90	215 877 998 290	1,792 0,373 0,343 1,455	0,792 0,365 0,344 0,730	13,6 72,7 169,6 104,4	13 28 29 14	
3.IX	1564,478 ,512 ,500 ,522 ,549	U* B V O R	600 2000 400 600 800	3,27 9,48 8,34 4,20 2,12	226 875 1021 460 288	1,416 0,226 0,407 0,442 0,611	0,591 0,134 0,287 0,391 0,540	25,7 31,3 72,4 48,1 93,6	12 17 20 25 25	

Таблица 2 (продолжение)

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	$n_{\text{имп/с}}$	p , %	$\sigma_{\text{ор}}$	θ , град.	σ_{θ}	Примечания
Gr 312 = GD 25										
4.XII 1975 г.	2748,329	B^*	2477	9,14	408	0,430	0,185	70,4	12	
EG 19 = Feige 22										
18.XII 1977 г.	3496,258	U	1251	7,03	1059	0,187	0,168	150,2	26	
	,319	B	938	5,57	3038	0,206	0,115	144,8	16	
	,218	V	938	4,85	2608	0,195	0,128	51,0	19	
EG 20 = Feige 24										
21.IX 1973 г.	1947,460	U	900	13,17	1113	0,223	0,174	54,5	22	
	,476	B	400	29,3	3011	0,060	0,150	176,2	71	
	,486	V^*	400	20,9	2995	0,407	0,153	35,5	11	
	,500	O	600	11,75	1533	0,319	0,179	41,0	16	
	,519	R	800	7,27	1269	0,108	0,191	162,0	51	
Feige 27										
22.X 1977 г.	3439,447	U^{**}	934	12,41	1446	0,551	0,159	161,9	8	2
	,460	B^{**}	622	18,6	7418	0,781	0,084	167,8	3	
	,471	V^{**}	622	17,6	6918	1,010	0,088	171,2	3	
11.XI	3459,384	U^{**}	938	66,8	1235	0,508	0,155	173,9	9	
	,372	B^{**}	625	132	5930	0,800	0,083	174,7	3	
	,361	V^{**}	625	69,8	5526	0,978	0,088	172,6	3	
	,399	O^{**}	938	36,0	2184	0,734	0,122	177,8	5	
12.XI	3460,415	U^{**}	932	84,9	1364	0,751	0,146	171,7	6	
	,386	B^{**}	2486	157,7	6911	0,800	0,039	171,5	2	
	,338	V^{**}	621	80,5	6319	0,829	0,082	171,1	3	
	,355	R^{**}	932	37,1	727	1,018	0,206	172,6	6	
12.XII	3490,292	B^{**}	624	62,9	7212	0,692	0,077	175,0	3	
	,306	V^{**}	624	40,4	7059	0,848	0,080	167,6	3	2
	,326	R^{**}	1247	18,4	800	0,834	0,177	179,3	6	
24.XI 1978 г.	3837,290	U^{**}	625	40	552	1,492	0,277	181,2	5	2
	,276	B^{**}	844	91,6	4188	0,720	0,086	170,0	3	
	,250	V^{**}	1250	44,8	3881	0,742	0,077	173,6	3	
31.XII 1978 г.	3874,240	U^{**}	934	72,4	1100	0,848	0,164	180,4	6	1
	,253	B^{**}	622	97,6	4261	0,621	0,099	184,9	5	1
	,265	V^{**}	934	31,5	2512	0,658	0,116	164,6	5	1
Feige 26										
30.IX 1978 г.	3782,494	B	1242	16,9	882	0,014	0,163	122,6		
	,518	V	1242	7,73	711	0,271	0,197	181,7	21	
EG 208 = GD 45										
8.XI 1975 г.	2725,448	B	930	25,8	723	0,158	0,205	37,6	37	
	,467	V	1239	5,91	596	0,284	0,224	161,0	23	
G 77—61										
24.XI 1978 г.	3837,421	V	1240	6,69	641	0,196	0,219	16,2	32	
	,446	R	1860	10,7	248	0,668	0,392	87,5	12	
Gr 288 = GD 50										
22.XII 1978 г.	3865,298	B^*	1252	15,5	784	0,413	0,184	90,1	13	
	,326	V	1252	6,13	565	0,139	0,236	60,7	48	
EG 28 = G 8—8										
29.IX 1976 г.	3051,562	B	1406	9,58	619	0,147	0,186	42,9	36	1
EG 33 = 40 Eri B = G 160—60										
8.XI 1972 г.	1630,412	U	200	129	4894	0,112	0,160	140,4	41	
	,417	B	80	265	24791	0,183	0,112	56,5	18	
	,422	V^*	80	183	14482	0,378	0,147	45,8	11	
	,426	O^{**}	140	144	15374	0,475	0,108	98,4	7	
	,432	R	200	84	10873	0,122	0,109	153,9	26	
22.IX 1973 г.	1948,549	U^*	300	77,9	6928	0,269	0,112	163,7	12	
	,567	B	200	109,4	12396	0,168	0,101	89,5	17	

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	n^* , имп/с	p, %	σ_{0p}	θ , град.	$\sigma_{0\theta}$	Примечания
21.XII 1974 г.	2403,355	,573 V	120	102,6	17018	0,051	0,111	159,8	62	1, 2
		,561 O*	120	87,5	17769	0,221	0,109	79,1	14	
		,555 R	200	49,1	11529	0,049	0,110	156,2	64	
		,371 U	619	148	9118	0,101	0,067	20,7	19	
		,371 B**	464	45,4	7358	0,313	0,090	49,2	8	
		,387 B**	310	139	44505	0,281	0,043	174,4	4	
		,425 V**	464	159	36732	0,231	0,039	55,2	5	
		,409 R	619	65,6	7601	0,114	0,076	36,7	19	
EG 180 = G 175—34B										
21.II 1972 г.	1369,249	B*	300	16,4	1364	0,664	0,259	19,8	11	2
		,259 V	300	21,1	1996	0,252	0,213	29,3	24	
		,269 R	450	14,7	1008	0,174	0,254	118,6	42	
EG 38 = Hz 9 = G 7—255										
22.XII 1978 г.	3865,369	B*	1251	9,7	528	0,437	0,228	140,1	15	
		,392 V*	1251	6,43	616	0,485	0,224	136,3	12	
EG 247 = G 191—B2B										
18.XII 1977 г.	3496,413	U	617	399	5574	0,083	0,086	106,1	30	2
		,406 B*	309	207	10385	0,171	0,089	159,4	15	
		,398 V*	617	122	6660	0,180	0,079	164,8	13	
EG 210 = GD 71										
24.I 1973 г.	1707,263	B	800	6,23	666	0,383	0,262	168,6	20	1, 2
		,281 V	800	4,02	648	0,394	0,288	97,6	21	
Gr 290 = G 99—47										
31.XII 1978 г.	3874,342	B*	1245	4,06	205	0,859	0,429	131,2	14	1
		,359 V**	622	1,13	115	3,874	1,123	107,4	8	
EG 46 = L 1244—26 = G 104—27										
19.I 1972 г.	1336,335	U	600	15,4	389	0,658	0,353	158,9	15	
		,348 B*	400	21,2	1248	0,568	0,238	168,8	12	
		,358 V**	400	11,3	1182	0,792	0,257	165,6	9	
		,369 O	500	6,37	504	0,599	0,390	43,2	19	
		,383 R**	600	2,63	335	1,586	0,489	107,3	9	
13.III 1972 г.	1390,279	U	600	6,89	309	0,530	0,426	159,4	23	1
		,295 B*	400	9,03	985	0,665	0,281	20,8	12	
		,308 V	400	3,92	971	0,557	0,318	9,0	16	
		,324 R	550	1,01	280	0,340	0,715	53,0	60	
8.XI	1630,517	U*	800	8,19	322	0,700	0,372	158,3	15	
		,502 B	400	17,31	1043	0,200	0,263	51,7	38	
		,493 V	400	10,55	1082	0,221	0,271	7,7	35	
		,483 O	400	5,77	471	0,714	0,446	23,0	18	
		,470 R	670	2,92	303	0,712	0,529	139,9	21	
		EG 216 = GD 85								
16.XI 1976 г.	3099,560	B	1245	6,54	568	0,188	0,248	95,0	38	2
		,582 V	1245	3,11	411	0,499	0,308	16,1	18	
EG 52 = G 107—70										
13.XII 1977 г.	3461,520	B	1236	4,42	192	0,440	0,435	97,0	28	
		,542 V	1236	4,27	364	0,057	0,319	72,3:		
EG 182 = G 47—18										
23.I 1977 г.	3167,508	B*	1236	7,24	319	0,610	0,298	165,5	14	
EG 219 = GD 99										
13.III 1977 г.	3216,366	B	1239	14,0	625	0,263	0,201	53,5	22	
		,389 V	1239	8,07	575	0,209	0,218	170,4	30	

Таблица 2 (продолжение)

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	n_* , имп/с	p, %	σ_{0p}	θ , град.	$\sigma_{0\theta}$	Примечания
EG 250 = G 195—19										
8.II 1972 г.	1356,457	B	450	7,42	516	0,254	0,370	16,6	42	
	,468	V*	400	8,30	788	0,957	0,326	58,2	10	
	,482	R	600	3,80	365	0,325	0,449	50,4	40	
14.III	1391,257	B	450	5,55	495	0,621	0,419	2,5	19	
	,268	V	400	6,00	764	0,650	0,340	35,3	15	
GD 298										
24.I 1977 г.	3168,376	U*	624	405	7232	0,150	0,074	83,5	14	1
	,386	B**	624	446	20485	0,197	0,044	112,8	6	
	,400	V*	624	188	13645	0,110	0,054	109,2	14	
	,412	O	624	82,7	4208	0,174	0,099	160,4	16	
2.II 1979 г.	3907,381	U**	939	336	8966	0,248	0,055	142,9	6	2
	,368	B**	470	276	20165	0,181	0,051	137,6	8	1
	,359	V	626	86,4	11686	0,107	0,060	148,5	16	1
GD 299										
24.I 1977 г.	3168,449	B	468	9,98	526	0,640	0,375	176,6	17	1
21.II	3196,408	U*	776	214	4963	0,192	0,081	16,8	12	1
	,386	B	621	136	7016	0,142	0,077	126,9	16	
	,397	V	621	61,8	5505	0,016	0,089	31,2		
EG 67 = SA 29—130 = G 116—52]										
11.XII 1971 г.	1297,544	U	550	2,54	116	1,16	0,90	58,8	22	
	,556	B	400	8,06	566	0,17	0,39	116,6	66	2
	,565	V	400	6,75	682	0,36	0,36	88,4	29	
	,577	R	600	1,98	216	0,50	0,69	89,8	40	
21.II 1972 г.	1369,435	B	400	10,8	1078	0,324	0,264	21,7	23	2
	,446	V	400	8,88	1227	0,045	0,252	51,9		
	,462	R*	750	2,93	364	1,115	0,409	41,1	11	
20.III	1397,362	B	400	13,8	876	0,129	0,277	36,2	69	2
	,372	V*	400	10,9	1136	0,616	0,263	161,6	10	
GD 300										
29.XII 1978 г.	3874,490	B	933	59,8	2247	0,087	0,114	79,2	38	1
	,508	V	1244	9,51	832	0,151	0,186	179,0	35	
EG 71 = Feige 34										
13.XII 1972 г.	1665,574	U	400	56,6	1470	0,228	0,210	64,1	26	1
	,582	B*	300	84,4	3595	0,433	0,155	49,5	10	
	,588	V	300	49,5	4052	0,074	0,149	49,1	57	
	,596	O	400	29,6	2054	0,333	0,182	75,9	16	
	,607	R**	600	13,04	1384	0,585	0,191	26,0	10	
31.III 1979 г.	3964,265	U	934	293	6812	0,063	0,063	150,4	29	
	,278	B	623	244	14247	0,094	0,053	173,9	16	
	,288	V	623	105	9461	0,031	0,066	98,8	61	
G 125										
27.III 1977 г.	3230,454	B	775	41,1	814	0,340	0,206	105,9	17	3
	,470	B*	620	23,6	1104	0,400	0,202	92,7	15	
	,434	V	1240	22,13	785	0,235	0,172	89,3	21	
Feige 42										
22.XII 1978 г.	3865,599	B	939	10,14	1640	0,173	0,143	94,0	24	2
	,620	V*	1252	8,49	1569	0,292	0,134	143,1	13	
EG 80 = Feige 43 = GD 310										
20.II 1977 г.	3195,478	B	1242	11,38	507	0,378	0,228	116,5	17	
EG 184 = GD 140										
9.II 1972 г.	1357,509	U*	600	45,2	726	0,536	0,246	54,8	13	
	,522	B**	400	68,3	2296	0,540	0,168	16,6	9	
	,532	V*	400	37,3	2286	0,450	0,174	61,6	11	
	,543	R	600	9,94	709	0,547	0,293	28,2	15	

Таблица 2 (продолжение)

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	n_* , имп/с	p , %	σ_{op}	θ , град.	$\sigma_{\theta\theta}$	Примечания
13.III	1390,410	U	600	24,9	676	0,482	0,261	55,3	16	1
	,422	B	400	50,4	2253	0,300	0,170	78,0	16	
	,431	V	400	25,4	2366	0,172	0,170	49,3	28	
25.I 1973 г.	1708,459	B	400	10,09	1570	0,081	0,226	54,2	80	
	,472	V	300	8,32	1971	0,128	0,233	13,6	52	
EG 81 = Feige 46										
22.I 1977 г.	3165,635	U	1252	79,9	127	0,184	0,129	77,2	20	1
	,597	B	939	60,6	2614	0,066	0,104	84,2	45	
	,615	V	1252	24,1	1798	0,041	0,117	149,5	82	
EG 83 = G148—7										
3.II 1976 г.	2812,515	B	935	34,2	1479	0,144	0,141	61,3	28	
	,533	V	935	16,5	1204	0,191	0,165	144,5	25	
SS 199. II										
8.II 1972 г.	1356,521	B	400	20,1	1298	0,020	0,232	21,4:		
	,531	V	400	17,4	1531	0,054	0,217	88,6:		
	,542	R	600	6,57	582	0,342	0,321	51,1		
Feige 67										
26.III 1977 г.	3229,454	U	621	351	5610	0,122	0,085	75,5	20	2
	,462	B*	311	266	10402	0,192	0,088	70,3	13	
	,474	O	1243	59,6	2308	0,110	0,099	65,5	26	
Gr 389 = G 61—29										
22.II 1977 г.	3197,502	B	1859	3,0	133	0,382	0,447	109,3	34	
EG 98 = H _z 43										
13.III 1972 г.	1390,480	U	400	26,6	752	0,475	0,302	42,8	18	1
	,489	B**	300	43,6	1929	0,648	0,212	161,0	9	
	,498	V	300	21,1	1982	0,202	0,215	142,4	30	
	,507	R*	400	13,8	1409	0,594	0,228	83,5	11	
20.IV	1428,430	U*	650	2,64	515	0,911	0,402	42,3	13	2
	,409	B	250	5,23	1476	0,532	0,309	34,0	17	
	,419	V*	300	4,64	1625	0,726	0,279	168,0	11	
	,401	O	400	3,39	898	0,583	0,360	178,2	18	
	,392	R	400	3,82	1041	0,259	0,370	91,0	41	
19.V 1972 г.	1457,403	U*	600	1,33	479	1,412	0,486	128,2	10	
	,417	B	400	3,26	1323	0,303	0,299	24,8	28	
	,427	V	400	3,30	1420	0,270	0,288	177,2	30	
	,448	R	400	2,13	786	0,556	0,417	62,3	22	
10.V 1973 г.	1813,365	U*	750	1,98	467	0,931	0,393	12,0	12	
	,419	B	400	4,16	1459	0,188	0,270	177,2	41	
	,410	V	400	3,45	1674	0,491	0,262	55,2	15	
	,400	O	500	2,52	980	0,417	0,322	74,3	22	
	,379	R	300	2,17	566	0,508	0,529	167,8	30	
	,389	R	400	3,04	1189	0,410	0,303	136,6	21	
3.III 1974 г.	2110,572	U	932	25,3	565	0,147	0,225	8,5	44	
	,585	B	621	47,6	1653	0,116	0,158	14,1	39	
	,597	V	621	26,9	1708	0,238	0,158	131,4	19	
	,608	R*	621	12,5	1094	0,463	0,205	178,9	13	
23.I 1977 г.	3167,538	U	1236	142	1862	0,043	0,106	146,2	71	
	,556	B	927	225	3891	0,107	0,083	169,4	22	
25.III	3228,431	U	1250	114	1755	0,115	0,108	139,4	27	
	,412	B*	938	83,3	3394	0,187	0,090	124,3	14	
29.III 1979 г.	3962,459	B	1250	59,5	2778	0,077	0,088	173,7	33	
	,481	V	1250	30,3	2255	0,181	0,101	165,5	16	
Feige 80										
13.III 1977 г.	3216,519	U	926	46,5	798	0,313	0,194	158,0	18	
	,533	B	617	62,3	3973	0,086	0,104	116,8	34	
	,544	V	617	44,9	4952	0,174	0,096	156,8	16	

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	n^* , имп/с	p, %	σ_{op}	θ , град.	$\sigma_{\theta\theta}$	Примечания
Gr 359 = GD 325										
21.II 1977 г.	3196,583	B	1402	33,5	1260	0,160	0,128	150,6	23	
Feige 90										
20.II 1977 г.	3195,568 ,587	B	931	13,7	1342	0,230	0,160	99,4	20	
		V*	1241	5,81	998	0,400	0,193	53,9	14	
EG 189 = GD 163										
9.II 1972 г.	1357,576 ,585 ,599	B	400	19,1	600	0,554	0,345	59,9	18	
		V	400	10,5	637	0,554	0,353	39,9	19	
		R	800	2,44	187	1,000	0,606	32,1	17	
EG 222 = GD 165										
4.IV 1976 г.	2873,481	B*	930	15,9	655	0,519	0,225	152,9	12	
21.II 1977 г.	3196,548	B	1866	16,5	775	0,119	0,149	18,1	36	
Feige 98										
9.VI 1978 г.	3669,319 ,329	B*	624	105	5045	0,242	0,091	115,8	11	
		V*	780	69	4556	0,163	0,088	48,2	16	
Feige 99										
22.II 1977 г.	3197,597 ,605 ,608	U**	621	664	10555	0,221	0,062	62,7	8	
		B**	311	470	38495	0,184	0,047	83,3	7	
		V**	311	352	30856	0,264	0,052	75,6	6	
Feige 100										
22.II 1977 г.	3197,574 ,544	B**	620	151	6189	0,352	0,081	71,7	7	
		V**	620	84,8	6858	0,283	0,078	69,5	8	
Feige 101										
26.III 1979 г.	3959,560 ,542 ,576	U	1252	69,9	968	0,077	0,150	56,5	56	
		B**	939	150	5455	0,263	0,071	63,5	8	
		V	939	75,4	5053	0,140	0,076	103,6	16	
GD 177										
8.VI 1977 г.	3303,413 ,434	B	935	34,5	1138	0,292	0,159	105,4	16	2
		V*	935	12,3	1762	0,300	0,133	82,6	13	
EG 191 = GD 178										
4.IV 1976 г.	2873,515 ,533	B*	930	26,6	912	0,426	0,183	122,8	12	
		V*	930	14,3	862	0,508	0,192	138,0	11	
15.IV 1977 г.	3249,500 ,460 ,480	U	1246	22,4	274	0,341	0,297	96,9	25	
		B	1246	26,0	856	0,221	0,166	16,0	22	
		V	1246	15,6	795	0,218	0,181	134,7	24	
EG 192 = GD 185										
31.III 1979 г.	3964,572 ,524 ,545	U	1562	6,37	185	0,396	0,363	82,0	26	
		B*	1250	13,22	690	0,450	0,198	118,0	25	
		V*	1250	6,85	648	0,447	0,216	17,9	14	
EG 193 = GD 190										
24.VI 1976 г.	2954,357 ,335	B	1241	10,1	579	0,168	0,226	159,9	39	
		V	1241	5,57	494	0,378	0,258	87,8	19	
EG 115 = R 808 = G 180—23										
20.II 1977 г.	3195,614	B	1241	18,2	754	0,234	0,183	108,8	22	
EG 119 = R 640 = G 180—57										
22.VI 1976 г.	2952,388 ,402	B	620	12,6	768	0,268	0,253	107,7	27	
		V	620	8,8	851	0,084	0,250	4,4	85	
EG 239 = GD 358										
30.III 1976 г.	2868,545	B	927	36,0	1260	0,231	0,153	164,3	19	

Таблица 2 (продолжение)

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	$n_{\text{имп/с}}$	p, %	$\sigma_{\text{ор}}$	θ , град.	$\sigma_{\text{от}}$	Примечания
EG 197 = G 169—34										
8.VIII 1975 г.	2633,374 ,412	B* V	777 1243	6,14 2,98	379 352	0,354 0,334	0,241 0,325	73,5 14,7	13 28	1
EG 242 = GD 378										
4.IV 1976 г.	2873,554	B	930	23,2	874	0,220	0,189	151,1	25	
Gr 375 = G 125—3										
8.VI 1977 г.	3303,474 ,496	B* V	1246 1246	2,02 1,81	277 383	0,897 0,124	0,449 0,396	128,2 61,9	14 92	2 2
EG 131										
5.IX 1973 г.	1931,277 ,290 ,301 ,328 ,314	U B V O R	800 400 375 600 600	4,43 6,55 5,15 4,69 2,67	548 2178 2680 1457 1054	0,370 0,208 0,346 0,036 0,293	0,307 0,196 0,188 0,215 0,275	177,1 37,4 76,7 60,7 81,9	24 27 16 27	2
EG 201 = GD 219										
7.VII 1975 г.	2601,460 ,456	B V*	931 931	34,5 19,5	2212 2031	0,030 0,295	0,116 0,125	65,5 82,1	12	
EG 226 = GD 222										
8.XI 1975 г.	2725,196 ,216	B* V*	931 1241	42,2 21,9	1339 1055	0,398 0,373	0,147 0,163	126,0 138,4	12 12	2
Gr 333 = GD 229										
19.VI 1974 г.	2218,481	V**	929	1,41	321	3,741	0,460	84,4	4	
19.VII	2248,492	B**	1862	6,15	382	2,576	0,227	77,0	3	
20.VII	2249,396	B**	620	7,36	385	2,964	0,381	75,9	4	
26.VII	2255,505	B**	930	1,97	303	2,948	0,446	68,9	4	
28.VII	2257,469	B**	930	9,13	460	2,609	0,271	76,9	3	
	,510	B**	930	8,09	427	2,832	0,292	75,1	3	
	,491	V**	930	4,72	405	4,677	0,327	83,8	2	
EG 139 = W 1346 = G 186—31										
2.VIII 1971 г.	1166,517 ,526 ,531 ,537	U B V R*	400 200 200 400	2,78 10,19 9,92 2,42	758 3079 3587 939	0,77 0,43 0,28 0,81	0,51 0,23 0,22 0,43	73,5 56,1 21,0 162,9	19 15 22 15	
15.IX	1210,322 ,389 ,338 ,350 ,364 ,396 ,380	U U B V O O* R**	400 300 750 500 700 300 400	2,50 4,64 3,76 5,81 0,90 7,45 3,55	360 708 618 1309 184 1436 920	0,96 0,62 0,62 0,40 1,31 0,74 1,12	0,61 0,42 0,32 0,26 0,88 0,30 0,34	34,9 19,0 112,8 58,2 24,2 37,5 153,9	18 20 15 19 19 12 9	1 1
16.IX	1211,397 ,405 ,411 ,427 ,417	U B* V* O R	350 200 200 300 300	4,77 17,1 14,7 6,60 3,24	772 3165 3365 1352 788	0,37 0,43 0,47 0,55 0,16	0,40 0,22 0,21 0,32 0,51	78,6 93,6 21,6 54,0 66,3	31 14 22 17 91	
15.X	1240,276 ,300 ,318 ,362 ,338	U B* V O R	600 280 300 400 600	6,90 22,4 17,9 8,67 4,28	1041 3791 3956 1655 1081	0,34 0,33 0,15 0,22 0,08	0,24 0,17 0,16 0,24 0,25	143,1 22,4 45,0 28,4 93,0	20 14 31 30	
19.VII 1972 г.	1518,408 ,415 ,420 ,426 ,435	U* B V* O R	400 200 200 300 600	3,11 11,2 11,0 5,32 3,18	810 3267 3683 1654 1031	1,166 0,188 0,473 0,232 0,266	0,472 0,222 0,210 0,307 0,339	108,4 54,8 65,6 67,2 32,2	12 34 13 38 37	2
20.VII	1519,402 ,409	U** B	400 150	4,80 15,5	1239 4715	0,803 0,238	0,335 0,203	68,7 78,7	12 24	2

Таблица 2 (продолжение)

Дата	J.D.—2440000	Фильтр	ΔT , с	R	n^* , имп/с	p, %	σ_{0p}	θ , град.	$\sigma_{0\theta}$	Примечания
20.VII	,414 ,422 ,430	V* O** R*	220 350 400	13,9 6,37 3,67	5113 2219 1340	0,383 0,981 0,903	0,164 0,242 0,330	92,9 96,2 94,0	12 7 10	
16.VIII	1546,565 ,474 ,481 ,488 ,498	U B V O* R**	400 300 200 400 400	3,48 12,2 12,4 6,07 3,41	884 3483 4186 1900 1165	0,348 0,296 0,285 0,578 1,382	0,384 0,169 0,185 0,220 0,316	50,5 50,3 132,5 88,5 29,9	32 16 19 11 6	
17.VIII	1547,339 ,347 ,352 ,359 ,368	U B V O R	400 300 250 400 400	5,80 18,0 16,2 8,62 4,96	1247 4559 4991 2300 1391	0,302 0,409 0,176 0,147 0,309	0,268 0,147 0,157 0,197 0,267	1,7 65,3 75,0 78,8 29,4	25 39 26 38 25	
3.IX	1564,395 ,438 ,403 ,409 ,416 ,426	U* U B V O R*	400 500 300 300 400 600	17,1 10,4 48,2 38,4 19,2 8,74	1221 854 4350 4733 2129 1296	0,519 0,363 0,187 0,268 0,187 0,598	0,244 0,278 0,144 0,140 0,195 0,218	47,8 3,1 110,4 92,1 79,5 101,8	13 22 22 15 30 11	1
26.V 1973 г.	1829,476 ,487 ,494	B V O**	400 300 600	18,2 14,3 8,17	2342 3298 1707	0,044 0,257 0,586	0,175 0,182 0,192	95,2; 112,0 96,4	20 9	
28.VI	1862,467 ,474 ,481 ,489 ,499	U* B V O* R	400 300 300 400 600	17,43 135 110 58,5 9,59	2021 7292 7413 3488 1964	0,476 0,124 0,199 0,300 0,198	0,189 0,107 0,107 0,136 0,184	74,4 104,8 95,4 43,0 172,1	11 25 15 13 27	
30.VI	1864,441 ,432 ,424 ,413 ,401	U B V O R*	600 300 300 450 600	11,73 38,2 32,1 — 6,81	1574 5799 6218 — 1804	0,247 0,284 0,145 0,33; 0,415	0,187 0,126 0,119 0,15; 0,185	106,5 78,2 77,8 44,4; 164,1	22 13 24 13; 13	
24.VII	1838,362 ,374 ,382 ,410 ,397	U B V O R**	600 300 300 300 600	4,93 16,23 15,34 7,67 3,84	1251 4940 5294 2489 1511	0,529 0,200 0,191 0,379 0,476	0,289 0,120 0,157 0,198 0,149	179,8 78,8 14,3 56,4 14,5	13 20 21 17 14	1
2.VIII	1897,384 ,370	O R	400 700	10,34 5,87	1811 1289	0,215 0,397	0,210 0,207	11,9 161,9	28 15	1
4.VIII	1899,347 ,358 ,365 ,385 ,367	U B* V O R*	800 300 300 400 500	11,73 36,5 31,0 16,42 7,51	1396 5362 5613 2779 1683	0,174 0,273 0,134 0,270 0,434	0,170 0,130 0,128 0,168 0,207	77,4 61,8 82,7 69,8 157,2	28 14 28 18 14	
6.IX	1932,297 ,333 ,324 ,316 ,307	U B V O R	400 400 400 400 400	18,61 31,0 22,4 14,29 6,89	1960 6763 7007 3137 1891	0,276 0,151 0,136 0,090 0,366	0,191 0,100 0,100 0,154 0,216	127,8 25,1 43,8 135,1 62,2	20 19 21 49 17	
28.VII 1974 г.	2257,415 ,401 ,391 ,380 ,361	U* B* V O R	931 465 465 620 1241	125 78,8 38,6 26,9 12,57	3621 10108 9027 4093 1199	0,204 0,148 0,077 0,126 0,275	0,087 0,074 0,079 0,104 0,143	39,4 49,4 56,9 14,5 54,0	12 14 29 24 15	
25.VIII	2285,481 ,499 ,511 ,524 ,457	U B V* O R	1238 619 619 929 310	3,74 10,8 9,27 3,2 1,42	2363 6668 5732 2506 913	0,066 0,120 0,243 0,103 0,600	0,123 0,087 0,096 0,145 0,459	28,9 116,6 69,3 13,4 92,3	53 21 11 40 22	

Таблица 2 (продолжение)

Дата	J.D. — 2440000	Фильтр	ΔT , с	R	n^* , имп/с	p, %	σ_{op}	θ , град.	$\sigma_{\theta\theta}$	Примечания
EG 244 = GD 394										
23.IX 1976 г.	3045,364 ,365	B*	937	55,8	3616	0,203	0,089	111,2	13	
		V	625	22,6	2448	0,154	0,139	88,5	25	
EG 145 = G 26—10										
28.IX 1976 г.	3050,267	V	1250	4,62	576	0,198	0,233	165,7	34	2
EG 148 = G 126—27										
24.VII 1973 г.	1888,448 ,468 ,469	B	600	2,92	912	0,056	0,285	6,3:		
		V	600	3,34	1228	0,147	0,238	53,0	46	
		R*	600	1,31	403:	1,444	0,579	111,2	12	
EG 150 = G 93—48										
25.VII 1976 г.	2985,479 ,497	B	929	31,4	1946	0,142	0,124	6,6	25	1
		V	1238	13,7	1402	0,164	0,139	158,6	24	
EG 232 = GD 245										
23.IX 1973 г.	1949,303 ,317 ,334 ,348	B	600	7,23	799	0,378	0,270	84,7	10	1
		V	600	5,98	894	0,317	0,263	90,5	24	
		O	800	3,41	431	0,383	0,385	51,4	19	
		R	400	2,35	402	0,555	0,691	25,2	30	
EG 233 = GD 246										
7.XI 1975 г.	2724,362 ,383	U	1243	41,5	1168	0,087	0,138	56,7	46	
		B	932	24,4	1814	0,105	0,128	39,4	35	
Feige 109										
13.XI 1977 г.	3461,248 ,268	B**	938	15,5	1437	0,466	0,152	91,9	9	
		V*	1250	6,11	1116	0,321	0,168	68,6	15	
EG 158 = Feige 110										
6.IX 1973 г.	1932,413 ,523 ,446 ,436 ,425	U*	400	23,0	1784	0,437	0,198	126,2	13	
		B*	300	51,0	5293	0,379	0,128	143,0	10	
		V**	300	28,0	4928	1,150	0,135	96,1	3	
		O**	400	17,7	2208	0,585	0,181	98,7	9	
		R*	600	7,79	1332	0,435	0,202	138,6	13	
21.X 1977 г.	3438,326 ,311 ,342	U**	1000	13,12	3001	0,426	0,103	125,9	7	2
		B**	625	7,91	7291	0,480	0,088	123,8	5	
		V	625	5,05	5075	0,118	0,111	124,8	27	
13.XI	3461,292 ,304 ,316	U**	936	101	3676	0,309	0,088	139,8	8	
		B**	624	67,4	8109	0,333	0,073	122,1	6	
		V**	624	22,8	5407	0,375	0,096	129,5	7	
Gr 335 = GD 248										
15.XI 1977 г.	3402,478	B	2490	4,51	219	0,159	0,181	89,5	33	
EG 159 = G 29—38										
23.VII 1976 г.	2983,526 ,538	B**	619	10,65	1577	0,625	0,180	80,0	8	2
		V**	619	4,72	1790	1,044:	0,191:	70,2:	5:	
18.IX	3040,419 ,433	B**	933	26,72	1587	0,441	0,140	113,9	9	1
		V	622	22,27	2282	0,122	0,142	126,9	33	
25.XI 1978 г.	3838,209 ,246	B	2425	37,0	1642	0,073	0,085	177,9	33	
		V	1244	24,7	1842	0,044	0,115	33,0:		
EG 162 = L 1512—34B = G 130—65										
20.VII 1972 г.	1519,465 ,486 ,496 ,504	U*	1150	0,65	151	2,879	1,390	100,9	14	
		B	400	2,38	574	0,918	0,615	51,7	19	
		V*	400	4,00	1059	1,058	0,382	99,9	10	
		R	400	1,44	407	1,271	0,884	59,5	20	
17.VIII	1547,439 ,425 ,417 ,406 ,395	U	800	1,27	212	0,674	0,665	138,1	28	
		B*	400	5,84	1066	0,579	0,256	158,6	15	
		V*	400	6,25	1413	0,639	0,254	23,6	11	
		O*	400	3,07	676	1,096	0,425	114,1	11	
		R	600	1,54	436	0,955	0,510	82,0	15	

Таблица 2 (окончание)

Дата	J.D. — 2440000	Фильтр	ΔT , с	R	n_* , имп/с	p , %	σ_{0p}	θ , град.	$\sigma_{0\theta}$	Примечания
13.X	1604,388	U	800	1,47	179	0,802	0,690	61,8	25	
	,402	B	400	6,16	898	0,543	0,320	62,2	17	
	,411	V^*	400	6,66	1145	0,662	0,280	48,0	12	
	,423	O	600	3,36	511	0,299	0,374	21,8	36	
	,439	R	800	1,70	303	0,680	0,530	58,8	22	
11.XII	1663,232	O^*	300	2,91	668	1,274	0,442	56,7	10	1
	,246	O	250	2,24	528	0,899	0,692	130,6	22	2
	,213	R^*	900	2,02	518	1,029	0,344	179,6	10	
4.VIII 1973 г.	1899,428	B	800	7,67	1090	0,401	0,205	147,8		
	,411	V	600	6,72	1428	0,185	0,206	125,3	32	
	,447	R	800	1,74	489	0,702	0,396	86,0	14	

Feige 111

26.XI 1978 г.	3839,217	B^{**}	931	74,2	3800	0,274	0,088	59,9	9	1
	,241	V^*	2016	14,20	1572	0,210	0,102	32,0	7	

Примечания. 1. Неустойчивая прозрачность, циррусы. 2. Луна. 3. Наблюдения с диафрагмой 5". 4. Начало рассвета.

Галактики. Из рисунка видно, что объекты с измеримой поляризацией встречаются среди звезд на разных широтах. «Волнообразное» распределение звезд на рисунке обусловлено селекцией объектов, так как большинство наблюдавшихся звезд находится в области склонений от -15 до $+50^\circ$.

Результаты наших наблюдений приведены в табл. 2, в столбцах которой указаны названия объектов, календарные даты и юлианские моменты наблюдений, обозначение фильтров, суммарное время наблюдения звезды в каждом фильтре ΔT , превышение яркости объекта над яркостью фона неба R , средняя скорость счета n_* , степень линейной поляризации p с ее среднеквадратичной ошибкой σ_{0p} , определенной по статистике счета импульсов (формула (2) [35]), и позиционный угол плоскости поляризации θ в экваториальной системе отсчета с оценкой среднеквадратичной ошибки его определения, вычисленной по формуле $\sigma_{0\theta} = 28,65 \sigma_{0p}/p$ [35]. В последнем столбце даны примечания относительно условий наблюдений. Неуверенные результаты помечены двоеточием. Наблюдения, давшие $p \geq 2\sigma_{0p}$, отмечены одной звездочкой, наблюдения с $p \geq 3\sigma_{0p}$ отмечены двумя звездочками. Следует напомнить, что наблюдения, выполненные до 1974 г. в фокусе Нэсмита с трехканальным поляриметром, имеют меньший вес, чем последующие.

Уже простой просмотр табл. 2 выявляет довольно большое (около 40%) число случаев, когда степень поляризации хотя бы в одном фильтре более чем вдвое превышает ошибки наблюдений. Ниже приводится анализ наблюдений по данным табл. 2.

Анализ наблюдений

Прежде чем делать какие-либо выводы из данных табл. 2, следует проверить, насколько эти наблюдения могут бытьотягощены межзвездной поляризацией в окрестностях Солнца. Зависимость этой поляризации от расстояния как в плоскости Галактики, так и в направлении галактических полюсов описана в [26, 29, 63—65]. Используя данные о расстояниях до белых карликов и результаты указанных исследований, можно видеть (рис. 3), что измеренная нами поляризация излучения белых карликов в синем фильтре p_B во всех случаях превышает, и часто довольно значительно, максимально возможную величину поляризации в окрестностях Солнца и не зависит от расстояния до объекта. Так как возможные ошибки в определении параметров инструментальной поляризации не превышали нескольких сотых долей процента, то из рис. 3 следует, что наблюдавшаяся нами поляризация излучения белых карликов является их собственной поляризацией.

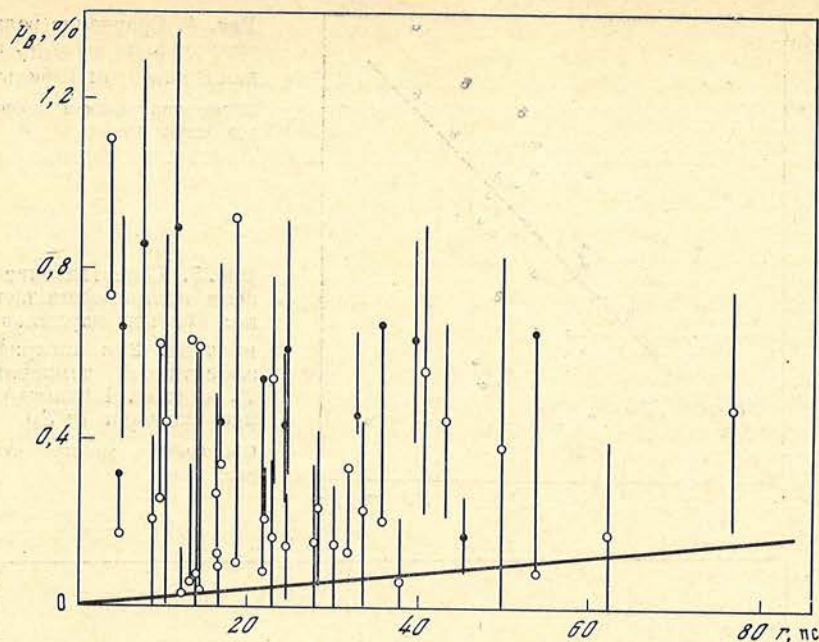


Рис. 3. Сопоставление степени поляризации p_B в фильтре B с известными расстояниями r до белых карликов из табл. 1

Вертикальными черточками показаны удвоенные величины среднеквадратичных ошибок. Крайние наблюдавшиеся нами значения величин поляризации одной и той же звезды, полученные в разное время, соединены тонкими линиями. Наклонная прямая показывает изменение поляризации с расстоянием в окрестностях Солнца согласно [26]. Остальные обозначения те же, что на рис. 2

Для субкарликов и некоторых горячих объектов наблюдавшаяся поляризация может быть межзвездной, если эти объекты находятся достаточно далеко от Солнца (GD 3, Feige 2, Feige 18, Feige 27, Feige 99, Feige 100, Feige 111). Перечисленные объекты лежат вблизи линии главной последовательности на двухцветной диаграмме (см. рис. 1) в области субкарликов или звезд горизонтальной ветви. Наибольшую поляризацию среди этих звезд показывает Feige 27 (см. табл. 2). Поляризация излучения этой звезды составляет около 0,8% во всех фильтрах и, возможно, переменна (см. рис. 6). Судя по малой величине ее собственного движения ($\mu_\alpha \cos \delta = 0'',003$, $\mu_\delta = -0'',005$) [66], эта звезда находится сравнительно далеко от Солнца. Спектр ее B8, возможно, составной [66]. Грубая оценка расстояния до звезды и ее абсолютной величины, сделанная в предположении, что наблюдаемая поляризация ее излучения возникает в основном в межзвездной среде, показывает, что звезда находится на расстоянии не дальше 500 пс и имеет абсолютную величину $M_V \approx +3^m$, т. е. является субкарликом типа В. Но на двухцветной диаграмме (косой крестик на рис. 1) звезда находится гораздо ближе к области, занимаемой горячими звездами горизонтальной ветви (HBV), чем к области субкарликов типа В. По-видимому, эта звезда представляет интерес для более обстоятельного исследования.

Сопоставление наблюдений в фильтрах B и V показывает (рис. 4), что величины поляризации в них сравнимы, во всяком случае в видимой области спектра нет преобладающего вида зависимости степени поляризации от длины волны. Тангенс угла наклона прямой, связывающей поляризации p_B и p_V , статистически незначимо отличается от единицы. Коэффициент корреляции по 113 парным наблюдениям равен $0,69 \pm 0,05$.

Если наблюдавшаяся поляризация является собственной поляризацией излучения белых карликов, то можно ожидать, что ее величина будет зависеть от основных звездных параметров. Наиболее удобным для сопоставления с поляризацией параметром является эффективная температура. Выбор ее оправдан тем, что она является единственным физическим параметром атмо-

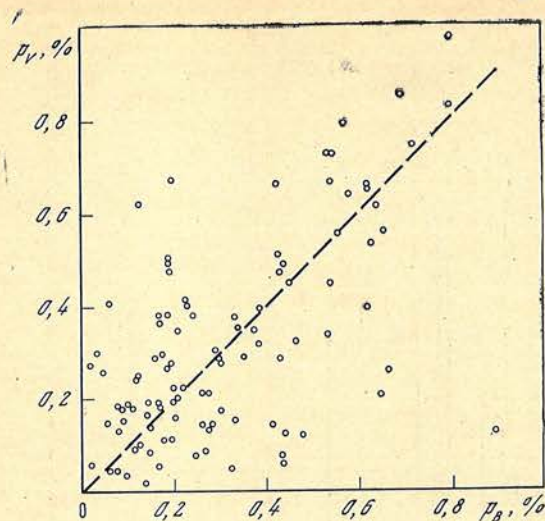
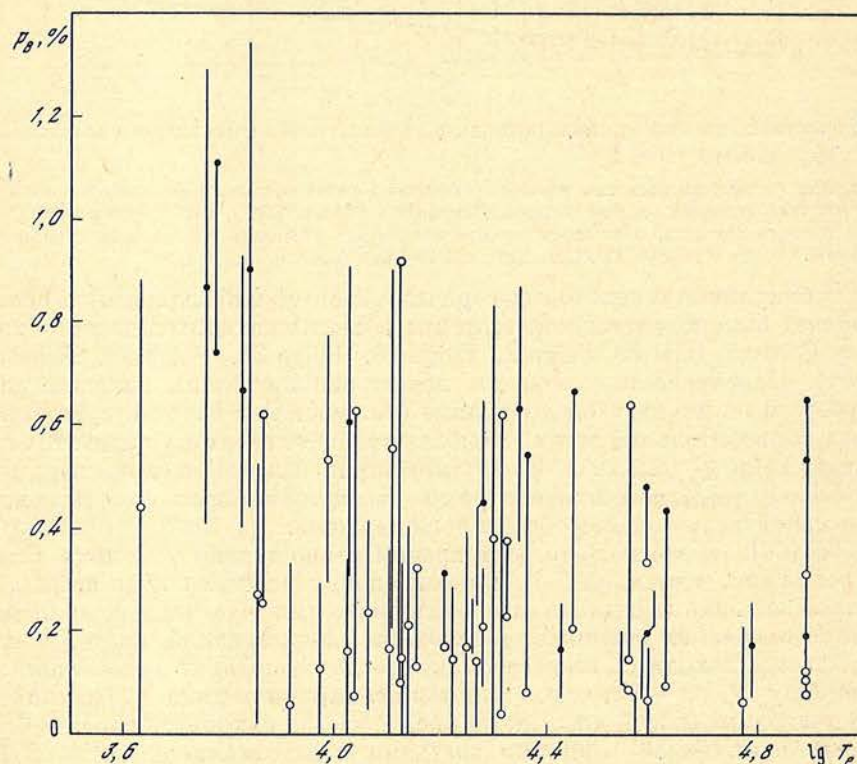


Рис. 4. Сравнение величин поляризации p_B и p_V в синем B и желтом V фильтрах. Штриховая прямая проведена под углом 45° .

Рис. 5. Сопоставление степени поляризации излучения белых карликов p_B из табл. 2 с логарифмом эффективной температуры T_e из табл. 1 (взяты средние значения $\lg T_e$). Обозначения те же, что на рис. 2 и 3.



сферы, непосредственно определяемым из наблюдений. Кроме того, она определяется надежнее других параметров, а температурный диапазон белых карликов очень широк. Результаты такого сопоставления показаны на рис. 5. Как видно из рис. 5, излучение высокотемпературных карликов поляризовано в среднем слабее, чем «холодных» белых карликов, среди которых преобладают карлики с непрерывным спектром типа DC. Следует отметить, что большинство магнитных белых карликов выделено также из звезд этого типа. Имеющиеся результаты наблюдений пока не дают оснований предполагать, что наблюдавшаяся линейная поляризация излучения белых карликов вызвана магнитными полями. В противном случае следовало бы ожидать наличия заметной круговой поляризации, что противоречит наблюдениям, за немногими исключениями: Feige 7, G 99 — 47, G 195—19, GD 229. Отсюда следует, что наблюдаемая линейная поляризация может быть вызвана не

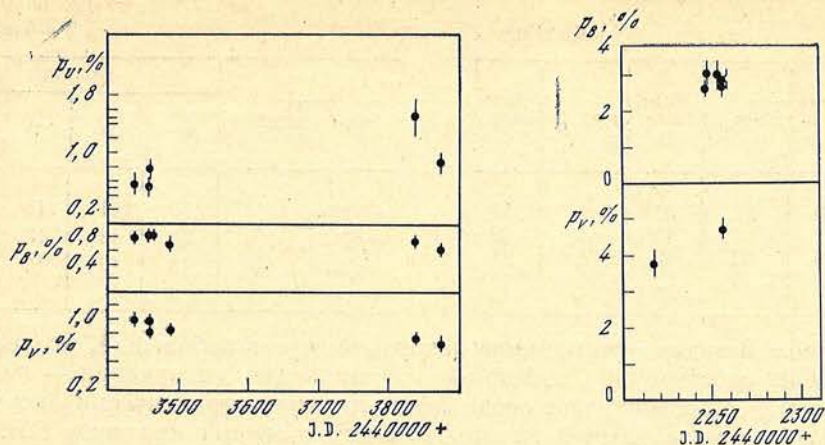


Рис. 6. Изменение степени поляризации в разных фильтрах со временем у Feige 27

Наблюдения 1977—1978 гг. Вертикальными черточками показаны величины удвоенных среднеквадратичных ошибок

Рис. 7. Изменение степени поляризации в фильтрах B и V со временем у Gr 333 = GD 229

Наблюдения 1974 г. Обозначения те же, что на рис. 6.

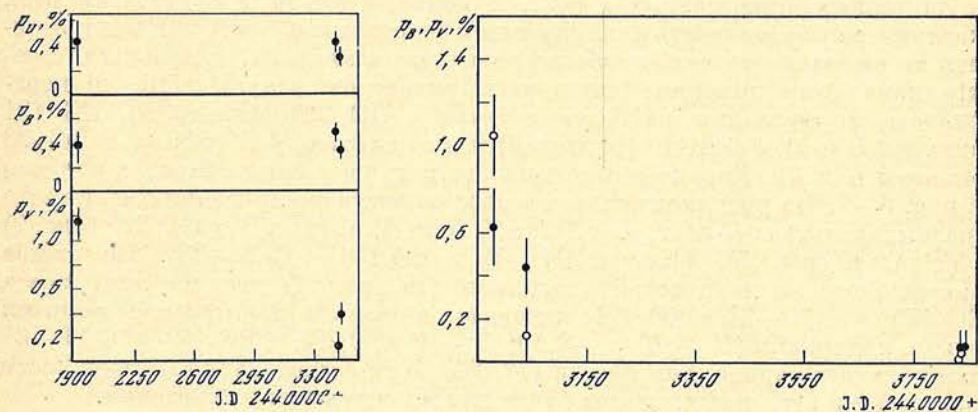


Рис. 8. Изменения степени поляризации в фильтрах U , B , V со временем у EG 110 = Feige 110

Наблюдения 1973 и 1977 гг. Обозначения те же, что на рис. 6

Рис. 9. Изменение степени поляризации в фильтрах B и V со временем у EG 159 = G 29—38

Наблюдения 1976 и 1978 гг. Темные кружки — наблюдения в фильтре B , светлые — в фильтре V

только наличием сильных магнитных полей в атмосферах белых карликов, но и другими причинами (рассеяние излучения на поясах аккреции [67], магнитные пятна [68] и др.).

Из табл. 2 видно, что имеется достаточно много случаев, когда поляризация уверенно регистрируется как у звезд разных типов, так и в разных фильтрах. Ввиду сильной неоднородности наблюдательного материала из-за различий в условиях наблюдений, неравномерности распределения наблюдений во времени, различий в величинах ошибок и возможной переменной поляризации проведение корректного статистического анализа затруднительно. Однако большое количество объектов (85 звезд) и индивидуальных наблюдений позволяют сделать некоторые выводы о частоте встречаемости линейной поляризации на уровне $2\sigma_{op}$ и $3\sigma_{op}$ среди карликов разных типов (табл. 3) и в разных фильтрах (табл. 4). Как видно из табл. 4, частота встречаемости уверенно измеренной поляризации примерно одинакова во всех фильтрах.

Таблица 3

Тип	Общее число звезд	$p \geq 2\sigma_{op}$	Доля звезд, %	$p \geq 3\sigma_{op}$	Доля звезд, %
DA	39	24	61	7	18
DB	7	1	14	—	2
DC	19	12	63	4	21
DO	10	5	50	1	10

Таблица 4

Число наблюдений	Фильтры			
	U	B	V	R
Общее	69	141	115	53
$cp \geq 2\sigma_{op}$, %	39	42,5	43,5	36
$cp \geq 3\sigma_{op}$, %	16	19	18	13

Из табл. 3 видно, что наличие некоторой, пусть небольшой, но уверенно измеримой собственной линейной поляризации излучения — явление, достаточно распространенное среди белых карликов практически всех типов, за исключением небольшой группы горячих гелиевых карликов DB. Если карлики группы DC являются согласно [69—71] холодными карликами DB, то резкая диспропорция распространенности карликов с поляризацией в этих двух группах звезд должна, по-видимому, иметь эволюционное значение. Однако из-за возможного влияния наблюдательной селекции реальность этой диспропорции должна быть проверена по более представительной выборке объектов.

Из данных, приведенных в табл. 2, видно, что в ряде случаев имеются указания на переменность поляризации у некоторых объектов. Если принимать во внимание только наиболее надежные измерения, полученные с четырехканальным поляриметром в касегреновском фокусе ЗТШ, то переменность поляризации наиболее заметна у GD 299 (фильтр B), EG 191 (фильтры B и V), Feige 110 (фильтр V) и, может быть, у EG 159 = G 29—38 (фильтры B и V). Характер переменности для некоторых объектов показан на рис. 6—9. Из рисунков видно, что переменность поляризации имеет место в разных фильтрах (фильтр U у Feige 27 (рис. 6), фильтр V у GD 229 (рис. 7) и Feige 110 (рис. 8), фильтры B и V у EG 159 = G 29—38). Не лишне заметить, что на двцветной диаграмме (см. рис. 1) две из этих звезд (EG 159 = G 29—38 и EG 191) находятся в области, занятой переменными белыми карликами ($U - B \approx -0,60$; $B - V \leq 0,20$), а EG 159 = G 29—38 сама обладает вариациями блеска [72, 73]. Для исследования переменности поляризации этих звезд нужны более длительные ряды наблюдений.

Выводы

Таким образом, проведенный обзор линейной поляризации излучения довольно большой выборки белых карликов и некоторых родственных им объектов позволяет заключить, что: 1) излучение многих белых карликов имеет измеримую линейную поляризацию, возникающую в атмосферах этих звезд; 2) величины поляризации невелики, менее 1%; 3) поляризация излучения высокотемпературных карликов ниже, чем у более холодных; 4) карлики типа DB имеют в среднем меньшую, чем карлики других типов, линейную поляризацию излучения, не выходящую (в данной выборке объектов) за пределы ошибок наблюдений; 5) обнаружена переменность линейной поляризации излучения некоторых белых карликов.

Автор благодарен Н. М. Шаховскому за помощь в наблюдениях и за полезное обсуждение результатов работы.

Май 1979 г.

Литература

1. Angel J. R. P., Landstreet J. D. — *Astrophys. J.*, 1971, 164, p. L15.
2. Liebert J., Angel J. R. P., Stockman H. S. et al. — *Astrophys. J.*, 1977, 214, p. 457.
3. Lamb F. K., Sutherland P. G. — *IAU Symp.*, 1974, N 53. p. 265. Dordrecht: D. Reidel. Publ. Co.
4. Шибанов Ю. А. — *Астрон. ж.*, 1978, 55, с. 1241.
5. Соупе G. V. — *Ric. astron.*, 1974, 8, p. 499.
6. Ефимов Ю. С., Шаховской Н. М. — *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1974, 50, с. 68.
7. Eggen O. E., Greenstein J. L. — *Astrophys. J.*, 1965, 141, p. 83.

8. Eggen O. E., Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1965, 142, p. 925.
9. Eggen O. E., Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1967, 150, p. 927.
10. Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1969, 158, p. 281.
11. Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1970, 162, p. L55.
12. Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1974, 189, p. L131.
13. Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1975, 196, p. L117.
14. Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1976, 207, p. L119.
15. Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1976, 210, p. 524.
16. Greenstein J. L., Oke J. B., Richstone D. et al.— *Astrophys. J.*, 1977, 218, p. L21.
17. Greenstein J. L.— *Astrophys. J.*, 1979, 227, p. 244.
18. Greenstein J. L.— *Astron. J.*, 1976, 81, p. 323.
19. Humason M. L., Zwicky F.— *Astrophys. J.*, 1947, 105, p. 85.
20. Hintzen P., Strittmatter P. A.— *Astrophys. J.*, 1974, 193, p. L111.
21. Giglas H. L., Burnham R., Jr., Thomas N. G.— *Lowell Obs. Bull.*, 1975, 8, N 162, p. 9 (а также ссылки в нем на предыдущие номера).
22. Нестеренко Н. М., Чуприна В. П.— *Сообщ. CAO АН СССР*, 1976, № 17, с. 5.
23. Feige J.— *Astrophys. J.*, 1958, 128, p. 267.
24. Davis Ph. A. G.— *Astrophys. J.*, 1967, 148, p. L143.
25. Appenzeller I.— *Ztschr. Astrophys.*, 1966, 64, S. 19.
26. Appenzeller I.— *Astrophys. J.*, 1968, 151, p. 907.
27. Behr A.— *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen. II Math.-phys. Kl.*, 1959, N 7, S. 185.
28. Krushewski A.— *Acta astronom.*, 1962, 12, p. 234.
29. Walborn N. R.— *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 1968, 80, p. 162.
30. Serkowski K.— *Lowell Observ. Bull.*, 1960, 4, N 105, p. 318.
31. Serkowski K.— *Astrophys. J.*, 1968, 154, p. 115.
32. Serkowski K.— In: *Planets, stars and nebulae studied with photopolarimetry* / Ed. T. Gehrels. Tucson: Univ. Arizona Press, 1974, p. 135.
33. Coyne G. V., Gehrels T., Serkowski K.— *Astron. J.*, 1974, 79, p. 581.
34. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1972, 45, с. 90.
35. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1976, 54, с. 99.
36. Ефимов Ю. С., Шаховской Н. М., Наризная Н. В.— *Астрон. ж.*, 1977, 54, с. 494.
37. McCook G. P., Sion E. M.— *Villanova Univ. Obs. Contr.*, 1977, N 2, p. 6.
38. Малофеев В. М., Шеварцман В. Ф.— *Сообщ. CAO АН СССР*, 1976, 20, с. 39.
39. Евсеев О. А., Мансуров В. Н., Нестеренко Н. М. и др.— *Сообщ. CAO АН СССР*, 1976, 20, с. 30.
40. Greenstein J. L., Boksenberg A.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, 185, p. 823.
41. Elias J. H., Greenstein J. L.— *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 1974, 86, p. 957.
42. Landstreet J. D., Angel J. R. P., Illing R. M. E.— *Acta astronom.*, 1975, 25, p. 39.
43. Rich A., Williams W. L.— *Astrophys. J.*, 1974, 190, p. 117.
44. Шулов О. С., Белокопъ Е. Т.— *Астрофизика*, 1972, 8, с. 343.
45. Angel J. R. P., Landstreet J. D.— *Astrophys. J.*, 1970, 160, p. L147.
46. Liebert J., Margon B.— *Astrophys. J.*, 1977, 216, p. 18.
47. Margon B., Lampton M., Bowyer S. et al.— *Astrophys. J.*, 1976, 210, p. L79.
48. Lampton M., Margon B., Bowyer S.— In: *Highlight of astronomy*. Dordrecht; Boston, 1977, 4, pt II, p. 341.
49. Hoim K. V.— *Astrophys. J.*, 1976, 210, p. L87.
50. Angel J. R. P., Landstreet J. D.— *Astrophys. J.*, 1972, 178, p. L21.
51. Liebert J., Angel J. R. P., Landstreet J. D.— *Astrophys. J.*, 1975, 202, p. L139.
52. Robinson B. L., McGraw J. T.— *Astrophys. J.*, 1976, 207, p. L37.
53. Ekers R. D.— *Astron. and Astrophys.*, 1973, 22, p. 309.
54. Margon B., Liebert J., Gatewood G. et al.— *Astrophys. J.*, 1976, 209, p. 525.
55. Lampton M., Margon B., Paresce F. et al.— *Astrophys. J.*, 1976, 203, p. L71.
56. Durisen R. H., Savedoff M. P., Horn H. M. van.— *Astrophys. J.*, 1976, 206, p. L149.
57. Liebert J.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, 60, p. 101.
58. Bessel M. S., Wickramasinghe D. T.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1975, 171, p. 11.
59. Liebert J., Stockman H. S., Angel J. R. P.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, 185, p. 1.
60. Wickramasinghe D. T., Bessel M. S., Whelan J. A.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, 182, p. 53.
61. Landstreet J. D., Angel J. R. P.— *Astrophys. J.*, 1974, 190, p. L25.
62. Nikulin N. S., Kuvshinov V. M., Severny A. B.— *Astrophys. J.*, 1971, 170, p. L53.
63. Appenzeller I.— *Astron. and Astrophys.*, 1975, 38, p. 313.
64. Appenzeller I.— *Ztschr. Astrophys.*, 1966, 64, S. 296.
65. Piirola V.— *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1977, 30, p. 213.
66. Klemola A. R.— *Astron. J.*, 1962, 67, p. 740.
67. Kippenhahn R., Thomas H.-C.— *Astron. and Astrophys.*, 1978, 63, p. 265.
68. Landi Degl'Innocenti E.— *Astrophys. J.*, 1976, 209, p. 208.
69. Strittmatter P. A., Wickramasinghe D. T.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1971, 152, p. 47.
70. Baglin A., Vauclair G.— *Astron. and Astrophys.*, 1973, 27, p. 307.
71. D'Antona F., Mazzitelli I.— *Astron. and Astrophys.*, 1975, 44, p. 253.
72. Шулов О. С., Конаукая Е. Н.— *Астрофизика*, 1973, 10, с. 117.
73. McGraw J. T., Robinson E. L.— *Astrophys. J.*, 1975, 200, p. L89.

УДК 524.7—77+520.3/6

ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДЕСЯТИ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЕКУЛЯРНЫХ ОБЪЕКТОВ

Л. П. Метик, В. В. Прокофьева

Измерения блеска внегалактических объектов проводились в 1976 г. в цветовой системе *B* и *V* с помощью высокочувствительной телевизионной системы на 0,5-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Наблюдались 5 квазаров и 5 объектов типа BL Lac, имевших блеск в диапазоне звездных величин от 14,5 до 18^m5. Три объекта (3C 279, OJ 287 и OY 094) показали изменения блеска с характерным временем — несколько дней.

TELEVISION PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF TEN EXTRAGALACTIC PECULIAR OBJECTS, by *L. P. Metik* and *V. V. Prokofjeva*.— During March—April and September, 1976 the brightness of extragalactic objects were measured in a photometric system close to *BV* using high-sensitive television system at the 50-cm telescope of the Crimean Astrophysical Observatory. Five quasars and five BL Lac type objects having magnitudes the range from 14.5 to 18^m5 were observed. Three of these objects (3C 279, OJ 287 and OY 094) showed the light variations in the scale time of several days.

Патрульные наблюдения ряда внегалактических объектов проводились по кооперативной программе в отдельные периоды 1975 и 1976 гг. одновременно на телескопе ЗТШ (поляризация), радиотелескопе РТ-22 и телевизионной системе, установленной на 0,5-м телескопе МТМ-500. Задачей последних являлась оценка блеска объектов в цветовой системе *B* и *V*.

В качестве передающей телевизионной трубки для наблюдений использовался суперортикон, сочлененный в одной колбе с каскадом электронно-оптического преобразователя (трубка ЛИ-217) [1]. Мультищелочной фотокатод в комбинации с наборами стеклянных светофильтров (СС-5 + СЗС-22 + ЖС-10 для синей области спектра и ЖС-18 + СЗС-21 для желтой области спектра) обеспечивал цветные системы, близкие к системам *B* и *V* Джонсона. Фотографирование изображения звездного поля с телевизионного экрана производилось на фотопленку КН-2. Время экспозиции зависело от яркости наблюдаемого объекта и колебалось в пределах от 30 с до 10 мин. С каждым светофильтром обычно делалось по 4 снимка, и лишь в некоторых случаях при десятиминутных экспозициях — по 2.

Первичными фотометрическими стандартами служили звезды двух скоплений NGC 188 [2] и М 67 [3]. Исследуемые объекты и скопления-стандарты наблюдались последовательно в течение ночей с устойчивой прозрачностью. В окрестностях каждого объекта были определены звездные величины вторичных стандартов (рис. 1). В табл. 1 приведены номера этих звезд для каждого объекта, величины *B* и показатели цвета *B* — *V*. В последнем столбце указано число ночей *n*, в которые производилась фотометрическая привязка к скоплениям.

Анализ точности определения звездных величин вторичных стандартов был проведен по методу нахождения среднеквадратичной ошибки одного измерения блеска звезд по разностям двойных равноточных наблюдений. Большое число ночей, в которые производилась фотометрическая привязка,

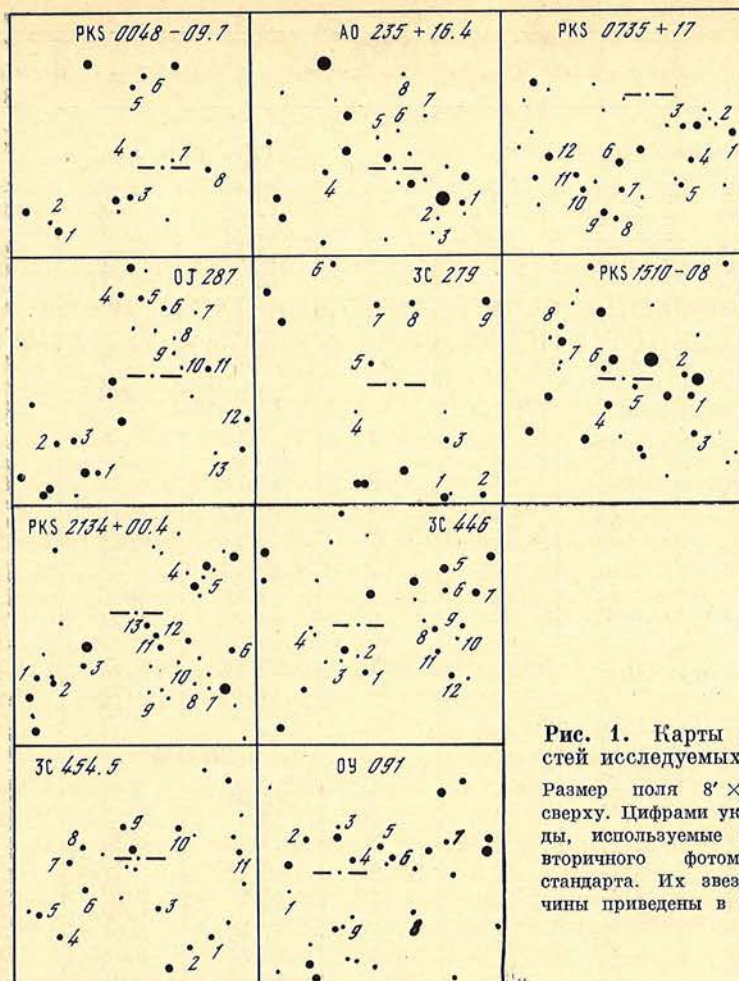


Рис. 1. Карты окрестностей исследуемых объектов. Размер поля $8' \times 8'$. Север сверху. Цифрами указаны звезды, используемые в качестве вторичного фотометрического стандарта. Их звездные величины приведены в табл. 1.

позволило оценить эти ошибки отдельно для весеннего и осеннего сезонов. В охваченном нами интервале звездных величин от 14^m до 19^m они оказались равными $\sigma_B = \pm 0^m,13$ и $\sigma_V = \pm 0^m,14$ осенью и $\sigma_B = \pm 0^m,21$ и $\sigma_V = \pm 0^m,18$ весной. Значительно большая величина ошибки при весенних наблюдениях обусловлена неустойчивой весенней погодой, затруднявшей фотометрическую привязку, особенно в случае наблюдений площадок с отрицательным наклоном. Приведенные в табл. 1 значения величин звезд вторичных стандартов определены в среднем с точностью $\pm 0^m,1$.

Результаты определения блеска исследуемых объектов приведены в табл. 2. В первом столбце указано название объекта, во втором — дата наблюдений, в третьем — момент наблюдения объекта в юлианских днях, в четвертом — звездные величины в синей области спектра B , в пятом — показатель цвета $B - V$, в шестом — число телевизионных снимков в области объекта, использованных для фотометрии.

Кривые блеска объектов, показавших изменения яркости, приведены на рис. 2—4. Во всех случаях верхняя кривая соответствует данным, полученным в цветовой системе, близкой V , а нижняя — B .

Точность измерения блеска объектов по звездам окрестностей была нами оценена по наблюдениям двух объектов, PKS 0735 + 17 и PKS 1510—08, которые наблюдались в течение 8 и 10 дней и никаких изменений блеска за это время не показали. Среднеквадратичная ошибка одного измерения блеска объекта колебалась в пределах от $\pm 0,08$ до $\pm 0^m,10$. Значения ошибки для каждого светофильтра и объекта приведены на рис. 2. Таким образом, верхняя граница точности табличного значения блеска объектов (табл. 2) состав-

Таблица 1

Звезда	B	B - V	n	Звезда	B	B - V	n
PKS 0048 -09.7				PKS 1510 -08			
1	16,81	1,01	3	1	16,68	1,16	5
2	19,50	0,90	3	2	17,52	0,76	4
3	18,94	0,81	3	3	17,14	0,76	5
4	18,96	1,18	3	4	16,05	0,43	3
5	17,60	1,22	3	5	18,56	1,30	3
6	19,28	1,46	2	6	17,30	0,61	5
7	18,83	0,25	3	7	16,13	0,15	3
8	18,17	1,08	3	8	16,99	0,60	5
AO 0235 +16.4				PKS 2134 +004			
1	18,57	0,45	2	1	17,16	0,59	2
2	19,38	0,45	2	2	18,06	1,10	2
3	19,38	0,17	1	3	17,71	1,18	2
4	18,80	0,38	2	4	18,16	0,76	2
5	18,94	0,37	2	5	18,37	0,96	2
6	18,16	1,02	2	6	16,67	0,27	2
7	18,28	0,71	2	7	18,89	0,95	2
8	18,34	0,99	2	8	17,42	0,66	2
PKS 0735 +17				9	17,35	0,58	2
1	14,82	0,80	6	10	19,00	1,10	2
2	16,46	0,81	6	11	16,81	0,47	2
3	15,15	1,02	6	12	18,66	1,16	2
4	15,14	0,66	6	13	18,23	0,63	2
5	14,71	0,65	6	3C 446			
6	14,58	0,57	6	1	18,34	0,74	3
7	15,38	0,70	6	2	18,67	0,87	2
8	15,83	0,49	6	3	18,67	0,89	2
9	15,61	0,82	6	4	18,60	0,69	3
10	16,73	0,64	6	5	17,87	0,64	3
11	15,89	0,99	6	6	18,61	0,70	3
12	15,69	0,77	6	7	17,78	0,61	3
OJ 287				8	18,34	0,68	3
1	16,14	0,60	3	9	18,45	0,87	3
2	16,62	1,10	5	10	18,73	0,88	3
3	17,28	1,06	7	11	18,24	0,47	3
4	17,45	1,09	7	12	18,22	0,71	3
5	16,03	0,43	7	13	18,75	0,62	3
6	16,42	0,62	7	3C 454.3			
7	17,46	0,54	7	1	16,30	0,71	2
8	17,47	0,96	6	2	15,70	0,65	2
9	16,54	0,86	7	3	16,02	0,67	2
10	17,81	1,29	7	4	18,50	0,63	2
11	16,16	0,64	7	5	16,85	0,08	3
12	16,99	0,84	7	6	18,17	1,17	3
13	17,41	1,16	7	7	18,13	1,08	3
3C 279				8	18,08	0,93	3
1	16,90	0,72	6	9	16,85	1,03	3
2	17,63	0,80	3	10	18,05	1,18	3
3	17,62	0,83	7	11	16,90	1,25	3
4	18,42	0,80	5	OY 091			
5	16,85	0,70	7	1	18,89	1,65	3
6	17,34	0,78	6	2	17,20	1,14	3
7	18,07	0,77	7	3	18,42	1,20	3
8	17,02	0,36	7	4	16,27	0,84	3
9	16,80	0,77	4	5	16,24	0,85	3
				6	16,30	0,88	3
				7	16,93	0,83	3
				8	18,08	0,97	3
				9	17,48	1,03	3

Рис. 2. Кривые блеска трех объектов, наблюдавшихся весной 1976 г.

Темные кружки — звездные величины B , светлые — V . Для двух объектов, имевших постоянную яркость, приведены полученные из измерений среднеквадратичные ошибки значений блеска для отдельной даты

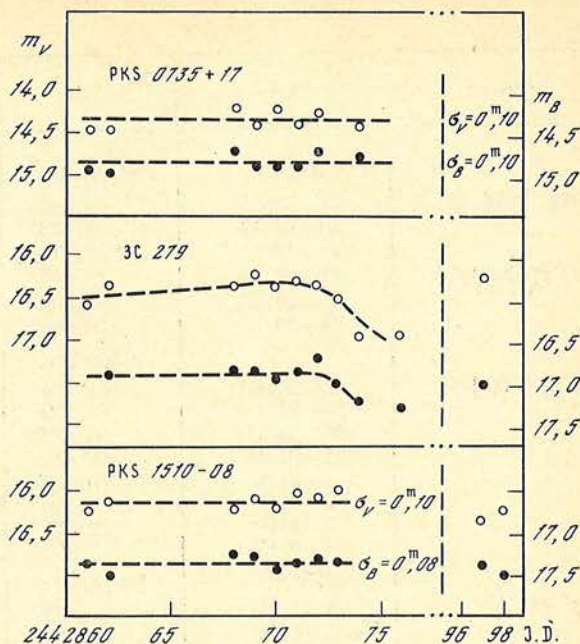


Рис. 3. Кривая блеска ОJ 287, полученная за два периода наблюдений: апрель—май 1975 г. и март — апрель 1976 г.

Обозначения те же, что на рис. 2. Для сравнения приведены фотоэлектрические данные Шаховского (косые крестики) [4], Лютого (прямые крестики) [5] (разница во времени наблюдений наших и Лютого порядка 3 ч) и данные О'Делла [6] (треугольники)

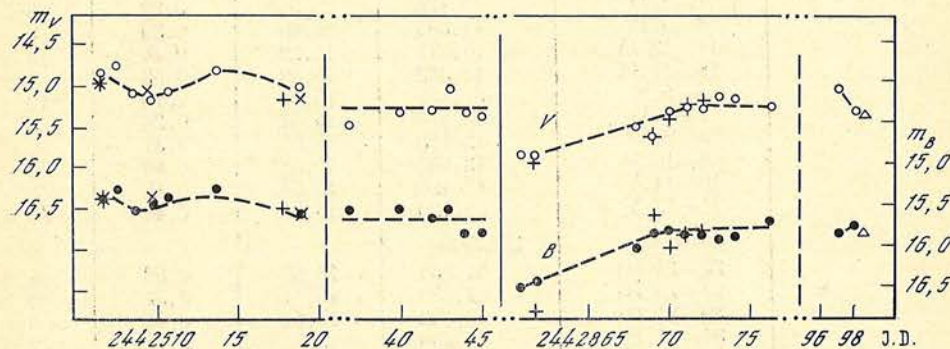
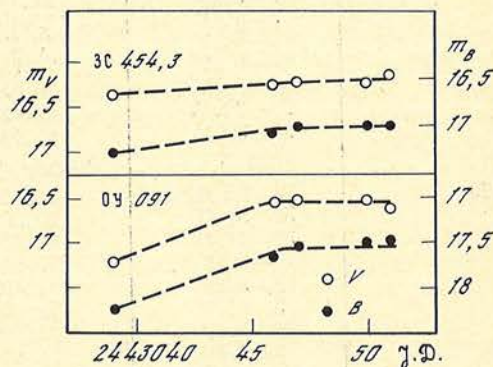


Рис. 4. Кривые блеска двух объектов, наблюдавшихся осенью 1976 г.



ляет $\pm 0^m.10$. Отметим, что точность выше в тех случаях, когда звезды вторичного фотометрического стандарта расположены близко к исследуемому объекту.

Три объекта из десяти показали существенные изменения блеска с амплитудой в несколько десятых звездной величины. Так, ОJ 287 в 1976 г. за 7 дней увеличил блеск на $0^m.6$ (см. рис. 3), 3C 279 за два дня уменьшил яркость почти на $0^m.5$; у ОY 091 за 8 дней наблюдалось увеличение блеска на $0^m.6$. Во всех случаях изменения блеска происходили синхронно в обоих спектральных участках. Небольшие изменения цвета можно предполагать лишь

Таблица 2

Объект	Дата	J. D.	B	B - V	n
PKS 0048-09.7	1976 г.	2443000+			
	24-25.IX	46,562	17,50	0,78	4
	25-26.IX	47,583	17,70	0,92	4
	28-29.IX	50,576	17,48	0,90	4
AO 0235+16.4	24-25.IX	46,683	18,98	1,27	2
	25-26.IX	47,690	18,55	—	2
	28-29.IX	50,660	18,66	0,91	4
		2442800+			
PKS 0735+17	23-24.III	61,424	14,94	0,49	4
	24-25.III	62,419	14,98	0,49	4
	30-31.III	68,422	14,72	0,48	3
	31-01.IV	69,433	14,87	0,41	4
	1-2.IV	70,403	14,88	0,63	4
	2-3.IV	71,440	14,90	0,52	4
	3-4.IV	72,364	14,75	0,47	4
	5-6.IV	74,369	14,78	0,38	4
	1975 г.	2442500+			
	4-5.IV	7,485	15,39	0,52	4
OJ 287	5-6.IV	8,425	15,31	0,53	2
	6-7.IV	9,481	15,55	0,34	2
	7-8.IV	10,428	15,51	0,29	3
	8-9.IV	11,396	15,40	0,30	3
	11-12.IV	14,417	15,29	0,44	15
	16-17.IV	19,382	15,59	0,53	8
	4-5.V	37,455	15,56	0,16	10
	7-8.V	40,476	15,54	0,20	3
	8-9.V	42,413	15,65	0,31	6
	9-10.V	43,406	15,56	0,48	5
	10-11.V	44,420	15,84	0,46	8
	11-12.V	45,420	15,84	0,44	4
	1976 г.	2442800+			
	23-24.III	61,535	16,51	0,58	4
	24-25.III	62,450	16,41	0,52	5
	30-31.III	68,462	16,01	0,44	6
	31-01.IV	69,458	15,84	0,15	2
	1-2.IV	70,420	15,81	0,42	5
	2-3.IV	71,454	15,88	0,57	5
	3-4.IV	72,497	15,77	0,41	4
	4-5.IV	73,404	15,90	0,73	5
	5-6.IV	74,393	15,87	0,64	6
	7-8.IV	76,425	15,63	0,37	29
	28-29.IV	97,424	15,85	0,76	9
	29-30.IV	98,482	15,73	0,35	3
3C 279	1976 г.	2442800+			
	24-25.III	62,515	16,91	0,54	2
	30-31.III	68,509	16,85	0,47	3
	31-01.IV	69,550	16,84	0,59	4
	1-2.IV	70,481	16,96	0,59	5
	2-3.IV	71,492	16,89	0,59	4
	3-4.IV	72,454	16,73	0,42	4
	4-5.IV	73,459	17,03	0,50	2
	5-6.IV	74,459	17,21	0,24	7
	7-8.IV	76,478	17,30	0,37	1
	28-29.IV	97,519	16,95	0,73	3
	23-24.III	61,570	16,86	0,16	4
	24-25.III	62,593	16,99	0,36	2
	30-31.III	68,546	16,75	0,05	3
PKS 1510-08	31-01.IV	69,689	16,79	0,17	4
	1-2.IV	70,543	16,94	0,22	3
	2-3.IV	71,552	16,88	0,32	4
	3-4.IV	72,535	16,81	0,21	4
	4-5.IV	73,549	16,83	0,32	4

Таблица 2 (окончание)

Объект	Дата	J. D.	B	B - V	n
PKS 2134+004	28—29.IV	97,535	16,92	0,08	3
	29—30.IV	98,525	17,00	0,26	3
		2443000+			
	24—25.IX	46,512	17,50	0,44	4
	25—26.IX	47,515	17,63	0,67	4
	29—30.IX	51,471	17,60	0,70	4
3C 446	1976 г.	2443000+			
	24—25.IX	46,423	18,32	0,48	2
	25—26.IX	47,438	18,40	—	2
	28—29.IX	50,457	18,28	0,64	3
	29—30.IX	51,536	18,44	—	4
3C 454.3	17—18.IX	39,466	17,28	0,93	2
	24—25.IX	46,381	17,08	0,80	4
	25—26.IX	47,378	16,98	0,74	4
	28—29.IX	50,415	17,00	0,76	5
	29—30.IX	51,440	16,98	0,82	6
OY 091	17—18.IX	39,506	18,25	1,05	3
	24—25.IX	46,473	17,65	1,11	4
	25—26.IX	47,472	17,56	1,04	5
	28—29.IX	50,532	17,56	1,06	4
	29—30.IX	51,502	17,48	0,90	4

у объекта OJ 287. Однако эти изменения зарегистрированы недостаточно уверенно.

Авторы благодарны ведущему инженеру А. Н. Абраменко, подготовившему телевизионную аппаратуру для проведения наблюдений и принимавшему участие в наблюдениях. Мы благодарим также Н. В. Нарижную за помощь при наблюдениях и лаборантов Л. И. Филатову и А. И. Каплину за фотометрическую обработку телевизионных фотографий.

Май 1979 г.

Литература

1. Телевизионная астрономия /Под ред. В. Б. Никонова. М.: Наука, 1974. 296 с.
2. Sandage A. R.— *Astrophys. J.*, 1962, **135**, p. 333.
3. Eggen O. J., Sandage A. R.— *Astrophys. J.*, 1964, **140**, p. 130.
4. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1976, **56**, с. 39.
5. Лютый В. М.— *Переменные звезды*, 1976, **20**, с. 243.
6. O'Dell C. R.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, **38**, p. 267.

УДК 523.035

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ ГАММА-ИСТОЧНИКА SG 195+4.

Б. М. Владимирский

Высказано предположение, что гамма-источник SG 195 + 4 может быть остатком вспышки сверхновой 437 г. н. э. Такое предположение можно согласовать с имеющимися наблюдательными данными, если объект принадлежит к подклассу сверхновых без явно выраженной оболочечной структуры (плерионы). В радиодиапазоне источник должен иметь спектральный индекс $\alpha \lesssim 0,2$ с величиной потока близ 1 ГГц не более 1 ед. потока. В оптическом диапазоне это мог бы быть слабый (не менее 16^m) протяженный ($\lesssim 1'$) объект с непрерывным спектром. В рентгеновской области обнаруженное излучение 6—10 кэВ должно быть обусловлено гало пульсара. Для наблюдаемого периода пульсара 59,2... возможно обусловленного периодической модуляцией пульсов, значение производной должно быть $6,1 \cdot 10^{-10} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$. Истинный период пульсара, вероятно, близок к 50 мс при расстоянии до источника около 2 кпс. Как радиопульсар он, вероятно, в несколько раз слабее пульсара в Крабовидной туманности.

POSSIBLE NATURE OF GAMMA-SOURCE SG 195 + 4, by B. M. Vladimirovsky.— It's suggested that gamma-source SG 195 + 4 might be a remnant of Supernova outburst in AD 437. This assumption does not contradict to observational data if the object belongs to subclass of SNRS without visible shell structure (plerions). The spectral index of the source in radio wavelength is probably $\alpha \lesssim 0.2$. The flux near 1 GHz does not exceed ~ 1 f. u. In optical emission the object is probably as weak as $\geq 16^m$. X-ray emission of 6 ÷ 10 keV is caused by the central part of the source (pulsar's halo). A period of the pulsar is equal to ~ 50 ms, when the distance to the source is about 2 kpc. The radiopulsar SG 195 + 4 is probably several times weaker than NP 0532. Observable period 59,2 might be caused by pulse nulling. The value of the derivative $\dot{P}$ must be $6,1 \cdot 10^{-10} \text{ s} \cdot \text{s}^{-1}$.

Обнаруженные к настоящему времени дискретные источники γ -излучения ($E_\gamma \approx 10^8$ эВ) можно, видимо, в основном отождествить с двумя классами галактических объектов: радиопульсарами и особым типом остатков вспышек сверхновых [1]. Типичные представители этих последних — Крабовидная туманность и 3С 58. Для таких объектов характерны низкие значения спектральных индексов и относительно большая линейная поляризация в радиодиапазоне, а также видимое отсутствие оболочечной структуры («плерионы» [2]). Если не считать Крабовидную туманность, в целом эти остатки вспышек сверхновых мало изучены. Не исключено, что относительно небольшая доля подобных объектов, зафиксированная в каталогах остатков вспышек сверхновых ($\sim 4\%$ [3]), связана с их коротким временем жизни, $\sim 10^4$ лет.

Если это так и если γ -источники действительно физически связаны преимущественно с плерионами, интересно сопоставить с координатами γ -источников оптические вспышки, зафиксированные в «дотелескопическую» эпоху. Из проведенного сопоставления [1], в частности, следует, что неподалеку от пекулярного гамма-источника SG 195 + 4 в 437 г. н. э. наблюдалась вспышка с $m_V \approx -3^m 0$ [4, 5]. Продолжительность видимости вспыхнувшего объекта остается неизвестной, так что неизвестной остается и природа вспышки (в [4] предполагается, что это быстрая Новая). Ниже имеющиеся наблюда-

тельные данные проанализированы с точки зрения того, насколько правдоподобно предположение о физической связи источника SG 195 + 4 со вспышкой 437 г. н. э.

1. О параметрах гамма-пульсара SG 195 + 4

Самым убедительным аргументом в пользу предположения о реальности связи SG 195 + 4 и вспышки 437 г. было бы совпадение возраста пульсара с возрастом вспышки (~ 1500 лет). Анализ наблюдений дает для периода пульсара P значение $59,2 \dots$ с и для скорости замедления $\dot{P} = \begin{pmatrix} 1,385 & +0,92 \\ & -0,72 \end{pmatrix} \cdot 10^{-9} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$. Большинство исследователей, основываясь на «стандартной» модели пульсара, полагают, что этот период не является истинным периодом пульсара. В противном случае требуется предположить, что объект является очень близким (< 50 пс), и тогда непонятно, почему он не наблюдается в рентгеновском и радиодиапазоне (см., однако, [6], где предлагается отождествить источник с γ Gem). Кроме того, требуется предположить, что нейтронная звезда должна в данном случае иметь магнитное поле экстремально большой величины $\sim 10^{16}$ Гс, что весьма маловероятно.

Существуют по меньшей мере два возможных подхода к объяснению аномальных величин P и $\dot{P}$ этого источника. Первый вариант предложен Мараши и Треви [7], которые полагают, что наблюдаемый период является периодом свободной прецессии пульсара. Задаваясь значением напряженности поля нейтронной звезды $5 \cdot 10^{12}$ Гс и принимая для ее сжатия величину $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ (это очень большая величина), они получают для P и $\dot{P}$ соответственно $60-70$ мс и $2 \cdot 10^{-12} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$. Вторым возможным вариантом объяснения мог бы заключаться в предположении, что наблюдаемый период является на самом деле периодом модуляции амплитуд пульсов «истинного», более короткого периода. Это явление известно в радиодиапазоне как «замирание» амплитуд («nulling»): «нормальные» значения амплитуд пульсов появляются пакетами (~ 50 пульсов), так что их огибающая обнаруживает некоторый период [8].

Для обоих этих вариантов объяснения аномальных значений P и $\dot{P}$ возраст пульсара может быть оценен из известного соотношения $t = P/2\dot{P}$ наблюдаемых значений этих параметров. Приравнявая его возрасту вспышки 1540 лет, имеем $\dot{P} = 10^{-11} P$. Однако в данном случае $\dot{P}$ известно с большой погрешностью и t заключено в пределах от 400 до 1380 лет. Если развиваемая здесь точка зрения справедлива, то для согласования измерений с возрастом, определяемым вспышкой, следует принять $\dot{P} = 0,607 \cdot 10^{-9}$ (крайнее экспериментальное значение $\dot{P}$ составляет $0,67 \cdot 10^{-9}$). Учитывая способ, с помощью которого находится наблюдаемое значение $\dot{P}$, можно констатировать, что данные измерений не противоречат предположению о том, что возраст γ -пульсара SG 195 + 4 составляет $t \approx 1500$ лет и равен возрасту вспышки 437 г. н. э.

Зная возраст пульсара и задавшись расстоянием до него, можно оценить «истинные» P и $\dot{P}$ из энергетических соображений, если известен коэффициент трансформации f полного энерговыделения (обусловленного замедлением) в гамма-излучении. Для этой величины примем $f = 5 \cdot 10^{-4}$, где учтена зависимость коэффициента от времени [9]. Далее, имеем

$$fE = f \frac{4\pi^2 I \dot{P}}{P^3} = 4\pi D^2 F \alpha,$$

где I — момент инерции нейтронной звезды ($4 \cdot 10^{44} \text{ см}^2$), D — расстояние, F — наблюдаемый поток энергии пульсирующего компонента γ -излучения ($E_\gamma \gtrsim 5 \cdot 10^7 \text{ эВ}$), α — геометрический фактор излучения (обычно $\alpha \approx 0,2$). Если возраст пульсара ~ 1540 лет, $\dot{P} = 10^{-11} P$. Подставляя числен-

ные значения, получим

$$P = 2 \sqrt{\frac{f}{a}} D^{-1} (\text{кпс}) \text{ с.}$$

Для расстояния $D = 2$ кпс (см. ниже) имеем $P \approx 45$ мс, $\dot{P} \approx 4,5 \cdot 10^{-13} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ (что близко к величине $\dot{P}$ у NP 0532). При этом получается «нормальное» значение для магнитного поля — около $3 \cdot 10^{13}$ Гс. Таким образом, для того чтобы объяснить наблюдаемый период и его производную амплитудной модуляцией, следует предположить, что амплитуда циклически уменьшается примерно каждые 1000 пульсов.

Используя оценки периода и производной, а также «стандартный» коэффициент трансформации вращательной энергии пульсара в радиоизлучение, нетрудно убедиться, что в радиодиапазоне пульсар мог бы быть в несколько раз слабее пульсара в Крабовидной туманности, что намного меньше предела, найденного в измерениях [10].

2. SG 195+4 как остаток сверхновой

Если принять, что вспышка 437 г. была замечена в период максимума блеска, можно оценить расстояние до вспыхнувшего объекта, задавшись значением абсолютной величины сверхновой в максимуме. Положим типичную для птерионов (см. ниже) величину для максимума блеска Сверхновой 1054 г. — около $16^m 5$ [11]. С учетом того, что среднее поглощение в направлении SG 195 + 4 составляет около 1^m кпс^{-1} (см. [12]), получим для расстояния $D \gtrsim 2$ кпс.

На рис. 1 представлена карта-схема окрестностей источника SG 195 + 4. Четырехугольниками показаны ошибки в определении координат источника в измерениях SAS-2 [14] (обозначен A) и COS B [15] (первоначальный B и уточненный B_1 вариант). Кружками нанесены положения радиоисточников согласно каталогу [13]. Предельно обнаружимые потоки для обзоров, проводившихся для указанной области, составляют 2,0 ед. потока (ед. потока = $10^{-26} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$) для 178 МГц и 0,7 ед. потока для 610 МГц. Радиоисточники № 4 и 5, расположенные в пределах ошибок определения координат, имеют величины потоков соответственно 1,2 ед. потока (610 МГц) и 0,6 ед. потока (750 МГц). Можно принять, следовательно, что полный поток радиоизлучения от интересующего нас объекта не более 1 ед. потока близ 0,6 ГГц. Исходя из обычной скорости расширения оболочки и оценки расстояния, получим для возраста 1500 лет линейный диаметр ~ 15 пс и угловой $\sim 25'$. Из этих оценок с использованием известного соотношения $\Sigma_r D^4 = \text{const}$ следует, что близ SG 195 + 4 классической радиооболочки сверхновой с возрастом около 1500 лет определенно не наблюдается. Не исключено, конечно, что оболочка имеет очень низкую яркость из-за малой плотности среды близ источника (малой напряженности межзвездного магнитного поля, см. [16]) — объект, видимо, расположен не ближе внешнего края рукава Персея.

Из отсутствия близ источника наблюдаемой радиооболочки следует, что рентгеновское излучение, обнаруженное в пределах интересующей нас области путем специальной обработки данных «Ухуру» [17] (отмечено на рис. 1 кружком с точкой), должно быть отнесено к излучению центральной области источника (рентгеновское гало пульсара). В самом деле, согласно [17] поток в диапазоне 6—10 кэВ составляет в среднем $\sim 2,6 \text{ имп} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует $4,4 \cdot 10^{-11} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. На принятом расстоянии 2 кпс рентгеновская светимость оболочки

$$L_R \approx 5 \cdot 10^{33} n^2 r^3$$

(здесь n — плотность межзвездной среды, принятая равной $0,1 \text{ см}^{-3}$, r — радиус оболочки в пс) будет соответствовать наблюдаемому потоку, если $r \approx 7,5$ пс. Однако присутствие именно такой оболочки исключается данными радионаблюдений.

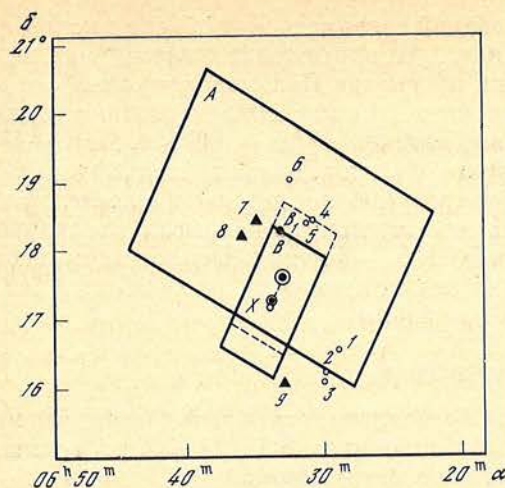


Рис. 1. Схема расположения радиоисточников близ SG 195 + 4 согласно [13]

A — область возможного расположения гамма-источников согласно [14].

B и B₁ — то же по измерениям на спутнике COS B [15]. 1 — 3C 164, 2 — 4C + 16.18, 3 — VR₀, 16.06.01, 4 — VR₀, 18.06.03, 5 — H 0631 + 18, 6 — 4C + 19.22, 7 — CT Gem, 8 — EQ Gem, 9 — CR Gem

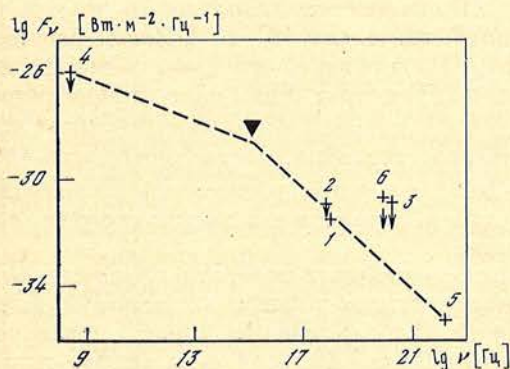


Рис. 2. Возможный вид спектра SG 195 + 4 в широком диапазоне частот

1 — согласно [19],
2 — предел согласно [18],
3 — предел согласно [19]; треугольником показано положение перегиба $\Delta\alpha = 0,5$ в спектре Крабовидной туманности;
4 — предел потока радиоизлучения в соответствии с рис. 1;
5 — гамма-измерения [14, 15];
6 — измерения SAS-3 [17]

Итак, если рентгеновское излучение принадлежит рассматриваемому объекту, оно должно быть излучением его центральной области. На рис. 2 представлена попытка реконструировать спектр объекта во всем диапазоне частот. Поток γ -излучения (непульсирующая составляющая) принят 25% от полного потока излучения $E_\gamma \geq 5 \cdot 10^7$ эВ [14, 15]. Наклон спектра в γ -диапазоне для полного потока составляет $\alpha \leq 0,9$ (спектр, как обычно, представляется в виде $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$). Обсуждавшиеся выше данные «Ухуру» [17] ложатся на продолжение спектра с индексом $\alpha = 0,9$. Пределы потоков, найденные в измерениях «Ариель-5» [19] и SAS-3 [18], располагаются значительно выше.

Как известно, спектральный индекс для Крабовидной туманности постепенно уменьшается с уменьшением частоты: $\alpha_1 = 0,28$ (радио); $\alpha_2 = 0,9$ (оптика); $\alpha_3 = 1,2$ (рентгеновское и гамма-излучение) [20]. Если спектр SG 195 + 4 подчиняется этой же закономерности, то в радиодиапазоне объект должен иметь очень «плоский» спектр ($\alpha \leq 0,1$) и довольно низкую интенсивность. На рис. 2 спектр источника экстраполирован к радиочастотам, исходя из наличия одного «перегиба» близ 10^{15} Гц, $\Delta\alpha = 0,5$ опять-таки по аналогии с Крабовидной туманностью, спектр которой имеет наиболее заметный излом около этой частоты. Как видно, даже в этом случае полный поток от источника не будет превышать наблюдательный предел (1 ед. потока близ 1 ГГц). Источник с такими свойствами в радиодиапазоне был бы более слабым аналогом радиоисточника G 21.5—0.9, который относят к плерионам [21].

Как следует из рис. 2, в оптическом диапазоне источник должен быть довольно слабым ($> 16^m$ с учетом возможного поглощения) протяженным ($\leq 1'$) объектом с непрерывным спектром. Вероятна сильная поляризация, возможна переменность. В связи с последним на рис. 1 отмечены перечисленные в [22] переменные звезды типа L (неправильные переменные), располо-

женные близ SG 195 + 4. Нет оснований связывать этот объект с какой-либо из них. В пересмотренном общем каталоге протяженных источников подходящего объекта не содержится. При просмотре Паломарского атласа в площадке $0^{\circ},5 \times 0^{\circ},5$ близ наиболее вероятного положения источника (практически совпадает с рентгеновским источником [17] $\alpha = 06^h34^m$, $\delta = +17^{\circ},2$) обнаружено несколько протяженных объектов, большинство которых несомненно галактики. Поэтому вопрос требует более детального исследования.

Подводя итог, можно заключить, что имеющиеся данные не противоречат предположению о том, что источник SG 195 + 4 может быть остатком вспышки сверхновой 437 г. н. э., если его отнести к подклассу этих объектов без выраженной оболочечной структуры (плерионы).

Заключение

Проведенное краткое обсуждение позволяет сделать вывод о том, что предположение о физической связи гамма-источника SG 195 + 4 со вспышкой 437 г. н. э. не встречает принципиальных затруднений.

В радиодиапазоне объект может быть более слабым аналогом G 21,5—0,9 со спектральным индексом $\alpha \lesssim 0,2$. В оптическом диапазоне он должен выглядеть как протяженный объект приблизительно $16-17^m$. Поток рентгеновского излучения в диапазоне 6—10 кэВ, вероятно, относится к центральной области источника (рентгеновское гало пульсара). Для наблюдаемого периода пульсара $59^s,2$ значение производной $\dot{P}$ должно быть около $6 \cdot 10^{-10} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$. «Истинное» значение периода пульсара, вероятно, составляет около 45 мс, а значение производной $\dot{P} \approx 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ при расстоянии до источника около 2 кпс. В радиодиапазоне пульсар, возможно, в несколько раз слабее пульсара в Крабовидной туманности.

С точки зрения динамики вспышки сверхновых подобные объекты соответствуют ситуации с очень медленным энерговыделением, и согласно [11] их должно быть в Галактике довольно много. Это заключение хорошо согласуется с изложенным выше, так как объекты типа SG 195 + 4, как видно, должны быть труднообнаружимыми. Возможно, легче всего они могут быть найдены в гамма-наблюдениях.

Автор признателен А. Б. Северному за ценные замечания, И. И. Проник, Р. Е. Гершбергу и А. А. Степаняну за обсуждение.

Май 1979 г.

Литература

1. Владимирский Б. М. — 10-й Ленинградский семинар по космофизике. Л., 1978, с. 217.
2. Weiler K. W., Panagia N. — *Astron. and Astrophys.*, 1978, 70, p. 419.
3. Bergh S. van den. — *Astrophys. J. Suppl. ser.*, 1978, 38, p. 119.
4. Псковский Ю. П. — *Астрон. ж.*, 1972, 49, с. 31.
5. Clark D. H., Stephanson F. R. *The historical supernovae*. Oxford: Pergamon Press, 1977.
6. Davies R. E., Fabian A. C., Pringle J. E. — *Nature*, 1978, 271, p. 634.
7. Maraschi L., Treves A. — *Astron. and Astrophys.*, 1977, 61, p. L11.
8. Ritchings R. T. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1976, 176, p. 249.
9. Bucccheri R., D'Amico N., Massaro E., Scarsi L. — *Nature*, 1978, 274, p. 572.
10. Mandolesi N., Morigi G., Sironi G. — *Astron. and Astrophys.*, 1978, 67, p. L5.
11. Умробин В. П. — *Astrophys. Space Sci.*, 1978, 55, p. 441.
12. Шаров А. С. — *Астрон. ж.*, 1963, 40, с. 200.
13. Dixon R. S. — *Astrophys. J. Suppl. ser.*, 1970, 20, N 180.
14. Thompson D. J., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al. — *Astrophys. J.*, 1977, 213, p. 252.
15. Masnou J. L., Bennet K., Bighami G. F. et al. — In: *Recent advances in γ -ray astronomy: Proc. 12th Eslab Symp. Frascati: European Space Agency; Paris Cedex*, 1977, p. 33.
16. Caswell J. L., Lerche I. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1979, 187, p. 201.
17. Julien P. F., Helmken H. F. — *Nature*, 1978, 272, p. 701.
18. Maraschi L., Markert T., Apparao K. M. V. et al. — *Nature*, 1978, 272, p. 679.
19. Col M. J., Quenby J. J., Engel A. R. — *Nature*, 1978, 274, p. 343.
20. Шкловский И. С. *Сверхновые звезды*. М.: Наука, 1976.
21. Wilson A. S., Weiler K. W. — *Astron. and Astrophys.*, 1976, 53, p. 89.
22. Кукаркин Б. В., Холопов П. Н., Ефремов Ю. Н. и др. *Общий каталог переменных звезд*, т. I. М.: Наука, 1969.

УДК 524.1

**НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ 10^{12} эВ
ОТ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА Cyg X-3
НА ТЯНЬ-ШАНЬСКОЙ УСТАНОВКЕ
В ТЕЧЕНИЕ 1977 и 1978 гг.**

Дж. Б. Муканов

Дано описание установки для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней, работающей на высокогорной (3300 м над уровнем моря) станции ФИАН. Приводятся результаты наблюдений рентгеновского источника Cyg X-3 в 1977—1978 гг. Они свидетельствуют о наличии периодической составляющей потока от этого источника. По данным 1977 г. поток в фазовом интервале 0,130—0,185 4,8-часового периода равен $(4,0 \pm 1,0)\%$ от фона космических лучей. По материалам 1978 г. с учетом эффекта Доплера для фазового интервала 0,157—0,212 поток равен $(4,29 \pm 2,72)\%$, а для фазового интервала 0,768—0,823 — $(3,6 \pm 1,81)\%$ от фона космических лучей.

THE OBSERVATIONS OF GAMMA-RAY FLUX WITH ENERGY 10^{12} eV FROM X-RAY SOURCE Cyg X-3 AT THE TIAN-SHAN INSTALLATION DURING 1977—1978, by J. B. Mukanov. — Tian-Shan high level (~ 3300 m above s. l.) installation of Lebedev Physical Institute for detection of Cherenkov flashes of Extensive Atmospheric Showers (EAS) is described. The results of observations of the X-ray source Cyg X-3 during 1977—1978 are presented. There are evidences of the existence of periodic component of γ -ray flux from this object. In 1977 the flux of 4.8-hour period in $0.130 \div 0.185$ phase interval is equal to 4.0 ± 1.0 per cent of cosmic ray background. The flux for 1978 data in phase interval $0.157 \div 0.212$ is equal to 4.29 ± 2.72 per cent and in $0.768 \div 0.823$ phase interval to 3.6 ± 1.8 per cent of cosmic ray background, where the Doppler-shift due to the Earth orbital motion is taken into account.

Исследования гамма-излучения вообще и в области гамма-квантов с энергиями более 10^{12} эВ в частности могут дать ответы на некоторые кардинальные вопросы современной астрофизики. Особый интерес вызывает вопрос о происхождении космических лучей. Гамма-астрономия может внести существенный вклад в решение этой проблемы, так как гамма-излучение генетически связано с космическими лучами и в отличие от последних позволяет по направлению прихода определить направление на источник.

Однако регистрация гамма-излучения встречается с определенными трудностями. Прежде всего это фон космических лучей, который в области $> 10^{12}$ эВ на несколько порядков превышает само гамма-излучение. Однако это соотношение можно несколько улучшить в случае наблюдения дискретных источников методом сканирования. На нашей установке кроме этого метода наблюдений возможен и другой, который основан на разделении ливней, инициируемых гамма-квантами, от ливней, инициируемых протонно-ядерной компонентой космических лучей. Дело в том, что в ливнях, инициируемых гамма-квантами, μ -мезоны практически отсутствуют. Для регистрации мезонов нами была использована комплексная установка по изучению широких атмосферных ливней (ШАЛ) на Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАН. Эта установка предназначена для изучения ливней с энергией $> 10^{14}$ эВ.

Использование этого метода предопределило построение схемной части установки.

Было создано три независимых канала регистрации с разными энергетическими порогами. По каналу максимальной чувствительности (энергетический порог $\sim 5 \cdot 10^{12}$ эВ) использовался только принцип анизотропии в приходе ливней. Эти данные записывались на самописце. Данные по двум другим каналам (энергетические пороги $\sim 5 \cdot 10^{14} - 10^{15}$ эВ) записывались на магнитной ленте с последующей обработкой их на ЭВМ «Наири-2». Используя эти принципы, мы проводили наблюдения некоторых возможных источников гамма-излучения с июля 1976 г. Ниже приводятся результаты наблюдений Суг X-3 только по каналу максимальной чувствительности в течение 1977 и 1978 гг.

Рентгеновский источник Суг X-3 является переменным. Кроме того, в [1, 2] было показано, что в радиодиапазоне вспышки излучения происходят несколько раз в год. В [3] обнаружен всплеск гамма-излучения 8 и 9.IX 1972 г., который превысил фон на $20 \pm 4\%$. В [4] показано, что, кроме всплесков, гамма-излучение Суг X-3 носит периодический характер с периодом, равным или кратным $T = 0,199682$ суток, и, кроме того, наблюдаются спорадические возрастания интенсивности гамма-излучения. Эти результаты подтверждаются в [5].

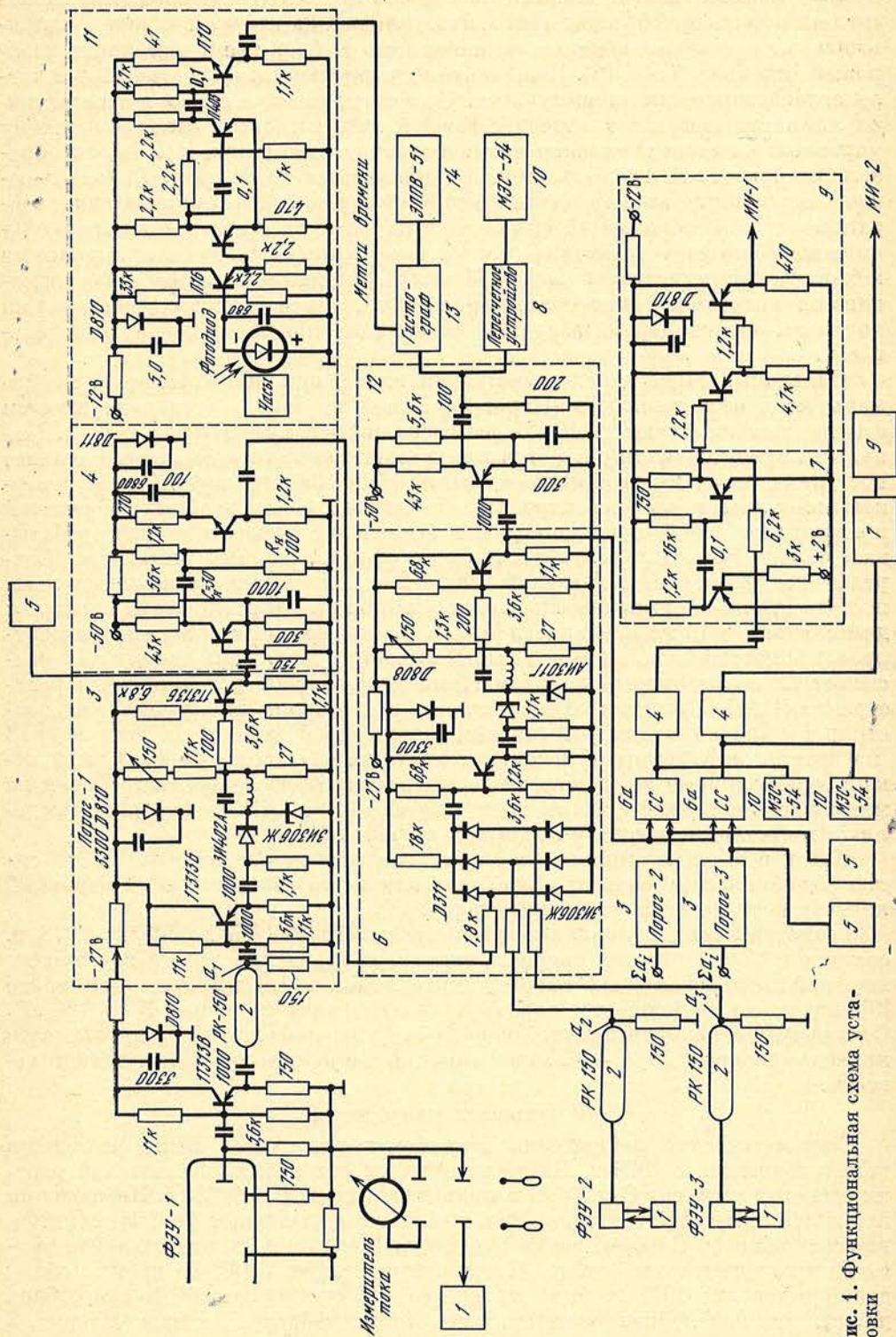
Ниже приводятся результаты обнаружения потока гамма-излучения, равного $1,6 \cdot 10^{-10}$ квант/см²·с (1977 г.), который в общем подтверждает периодичность гамма-излучения Суг X-3.

Аппаратура

Тянь-Шаньская установка для регистрации черенковских вспышек ШАЛ представляет собой азимутальный телескоп, состоящий из трех полуметровых параболических зеркал, жестко связанных между собой и находящихся на одном поворотном устройстве. Поворотное устройство позволяет ориентировать ось телескопа в заданном направлении с ошибкой, не превышающей $\pm 0,25^\circ$ по обеим координатам (по азимуту и высоте).

В фокусе параболоидов установлены выносные блоки с ФЭУ-52. Фокусное расстояние зеркал равно 650 мм. Выносные блоки помещались внутри массивных металлических кожухов для предотвращения влияния магнитного поля Земли. Кожухи по необходимости размагничивались. Для предотвращения «запотевания» зеркала обдувались теплым воздухом.

Функциональная схема установки представлена на рис. 1. На установке используются ФЭУ-52 с мультищелочным катодом. Рабочее напряжение 1600—1700 В, при этом ток делителя напряжений, подаваемых на диоды, составляет 1,3—1,5 мА. Анодный ток, определяемый фоном ночного неба, равен приблизительно 200—250 мкА. Время нарастания импульса на аноде ФЭУ от короткой световой вспышки не больше 6—8 нс. В выносном блоке расположен эмиттерный повторитель, который служит для согласования выхода фотоумножителя с высокочастотным кабелем РК-150. Импульсы по линии связи (блок 2) поступают на три независимых пороговых устройства (блок 3), имеющих разные радиотехнические пороги (Порог-1, Порог-2, Порог-3). Пороговые устройства представляют собой быстродействующие одновибраторы на туннельных диодах и эмиттерных повторителях для согласования схем. Импульсы на выходе пороговых устройств имеют длительность около 10 нс. Далее по каналу максимальной чувствительности (Порог-1) импульсы поступают через формирователь мощных импульсов (блок 4) на схему тройных совпадений. Этот формирователь собран на транзисторе П416, работающем в лавинном режиме [6, 7]. На выходе импульсы имеют длительность 10—12 нс и амплитуду около 10 В. Схема тройных совпадений (блок 6) работает по принципу переключающихся диодов. Разрешающее время около 12 нс. Импульсы после совпадений поступают через формирующие каскады (блоки 4 и 12) на схему гистографа (блок 13). Формирователь (блок 12) также собран на транзисторе П416 в лавинном режиме (аналогичном формирова-



телю блок 4—1, но с существенно большей длительностью и амплитудой выходных импульсов). Гистограф состоит из преобразователя «код—аналог», схемы управления и пишущего потенциометра ЭППВ-51. Преобразователь «код—аналог» преобразует число поступивших на вход импульсов в напряжение, которое затем подается на самописец. В блок-схеме самописец изображен отдельно (блок 14). Положение каретки самописца соответствует числу зарегистрированных импульсов. Схема управления позволяет регистрировать число импульсов в течение каждой минуты. Метки времени на схему управления выдает специальное часовое устройство (блок 11). Таким образом, на бумажной ленте самописца записывается гистограмма, показывающая число импульсов за одноминутный интервал. С формирователя отобранные схемой совпадений импульсы поступают на гистограф и параллельно на пересчетное устройство (блок 8) с коэффициентом пересчета 2, далее на механический регистратор МЭС-54 (блок 10). По показаниям МЭС-54 осуществляется визуальный контроль. Кроме того, через блок 5 осуществляется контроль частотомером «загрузки» в каналах максимальной чувствительности.

Описанный выше канал регистрации имеет, как было отмечено, максимальную чувствительность (Порог-1). Дополнительно в установке имеется еще два канала с существенно более высокими порогами (Порог-2 и -3). Импульсы, сформированные пороговыми устройствами (блок 3) в этих каналах, поступают на схему двойных совпадений (блок 6а). На другой вход поступают импульсы после схемы тройных совпадений. Схема двойных совпадений представляет собой одновибратор на туннельном диоде, который срабатывает только при одновременном приходе сформированных импульсов. Разрешающее время схем совпадений около 12 нс. Далее совпадающие импульсы поступают на формирователь мастер-импульса, формирующий импульс длительностью 15 мс и амплитудой 8 В. Мастер-импульс поступает на центральный мастер-блок, который вырабатывает управляющие импульсы и рассылает их по различным каналам общей комплексной установки для регистрации ШАЛ. При этом осуществляется кодирование информации, зарегистрированной каналами регистрации комплексной установки, запуск МЭЗ (магнитная электрозапись) и электронного коммутатора с последующей поканальной записью информации на узкую магнитную ленту. Записанная на магнитной ленте информация после обработки на ЭВМ позволяет определить, в частности, число μ -мезонов в данном ливне.

Как и в [8], нами применена стабилизация анодного тока ФЭУ. Эта система стабилизации служит в основном для исключения влияний вариаций яркости ночного неба на анодный ток ФЭУ.

Геометрический половинный угол приемного конуса до июля 1978 г. составлял $1^\circ,9$. При этом скорость счета в направлении зенита в условиях хорошей прозрачности атмосферы достигала 45 мин^{-1} . Оцененная нами ранее [9] пороговая энергия для нашей установки равна примерно $5 \times 10^{12} \text{ эВ}$. С июля 1978 г. половинный угол конуса был уменьшен до $1^\circ,5$. Скорость счета ливней снизилась до $20\text{—}25 \text{ мин}^{-1}$ при той же энергетической чувствительности.

Результаты наблюдений

Систематические наблюдения возможных источников гамма-излучения нами проводятся с 1976 г. Далее приводятся результаты наблюдений рентгеновского источника Суг X-3 в течение двух лет, 1977—1978 гг. Наблюдения проводились методом сканирования, т. е. вначале измерялся фон, затем источник и снова фон. С целью исключения материала плохого качества был проведен предварительный отбор. Метод отбора описан в [9]. За время наблюдений в течение 1977 г. было проведено 112 сканирований. После отбора данных для дальнейшего рассмотрения было оставлено 72 скана. На рис. 2 изображен суммарный ход интенсивности счета ливней для этих сканов. По этим данным получено, что превышение темпа счета в направлении на источник составляет $(2,77 \pm 0,54)\%$ от фона космических лучей. В [4, 5, 10]

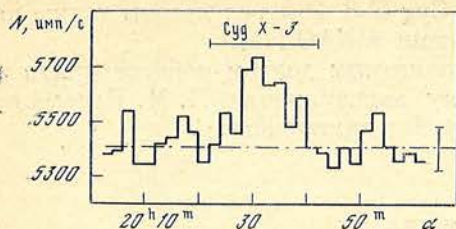


Рис. 2. Скорость счета ливней N в зависимости от прямого восхождения α по данным 1977 г.

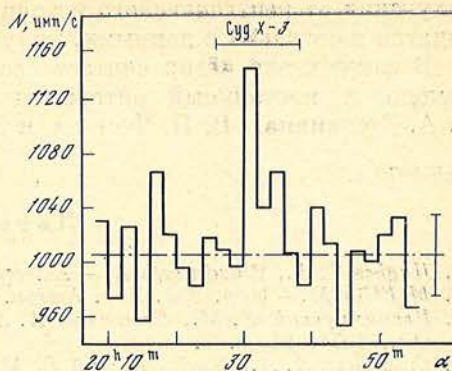


Рис. 3. Скорость счета ливней в зависимости от прямого восхождения для «благоприятных фаз» по данным 1978 г.

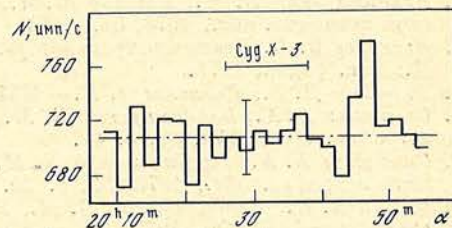


Рис. 4. Скорость счета ливней в зависимости от прямого восхождения вне «благоприятных фаз» наблюдений по данным 1978 г.

обнаружена периодическая составляющая для Cyg X-3 в гамма-диапазоне ($> 10^{12}$ эВ). Как и в рентгеновском диапазоне, период излучения составляет $0,199684 \pm 2 \cdot 10^{-6}$ дня. В гамма-диапазоне наблюдаются два пика. В дальнейшем для удобства мы будем называть их «благоприятными фазами» для наблюдений. Основной пик лежит в интервале фаз 0,130—0,185, если за нулевую фазу принять $JD_{\min} = 2441582,874$. Второй пик не является достаточно надежно установленным. Этот пик лежит в интервале фаз 0,740—0,795. В измерениях 1977 г. источник Cyg X-3 был просканирован 19 раз в интервале фаз (0,130—0,185). Обработка этих данных показывает, что в направлении на источник избыток над фоном составляет $(4,0 \pm 1,0)\%$. Абсолютное значение потока излучения в благоприятную фазу равно $\sim 1,6 \cdot 10^{-10}$ квант/см²·с.

В 1978 г. были продолжены наблюдения Cyg X-3, причем по возможности проводились наблюдения в моменты «благоприятных фаз». Моменты благоприятных фаз были в последующем уточнены. С учетом эффекта Доплера измерения в 1978 г. проводились в интервале фаз 0,157—0,212 (основной пик) и 0,768—0,823 (второй пик). В наблюдениях 1978 г. в аппаратуре, за исключением уменьшения поля зрения детекторов, не было никаких изменений. За этот год было проведено 58 сканирований. После отбора данных, проведенного прежним методом, осталось 48 сканов. Из них 9 сканов попадают в интервал фаз 0,157—0,212; 19 сканов в интервал фаз 0,768—0,823 и 20 сканов вне этих интервалов фаз.

На рис. 3 представлен временной ход скорости счета ливней для суммы сканов, вошедших в благоприятные фазовые интервалы, а на рис. 4 — временной ход скорости счета ливней вне этих фазовых интервалов. Из рассмотрения рис. 3 видно, что при прохождении объекта Cyg X-3 через поле зрения детектора наблюдается повышение скорости счета. Средняя амплитуда эффекта составляет $(3,81 \pm 1,50)\%$ от фона космических лучей. Причем более тщательное рассмотрение данных показывает, что избыток наблюдается для каждого из выделенных фазовых интервалов. Для первого фазового интервала (0,157—0,212) амплитуда равна $(4,29 \pm 2,72)\%$, а для второго (0,768—0,823) — $(3,6 \pm 1,81)\%$. В свою очередь рассмотрение рис. 4 показывает, что вне выделенных фазовых интервалов эффект повышения скорости счета с точностью до ошибок измерений отсутствует.

Таким образом, наблюдательные данные 1978 г. подтверждают результаты, полученные в 1977 г., о наличии периодической составляющей потока

излучения от рентгеновского источника Cug X-3. Эти результаты также находятся в согласии с данными, полученными в КАО [11].

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить за помощь и постоянный интерес к этому эксперименту Н. М. Нестерову, А. А. Степаняна, В. П. Фомина и Б. М. Владимирского.

Май 1979 г.

Литература

1. Hughes V. A., Waadsworth A. — *Astrophys. J.*, 1974, 191, p. 749.
2. McEllin M. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1975, 170, p. 1.
3. Владимирский Б. М., Степанян А. А., Фомин В. П. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1974, 51, с. 3.
4. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1976, 55, с. 157.
5. Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А., Фомин В. П. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1978, 58, с. 44.
6. Дьяконов В. П. Лавинные транзисторы и их применение в импульсных устройствах. М.: Сов. радио, 1973.
7. Али-Заде Д. Г., Дьяконов В. П. — *ПТЭ*, 1970, 2, с. 108.
8. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Павлов И. В., Фомин В. П. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1971, 43, с. 42.
9. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1975, 53, с. 29.
10. Фомин В. П., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1975, 53, с. 59.
11. Нешпор Ю. И., Зыскин Ю. Л., Владимирский Б. М. и др. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1979, 61.

УДК 524.1

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПЕРИОДА 4,8 ч ИСТОЧНИКА Cyg X-3

Ю. И. Нешпор, Ю. Л. Зыскин

Проводится анализ данных наблюдений потока гамма-квантов с энергией $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ от источника Cyg X-3, полученных в 1972—1978 гг. в Крымской астрофизической обсерватории. Показано, что период $\sim 4,8$ ч, по-видимому, изменяется со временем в пределах $-0,3 \cdot 10^{-9}$ с/с $< \dot{P} < 2,5 \cdot 10^{-9}$ с/с.

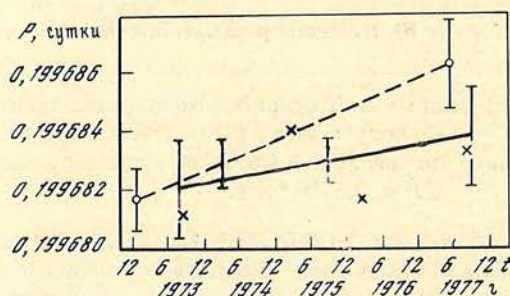
ON POSSIBLE CYG X-3 4,8 HOUR PERIOD VARIATION, by Yu. I. Neshpor, Yu. L. Zyskin. — The data of observations of gamma-ray quanta with the energy $2 \cdot 10^{12}$ eV from Cygnus X-3 obtained during 1972—1978 using the detectors of Crimean Astrophysical Observatory have been analysed. It is shown, that a period of ~ 4.8 hr apparently varies with time so, $-0.3 \cdot 10^{-9}$ s/s $< \dot{P} < 2.5 \cdot 10^{-9}$ s/s.

Интенсивное и длительное исследование источника Cyg X-3 в широком диапазоне частот позволило обнаружить ряд интересных его особенностей. Так, в радиодиапазоне была зарегистрирована сильная переменность, интенсивность излучения в некоторых всплесках возрастала в тысячи раз. В инфракрасном, рентгеновском и гамма-диапазонах обнаружена периодическая составляющая с периодом 4,8 ч.

Используя данные о рентгеновском излучении 1970—1972 гг., полученные на спутнике UHURU, а также данные 1974—1975 гг. спутника ANS, авторы [1] определили период 4,8 ч с высокой точностью и дают следующие значения периода $P = 0,1996814 \pm 5 \cdot 10^{-7}$ суток. В [2] на основании шестилетних измерений 1972—1977 гг. потока гамма-квантов в диапазоне сверхвысоких энергий $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ получено численное значение периода гамма-излучения $P = 0,199683 \pm 1,0 \cdot 10^{-6}$ суток. Видим, что результаты [1] и [2] в пределах ошибок определения периода хорошо согласуются между собой.

Длительное время наблюдений источника Cyg X-3 позволило поставить вопрос о проверке гипотезы изменения его периода со временем. Авторы [1], используя данные, полученные на протяжении пяти лет, приводят лишь верхний предел для величины скорости изменения периода, а именно, они считают, что $\dot{P} \leq 8,7 \cdot 10^{-9}$ с/с. В дальнейшем на основании данных (1970—1977 гг.) о рентгеновском излучении, полученных на различных спутниках, и в предположении линейного закона изменения периода со временем в [3] найдено численное значение скорости изменения периода со временем $\dot{P} = (2,83 \pm 0,67) \cdot 10^{-9}$ с/с, т. е. в три раза меньше, чем это получено в [1]. Однако следует отметить, что световая кривая периодической составляющей в рентгеновском диапазоне имеет вид искаженной синусоиды — относительно медленный подъем и более быстрый спад до минимальной интенсивности. Определение величины $\dot{P}$ в [3] проводилось путем сопоставления моментов минимумов по данным трех различных спутников. В [3] были использованы данные следующих спутников: 1970—1972 гг. — спутник UHURU, 1974—1975 гг. — спутник ANS, 1977 г. — спутник COS - B, т. е. очень неодно-

родный материал. Измерения рентгеновского излучения проводились в различных энергетических диапазонах: 2—6; 1,4—7,2; 2—12 кэВ соответственно. Известно, что форма световой кривой и положение минимума периодической составляющей на фазовой гистограмме зависят от энергетического диапазона рентгеновского излучения. Следовательно, моменты минимумов могут быть различными на один и тот же период наблюдений. Поскольку эти моменты определялись по разным данным (разные энергетические диапазоны) и в разное время, то возможен сдвиг минимума рентгеновского излучения на фазовой гистограмме на несколько сотых периода. Такое отличие может привести к изменению в оценке $\dot{P}$ в несколько раз, поэтому к величине $\dot{P} = 2,83 \cdot 10^{-9}$ с/с [3] необходимо отнестись с некоторой осторожностью. Поскольку в гамма-излучении также обнаружена периодическая



Зависимость периода от времени

Штриховая прямая — данные [3]; сплошная прямая и крестики — настоящая работа

составляющая с периодом, совпадающим с рентгеновским, то несомненно представляет интерес рассмотреть вопрос об изменении периода 4,8 ч со временем, но уже в гамма-диапазоне на однородном материале, полученном на протяжении шести лет.

В Крымской астрофизической обсерватории наблюдения источника Суг Х-3 проводятся в области гамма-излучения сверхвысоких энергий $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ методом регистрации черенковских вспышек [4] с 1972 г. по настоящее время. Аппаратура, методика наблюдений и отбора данных подробно описаны в [2, 4, 5]. Отметим, что наблюдения в 1978 г. проводились по той же методике, что и в 1977 г. [2]. Всего за время с 1972 по 1978 г. нами проведено 1537 сканирований, что составило 250 ч непрерывных наблюдений источника Суг Х-3. Методика обработки данных с целью выяснения вопроса об изменении периода 4,8 ч заключалась в следующем. На основании предыдущих результатов [2] известно, что излучение периодической составляющей в гамма-диапазоне ($E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ) сосредоточено в довольно узком интервале фаз $\sim 20^\circ$ и что на фазовой гистограмме имеют место два статистически достоверных отклонения, причем вероятность случайного отклонения первого пика составляет $3 \cdot 10^{-7}$ (этот интервал фаз в дальнейшем будем называть благоприятным). С учетом этого методом, предложенным в [2], находилась для каждого года в отдельности гистограмма распределения амплитуды эффекта в зависимости от фазы. Весь период разбивался на 18 равных интервалов. Из рассмотрения гистограмм распределения амплитуды эффекта (или величины A/σ) за каждый год в отдельности видно, что в момент благоприятной фазы имеет место узкий пик (шириной 20°) излучения периодической составляющей. Далее для каждого года на средний момент времени наблюдений определялось время этого пика. (Регистрация гамма-квантов в момент излучения периодической составляющей в 1973 и 1977 гг. не проводилась, так как этот момент приходился на неблагоприятное для наблюдений время.) Затем по данным о временном положении пика периодической составляющей для двух соседних лет определялось среднее значение периода

в предположении, что величина его должна быть близка к значению, определенному по данным всех лет.

На рисунке крестиками представлены значения периодов, определенные по данным 1972 и 1974 гг.; 1974 и 1975 гг.; 1975—1976 гг. и 1976 и 1978 гг. соответственно. Значение периода отнесено на средний между соответствующими годами момент времени. Полагаем, как и в [3], что период изменяется со временем по линейному закону

$$P(t) = P_0 + \dot{P}(t - t_0), \quad (1)$$

t_0 — момент нулевой эпохи.

Методом наименьших квадратов с учетом ошибки (веса) каждой точки найдено, что $P_0 = 0,1996817 \pm 7 \cdot 10^{-7}$ суток, $\dot{P} = (1,1 \pm 1,4) \cdot 10^9$ с/с (на рисунке непрерывная прямая). На рисунке представлена также зависимость изменения периода со временем по данным [3]. Вертикальными отрезками указаны величины ошибок. Из рисунка видно, что результаты [3] и наши не противоречат друг другу. Поскольку величина $\dot{P}$ [3] может быть завышена из-за измерений в разных энергетических диапазонах, можно полагать, что величина $\dot{P} = 1,1 \cdot 10^{-9}$ с/с ближе к реальной.

Оценим теперь влияние величины $\dot{P}$ на распределение амплитуды эффекта (потока гамма-излучения) на фазовой гистограмме, построенной по всему массиву данных. С этой целью для трех значений $\dot{P}$, $\dot{P} = 0, 1,1 \cdot 10^{-9}$ с/с и $2,83 \cdot 10^{-9}$ с/с, был построен участок спектра мощности (зависимость величины дисперсии фазовой гистограммы от периода).

В гелиоцентрической системе (поправка только за счет орбитального движения Земли) выражение (1) запишется в виде

$$P(t) = P_0 [1 + k(t - t_0)] \{1 + AB \sin [B(t - t_0)]\},$$

где $t_0 = \text{J. D. } 2441550,533$, $k = \dot{P}/P_0$, $A = -0,0031497$ суток, $B = 0,017214$ суток $^{-1}$. A и B — постоянные коэффициенты, связанные с переходом к гелиоцентрическому моменту.

Тогда выражение для определения фазы периодического излучения источника можно записать в виде

$$F(t) = \frac{t - t_0 - A}{P_0} + \frac{A}{P_0} \cos [B(t - t_0)] - \frac{k(t - t_0)^2}{2P_0},$$

членами высшего порядка малости пренебрегли.

Затем был построен спектр мощности в ограниченном диапазоне периодов для всех трех значений $\dot{P}$ в зависимости от P_0 . Из анализа полученных результатов следует, что в спектре мощности для каждого значения $\dot{P}$ имеется острый пик, причем наиболее узкий для $\dot{P} = 1,1 \cdot 10^{-9}$ с/с. Для сравнения приведем полуширины этих пиков на высоте 0,7 от максимального значения дисперсии:

$$\dot{P} = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ с/с}, \quad \Delta P = 4 \cdot 10^{-7} \text{ суток},$$

$$\dot{P} = 0, \quad \Delta P = 8 \cdot 10^{-7} \text{ суток},$$

$$\dot{P} = 2,83 \cdot 10^{-9} \text{ с/с}, \quad \Delta P = 11 \cdot 10^{-7} \text{ суток}.$$

Заметим также, что величина дисперсии в максимуме пика для $\dot{P} = 2,83 \cdot 10^{-9}$ с/с значительно меньше, чем это имеет место для $\dot{P} = 0$ и $\dot{P} = 1,1 \cdot 10^{-9}$ с/с. Из сопоставления полуширин пиков и их максимальной дисперсии можно заключить, что для рассмотренных трех величин $\dot{P}$ значение $\dot{P} = 1,1 \cdot 10^{-9}$ с/с наилучшим образом соответствует нашим данным. Таким образом, на основании анализа данных за 1972—1978 гг. мы приходим к заключению, что период 4,8 ч гамма-излучения сверхвысоких энергий $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ, по-видимому, изменяется со временем. Величина скорости изменения периода находится в пределах $-0,3 \cdot 10^{-9} \text{ с/с} < \dot{P} < 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ с/с}$.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному и А. А. Степаняну за советы и замечания при обсуждении статьи.

Апрель 1979 г.

Литература

1. *Parsignault D. K., Schreier E., Grindlay J., Gursky H.*— *Astrophys. J. Lett.*, 1976, 209, p. L73.
2. *Neshpor Yu. I., Stepanian A. A., Fomin V. P. et al.*— *Astrophys. Space Sci.*, 1979, 61, p. 349.
3. *Manzo G., Molteni D., Robba N. R.*— *Astron. and Astrophys.*, 1978, 70, с. 317.
4. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.*— *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1975, 53, с. 29.
5. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.*— *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1976, 55, с. 157.

УДК 522.2

ОПТИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП ДИАМЕТРОМ 25 м
С СОСТАВНЫМ ГЛАВНЫМ ЗЕРКАЛОМ

Н. В. Стешенко

Рассматривается вариант оптического телескопа диаметром 25 м с составным главным зеркалом. Телескоп может состоять из ~500 ситалловых зеркал диаметром 1,2 м каждое, автоматически управляемых и строящих единое изображение с концентрацией 70—80% энергии в кружке диаметром 0,4—0,5. Вкратце описана принципиальная схема монтажа телескопа.

THE OPTICAL TELESCOPE WITH A MAIN MOSAIC MIRROR OF 25 m IN DIAMETER, by N. V. Steshenko. — The scheme of the optical telescope with a mosaic main mirror of 25 m in diameter is considered. The telescope can consist of about 500 of 1.2 m sitall mirrors that are automatically controlled and construct an image with an energy concentration of 70—80% within a spot of 0.4—0.5 in diameter. The principle scheme of a telescope's mechanics is shortly described.

1. В настоящее время, после создания телескопа диаметром 6 м, практически достигнут предел в сооружении крупных телескопов со сплошным (цельным) главным зеркалом. Возможно, в будущем будут созданы телескопы с такими же зеркалами диаметром 8—10 м, но вряд ли в обозримом будущем будет технологически возможным и целесообразным изготовление сплошного оптического зеркала диаметром больше 10 м. Однако уже сейчас есть целый ряд астрономических задач, требующих применения телескопов существенно большего размера, чем 6-м телескоп. Несомненно, что с каждым годом число таких задач будет увеличиваться.

Несколько лет назад были начаты поисковые работы, направленные на создание телескопов нового типа, обладающих большой входной апертурой, но не требующих слишком крупных оптических элементов. М. И. Гвоздев, Н. А. Димов и др. [1] предложили принципиальную схему телескопа с составным (мозаичным) главным зеркалом. Каждый элемент этого зеркала управляется с помощью вспомогательного лазерного пучка так, что все элементарные зеркала создают единое некогерентное изображение. Созданный впервые по этому принципу оптический телескоп АСТ-1200 установлен в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [2]. Главное зеркало телескопа состоит из семи отдельных элементов — ситалловых шестигранников размером 0,4 м (расстояние между гранями 2 мм). Таким образом, эквивалентный диаметр телескопа составляет 1,2 м.

Уже первые исследования телескопа, выполненные как в лаборатории, так и непосредственно по звездам, показали, что его разрешающая способность составляет 0",5, т. е. ненамного хуже дифракционного разрешения элементарного зеркала, а сведение изображений в единый фокус осуществляется с точностью около 0",2.

2. В настоящее время в Национальной обсерватории Китт-Пик в США и в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР ведутся научные разработки, связанные с созданием телескопов нового поколения, имеющих эквивалентный диаметр зеркала около 25 м [3—5]. Помимо чисто конструктор-

ских и инженерных проблем, большое внимание уделяется выбору оптической схемы и качеству изображения, даваемого таким телескопом, а также выбору места установки телескопа с атмосферным дрожанием меньше $1''$. Оптика телескопа должна обеспечить концентрацию 80% энергии в кружке диаметром не более $1''$. Для задач, требующих более высокого углового разрешения, влияние остаточных aberrаций телескопа и искажений, вносимых земной атмосферой, может быть исключено путем специальной обработки изображения или методом компенсации искажений.

3. Телескоп диаметром 25 м собирает в 17 раз больше света, чем 6-м телескоп, поэтому он обладает огромными возможностями для исследования слабых объектов и выполнения тех наблюдательных задач, для решения которых даже современные самые крупные телескопы недостаточны как по причине малой площади зеркала, так и по причине низкого временного разрешения.

К таким задачам относится спектральный анализ излучения и исследование характера переменности слабых нестационарных объектов (вспыхивающих карликовых звезд, рентгеновских источников и пульсаров, сверхновых на ранней стадии, активных ядер галактик и радиогалактик, лацертид, квазаров и т. п.) для выяснения природы нестационарности этих объектов, а также исследование спектров стационарных, но крайне удаленных и поэтому очень слабых объектов с целью выяснения структуры Вселенной и ее эволюции в максимально возможном космологическом объеме.

С телескопом диаметром 25 м возможно обнаружение предельно слабых объектов, имеющих блеск, соответствующий 28^m , а в исключительно удачных случаях даже 29^m (1% над фоном неба). Это позволит отождествить с оптическими источниками новые слабые радиоисточники и источники рентгеновского излучения, что очень важно как для понимания природы самих объектов, так и для понимания структуры Вселенной. Для крайне далеких объектов, т. е. объектов, возникших в самый начальный период жизни Вселенной, из-за большого красного смещения фактически можно вести исследование их ультрафиолетовой области спектра вплоть до лаймановского предела ($912 \text{ \AA}$) и короче, что чрезвычайно важно для понимания процессов мощного энерговыделения в столь молодых объектах.

25-м телескоп сыграет большую роль в развитии планетной астрономии. Полученные с его помощью спектры планет со спектральным разрешением, недоступным до сих пор в наблюдательной практике, позволят детально исследовать не только физико-химический состав атмосфер планет, но и получить самые полные сведения о движениях вещества в их атмосферах, о вращении атмосфер и вращении самих планет; позволят выяснить природу астероидов, их структуру и химический состав. Обладая большой апертурой, такой телескоп будет способен получать информацию для объектов средней яркости за очень короткое время, измеряемое долями секунды, что позволит вести исследование структуры газовых оболочек звезд и внегалактических источников, используя для этого покрытие их Луной. Особый интерес представляют также наблюдения не загоравшихся еще холодных звезд и звездообразных источников «лазерного» излучения, погруженных в газово-пылевые глобулы.

С вводом в действие такого телескопа появится возможность исследовать планеты не только Солнечной системы, но и вести поиски планетных систем вокруг ближайших к нам звезд. Наблюдения планет, холодных звезд и межзвездного пространства в ближней инфракрасной и субмиллиметровой областях расширят наши представления о наличии органических соединений в космосе. Заметим, что для этих диапазонов длин волн телескоп будет давать дифракционное изображение.

Большой интерес представляет задача фотометрического и спектрального исследования окрестностей галактик и квазаров, а также межгалактической среды для обнаружения там заметного количества материи в виде звезд или газовых облаков. Наблюдаемое значение средней плотности материи во Вселенной играет большую роль в вопросах космологии.

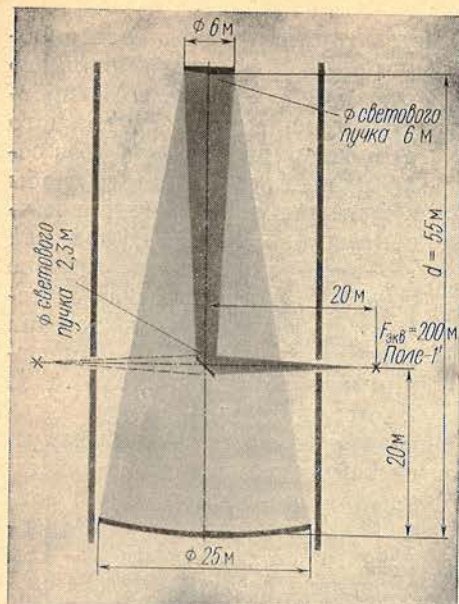


Рис. 1. Возможная оптическая схема телескопа

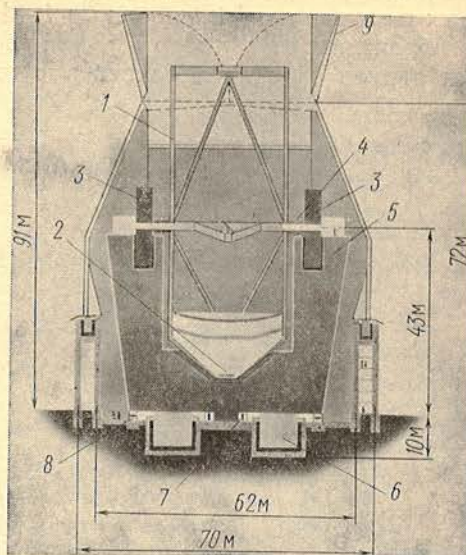


Рис. 2. Разрез телескопа с вертикально расположенной трубой

1 — труба телескопа, 2 — опорный элемент системы союстировки зеркал, 3 — поплавки для разгрузки веса трубы, 4 — точные подшипники горизонтальной оси телескопа, 5 — вилка телескопа, 6 — кольцевой понтон для разгрузки веса всей подвижной части телескопа, 7 — гидростатический подшипник, 8 — точный кольцевой погон, 9 — створки башни

Использование предложенного в 1970 г. Лаберье [6] метода так называемой спекл-интерферометрии, а также дальнейших модификаций этого метода дает возможность получить с телескопом диаметром 25 м разрешение 0,005 при обычном качестве изображения 1—2", обусловленном аберрациями телескопа и неоднородностью земной атмосферы. Применение этого метода делает возможным исследование структуры многочисленных интереснейших объектов — тесных двойных и кратных звезд, рентгеновских источников и возможных кандидатов в черные дыры, ядер галактик и квазаров. Наблюдение звездных дисков даст возможность по-новому подойти к исследованию звездных атмосфер, изучать звездную активность аналогично тому, как в настоящее время исследуется активность Солнца. Деинти [7] и Роддьер [8] показали, что метод спекл-интерферометрии успешно может быть применен для слабых объектов вплоть до 14—16^m, если обрабатывать по несколько тысяч спекл-интерферограмм. Если же требуется оценить только диаметр звезды или разделить компоненты двойной (кратной) системы и определить позиционный угол компонентов, использование большого телескопа даст возможность не только повысить его разрешающую способность, но также позволяет увеличить отношение сигнал/шум пропорционально увеличению диаметра телескопа, т. е. с увеличением размера телескопа одновременно растут и разрешающая способность и проникающая сила [9].

4. Оптическая схема большого телескопа должна удовлетворять всем требованиям, предъявляемым к современным телескопам, и обеспечить успешное решение наиболее важных и специфичных для такого телескопа задач. Все элементы оптики должны быть строго аттестованы с применением современной технологии.

Рассмотрение различных вариантов оптических схем показывает, что предфокальная система с главным сферическим зеркалом и вторичным выпуклым зеркалом, имеющим форму сплюснутого сфероида (или более сложную форму), наиболее проста в изготовлении и в то же время вполне удовлетворяет поставленным требованиям [5]. На рис. 1 показана возможная опти-

ческая схема телескопа. Главное зеркало состоит примерно из 500 ситалловых шестигранников площадью $1-1,2 \text{ м}^2$ каждый. Диаметр дифракционного изображения от каждого зеркала составляет около $0,3$. Система юстировки зеркал должна обеспечить суммирование интенсивностей от каждого

элементарного зеркала (без сохранения фазы). Для того чтобы в суммарном изображении концентрация света составляла 70—80% энергии в кружке $0,4-0,5$, автоматическая система юстировки зеркал должна обеспечить точность совмещения изображений около $0,1$. В принципе это может быть обеспечено, если в оптическую систему управления зеркалами ввести опорный жесткий элемент, выполненный из ситаллового диска диаметром 3—4 м, связанный юстировочными световыми пучками с каждым из элементарных зеркал. Такой опорный элемент удобно разместить с тыльной стороны главного зеркала. Это позволит убирать из трубы телескопа большую часть юстировочных световых пучков и обеспечить лучший доступ к ним во время наладки и обслуживания системы.

Разъюстировка элементарных зеркал может происходить из-за следующих причин: 1) изменения наклона зеркал по двум координатам, 2) сдвига зеркала в плоскости главного зеркала по отношению к оси телескопа из-за механических деформаций несущей конструкции и температурных изменений, 3) изменения расстояний элементарных зеркал от вторичного зеркала. Первые две причины рассогласования могут быть устранены наклоном зеркал (требуемая точность $\pm 0,05$), третья — фокусировкой. Метод спекл-интерферометрии требует, чтобы фокусное расстояние элементарных зеркал выдерживалось с точностью $\pm 5 \text{ мкм}$.

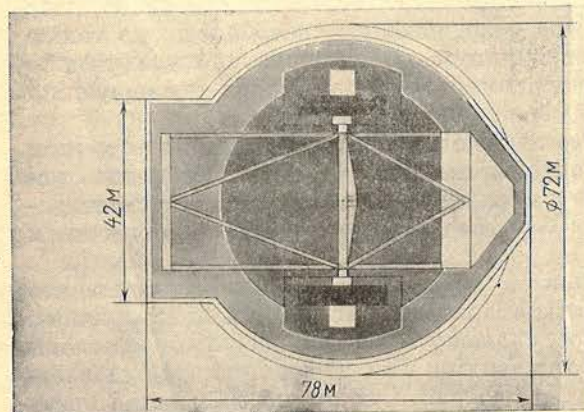
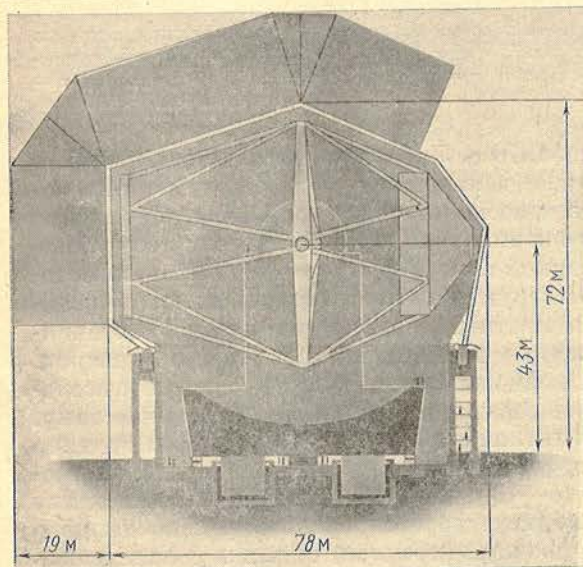
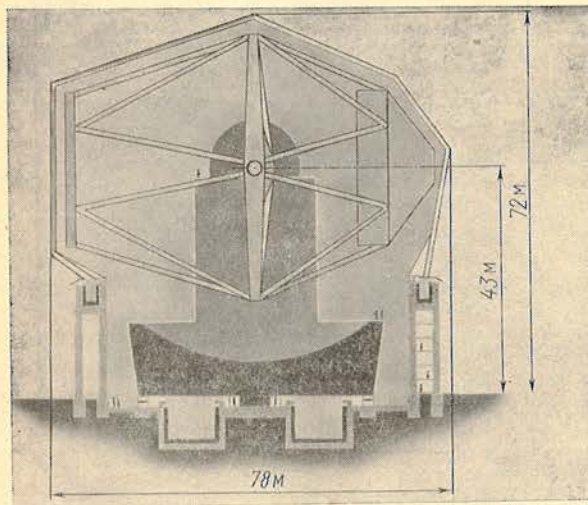


Рис. 3. Разрез телескопа в башне с закрытыми створками

Рис. 4. Разрез телескопа в башне с открытыми створками

Рис. 5. Горизонтальный разрез телескопа (вид сверху)

Оптика телескопа (главное, вторичное и диагональное зеркала) весит около 150 т, следовательно, вся труба телескопа будет весить около 1500—2000 т при длине трубы 70 м. Для такого телескопа наиболее подходящей будет альт-азимутальная установка, отлично зарекомендовавшая себя на 6-м телескопе [10]. На рис. 2 показан разрез одного из вариантов телескопа в башне при вертикальном положении трубы. Чтобы обеспечить нормальную работу подшипников горизонтальной оси телескопа, основной вес трубы может быть разгружен с помощью пустотелых поплавков (понтон), свободно плавающих в жидкости (например, в соляном растворе или другой незамерзающей жидкости). Точное положение оси определяется гидростатическими подшипниками, подобными по конструкции и размерам тем, что установлены на 6-м телескопе.

Если все металлические конструкции изготовить из стали, то вес трубы с вилкой будет составлять 4000—5000 т. Такой вес также должен быть разгружен с помощью кольцевого понтона, свободно плавающего в жидкости (аналогичная система предлагается в [3]). Точное удержание телескопа в горизонтальной плоскости может быть обеспечено центральным гидростатическим подшипником, а точная фиксация вертикальной оси — плоским гидростатическим погоном, расположенным по периметру вилки.

На рис. 3 показан разрез телескопа в башне (труба в горизонтальном положении) с закрытыми створками, а на рис. 4 — с открытыми створками. Для увеличения жесткости трубы размер ее сечения в плоскости вертикального движения в центральной части значительно больше, чем на краях. Открывающиеся створки башни обеспечат во время наблюдений хорошую ветрозащиту для телескопа. Горизонтальный разрез телескопа (вид сверху) приведен на рис. 5.

Автор благодарен В. Н. Пакулину, Н. П. Нехаеву и В. В. Гапееву за изготовление схем телескопа.

Апрель 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. Гвоздев М. И., Димов Н. А., Жерноклеев И. Л. и др. — УФН, 1973, 111, вып. 3, с. 558.
2. Basov N. G., Dimov N. A., Gvozdev M. I. et al. — In: Proc. Symp. The MMT and the Future of Ground-Based Astronomy, 1979, May 9, Tucson. (Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rep. 385)/Ed. by T. C. Weekes. p. 185.
3. Next Generation Telescope, Reports N 1—5 by Kitt Peak National Observatory, 1977—1978. Tucson.
4. Steshenko N. V. — In: Proc. Symp. The MMT and the Future of Ground-Based Astronomy, 1979, May 9, Tucson (Smiths. Astrophys. Obs. Spec. rep., 385)/Ed. by T. C. Weekes, p. 191.
5. Бурнашева Б. А., Гершберг Р. Е., Процик В. И., Стешенко Н. В. — Наст. том, с. 166.
6. Labeyrie A. — Astron. and Astrophys., 1970, 6, p. 85.
7. Dainty J. C. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, 169, p. 631.
8. Roddier F. — In: Proc. Imaging in Astronomy, 1975, June 18—21. Cambridge (U. S. A.).
9. Dainty J. C. — In: Proc. ESO Conf. Optical Telescopes of the Future, Geneva, 1977, 12—15 Dec., p. 43.
10. Иоаннисиани Б. К. — Земля и Вселенная, 1977, № 6, с. 48.

УДК 522.2

ВОЗМОЖНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ТЕЛЕСКОПА С ГЛАВНЫМ СФЕРИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ ДИАМЕТРОМ 20—25 м

Б. А. Бурнашева, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, Н. В. Стещенко

Рассмотрены возможности получения хорошего качества изображения ($\sim 1''$) в поле до $1'$ в двухзеркальной схеме оптического телескопа с главным сферическим зеркалом. Показано, что в принципе такая задача может быть решена при использовании вторичного зеркала с поверхностью выпуклого сплюснутого сфероида или несколько более сложной формы. Приводятся результаты вычислений методом точечных диаграмм размеров изображений в таких системах с главным зеркалом значительной светосилы. При создании крупных телескопов нового поколения с полным диаметром составного зеркала 20—25 м такая оптическая система имеет существенные преимущества перед классическими системами Кассегрена и Грегори как в отношении изготовления оптики, так и в отношении юстировки и контроля мозаичной поверхности главного зеркала.

A POSSIBLE OPTICAL SCHEME FOR A TELESCOPE WITH A MAIN SPHERICAL MIRROR OF 20—25 METERS IN DIAMETER, by B. A. Burnasheva, R. E. Gersherberg, V. I. Pronik, N. V. Steshenko. — Possibilities to obtain an $1''$ image of a point source within a field of $1'$ for a two-mirror optical telescope with a spherical main mirror are considered. It is shown that in principles such a task can be resolved by using a secondary mirror with a surface of an oblate convex spheroid or of some more complicated figure. Image sizes calculated by the ray tracing method for systems with main mirrors of $F/4.0$ — $F/2.2$ are given. For making a next generation large telescope with a main mirror diameter of 20—25 m these systems have essential advantages as compared with the classical Cassegrain and Gregory systems in both respects — the making of optics and the arranging and controlling of a mosaic surface of a main mirror.

За последние 15—20 лет в разных странах начали работать около десятка новых астрономических телескопов с диаметром зеркала от 2,5 до 6 м. Это стремительное увеличение «парка» крупных телескопов означает, в частности, что для достигнутого уровня технологического развития передовых стран создание 3—4-м оптического телескопа для наземных наблюдений превращается уже в рядовую техническую задачу и становится актуальной разработкой проектов телескопа следующего поколения, который должен быть существенно больше крупнейших современных инструментов.

Начиная с 1974 г. на обсерватории Китт Пик проводится систематический анализ различных вариантов проекта 25-м оптического телескопа, и результаты этого анализа публикуются в серии отчетов «Телескоп нового поколения». Один из рассмотренных вариантов носит радиоастрономическое название «полноповоротная чаша» (steerable dish), но является, по существу, вариантом классической оптической схемы Кассегрена—Грегори. При анализе этой системы в [1] основное внимание было уделено схеме, где главное зеркало имеет форму параболоида. Преимущества телескопа с главным параболическим зеркалом хорошо известны, и большинство существующих оптических телескопов имеют именно такие главные зеркала. Однако при рас-

смотреии проектов новых гигантских телескопов схема с главным сферическим зеркалом может оказаться предпочтительной.

Действительно, при современном уровне технологии зеркало диаметром более 6—8 м для наблюдений в оптическом диапазоне может быть сделано лишь составным из зеркал средней величины. Если 25-м зеркало составлять из 1,5—2-м элементов, то для такого сферического зеркала потребуется 200—300 одинаковых сферических зеркал, тогда как для параболического зеркала потребуется 5—7 различных типоразмеров внеосевых параболических элементов. Поскольку изготовление сферического зеркала несравненно проще изготовления внеосевого элемента асферического зеркала, то стоимость многоэлементного сферического зеркала будет гораздо ниже стоимости параболического зеркала того же размера. Далее, в составном зеркале из сферических элементов число степеней свободы при установке и юстировке каждого элемента на единицу меньше, чем в составном зеркале из асферических элементов, что упрощает систему контроля поверхности зеркала.

Как известно, основной недостаток сферического зеркала как главного зеркала телескопа — это его сферическая абберация, и никакое вторичное зеркало, имеющее поверхность тела вращения одного из конических сечений, не устраняет эту абберацию полностью. Цель настоящей заметки — рассмотреть, до какой степени этот недостаток главного сферического зеркала может быть уменьшен при использовании вторичного зеркала более сложной поверхности.

1. Согласно теории аббераций III порядка условие отсутствия сферической абберации в двухзеркальной системе имеет вид

$$e_1^2 - 1 - q(1 - \beta)^3 e_2^2 + q(1 + \beta)^2(1 - \beta) = 0, \quad (1)$$

где e_1^2 и e_2^2 — квадраты эксцентриситетов зеркал, $1/\beta$ — коэффициент увеличения на вторичном зеркале и q — коэффициент центрального экранирования главного зеркала вторичным [2]. Величины β и q можно выразить через эквивалентное фокусное расстояние системы F , расстояние между зеркалами d и расстояние от главного зеркала до фокальной плоскости Δ :

$$\beta = \frac{d}{F - d - \Delta} \quad \text{и} \quad q = \frac{\Delta + d}{F}. \quad (2)$$

Тогда условие (1) примет вид

$$(e_1^2 - 1) \frac{F}{d + \Delta} + \frac{(F - \Delta)^2 (F - 2d - \Delta) - e_2^2 (F - 2d - \Delta)^3}{(F - d - \Delta)^3} = 0. \quad (3)$$

Если главное зеркало системы сферическое, т. е. $e_1^2 = 0$, то эксцентриситет вторичного зеркала определяется условием

$$e_2^2 = 1 + \frac{4d(F - d - \Delta)}{(F - 2d - \Delta)^2} - \frac{F(F - d - \Delta)^3}{(d + \Delta)(F - 2d - \Delta)^3}. \quad (4)$$

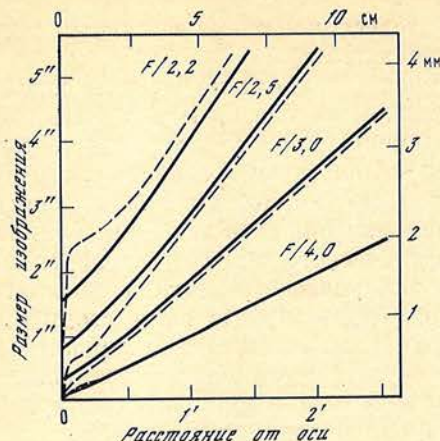
Соотношение $e_2^2 < 0$ означает, что вторичное зеркало имеет форму сплюснутого сфероида.

2. Рассмотрим абберационные свойства двухзеркального телескопа со сферическим главным зеркалом диаметром $D_1 = 20$ м, эквивалентным фокусным расстоянием системы $F = 160$ м, расстоянием между вершинами зеркал $d = 45$ м и $\Delta = -5$ м. (Положение фокальной плоскости удобно поместить между зеркалами системы для последующего выноса за пределы трубы по схеме Нэсмита.) Указанные величины определяют остальные параметры оптической системы: радиусы кривизны в вершинах обоих зеркал

$$R_1 = \frac{2dF}{F - d - \Delta} = 120 \text{ м} \quad \text{и} \quad R_2 = \frac{2d(d + \Delta)}{F - 2d - \Delta} = 48 \text{ м} \quad (5)$$

и квадрат эксцентриситета вторичного зеркала $e_2^2 = -11,544000$.

Таким образом, светосила главного зеркала в рассматриваемой системе должна быть $F/3,0$. Необходимый диаметр вторичного зеркала D_2 , обеспечивающий постоянство виньетирования в поле с угловым диаметром $2W$, оп-



Размер изображения в приближении геометрической оптики, даваемого телескопом с главным сферическим зеркалом различной светосилы

Сплошные линии соответствуют системам с вторичным зеркалом, рассчитанным по теории aberrаций III порядка, штриховые — вторичным зеркалам более сложной поверхности. Слева и внизу даны угловые величины, справа и сверху — соответствующие линейные величины для эквивалентного фокусного расстояния системы $F = 160$ м

ределяется соотношениями, в которых учтено влияние стрелки кривизны главного зеркала системы:

$$D_2 = D_1 - 2 \left(d - \frac{D_1^2}{8R_1} \right) \operatorname{tg} (2\alpha - W), \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \left[\frac{4R_1^2}{D_1^2} + e_1^2 - 1 \right]^{-1/2}.$$

Согласно (6) при $D_2 = 5,05$ м рабочее поле с постоянным виньетированием будет иметь диаметр 5', или 24 см.

Аберрационные свойства такой системы были рассмотрены с помощью расчета хода лучей. Использовалась программа «Двухзеркальные системы» (ДЗС), составленная в КАО для ЭВМ ЕС-1020. На входной зрачок оптической системы под тем или иным углом к ее оси направлялся квадратный в сечении пучок из 289 параллельных лучей; сторона сечения пучка равнялась диаметру главного зеркала системы. При расчете дальнейшего хода лучей учитывалось виньетирование, и для каждого выходящего из системы пучка определялась плоскость наилучшего изображения и размер изображения в этой плоскости; в качестве наилучшего принималось изображение в плоскости с наименьшей диагональю прямоугольника, описанного вокруг всех лучей пучка, а в качестве размера изображения рассматривалась большая сторона такого прямоугольника. Результаты расчетов даны на рисунке (кривая $F/3,0$). Из рисунка следует, что размер изображения на оси системы составляет около 0",3; но лишь в поле диаметром 1',0 этот размер не превышает 1" и в поле диаметром 2',2 не превышает 2". По мере удаления от оси размер изображения быстро возрастает, достигая 4",4 на расстоянии 2',5 от центра.

3. Двухзеркальная система «сфера + сплюснутый сфероид» при заданных габаритах имеет единственный параметр, определяющий ее аберрационные свойства, — эксцентриситет вторичного зеркала. Варьируя этот эксцентриситет, можно ввести в рассматриваемую систему небольшую aberrацию III порядка и попытаться скомпенсировать ею aberrации высших порядков. Как показали расчеты, наименьшее изображение на оси — около 0',1 — получается при $e_2^2 = -11,615447$. При этом примерно втрое возрастает площадь поля, где изображение не превышает 0',5. Но с удалением от оси системы выигрыш за счет изменения эксцентриситета быстро уменьшается: диаметр поля, где изображение не превышает 1", равен 1',1, и в поле диаметром 2',3 изображение не больше 2". Результаты расчета размера изображений в такой улучшенной системе «сфера + сплюснутый сфероид» приведены на рисунке штриховой линией (кривая $F/3,0$).

4. Недавно Г. М. Попов [3] получил точные аналитические соотношения, определяющие поверхность вторичного зеркала, которое в сочетании с главным сферическим зеркалом дает систему, свободную от сферической

абберации. Используя эти соотношения, мы рассчитали поверхность вторичного зеркала, которое дает такую систему в сочетании с рассматриваемым 20-м сферическим зеркалом. Расчет показал, что максимальное отклонение этой поверхности — в дальнейшем будем называть ее «точной поверхностью» — от поверхности сплюснутого сфероида с $e_2^2 = -11,615447$ не превышает 0,9 мкм.

Точные соотношения Г. М. Попова имеют параметрическую форму, которую программа ДЭС «не воспринимает». Поэтому для расчета полевых aberrаций в системе с точным вторичным зеркалом мы поступили следующим образом. Сперва для 253 точек, равномерно распределенных по радиусу зеркала, вычислили величины x — расстояния от точной поверхности до плоскости, касающейся ее в вершине. Затем для каждой точки была вычислена величина

$$S(x) = (e_2^2 - 1)x^2 + 2R_2x - y^2, \quad (7)$$

где y — соответствующая зона зеркала, $e_2^2 = -11,615447$ и $R_2 = 48$ м. Далее методом наименьших квадратов были вычислены коэффициенты k_{2i} , которые позволили аппроксимировать функцию $S(x)$ полиномом

$$S(x) = k_4y^4 + k_6y^6 + k_8y^8 + k_{10}y^{10}. \quad (8)$$

Сравнение величин x , вычисленных по соотношениям Попова, и корней уравнения

$$(e_2^2 - 1)x^2 + 2R_2x = y^2 + k_4y^4 + k_6y^6 + k_8y^8 + k_{10}y^{10} \quad (9)$$

для соответствующих зон показало, что уравнение (9) позволяет представить точную фигуру вторичного зеркала с ошибкой, не превышающей 2×10^{-6} мкм. (Если функцию $S(x)$ аппроксимировать не четырьмя, а двумя членами, то аппроксимация удастся с точностью до 10^{-2} мкм.)

Система с точной фигурой вторичного зеркала по определению должна давать в центре поля идеальную точку. Но конечная точность вычислений, проводимых на ЭВМ, не позволяет получить этот теоретический нулевой размер изображения на оси. Что же касается полевых aberrаций, то в системе с точной фигурой вторичного зеркала все они начиная с $W = 0,1$ оказались точно такими же, как в системе с улучшенным сплюснутым сфероидом.

Дополнительные расчеты показали, что точная фигура вторичного зеркала может быть представлена в виде (9) и в случае, когда при вычислении $S(x)$ в качестве исходного взят сплюснутый сфероид с $e_2^2 = -11,544000$. Хотя отступления этого сфероида от точной фигуры отличаются по знаку и втрое больше по абсолютной величине, чем отступления улучшенного сфероида от этой фигуры, выражение типа (9) дает здесь практически ту же точность аппроксимации.

5. Основной параметр, определяющий в рассматриваемой двухзеркальной системе угловые aberrации, — это светосила главного зеркала. Чтобы получить наглядное представление о роли этого параметра, в дополнение к рассмотренной выше системе с $F/3,0$ мы рассчитали еще три системы с диаметрами главных сферических зеркал 15 м ($F/4,0$), 24 м ($F/2,5$) и 27 м ($F/2,2$), сохранив прежними параметры F , d и Δ . Размеры вторичных зеркал, как и прежде, выбирались для углового поля диаметром $5'$ и составляли 3,81; 6,04 и 6,77 м соответственно.

Размеры изображений, рассчитанные для этих трех систем со вторичными зеркалами, имеющими форму сплюснутого сфероида с $e_2^2 = -11,544000$, даны на рисунке сплошными кривыми. Как следует из рисунка, в системе с $D_1 = 15$ м изображение меньше $1''$ имеет место в поле диаметром $2'$, в системе с $D_1 = 24$ м такое изображение реализуется лишь в непосредственной близости к центру поля, а для $D_1 = 27$ м такое изображение вообще не достигается.

Точные поверхности вторичных зеркал для каждой из рассматриваемых систем были вычислены по описанной выше схеме, причем при вычислениях

$S(x)$ использовался сплюснутый сфероид с $e_2^2 = -11,544000$. Четырехчленная аппроксимация проводилась для каждого зеркала независимо и позволила представить точную фигуру 3,81-м зеркала с точностью до 1×10^{-6} мкм, фигуру 6,04-м зеркала — с точностью до 1×10^{-5} мкм и фигуру 6,77-м зеркала — с точностью до 4×10^{-5} мкм. Размеры изображений, рассчитанные для систем с точными поверхностями вторичных зеркал, даны на рисунке штриховыми линиями. Сравнение этих штриховых линий с соответствующими сплошными кривыми показывает, что при светосиле $F/4,0$ улучшение абберационных свойств системы за счет замены сплюснутого сфероиды более сложной поверхностью пренебрежимо мало. Для $F/2,5$ такая замена вторичного зеркала весьма целесообразна, так как площадь поля, где размер изображения не превосходит $1''$, возрастает примерно в 7 раз и достигает в поперечнике $0,6''$. Но при $F/2,2$ улучшение изображения на оси достигается уже ценой увеличения аббераций практически по всему полю, так что такая замена вторичного зеркала становится уже нецелесообразной.

Попытка увеличить размер хорошего поля за счет некоторого ухудшения изображения на оси при варьировании величин k_{2i} не дала ощутимого эффекта.

6. Проведенное рассмотрение двухзеркальных систем с главным сферическим зеркалом показало, что при светосиле главного зеркала, не превышающей заметным образом $F/2,5$, подбором вторичного зеркала с поверхностью выпуклого сплюснутого сфероиды или с поверхностью несколько более сложной формы можно получить такие оптические системы, в которых размер изображения в центре поля определяется дифракцией на элементарном зеркале — около $0,3''$, — а в поле диаметром порядка $1'$ размер изображения будет не более $1,0''$ — $1,5''$. Иными словами, при $F = 160$ м в поле, соответствующем размеру средней стандартной фотопластинки и в несколько раз превышающем размеры существующих катодов ЭОПов, передающих телевизионных трубок и ПЗС-приборов, остаточные поперечные абберации могут быть столь малы, что размеры регистрируемых изображений звезд будут определяться практически только размерами диска атмосферного дрожания. При этом следует иметь в виду, что усложнение поверхности вторичного зеркала не влечет с необходимостью усложнения технологии его изготовления. Действительно, как известно, при заданных общих габаритах инструмента предфокальная система Кассегрена имеет преимущества по сравнению с зафокальной системой Грегори в отношении величины полевых аббераций. Но для системы Кассегрена необходимо вторичное зеркало с поверхностью выпуклого гиперболоиды, а оптические методы контроля большого зеркала такой формы трудноосуществимы. Поэтому для контроля выпуклого вторичного зеркала потребовалось бы воспользоваться каким-либо механическим методом, скажем, методом накладного сферометра. Но для этого метода тот или иной вид уравнения поверхности не существен, и все дело сводится лишь к некоторому усложнению расчетов, необходимых для проведения контроля зеркала [4].

Таким образом, изготовление большого телескопа со сферическим главным зеркалом и вторичным выпуклым зеркалом сложной поверхности технологически должны быть проще, чем изготовление аналогичного по размеру телескопа с классической системой Кассегрена.

Выражаем благодарность Г. М. Попову, детально ознакомившему нас с результатами своих исследований, и Д. Н. Рачковскому за помощь в составлении программы ДЗС.

Апрель 1979 г.

Литература

1. Next generation telescope. Report N 3, Kitt Peak National Observatory, July 1977.
2. Михельсон Н. Н. Оптические телескопы. М.: Наука, 1976.
3. Попов Г. М. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62, 183.
4. Гершберг Р. Е., Проник В. И. — Наст. том, с. 171.

УДК 522.24

КОНТРОЛЬ ВОГНУТЫХ И ВЫПУКЛЫХ АСФЕРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ Т-ОБРАЗНЫМ СФЕРОМЕТРОМ

Р. Е. Гершберг, В. И. Проник

Приводятся основные соотношения, на базе которых составлена программа СФЕРА для расчета данных, необходимых при изготовлении и контроле астрономических зеркал: точной фигуры зеркала, ее отклонений от исходной сферы, стрелок этой фигуры при различных установках на ней Т-образного сферометра и соответствующих им радиусов касания. Программа обеспечивает получение данных для вогнутых и выпуклых зеркал с поверхностями второго и более высоких порядков.

CONTROL OF CONCAVE AND CONVEX ASPHERICAL MIRRORS WITH A T-SHAPED SPHEROMETER, by R. E. Gershberg, V. I. Pronik. — Main relations used to construct the program SFERA to compute the data necessary for making and controlling astronomical mirrors are given. The SFERA computes a precise figure of a mirror, its deviations from a beginning sphere, depths of bends of necessary surface under a T-shaped spherometer for its different locations on the mirror and radii of respective contact spheres. The program gives the data for both concave and convex mirrors with surfaces of the second and higher orders.

В течение ряда лет в оптическом производстве Крымской астрофизической обсерватории в качестве одного из методов контроля успешно используется метод накладного сферометра [1]. Преимущества этого метода по сравнению с другими известными методами контроля астрономической оптики (см., например, [2]) состоят в его универсальности при изготовлении как вогнутых, так и выпуклых зеркал различной формы, в его применении на всех этапах изготовления оптической поверхности, от грубой шлифовки до окончательной полировки, и в отсутствии принципиальных ограничений на габариты изготавливаемых зеркал. Эти преимущества приобретают все большее значение при сооружении все более крупных оптических телескопов.

При изготовлении 3,6-м зеркала для Европейской южной обсерватории фирма РЕОСК использовала линейный сферометр со щупом на краю для контроля фигуры зеркала в меридиональных сечениях. В [3,4] приводится описание таких измерений и схема их математической обработки. В КАО используется иная модификация сферометра — Т-образный сферометр со щупом в центре основной базы. Ниже мы приводим схему расчета исходных данных для изготовления зеркал и методику определения меридиональных и сагиттальных радиусов кривизны оптических поверхностей с помощью Т-образного сферометра.

1. Общие соотношения

Направим ось X декартовой системы координат вдоль оси симметрии рассматриваемой поверхности, а ось Y поместим в плоскости, касающейся поверхности в ее вершине. Тогда общее уравнение осевого сечения поверх-

ности второго порядка примет вид

$$y^2 = (e^2 - 1)x^2 + 2Rx, \quad (1)$$

где R — радиус кривизны поверхности в ее вершине ($0 < R < \infty$) и e^2 — квадрат эксцентриситета поверхности ($-\infty < e^2 < \infty$), см. рис. 1.

При рассмотрении свойств оптических систем в качестве независимой переменной удобно выбрать y — расстояние от оси до заданной зоны на зеркале. Из (1) следует

$$\begin{aligned} x \equiv FX(y) &= \frac{R}{1-e^2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - (1-e^2) \frac{y^2}{R^2}} \right\} = \\ &= R \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{y}{R} \right)^2 - \frac{1}{8} (e^2 - 1) \left(\frac{y}{R} \right)^4 + \frac{1}{16} (e^2 - 1)^2 \left(\frac{y}{R} \right)^6 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{5}{128} (e^2 - 1)^3 \left(\frac{y}{R} \right)^8 + \frac{7}{256} (e^2 - 1)^4 \left(\frac{y}{R} \right)^{10} - \frac{21}{1024} (e^2 - 1)^5 \left(\frac{y}{R} \right)^{12} + \dots \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Радиус кривизны зеркала в меридиональном сечении определяется по общей формуле кривизны плоских кривых

$$\rho_{\text{мер}} \equiv \rho_I = \frac{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}}{\left| \frac{d^2y}{dx^2} \right|}. \quad (3)$$

Вычисляя соответствующие производные, получаем

$$\rho_I = R \left(1 + e^2 \frac{y^2}{R^2} \right)^{3/2}. \quad (4)$$

Радиус кривизны во втором главном нормальном сечении зеркала — в сагиттальной плоскости — равен расстоянию вдоль нормали от точки поверхности до ее оси. Поскольку уравнение нормали в точке (x_0, y_0) имеет вид

$$y - y_0 = - \frac{dx}{dy} \Big|_0 (x - x_0) = \frac{y_0 (x_0 - x)}{R + (e^2 - 1)x_0} \quad (5)$$

и эта нормаль пересекает ось X ($y = 0$) в точке

$$x = R + e^2 x_0, \quad (6)$$

то радиус кривизны в сагиттальной плоскости равен

$$\rho_{II} = \{ y_0^2 + [R + (e^2 - 1)x_0]^2 \}^{1/2},$$

или, с учетом (1), для любой точки зеркала

$$\rho_{II} = R \left(1 + e^2 \frac{y^2}{R^2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Из (4) и (7), в частности, следует

$$\rho_I / \rho_{II} = 1 + e^2 \frac{y^2}{R^2}. \quad (8)$$

Вычислим, наконец, радиус так называемой ближайшей сферы, проходящей через вершину и край зеркала. Пусть (x_k, y_k) — координаты краевой точки зеркала. Тогда уравнение хорды, проходящей через вершину поверхности и эту точку, имеет вид

$$y - y_k = \frac{y_k}{x_k} (x - x_k). \quad (9)$$

Уравнение нормали к середине этой хорды таково:

$$y - \frac{y_k}{2} = - \frac{x_k}{y_k} \left(x - \frac{x_k}{2} \right). \quad (10)$$

Эта нормаль пересекает ось X ($y = 0$) в точке

$$x = \frac{1}{2} \left\{ x_k + \frac{y_k^2}{x_k} \right\} = R + \frac{e^2}{2} x_k. \quad (11)$$

Т. е.

$$\rho_{III} = R + \frac{e^2}{2} x_k. \quad (12)$$

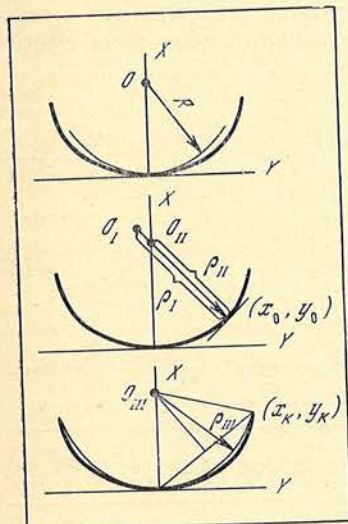


Рис. 1. Радиусы кривизны асферических поверхностей

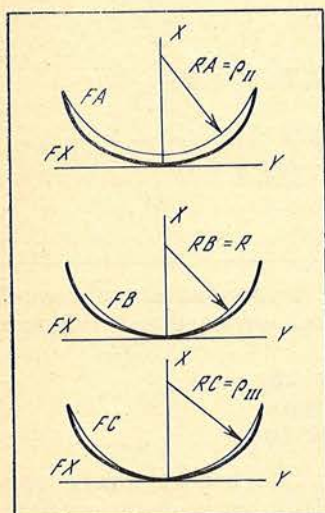
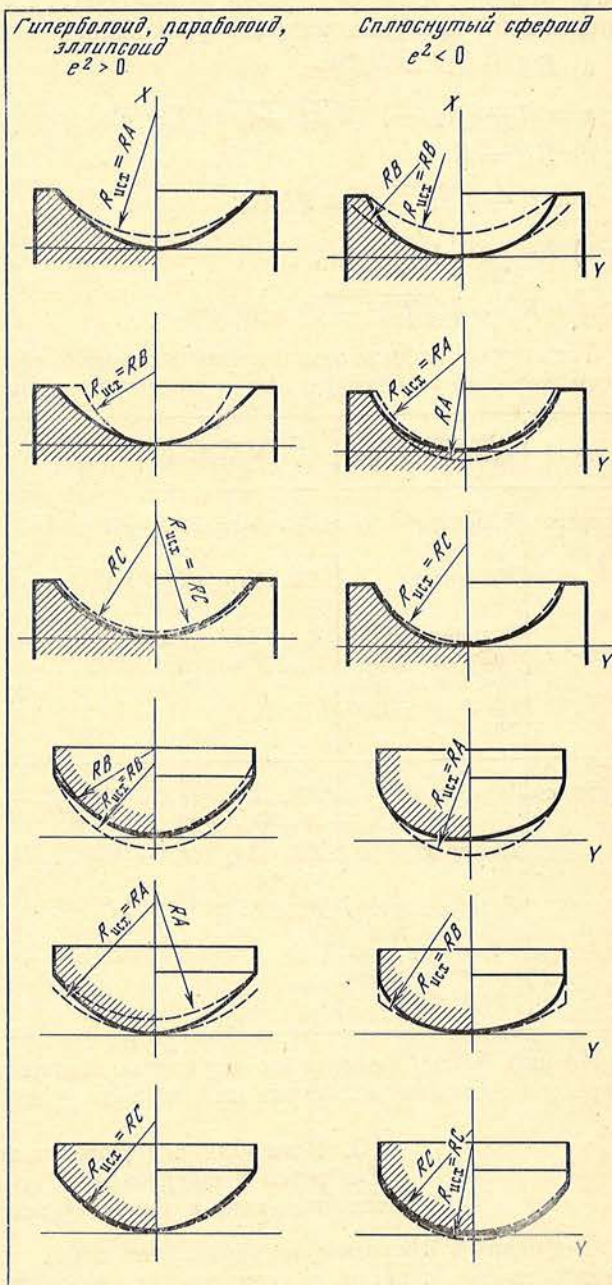


Рис. 2. Осевые сечения поверхностей второго порядка и трех исходных сфер

Рис. 3. Пространственные соотношения зеркал с поверхностями второго порядка и соответствующих исходных сфер



2. Расчет отклонений от исходной сферы

Технология асферизации зеркала в значительной мере определяется выбором исходной сферы. Если асферизация достигается только дополнительным съемом материала, то целесообразно рассмотреть три различных пространственных расположения необходимой поверхности второго порядка и исходной сферы: а) исходная сфера с радиусом $RA = \rho_{II}(y_k)$ касается края зеркала; б) исходная сфера с радиусом $RB = R$ касается зеркала в вершине; в) исходная сфера проходит через вершину и край зеркала и, следовательно, имеет радиус $RC = \rho_{III}$ (рис. 2). С учетом полученных выше соотношений нетрудно записать уравнения осевых сечений этих трех сфер:

$$\text{а) } RA \equiv (R^2 + e^2 y_k^2)^{1/2}, \quad (13)$$

$$x = R + e^2 x_k - \sqrt{(RA)^2 - y^2} \equiv FA(y);$$

$$\text{б) } RB = R, \quad (14)$$

$$x = R - \sqrt{R^2 - y^2} \equiv FB(y);$$

$$\text{в) } RC \equiv R + \frac{e^2}{2} x_k, \quad (15)$$

$$x = RC - \sqrt{(RC)^2 - y^2} \equiv FC(y).$$

Тогда для расчета отклонений исходной сферы от необходимой поверхности зеркала — величин Δx — имеем следующую таблицу.

Зеркало	Максимальное снятие материала	Гиперболоид, параболоид или эллипсоид ($e^2 > 0$)	Сплюснутый сфероид ($e^2 < 0$)
Вогнутое	В центре	$RA, \Delta x = FA - FX$	$RB, \Delta x = (FX - FB)_{\max} - (FX - FB)$
	На краю	$RB, \Delta x = FB - FX$	$RA, \Delta x = (FX - FA)_{\max} - (FX - FA)$
	В промежуточной зоне для $e^2 < 0$ и в центре и на краю для $e^2 > 0$	$RC, \Delta x = (FX - FC)_{\max} - (FX - FC)$	$RC, \Delta x = FC - FX$
Выпуклое	В центре	$RB, \Delta x = (FB - FX)_{\max} - (FB - FX)$	$RA, \Delta x = FX - FA$
	На краю	$RA, \Delta x = (FA - FX)_{\max} - (FA - FX)$	$RB, \Delta x = FX - FB$
	В промежуточной зоне для $e^2 > 0$ и в центре и на краю для $e^2 < 0$	$RC, \Delta x = FX - FC$	$RC, \Delta x = (FC - FX)_{\max} - (FC - FX)$

На рис. 3 изображены все варианты взаимного расположения исходной сферы и необходимой поверхности зеркала, которые перечислены в таблице.

3. Контроль поверхности зеркала Т-образным сферометром со щупом, расположенным в центре основной базы

Т-образный сферометр представляет собой жесткую конструкцию, опирающуюся на зеркало в трех точках неподвижными точечными опорами и касающуюся зеркала щупом, снабженным устройством для прецизионного измерения расстояния от точки касания щупа и зеркала до плоскости, определяемой опорными точками сферометра. Рассмотрим сферометр с неподвижными опорами, расположенными в вершинах равнобедренного треуголь-

ника с малым основанием и с большой высотой. Такой сферометр легко реализовать на Т-образной ферме, расположив на обоих концах малой перекладины — поперечной базы — и на удаленном конце большой перекладины — основной базы — неподвижные точечные опоры, а в центре основной базы установив щуп сферометра; подвижка щупа должна происходить лишь в направлении, строго перпендикулярном плоскости неподвижных опор сферометра.

Идея метода контроля накладным сферометром заключается в сравнении величин стрелок зеркала, измеренных в центре зеркала, на данной его зоне и на эталонном сферическом зеркале с хорошо определенным радиусом кривизны.

Ограничимся рассмотрением двух положений сферометра на зеркале:

а) основная база сферометра лежит в меридиональной плоскости зеркала, и при этом контролируется кривизна зеркала в меридиональной плоскости;

б) поперечная — малая — база сферометра лежит в меридиональной плоскости зеркала, и при этом контролируется кривизна зеркала в сагиттальной плоскости.

Центральным положением сферометра на зеркале будем называть такое его положение, когда центр основной или поперечной базы находится над центром зеркала. Нецентральное положение сферометра при выборе его ориентации относительно меридиана зеркала однозначно определяется, например, координатой ближайшей к центру зеркала опоры или длиной дуги по поверхности зеркала от его центра до этой опоры.

Необходимый набор Т-образных сферометров с различными базами и последовательность измерений с ними аналогичны тем, что описаны в [1, 3, 4] для линейных сферометров.

Рассчитаем стрелки, т. е. расстояния от точки касания щупа и поверхности зеркала до плоскости точечных опор сферометра, при различных положениях сферометра на контролируемой поверхности.

3.1. Сферометр в центре зеркала

Пусть основная база сферометра длиной L_1 лежит в плоскости осевого сечения зеркала, x_1 и y_1 — координаты одиночной опоры A и $y_1 = -L_1/2$ (рис. 4); тогда $x_1 = FX(y_1)$. Координаты x_2 и y_2 опор B и C поперечной базы длиной L_2 удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} y_2 &= y_1 + [(L_1)^2 - (x_2 - x_1)^2]^{1/2}, \\ x_2 &= FX([y_2^2 + (L_2/2)^2]^{1/2}). \end{aligned} \quad (16)$$

Первое уравнение представляет собой условие, что длина основной базы равна L_1 , второе — условие касания опор B и C поверхности, удовлетворяющей уравнению (2). Система (16), как и другие ниже приведенные системы, решается методом итераций. Далее, координаты основания щупа, т. е. центра основной базы, определяются как

$$x_3 = \frac{x_1 + x_2}{2} \quad \text{и} \quad y_3 = \frac{y_1 + y_2}{2}, \quad (17)$$

и уравнение осевой прямой щупа таково:

$$x - x_3 = -\frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} (y - y_3). \quad (18)$$

Эта прямая пересекает зеркало в точке, координаты которой x_4 и y_4 определяются системой

$$\begin{aligned} y_4 &= y_3 - \frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1} (x_4 - x_3), \\ x_4 &= FX(y_4), \end{aligned} \quad (19)$$

и искомая стрелка в центре зеркала подсчитывается по формуле

$$H_0 = [(y_4 - y_3)^2 + (x_4 - x_3)^2]^{1/2}. \quad (20)$$

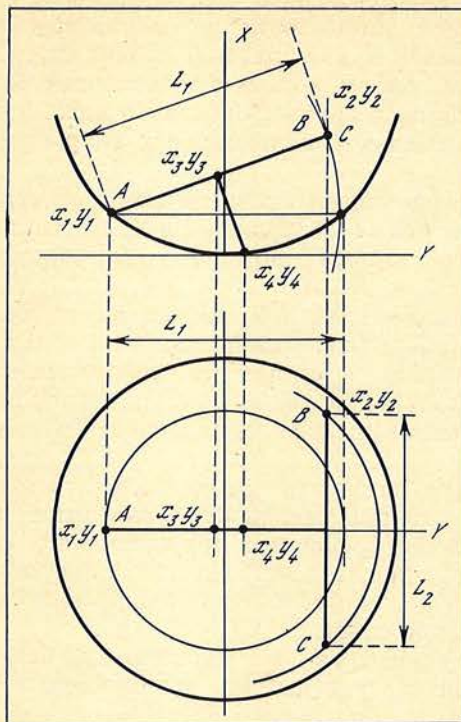


Рис. 4. К расчету стрелок зеркала: основная база сферометра ориентирована вдоль меридиана зеркала

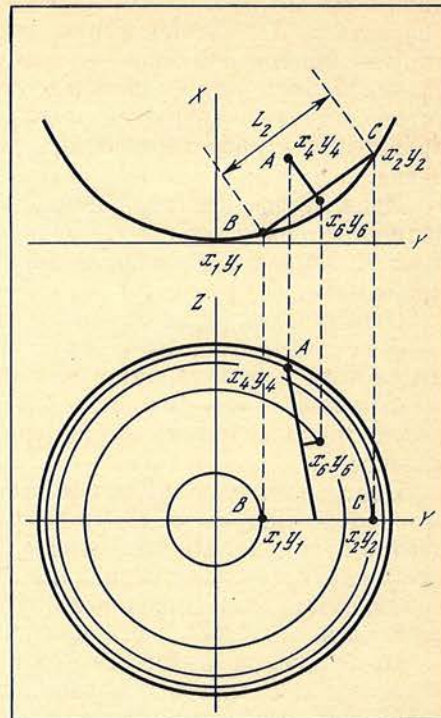


Рис. 5. К расчету стрелок зеркала: основная база сферометра ориентирована поперек меридиана зеркала

3.2. Сферометр ориентирован вдоль меридиана — контроль радиуса кривизны ρ_I

Легко убедиться, что соотношения, полученные в п. 3.1, справедливы не только для $y_1 = -L_1/2$, но и для любого другого положения сферометра, при котором его основная база лежит в плоскости осевого сечения зеркала, а одиночная опора находится ближе к вершине зеркала, чем малая база. Поэтому, задавая ряд значений y_1 , можно вычислить соответствующий ряд стрелок H и по изменению величины

$$\Delta H = H_0 - H$$

контролировать изменение радиуса кривизны ρ_I .

3.3. Сферометр ориентирован поперек меридиана — контроль радиуса кривизны ρ_{II}

Установим теперь Т-образный сферометр на контролируемой поверхности таким образом, чтобы его поперечная — малая — база лежала в плоскости осевого сечения (рис. 5). Если y_1 и $x_1 = FX(y_1)$ — координаты ближайшей к вершине зеркала опоры B , то координаты другой опоры C , также принадлежащей поперечной базе, определяются системой уравнений, аналогичных (16):

$$\begin{aligned} y_2 &= y_1 + [(L_2)^2 - (x_2 - x_1)^2]^{1/2}, \\ x_2 &= FX(y_2). \end{aligned} \quad (21)$$

Координаты середины поперечной базы сферометра, которые одновременно являются и координатами крайней точки основной базы, определяются

очевидными соотношениями

$$x_3 = \frac{x_1 + x_2}{2} \quad \text{и} \quad y_3 = \frac{y_1 + y_2}{2}. \quad (22)$$

Для определения координат x_4, y_4, z_4 одиночной опоры A необходимо решение системы уравнений

$$\begin{aligned} (x_4 - x_3)^2 + (y_4 - y_3)^2 + (z_4 - z_3)^2 &= (L_1)^2, \\ x_4 &= FX ([y_4^2 + z_4^2]^{1/2}), \\ (x_2 - x_1)(x_4 - x_3) + (y_2 - y_1)(y_4 - y_3) &= 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь первое уравнение выражает условие, что длина основной базы равна L_1 , второе — условие касания опорой A требуемой поверхности и третье — условие взаимной перпендикулярности баз сферометра. Для решения методом итераций систему (23) удобно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} y_4 &= y_3 - \frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1} (x_4 - x_3), \\ z_4 &= [(L_1)^2 - (x_4 - x_3)^2 - (y_4 - y_3)^2]^{1/2}, \\ x_4 &= FX ([y_4^2 + z_4^2]^{1/2}). \end{aligned} \quad (24)$$

Координаты основания щупа, т. е. центра основной базы, определяются очевидными соотношениями

$$x_5 = \frac{x_3 + x_4}{2}, \quad y_5 = \frac{y_3 + y_4}{2} \quad \text{и} \quad z_5 = \frac{z_4}{2}. \quad (25)$$

Уравнение опорной плоскости сферометра, проходящей через точки $(x_1, y_1, 0)$, $(x_2, y_2, 0)$ и (x_4, y_4, z_4) , имеет вид

$$\begin{vmatrix} x & y & z & 1 \\ x_1 & y_1 & 0 & 1 \\ x_2 & y_2 & 0 & 1 \\ x_4 & y_4 & z_4 & 1 \end{vmatrix} = 0, \quad (26)$$

или

$$\begin{vmatrix} y & 0 & 1 \\ y_2 & 0 & 1 \\ y_4 & z_4 & 1 \end{vmatrix} x - \begin{vmatrix} x_1 & 0 & 1 \\ x_2 & 0 & 1 \\ x_4 & z_4 & 1 \end{vmatrix} y + \begin{vmatrix} x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \\ x_4 & y_4 & 1 \end{vmatrix} z - \begin{vmatrix} x_1 & y_1 & 0 \\ x_2 & y_2 & 0 \\ x_4 & y_4 & z_4 \end{vmatrix} = 0.$$

Тогда уравнение прямой, проходящей через точку x_5, y_5, z_5 и перпендикулярной этой плоскости, т. е. уравнение оси щупа, имеет вид

$$\frac{x - x_5}{\begin{vmatrix} y_1 & 0 & 1 \\ y_2 & 0 & 1 \\ y_4 & z_4 & 1 \end{vmatrix}} = - \frac{y - y_5}{\begin{vmatrix} x_1 & 0 & 1 \\ x_2 & 0 & 1 \\ x_4 & z_4 & 1 \end{vmatrix}} = \frac{z - z_5}{\begin{vmatrix} x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \\ x_4 & y_4 & 1 \end{vmatrix}},$$

или

$$\frac{x - x_5}{z_4(y_2 - y_1)} = \frac{y - y_5}{z_4(x_1 - x_2)} = \frac{z - z_5}{x_1(y_2 - y_4) - x_2(y_1 - y_4) + x_4(y_1 - y_2)}. \quad (27)$$

Координаты (x_6, y_6, z_6) точки пересечения этой прямой с поверхностью зеркала определяются системой

$$\frac{x_6 - x_5}{z_4(y_2 - y_1)} = \frac{y_6 - y_5}{z_4(x_1 - x_2)} = \frac{z_6 - z_5}{x_1(y_2 - y_4) - x_2(y_1 - y_4) + x_4(y_1 - y_2)},$$

$$x_6 = FX ([y_6^2 + z_6^2]^{1/2}),$$

или

$$\begin{aligned} y_6 &= y_5 + \frac{x_1 - x_2}{y_2 - y_1} (x_6 - x_5), \\ z_6 &= z_5 + \frac{x_1(y_2 - y_4) - x_2(y_1 - y_4) + x_4(y_1 - y_2)}{z_4(y_2 - y_1)} (x_6 - x_5), \\ x_6 &= FX ([y_6^2 + z_6^2]^{1/2}). \end{aligned} \quad (28)$$

После решения этой системы методом итераций искомая стрелка вычисляется как

$$H = [(x_6 - x_5)^2 + (y_6 - y_5)^2 + (z_6 - z_5)^2]^{1/2}. \quad (29)$$

Аналогично контролю ρ_I сперва вычисляем стрелку для положения сферометра, когда $y_1 = -L_2/2$, т. е. когда центр поперечной базы находится над центром зеркала:

$$H_{00} = H(y_1 = -L_2/2).$$

Затем контролируем ход ρ_{II} по измерениям величины

$$\Delta H = H_{00} - H.$$

4. Радиусы сфер касания

В процессе асферизации зеркала независимо от того, какая выбрана исходная сфера, изменениям подвергается практически вся поверхность зеркала. Чтобы следить при этом не только за изменениями стрелок вдоль диаметра зеркала, но и оценивать абсолютные значения параметров зеркала в отдельных его участках, следует проводить непосредственные сравнения этих участков с эталонным сферическим зеркалом [5]. Для такого сравнения необходимо знать, сферическому зеркалу какого радиуса кривизны должна соответствовать пространственная конфигурация точек соприкосновения зеркала со сферометром при определенной установке сферометра в заданном месте правильно изготовленного асферического зеркала. Эта задача сводится к вычислению радиуса кривизны сферы, проходящей через четыре точки в пространстве: через конец щупа и три неподвижные опоры сферометра. Из рассмотрения трех плоских треугольников, образуемых концом щупа — точкой D — и парами неподвижных опор — A и B , B и C , C и A , можно найти, что координаты центра искомой сферы x_0 , y_0 , z_0 определяются системой линейных уравнений

$$\begin{aligned} (x_a - x_b)x_0 + (y_a - y_b)y_0 + (z_a - z_b)z_0 &= \frac{(x_a^2 + y_a^2 + z_a^2) - (x_b^2 + y_b^2 + z_b^2)}{2}, \\ (x_b - x_c)x_0 + (y_b - y_c)y_0 + (z_b - z_c)z_0 &= \frac{(x_b^2 + y_b^2 + z_b^2) - (x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)}{2}, \\ (x_c - x_d)x_0 + (y_c - y_d)y_0 + (z_c - z_d)z_0 &= \frac{(x_c^2 + y_c^2 + z_c^2) - (x_d^2 + y_d^2 + z_d^2)}{2}. \end{aligned} \quad (30)$$

Поскольку искомый радиус касания не зависит от используемой системы координат, рассмотрим такую связанную со сферометром координатную систему, в которой $C(L_2/2, L_1, 0)$, $B(-L_2/2, L_1, 0)$, $A(0, 0, 0)$ и $D(0, L_1/2, -H)$. В этой системе согласно (30)

$$x_0 = 0, \quad y_0 = \frac{L_1}{2} + \frac{L_2^2}{8L_1} \quad \text{и} \quad z_0 = \frac{1}{H} \left(\frac{L_1^2}{8} + \frac{L_2^2}{16} - \frac{H^2}{2} \right). \quad (31)$$

Следовательно,

$$RK = \left\{ \left[\frac{1}{H} \left(\frac{L_1^2}{8} + \frac{L_2^2}{16} + \frac{H^2}{2} \right) \right]^2 + \left[\frac{L_2^2}{8L_1} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (32)$$

Таким образом, располагая подходящим эталонным сферическим зеркалом диаметром несколько больше базы сферометра и хорошо измеренным радиусом кривизны, мы можем непосредственно определить, соответствует ли форма поверхности на данном участке зеркала требуемой фигуре, и это соответствие может быть проверено независимо для любого участка зеркала.

5. Контроль асферических поверхностей высших порядков

Изложенная выше схема расчета данных для контроля накладным сферометром поверхностей второго порядка может быть обобщена и на случай более сложных поверхностей.

Уравнение любой осесимметричной поверхности может быть задано в виде

$$(e^2 - 1)x^2 + 2Rx = y^2 + \sum_{i=2} k_{2i} y^{2i}, \quad (33)$$

или]

$$\sum_{i=3} A_i x^i + (e^2 - 1)x^2 + 2Rx = y^2. \quad (33a)$$

Если ограничиться выражением (33), то вместо (2) имеем

$$x(y) = FX(Y), \quad (34)$$

где

$$Y^2 = y^2 + \sum_i k_{2i} y^{2i}. \quad (35)$$

Радиусы кривизны вычисляются теперь по более общим соотношениям

$$\rho_I = \frac{\{[R + (e^2 - 1)x]^2 + [y + \sum_i k_{2i} y^{2i-1}]^2\}^{3/2}}{|(e^2 - 1)[y + \sum_i k_{2i} y^{2i-1}]^2 - [R + (e^2 - 1)x]^2 [1 + \sum_i i(2i-1)k_{2i} y^{2i-2}]|}, \quad (36)$$

$$\rho_{II} = \left\{ \left[\frac{R + (e^2 - 1)x}{1 + \sum_i k_{2i} y^{2i-2}} \right]^2 + y^2 \right\}^{1/2}, \quad (37)$$

$$\rho_{III} = \frac{1}{2} \left(x_k + \frac{y_k^2}{x_k} \right). \quad (38)$$

С учетом этих соотношений получаем вместо (13)–(15)

$$RA \equiv \rho_{II}(y_k), \quad FA = \frac{R + (e^2 - 1)x_k}{1 + \sum_i k_{2i} y_k^{2i-2}} + x_k - \sqrt{\rho_{II}^2(y_k) - y^2}; \quad (39)$$

$$RB = R, \quad FB = R - \sqrt{R^2 - y^2}; \quad (40)$$

$$RC \equiv \rho_{III}, \quad FC = \rho_{III} - \sqrt{\rho_{III}^2 - y^2}. \quad (41)$$

Выражения, соответствующие (36)–(41), могут быть получены и для задания необходимой поверхности в форме (33a).

Если отклонения рассматриваемой поверхности от ближайшей поверхности вращения второго порядка велики, то среди величин Δx , вычисляемых по соотношениям, приведенным в таблице, могут оказаться отрицательные величины. В таком случае надо «сдвинуть» положение исходной сферы относительно необходимой поверхности на наибольшую по абсолютной величине отрицательную разность Δx либо в качестве исходной рассмотреть другую сферу.

Для учета асферичности высших порядков в выражениях раздела 3 вместо $FX(y)$ следует всюду вычислять $FX(Y(y))$, где $Y(y)$ определяется выражением (35).

Полученные выше соотношения были использованы нами при составлении машинной программы СФЕРА. Эта программа составлена для ЭВМ ЕС-1020 и используется в оптическом производстве обсерватории.

Авторы благодарны Э. А. Витриченко и Г. М. Попову за полезные замечания, Н. В. Киселевой за помощь в изготовлении рисунков и оформлении работы.

Апрель 1979 г.

Литература

1. Попов Г. М. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, с. 159.
2. Бескин Г. М., Богудлов А. М., Витриченко Э. А., Евсеев О. А. — Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1975, 7, с. 163.
3. Bayle A., Espiard J. — Nouv. Rev. opt. appl., 1972, 3, N 2, p. 67.
4. Espiard J. — ESO/CERN Conference on Large Telescope Design. Geneva, 1971, p. 219.
5. Шевелев В. И., Луценко Г. В., Кравчук В. М. — ОМП, 1977, № 3, с. 45.

УДК 520.2

**МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ,
ТОЧНО ИСПРАВЛЯЮЩЕЙ СФЕРИЧЕСКУЮ АБЕРРАЦИЮ НА ОСИ
В ЦЕНТРИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ**

Г. М. Попов

Выведены простые и точные формулы для профиля последней поверхности, исправляющей сферическую абберацию на оси произвольной центрированной системы. Изложен метод вычисления асферической поверхности, расположенной внутри системы и исправляющей ее сферическую абберацию. Описан простой метод определения комы системы и методика исправления ее в частном случае. Приведены примеры расчета светосильного объектива коронографа и спектрографа с применением изложенной методики.

THE METHOD OF COMPUTATION OF THE CROSS-SECTION OF THE SURFACE IN THE CENTERED OPTICAL SYSTEM, WHICH PERFORMED THIS SYSTEM TO NULL-CORRECTED ONE FOR SPHERICAL ABERRATION ON AXIS, by G. M. Popov. — The simple and accurate formulae for the section of the last surface, which null-corrected any system on axis are written. The method of computation of the cross-section of aspherical surface situated inside the system and null-correcting it for spherical aberration on axis are discussed. The simple method of determination of coma of the system is described and the method of elimination of coma of any system is given for a special case. Some examples of designing of fast-speed lenses for coronagraph and spectrograph by means of this method are cited.

Проблема создания оптической системы, имеющей точно исправленную сферическую абберацию на оси, впервые была решена Евклидом [1] для весьма частного случая — системы, состоящей из одиночного зеркала. Кеплер решил эту задачу для простой линзы, одна из поверхностей которой (обращенная к предмету на бесконечности) плоская, другая — выпуклая гиперболическая. Декарт [2] не только дал верную формулировку закона преломления, но и нашел оптическую поверхность, точно исправляющую сферическую абберацию на оси как для случая преломления, так и для случая отражения. Для зеркальной поверхности это решение вырождается в задачу Евклида, когда профиль зеркала (коническое сечение) — эллипс, парабола или гипербола. Для преломляющей поверхности, работающей в параллельном пучке лучей, профиль поверхности Декарта также является коническим сечением. Детальное исследование поверхностей Декарта было уже в наше время (1950 г.) проведено в диссертации А. В. Ловягина [3].

Значительно более сложной и актуальной является задача получения профиля поверхности, строго исправляющей сферическую абберацию произвольной центрированной системы. Подобные системы используются, например, для лазерной локации Луны и ИСЗ, в светосильных спектрографах, в рентгеновских системах и т. п. Эту задачу пытался решить Г. Г. Слюсарев [4]; он привел ее к нелинейному дифференциальному уравнению, которое приходится интегрировать численными методами; опыт показал, однако, что зачастую интегрирование подобного уравнения может потребовать неоправданно много времени даже при использовании ЭВМ. Частный случай

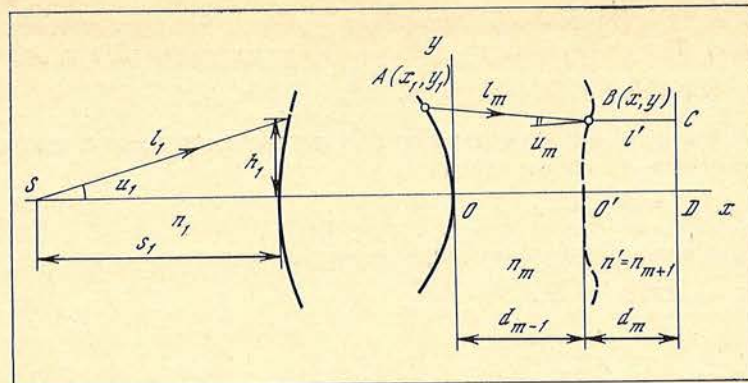


Рис. 1.

этой задачи, когда система состоит из двух зеркал, рассмотрен нами [5], причем получено точное решение, имеющее весьма простой вид.

Рассмотрим произвольную центрированную систему, состоящую из m асферических поверхностей; в частном случае поверхности могут быть и сферическими. Предполагается, что система обладает сферической аберрацией на оси, а после добавления последней поверхности сферическая аберрация на оси в системе оказывается точно исправленной.

Возможны два случая:

- 1) пучок лучей после выхода из системы параллелен оси, т. е. изображение точки на оси находится на бесконечности,
- 2) изображение точки на оси находится на конечном расстоянии.

Рассмотрим сначала первый случай, как наиболее интересный для астрономии.

1. Случай, когда искомая асферическая поверхность является последней поверхностью системы, а изображение находится на бесконечности. Возьмем (рис. 1) центрированную систему, состоящую из $m - 1$ поверхностей вращения, параметры которых известны. Поместим точку S предмета на оси на заданном расстоянии s_1 от системы, а начало декартовой системы координат (x, y) — в точку O — вершину поверхности с номером $m - 1$. Совместим ось X с оптической осью системы, ось y поместим в меридиональной плоскости (плоскости чертежа). Предполагается, что поверхности системы непрерывны и не имеют особых точек в рассматриваемой области, а параксиальная область системы существует. Очевидно, в нашем случае достаточно ограничиться рассмотрением лучей, лежащих в меридиональной плоскости. Найдем длину оптического пути L_0 луча, идущего вдоль оси системы от точки S до вершины O (см. рис. 1), т. е. длину параксиального оптического пути:

$$L_0 = -n_1 s_1 + \sum_{i=1}^{m-2} n_{i+1} d_i. \quad (1)$$

Найдем также длину оптического пути L произвольного луча от точки S до точки $A(x_1, y_1)$ — точки пересечения с $(m - 1)$ -й поверхностью системы. Это можно сделать, зная расчет хода луча и его точки пересечения с поверхностями системы, следовательно, и расстояния l_i (см. рис. 1):

$$L = \sum_{i=1}^{m-1} n_i l_i. \quad (2)$$

Заметим, что если точка S расположена на бесконечности, то отрезки s и l_1 (см. рис. 1) следует отсчитывать от произвольной прямой, перпендикулярной к оптической оси и находящейся на конечном расстоянии от вершины первой поверхности системы. Положение вершины O' искомой последней поверхности системы будем считать известным (на рис. 1 эта поверхность представлена штриховой линией). Рассмотрим также прямую CD (см. рис. 1), перпендикулярную к оси и расположенную на произвольном положительном расстоянии d_m от вершины последней поверхности системы. Услови-

исправления сферической аберрации на оси системы можно записать из принципа Ферма (равенство длин оптических путей SD и SC (см. рис. 1)):

$$L + l_m n_m + l' n_{m+1} = L_0 + d_{m-1} n_m + d_m n_{m+1}. \quad (3)$$

Обозначим (x, y) координаты точки B пересечения луча с искомой последней поверхностью системы; тогда

$$l' = d_m + d_{m-1} - x.$$

Выражение (3) можно переписать в виде

$$l_m n_m - x n_{m+1} = S, \quad (4)$$

где

$$S = L_0 + d_{m-1} (n_m - n_{m+1}) - L.$$

Из геометрических соображений (см. рис. 1) очевидно, что координаты удовлетворяют соотношениям

$$x = x_1 + l_m \cos u_m, \quad (5)$$

$$y = y_1 - l_m \sin u_m. \quad (6)$$

Исключая l_m из (4)–(6), получим после преобразований

$$x = \frac{x_1 n_m + S \cos u_m}{n_m - n_{m+1} \cos u_m}, \quad (7)$$

$$y = y_1 - (S + x n_{m+1}) \frac{\sin u_m}{n_m}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) определяют значения искомых координат (x, y) последней поверхности через известные величины; поскольку значения x_1, y_1, S, u_m зависят от одного параметра (u_1 либо h_1), то и выражения (7) и (8) также зависят от одного параметра, определяя точный профиль последней поверхности системы. Если исходная система состоит из $m - 1$ сферических поверхностей, для L и u_m могут быть получены и явные выражения — их легко вывести из рис. 1, учитывая закон преломления:

$$L = n_1 (r_1 - s_1) \cos u_1 + \sum_{i=1}^{m-2} (n_{i+1} r_i \cos i'_i - n_i r_i \cos i_i + a_i n_{i+1} \cos u_{i+1}) - n_{m-1} r_{m-1} \cos i_{m-1}, \quad (9)$$

где $a_i = r_{i+1} - r_i + d_i$ — расстояния между последовательными центрами кривизн поверхностей системы,

$$\begin{aligned} u_m &= u_1 + \sum_{i=1}^{m-1} (i'_i - i_i); & u_{i+1} &= u_i + i'_i - i_i; \\ u_i &= \arcsin \frac{k_i}{n_{i+1} r_i}; & i'_i &= \frac{k_i}{n_{i+1} r_i}; \\ k_1 &= n_1 (r_1 - s_1) \sin u_1; & k_i &= k_{i-1} + a_{i-1} n_i \sin u_i. \end{aligned} \quad (10)$$

Для сложных систем целесообразно использовать ЭВМ, составив специальную программу, как это сделано в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, — по этой программе ЭВМ вычисляет координаты x, y заданного числа точек профиля последней поверхности; расчет луча и вычисление x_1, y_1, L, u_m целесообразно в этом случае производить по формулам, не содержащим тригонометрических функций, например по формулам Герцберга [6], что дает экономию машинного времени.

Отступление от условия синусов для полученной системы, определяющее ее кому, легко найти, вычислив фокусное расстояние f на заданной зоне y по формуле

$$f = y / \sin u_1.$$

Найдя также параксиальное фокусное расстояние f_0 по формулам оптики Гаусса [6], получим отступление β от условия синусов Аббе

$$\beta = f - f_0,$$

а тем самым и отступление от условия изопланазии.

Описанный метод может применяться для расчета особо светосильных систем — Шмидта, Райта, Линфута, Бейкера (Шмидт—Кассегрен), асферических линз и объективов (например, однолинзового объектива коронографа), коллиматоров и камер светосильных спектрографов, а также систем с большими углами падения лучей на зеркале (рентгеновские системы).

Пример 1. В качестве примера рассмотрим расчет объектива коронографа, состоящего из одиночной линзы из стекла К3. Диаметр отверстия объектива $\phi = 0,5$ м, расстояние от фокуса до объектива $s_1 = -2$ м; толщина $d_1 = 0,07$ м. Радиус первой (сферической) поверхности объектива $r_1 = 11$ м. Очевидно, при этих характеристиках объектив будет иметь значительную остаточную сферическую aberrацию, которую можно исправить ретушью (асферизацией) одной из поверхностей его. Вышеописанная методика позволяет определить форму поверхности объектива, работающей в параллельном пучке лучей (расчет производится в обратном ходе лучей, когда точечный источник света находится на расстоянии $s_1 = -2$ м от линзы). Задавая угол u_1 с шагом 0,01 от 0,01 до 0,12, получим координаты точек профиля искомой асферической поверхности (показатель преломления стекла линзы принят равным 1,50639) (табл. 1). В таблице приведены: расстояния

Таблица 1

$$r_1 = 11 \text{ м}, r_2 = -1,139 \text{ м}, d = 0,07 \text{ м}, \phi = 0,5 \text{ м}$$

№ п/п	$-s_1, \text{ м}$	$h_1, \text{ м}$	$x, \text{ м}$	$y, \text{ м}$	$f, \text{ м}$
1	2,00001818	,02000085	—,00018225	,02042154	—2,04218798
2	2,00007275	,04000675	—,00073154	,04084083	—2,04217780
3	2,00016376	,06002289	—,00164640	,06125577	—2,04216527
4	2,00029131	,08005432	—,00292782	,08166409	—2,04214673
5	2,00045552	,10010618	—,00457410	,10206367	—2,04212420
6	2,00065656	,12018307	—,00658602	,12245182	—2,04208870
7	2,00089466	,14029168	—,00896417	,14282790	—2,04206591
8	2,00117005	,16043588	—,01170525	,16318865	—2,04203563
9	2,00148300	,18062085	—,01481224	,18353184	—2,04199830
10	2,00183388	,20085306	—,01828280	,20385680	—2,04196963
11	2,00222302	,22113703	—,02211584	,22416088	—2,04194160
12	2,00265085	,24147793	—,02631143	,24444201	—2,04191380

s'_1 точек первой поверхности линзы от фокуса S и их ординаты h_1 , координаты x, y второй (асферической) поверхности (начало координат находится в вершине поверхности), фокусные расстояния f для каждого луча. Поскольку f меняются только в пятой значащей цифре, очевидно, что отступление от условия синусов пренебрежимо мало, а кома системы исправлена. Проверка показала, что условие Ферма для всех лучей выполняется с точностью по крайней мере до $\lambda/100$, т. е. с точностью до ошибок вычислений. Вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1020 по специальной программе, позволяющей рассчитывать произвольные центрированные системы (число поверхностей $m < 99$). Программа позволяет также менять с заданным шагом любые параметры системы, добиваясь исправления требуемых aberrаций, — например, в нашем случае радиус r_1 был подобран таким образом, чтобы получить объектив с исправленной комой. Опишем также простой метод исправления комы в системе либо получения стигматической системы с требуемой комой (последняя может использоваться, например, как компенсатор комы). Рассмотрим по-прежнему произвольную центрированную систему, последняя поверхность которой неизвестна, но в отличие от рассмотренного случая

расстояние d_{m-1} до последней поверхности также будем считать неизвестным. Наиболее важным для практики и в то же время простым является случай, когда искомая последняя поверхность системы имеет нулевую (или почти нулевую) кривизну при вершине; при этом параксиальное изображение после прохождения лучей через первые $m - 1$ поверхностей находится на бесконечности. Отступление от условия синусов на зоне x', y' последней поверхности зададим в виде

$$\frac{y'}{\sin u_1} - f_0 = k \sin^2 u_1, \quad (11)$$

где k — коэффициент комы; при $k = 0$ получаем апланатическую систему. Величины k, f_0, u_1 считаем известными. Подставив координаты x', y' в (3), получим

$$l_m n_m - x' n_{m+1} + d_{m-1} (n_{m+1} - n_m) = L_0 - L, \quad (12)$$

$$x' = x_1 + l_m \cos u_m, \quad (13)$$

$$y' = y_1 - l_m \sin u_m. \quad (14)$$

Выражения (11)–(14) образуют систему из четырех линейных уравнений с неизвестными l_m, d_{m-1}, x', y' . Решая эту систему, находим искомую величину d_{m-1} :

$$d_{m-1} = \frac{L_0 - L + x_1 n_{m+1} + (y_1 - f_0 \sin u_1 - k \sin^3 u_1) (n_{m+1} \cos u_m - n_m) / \sin u_m}{n_{m+1} - n_m},$$

где $n_{m+1} = n'$.

Отметим, что в (11)–(14) значения L, u_m, x_1, y_1 вычисляются только для одного луча, определенного углом u_1 (см. рис. 1). Зная d_{m-1} , можно найти профиль последней поверхности по выведенным ранее (7), (8). В полученной системе на зонах, не совпадающих с зоной с координатами x', y' , возможны отклонения от условия (11), но обычно они не влияют на кому, а сферическая абберация на оси системы точно исправлена. Описанную методику расчета апланатических систем целесообразно использовать для особо светосильных систем Шмидта, Райта, системы Шмидт — Кассегрен и т. п.

Пример 2. Рассчитаем светосильный объектив спектрографа, состоящий из одиночной толстой линзы; линзу будем рассматривать в обратном ходе лучей при положении предмета в параксиальном фокусе линзы. Радиус кривизны первой поверхности линзы выберем так, чтобы после преломления параксиальный луч внутри линзы был параллелен оси, вторая поверхность линзы в этом случае является planoидом, т. е. имеет нулевую кривизну при вершине. Толщину линзы будем считать неизвестной. Наша задача — найти толщину линзы, при которой кома будет исправлена, а затем определить и профиль второй поверхности линзы, строго исправляющей ее сферическую абберацию. Пусть $r_1 = 0,5$ м, $n_2 = 1,5$ (показатель преломления стекла линзы), тогда $f_0 = -1$. Имеем также $m = 2, n_1 = 1, n_3 = 1$ (линза находится в воздухе), коэффициент комы $k = 0$. Тогда из выражения для d_{m-1} находим, приняв $u_1 = 0,15$:

$$d_{m-1} = d_1 \approx 0,5.$$

Иными словами, вершина второй поверхности линзы совпадает с центром кривизны первой поверхности линзы, — это свойство напоминает систему Шмидта, где вершина коррекционной поверхности (близкой к planoиду) практически совпадает с центром кривизны вогнутого сферического зеркала.

Зная d_1 , находим координаты точек профиля второй поверхности линзы по (7)–(8) (табл. 2) (все размеры в табл. 2 даны в единицах фокусного расстояния)

2. Случай, когда искомая асферическая поверхность является последней поверхностью системы, а изображение находится на конечном расстоянии. По-прежнему рассмотрим произвольную центрированную систему из $m - 1$ поверхностей (рис. 2); поставим своей целью найти точную асферическую

$$r_1 = 0,5; r_2 = \infty; f_0 = -1; d_1 = 0,5; n_2 = 1,5; \varnothing = 0,6$$

№ п/п	$-s_1$	h_1	x	y	f
1	1,010385	0,101377	0,000232	0,099833	-0,999997
2	1,024583	0,154851	0,001219	0,149434	-0,999972
3	1,04731	0,212300	0,004094	0,198636	-0,999831
4	1,083521	0,276668	0,010955	0,247235	-0,999319
5	1,148026	0,355126	0,026453	0,295023	-0,998317

поверхность, строго исправляющую сферическую aberrацию в заданной точке S' на оси. Расстояние вершины искомой поверхности d_{m-1} от вершины $(m-1)$ -й поверхности, а также расстояние s' от вершины последней поверхности до изображения S' будем считать известными. Используя принцип Ферма, из рис. 2 находим ($n' = n_{m+1}$)

$$L + l_m n_m + \rho n' = L_0 + d_{m-1} n_m + s' n'. \quad (15)$$

Из геометрических соображений (рис. 2) получаем для координат

$$x = x_1 + l_m \cos u_m, \quad (16)$$

$$y = y_1 - l_m \sin u_m, \quad (17)$$

$$\rho^2 = y^2 + (D - x)^2, \quad (18)$$

где $D = d_{m-1} + s'$.

Уравнения (15)–(17) линейны относительно неизвестных l_m, ρ, x, y ; уравнение (18) квадратное, поэтому и систему (15)–(18) можно свести к квадратному уравнению с одним неизвестным, например y . Из (15)–(17) находим, введя обозначение $C = L_0 - L + d_{m-1} n_m + s' n'$,

$$x = x_1 + (y_1 - y)/\operatorname{tg} u_m, \quad (19)$$

$$\rho = [C - (y_1 - y)n_m/\sin u_m]/n'. \quad (20)$$

Подставив из (19) и (20) значения x и ρ в (18), получим квадратное уравнение с одним неизвестным y :

$$a_1 y^2 + b_1 y + c_1 = 0, \quad (21)$$

где

$$a_1 = \left[\left(\frac{n_m}{n'} \right)^2 - 1 \right] \frac{1}{\sin^2 u_m},$$

$$b_1 = 2 \left[\frac{y_1}{\operatorname{tg}^2 u_m} + \frac{x_1 - D}{\operatorname{tg} u_m} - \frac{y_1 n_m^2}{n'^2 \sin^2 u_m} + \frac{C n_m}{n'^2 \sin u_m} \right],$$

$$c_1 = \left[\left(C - \frac{y_1 n_m}{\sin u_m} \right) \frac{1}{n'} \right]^2 - \left(D - x - \frac{y_1}{\operatorname{tg} u_m} \right)^2.$$

Уравнение (21) может иметь два вещественных корня, y^* и y^{**} , которые совместно с (19) определяют параметрически (через параметр u_1 либо h_1) два точных профиля искомой последней поверхности системы. Заметим, что решение пригодно только для преломляющей поверхности; для отражающей поверхности ($n' = -n_m$), очевидно, $a_1 = 0$, а потому (21) вырождается в линейное уравнение

$$b_1 y + c_1 = 0,$$

откуда

$$y = -c_1/b_1. \quad (22)$$

Искомая отражающая поверхность определяется (22) и (19).

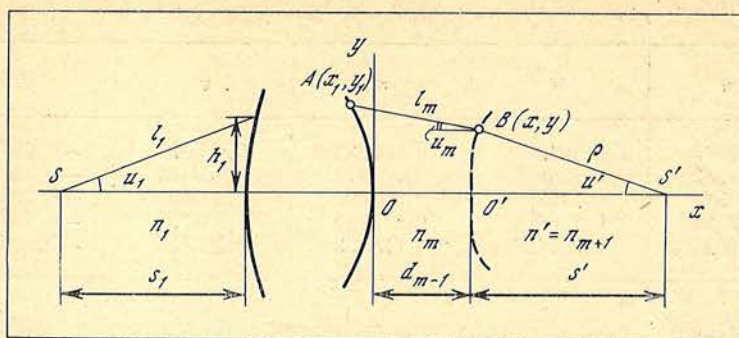


Рис. 2.

В заключение заметим, что если исходная система не имеет сферической аберрации на оси, то искомая последняя поверхность есть поверхность Декарта [2] при любом положении предмета и изображения.

Кому полученной системы легко оценить, используя закон синусов Аббе:

$$\alpha = \frac{n_1 \sin u_1}{n' \sin u'}, \quad (23)$$

где α — линейное увеличение для луча. Для вычисления α следует найти $\sin u'$; из рис. 2 имеем

$$\sin u' = y/\rho, \quad (24)$$

где ρ определяется из (20).

Линейное увеличение α_0 системы в параксиальной области можно найти по формулам оптики Гаусса [4], если найти радиус кривизны r_m последней поверхности при ее вершине, что легко получить из инварианта преломления, записанного для последней поверхности:

$$n' \left(\frac{1}{s'} - \frac{1}{r_m} \right) = n_m \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{r_m} \right), \quad (25)$$

где s — известное расстояние параксиального изображения, даваемого исходной системой, от вершины последней поверхности. Зная α и α_0 , можно найти отступление γ от условия изопланазии системы [4]:

$$\gamma = \frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_0}, \quad (26)$$

а также кому K [4]:

$$K = 3\tau\gamma, \quad (27)$$

где τ — величина изображения для главного луча.

Заметим, что для случая, когда изображение, создаваемое системой, расположено на бесконечности, величина γ определится формулой

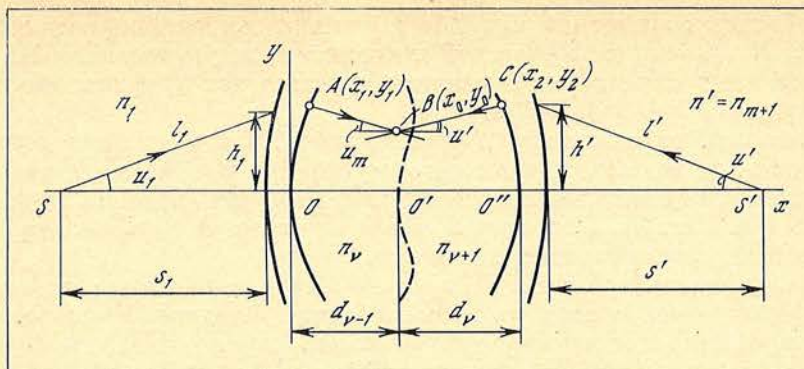
$$\gamma = \frac{\beta}{f_0} = \frac{f - f_0}{f_0}. \quad (28)$$

Зная радиус r_m кривизны последней поверхности при ее вершине, легко вычислить координаты x_c , y_c сферы, касающейся последней поверхности в ее вершине, по формуле

$$x_c = r_m \pm \sqrt{r_m^2 - y_c^2}, \quad (29)$$

а затем и оценить отступление полученной асферической поверхности от этой сферы.

3. Случай, когда искомая поверхность находится внутри системы. Рассмотрим более общий случай, когда искомая асферическая поверхность, разделяющая две среды с показателями преломления n_v и n_{v+1} , находится внутри системы (рис. 3) с известными конструктивными элементами. Пусть вершина поверхности расположена на известных расстояниях d_{v-1} , d_v от



соседних вершин, а положения точек предмета и изображения известны (см. рис. 3), т. е. даны отрезки s_1 и s' . Задача сводится к определению такого значения u' (при заданном u_1) либо u_1 (при заданном u'), для которого оптический путь луча $SABCS'$ совпадает с параксиальным оптическим путем $SOO'O'S'$ (вдоль оси x). Тогда точка B пересечения лучей AB и BC будет лежать на профиле искомой поверхности, точно исправляющей сферическую aberrацию системы. Рассчитаем ход двух лучей, исходящих из точек S и S' , до точек пересечения с поверхностью A и C соответственно и найдем оптический путь SA и $S'C$; обозначим оптический путь SA через L , оптический путь $S'C = L'$. Соответствующие параксиальные оптические пути обозначим L_0 и L'_0 .

Полный оптический путь вдоль ломаной $SABCS'$ равен

$$L_n = L + l_v n_v + l_{v+1} n_{v+1} + L'.$$

Здесь

$$l_v = \sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2}; \quad l_{v+1} = \sqrt{(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2}.$$

Полный путь параксиального луча, идущего вдоль оптической оси, будет

$$L_{0n} = L_0 + d_{v-1}n_v + d_v n_{v+1} + L'_0. \quad (30)$$

Поманая $SABCS'$ будет совпадать с ходом луча, если

$$\Delta_i = L_n - L_{0n} = 0, \quad (30')$$

где Δ — волновая абберрация.

Координаты точки B удовлетворяют уравнениям прямых AB и BC (см. рис. 3), которые имеют вид

$$y = y_1 + (x - x_1) \operatorname{tg} u_m, \quad (31)$$

$$y = y_2 + (x - x_2) \operatorname{tg} u_{m+1}. \quad (32)$$

Решая совместно систему (31) и (32), найдем координаты x_0, y_0 точки B , затем l_v, l_{v+1} и Δ . Если $\Delta = 0$, то точка B принадлежит профилю искомой асферической поверхности; если $\Delta \neq 0$, то следует изменить значение u_1 (либо u') и повторить вычисление Δ и т. д., пока не будут найдены такие два значения a и b угла u_1 (либо u'), при которых абберация Δ изменяет знак, — очевидно, волновая абберация Δ принимает нулевое значение внутри интервала (a, b) . Уточненное значение корня u_1 (либо u') можно найти различными методами, например методом хорд:

$$u_1 = a - \Delta(a) \frac{b-a}{\Delta(b) - \Delta(a)}.$$

Процесс уточнения угла продолжаем до тех пор, пока равенство $\Delta \approx 0$ не будет выполняться с требуемой точностью, — например, если в качестве критерия взять допуск Релея, то должно выполняться неравенство

$|\Delta| \leq \lambda/4.$

С найденным значением u_1 (либо u') вычисляем искомые координаты (x_0, y_0) точки B профиля асферической поверхности из уравнений (31), (32). Аналогично вычисляются и координаты других точек профиля; вычисления целесообразно производить на ЭВМ.

Заметим, что если точки S (или S') либо S и S' вместе находятся на бесконечности, то во всех случаях вместо углов u_1, u' в качестве начального параметра луча следует использовать высоты h_1 и h' падения луча на поверхность (см. рис. 3), а отрезки l_1, s' отсчитывать от произвольной плоскости, перпендикулярной к оптической оси.

Кóму полученной системы, а также отступление полученной поверхности от сферы можно оценить по вышеописанной методике. Имея координаты точек профиля асферической поверхности, можно найти и приближенное представление профиля в привычной форме в виде многочлена

$$x = Ay^2 + By^4 + Cy^6 + \dots,$$

для чего можно применить, например, интерполяционную формулу Лагранжа.

Автор признателен М. Б. Поповой за помощь в работе и ценные указания.

Май 1979 г.

Литература

1. *Euclid. Catoptrica*. 6. Aufl./Hrsg. L. Heiberg, Leipzig, 1895.
2. *Декарт Р.* Рассуждение о методе. Л.: Изд-во АН СССР, 1953.
3. *Ловягин А. В.* Несферические поверхности, дающие стигматическое изображение точек на оси симметрии: Дис... канд. физ.-мат. наук. Одесский политехнический ин-т, 1950.
4. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. Л.; М.: ОНТИ, 1937.
5. *Попов Г. М.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62.
6. *Герцбергер М.* Современная геометрическая оптика. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.

УДК 535.568.1

РАСЧЕТ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМ
СИМВОЛЬНЫМ МЕТОДОМ

Д. Н. Рачковский, В. И. Абраменко, Л. И. Цветков

На основе матричного формализма преобразований параметров поляризованного излучения предложен алгоритм программы для расчета характеристик поляризметрических систем. Введенная в программу символьная запись, соответствующая рассматриваемой системе, преобразуется в конкретное матричное выражение для различных частот модуляции, которое затем вычисляется. Развита методика использована для анализа работы радиополяриметров сантиметрового диапазона, применяемых при наблюдениях на РТ-22 КАО АН СССР.

COMPUTATION OF POLARIZED CHARACTERISTICS OF A BASIC DIAGRAM BY THE SYMBOLIC METHOD, by D. N. Rachkovsky, V. I. Abramenko, L. I. Tsvetkov. — On a basis of the matrix transformation formalism of the polarized characteristics of emission the algorithm of program for the computation of properties of polarimeter have been suggested. The symbol recording introduced into the program in accordance with the system at hand have been transformed into a particular matrix expression for the different frequencies of modulation which were subsequently computed. The developing method applied for the analysis of the operation of radiopolarimeters in the centimeter range is used for observations with the 22-m radio telescope at the Crimean observatory.

При расчете поляризационных характеристик пропускания различных систем, например магнитографов, удобно пользоваться матричным методом анализа. Поляризованное излучение можно характеризовать разными способами: параметрами Стокса, комплексными составляющими вектора электрической напряженности поля, матрицей плотности. Во всех этих случаях матрицы, соответствующие отдельным узлам системы, различны, однако легко приводимы друг к другу.

Матричный метод расчета позволяет легко записать формальное выражение, описывающее работу системы. Достоинством этого метода является наглядность, каждому узлу системы соответствует своя матрица.

Однако получение конкретных численных результатов при матричном методе весьма трудоемко и не имеет значительных преимуществ перед другими методами. Естественно желание передать эту часть работы на ЭВМ. Когда матрицы зависят только от численных параметров, таких, как фазовые смещения вдоль определенных осей, углы ориентации нормальных осей узлов системы и т. п., то составление программы для расчета поляризационных характеристик не представляет особых трудностей. Необходимо только определить все типы матриц, соответствующих узлам системы, и произвести над ними в определенной последовательности алгебраические преобразования.

Однако в реальных схемах поляриметров для одновременной регистрации различных поляризационных параметров обычно вводят один или несколько модуляторов. Частоты модуляторов — это параметры, которые подчиняются своим правилам преобразования. Самым простым выходом из этого затруднения было бы предварительное преобразование выражений

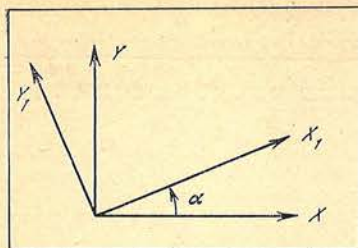


Рис. 1. Вращение системы координат

Ось z направлена вдоль распространения волны к наблюдателю

с целью получения для каждой частоты модуляции своего матричного выражения. Такие вычисления будут достаточно сложны, и здесь легко допустить ошибку.

Возможности языка PL/I позволяют и эту часть работы поручать ЭВМ.

Ниже на примере анализа схем двух радиополяриметров, применяемых в практике работы обсерватории [1—3], развивается символьный метод расчета с применением ЭВМ, которая выступает здесь не только как инструмент для вычисления, но и проводит более «интеллектуальные» операции: раскрытие скобок, приведение подобных членов, применение некоторых тригонометрических формул. Все эти операции совершаются в символьном виде.

Поляризованное излучение мы будем характеризовать параметрами Стокса и параллельно комплексными составляющими вектора электрической напряженности поля.

Матричный метод расчета поляриметров достаточно хорошо разработан. Однако, поскольку нет единых принятых обозначений, а также потому, что особенности работы предлагаемого алгоритма требуют некоторых предварительных преобразований, приходится достаточно подробно остановиться на матричном методе анализа поляризационных систем.

Параметры Стокса мы определим следующим образом [4]:

$$I_X = E_X E_X^*, \quad I_Y = E_Y E_Y^*, \quad U = 2 \operatorname{Re} E_X E_Y^*, \quad V = -2 \operatorname{Im} E_X E_Y^*. \quad (1)$$

Всюду в дальнейшем мы применяем правую систему координат с осью Z , направленной вдоль распространения волны.

Если компоненты вектора электрической напряженности волны связаны соотношением

$$E_X' = aE_X + bE_Y, \quad E_Y' = cE_X + dE_Y, \quad (2)$$

то параметры Стокса равны [5]

$$I' = \begin{pmatrix} aa^* & bb^* & \operatorname{Re} ab^* & \operatorname{Im} ab^* \\ cc^* & dd^* & \operatorname{Re} cd^* & \operatorname{Im} cd^* \\ 2 \operatorname{Re} ac^* & 2 \operatorname{Re} bd^* & \operatorname{Re}(ad^* + bc^*) & \operatorname{Im}(ad^* - bc^*) \\ -2 \operatorname{Im} ac^* & -2 \operatorname{Im} bd^* & -\operatorname{Im}(ad^* + bc^*) & \operatorname{Re}(ad^* - bc^*) \end{pmatrix} \cdot \bar{I}; \quad (3)$$

здесь $\bar{I} = (I_X I_Y UV)$, где знак $\sim$ означает транспонирование. Поворот системы координат на угол α (рис. 1) определяется матрицами

$$l(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$L(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin^2 \alpha & \frac{1}{2} \sin 2\alpha & 0 \\ \sin^2 \alpha & \cos^2 \alpha & -\frac{1}{2} \sin 2\alpha & 0 \\ -\sin 2\alpha & \sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

причем

$$L^{-1}(\alpha) = L(-\alpha); \quad L(\alpha) \cdot L(\beta) = L(\alpha + \beta). \quad (6)$$

Выражение (5) получено из (3) путем сопоставления (2) и (4).

Для удобства вычислений матрицы $l(\alpha)$ и $L(\alpha)$ представим в следующем виде:

$$l(\alpha) = \cos \alpha \cdot l_1 + \sin \alpha \cdot l_2, \quad L(\alpha) = L_0 + \sin 2\alpha \cdot L_1 + \cos 2\alpha \cdot L_2, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} l_1 &= l\left(\frac{\pi}{2}\right), \quad l_2 = l(0) = e, \\ L_0 &= \frac{1}{2} \left(E + L\left(\frac{\pi}{2}\right) \right), \\ L_1 &= \frac{1}{2} \left(L\left(\frac{\pi}{4}\right) - L\left(-\frac{\pi}{4}\right) \right), \\ L_2 &= \frac{1}{2} \left(E - L\left(\frac{\pi}{2}\right) \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь введены e и E — единичные матрицы.

Будем полагать, что вектор $\mathbf{E}$ следующим образом зависит от времени: $\mathbf{E} \sim e^{i\omega t}$, тогда единичные векторы лево- и правополяризованных колебаний можно записать

$$\mathbf{e}_l = (\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0)/\sqrt{2}, \quad \mathbf{e}_r = (\mathbf{x}_0 + i\mathbf{y}_0)/\sqrt{2}, \quad (9)$$

причем

$$\mathbf{e}_{l,r} \cdot \mathbf{e}_{l,r}^* = 1, \quad \mathbf{e}_{l,r} \cdot \mathbf{e}_{r,l}^* = 0. \quad (10)$$

Используя равенство

$$\mathbf{E} = E_X \cdot \mathbf{x}_0 + E_Y \cdot \mathbf{y}_0 = E_l \cdot \mathbf{e}_l + E_r \cdot \mathbf{e}_r, \quad (11)$$

можно получить связь между круговыми и линейно поляризованными компонентами вектора $\mathbf{E}$:

$$E_{l,r} = t E_{X,Y},$$

где

$$t = \begin{vmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{vmatrix} / \sqrt{2}, \quad t^{-1} = \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{vmatrix} / \sqrt{2}. \quad (12)$$

Соответствующие матрицы для преобразования параметров Стокса:

$$T = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 1 \\ 2 & -2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2 & 0 \end{vmatrix} / 2, \quad T^{-1} = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -2 \\ -2 & 2 & 0 & 0 \end{vmatrix} / 2. \quad (13)$$

Параметры Стокса в системе ортов (9) по аналогии с (1) будут выглядеть так:

$$I_l = E_l E_l^*, \quad I_r = E_r E_r^*, \quad U = 2 \operatorname{Re} E_l E_r^*, \quad V = -2 \operatorname{Im} E_l E_r^*. \quad (14)$$

Одним из основных узлов систем является узел фазовой задержки. Матрицы преобразования параметров I, E при внесении запаздывания ξ в составляющую E_X имеют вид

$$r_x(0, \xi) = \begin{vmatrix} e^{-i\xi} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (15)$$

$$R_x(0, \xi) = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \xi & -\sin \xi \\ 0 & 0 & \sin \xi & \cos \xi \end{vmatrix}.$$

Для дальнейшего удобно и эти матрицы представить в виде

$$\begin{aligned} r_x(0, \xi) &= r_0 + \sin \xi \cdot r_1 + \cos \xi \cdot r_2, \\ R_x(0, \xi) &= R_0 + \sin \xi \cdot R_1 + \cos \xi \cdot R_2. \end{aligned} \quad (16)$$

Для r_0, r_1, r_2 и R_0, R_1, R_2 выполняются одни и те же соотношения

$$\begin{aligned} R_0 &= \left(R_x \left(0, \frac{\pi}{2} \right) + R_x \left(0, -\frac{\pi}{2} \right) \right) \frac{1}{2}, \\ R_1 &= \left(R_x \left(0, \frac{\pi}{2} \right) - R_x \left(0, -\frac{\pi}{2} \right) \right) \frac{1}{2}, \\ R_2 &= (R_x(0, 0) - R_x(0, \pi)) \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Если фазовая задержка производится в какой-либо другой плоскости x_1 , наклоненной под углом φ к плоскости x , то соответствующие матрицы для плоскости x_1 можно получить просто последовательным преобразованием системы координат, т. е.

$$r_x(\varphi, \xi) = l(-\varphi) r_x(0, \xi) l(\varphi), \quad R_x(\varphi, \xi) = L(-\varphi) R_x(0, \xi) L(\varphi), \quad (18)$$

матрицы R_x и L не коммутативны, поэтому только при $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ имеем

$$R_x(\varphi_1, \xi_1) R_x(\varphi_2, \xi_2) = R_x(\varphi, \xi_1 + \xi_2). \quad (19)$$

Если фазовая задержка производится в круговой составляющей, например E_l , то соответствующую матрицу можно записать так:

$$r_l(\xi) = t^{-1} r_x(0, \xi) t = e^{-i\xi/2} l(-\xi/2), \quad R_l(\xi) = L(-\xi/2). \quad (20)$$

Фазовая задержка в E_r -составляющей выражается таким образом:

$$r_r(\xi) = e^{-i\xi} r_l(-\xi), \quad R_r(\xi) = R_l(-\xi). \quad (21)$$

Необходимо еще определить матрицу, соответствующую анализатору, ориентированному вдоль оси x_1 (см. рис. 1):

$$d(\alpha) = l(-\alpha) d(0) l(\alpha), \quad D(\alpha) = L(-\alpha) D(0) L(\alpha), \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} d(0) &= \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}, \\ D(0) &= \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (23)$$

В схемах могут встречаться узлы, преобразующие составляющие x в y и y в x . Соответствующие матрицы определим так:

$$\begin{aligned} c &= \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \\ C &= \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

Узлы схемы могут быть выполнены с отклонениями от расчетных величин, например если угол плоскости установки равняется

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi,$$

то матрица поворота будет выглядеть

$$l(\varphi + \Delta\varphi) \approx l(\varphi) (e + \Delta\varphi l_1), \quad L(\varphi + \Delta\varphi) \approx L(\varphi) (E + 2\Delta\varphi L_1). \quad (25)$$

Если фазовая задержка отклоняется от расчетной и имеется затухание κ в x -составляющей

$$\xi = \xi_0 + \Delta\xi - i\kappa,$$

то

$$\begin{aligned} r_x(0, \xi_0 + \Delta\xi) &= r_x(0, \xi_0) (e + \Delta\xi \cdot r_1), \\ R_x(0, \xi_0 + \Delta\xi) &= R_x(0, \xi_0) (E + \Delta\xi \cdot R_1), \\ r_x(0, \xi_0 - i\kappa) &= r_x(0, \xi_0) (e - \kappa d(0)), \\ R_x(0, \xi_0 - i\kappa) &= R_x(0, \xi_0) (E - \kappa S), \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$S = \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Выражения (25), (26) могут быть применены, если необходимо в явном виде выразить зависимость поляризации от параметров $\Delta\varphi$, $\Delta\xi$, κ .

Приведем еще известные соотношения [6]. В случае, если фаза изменяется по закону

$$\xi = z \sin \Omega t,$$

тогда

$$e^{iz \sin \Omega t} = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \cos(2n\Omega t) + 2i \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) \sin((2n-1)\Omega t), \quad (28)$$

где $J_0(z)$, $J_{2n}(z)$, $J_{2n-1}(z)$ — функции Бесселя. Если ограничиться двумя первыми гармониками по Ω , то

$$\begin{aligned} \cos(z \sin \Omega t) &= J_0(z) + 2J_2(z) \cos 2\Omega t, \\ \sin(z \sin \Omega t) &= 2J_1(z) \sin \Omega t. \end{aligned}$$

Рассмотрим теперь схему поляриметра с вращающейся фазовой пластинкой (рис. 2) [1, 2]. Под каждым узлом схемы приведена соответствующая матрица. Записывая их произведение, получаем

$$\bar{I}_{\text{вых}} = D\left(\frac{\pi}{2}\right) L\left(\frac{\pi}{4}\right) D\left(\frac{3}{4}\pi\right) L(-\beta_1) D\left(\frac{\pi}{2}\right) R_x(-\gamma, \xi) \bar{I}_{\text{вх}}. \quad (29)$$

Для программы выражение (29) полностью определено: известны все типы матриц. Поэтому достаточно ввести (29) в символьном виде в ЭВМ. Программой проводится дальнейшая обработка (29). В частности, она представляется в виде

$$\begin{aligned} \bar{I}_{\text{вых}} &= L\left(-\frac{\pi}{2}\right) D(0) L\left(\frac{3}{4}\pi\right) [L_0 + J_0(2z) L_2 - 2J_1(2z) \sin \Omega_1 t \cdot L_1 + \\ &+ 2J_2(2z) \cos 2\Omega_1 t \cdot L_2] L\left(-\frac{\pi}{2}\right) D(0) L\left(\frac{\pi}{2}\right) \times \\ &\times \left[L_0 R_x(0, \xi) L_0 - \frac{1}{2} L_1 R_x(0, \xi) L_1 + \frac{1}{2} L_2 R_x(0, \xi) L_2 + \right. \\ &+ (L_0 R_x(0, \xi) L_1 - L_1 R_x(0, \xi) L_0) \sin \Omega t + \\ &+ (L_0 R_x(0, \xi) L_2 + L_2 R_x(0, \xi) L_0) \cos \Omega t + \\ &\left. + \frac{1}{2} (L_2 R_x(0, \xi) L_2 - L_1 R_x(0, \xi) L_1) \cos 2\Omega t \right] \bar{I}_{\text{вх}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Окончательный результат, полученный машиной, можно представить в виде

$$\begin{aligned} I_{y, \text{вых}} &= \frac{1}{4} \left[\left(1 + 2J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) \sin \Omega_1 t \right) I_0 + \frac{1}{2} (1 + \cos 4\Omega t - \right. \\ &\left. - 2J_1\left(\frac{\pi}{2}\right) \sin \Omega_1 t \right) Q - \frac{1}{2} U \sin 4\Omega t - V \sin 2\Omega t \right]. \end{aligned} \quad (31)$$

Подставляя численное значение $J_1(\pi/2)$ и учитывая эмпирически полученный коэффициент ослабления интенсивности сигнала в схеме, выражение (31) можно записать в виде

$$I_{y, \text{вых}} = (0,189 + 0,214 \sin \Omega_1 t) I_0 + (0,095 + 0,095 \cos 4\Omega t - 0,107 \sin \Omega_1 t) Q - 0,095 U \sin 4\Omega t - 0,095 V \sin 2\Omega t. \quad (31')$$

Перейдем к рассмотрению схемы трехканального спектрорадиополяриметра с фазовым вращением [3]. Этот поляриметр рассчитан на измерение параметров Стокса I_0 и V . На рис. 3 изображена принципиальная схема одного из каналов поляриметра. Анализ работы поляриметра начнем с рассмотрения узла фазовой модуляции, изображенного на рис. 3 символом ФМ. Схема узла фазовой модуляции показана на рис. 4.

Связь между компонентами вектора E на входе и выходе этого узла дается выражением

$$E_{\text{вых}} = \left[d(0) c r_x \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) + d \left(\frac{\pi}{2} \right) r_x \left(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2} \right) r_l(\xi) \times \right. \\ \left. \times r_x \left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) d \left(\frac{\pi}{2} \right) c \right] \cdot E_{\text{вх}},$$

или

$$E_{\text{вых}} = i c r_x(0, \xi) E_{\text{вх}}. \quad (32)$$

Таким образом, этот узел соответствует фазовой пластинке с запаздыванием ξ и затем обращению осей координат x, y .

В итоге матричное выражение для поляриметра с фазовым модулятором, согласно рис. 3, запишется

$$\bar{I}_{\text{вых}} = D \left(\frac{\pi}{2} \right) L \left(-\frac{\pi}{4} \right) D \left(-\frac{\pi}{4} \right) L(-\beta) L \left(-\frac{\pi}{2} \right) \times \\ \times D(0) L \left(-\frac{\pi}{4} \right) D \left(-\frac{\pi}{4} \right) C R_x(0, \xi) I_{\text{вх}}; \quad (33)$$

здесь

$$\beta = \frac{\pi}{4} \sin \Omega_1 t, \quad \xi = \frac{\pi}{2} \sin \Omega t.$$

В результате после обработки (33) на ЭВМ мы получим

$$I_{y, \text{вых}} = \frac{1}{4} \left\{ \left(1 - 2J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin \Omega_1 t \right) I_0 - \left[J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) - 2J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin \Omega_1 t + \right. \right. \\ \left. \left. + 2J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right) \cos 2\Omega t \right] U + 2J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin \Omega t V \right\}. \quad (34)$$

Учитывая ослабление интенсивности сигнала в схеме и заменяя $J_0(\pi/2)$, $J_1(\pi/2)$ и $J_2(\pi/2)$ их численными значениями, получим

$$I_{y, \text{вых}} = (0,149 - 0,169 \sin \Omega_1 t) I_0 - (0,070 - 0,080 \sin \Omega_1 t + 0,075 \cos 2\Omega t) U + 0,169 \sin \Omega t V.$$

В обеих рассмотренных схемах для компенсации неполяризованной составляющей на частоте Ω предусмотрено подключение генератора шума — на рис. 2 и 3 это место обозначено буквой Г. Очевидно, на выходе обеих схем мы имеем

$$I_{\text{вых}}^{\Gamma} = D \left(\frac{\pi}{2} \right) L \left(\frac{\pi}{4} \right) D \left(-\frac{\pi}{4} \right) L(-\beta) D(0) I_{\text{вх}}^{\Gamma}$$

или

$$I_{y, \text{вых}}^{\Gamma} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin \Omega_1 t \right) I_{x, \text{вх}}^{\Gamma}. \quad (35)$$

До сих пор мы не учитывали отклонения при изготовлении поляриметров от расчетных параметров. Для поляриметра с фазовым вращением возможны отклонения в амплитуде параметра ξ :

$$\xi = (\xi_0 + \Delta\xi) \sin \Omega t, \quad \xi_0 = \pi/2, \quad \Delta\xi = \pm 5^\circ.$$

Соответствующие изменения параметров выходящего излучения получим, обозначая (33) так:

$$I_{\text{вых}} = B I_{\text{вх}} = A R_x(0, \xi) I_{\text{вх}}. \quad (36)$$

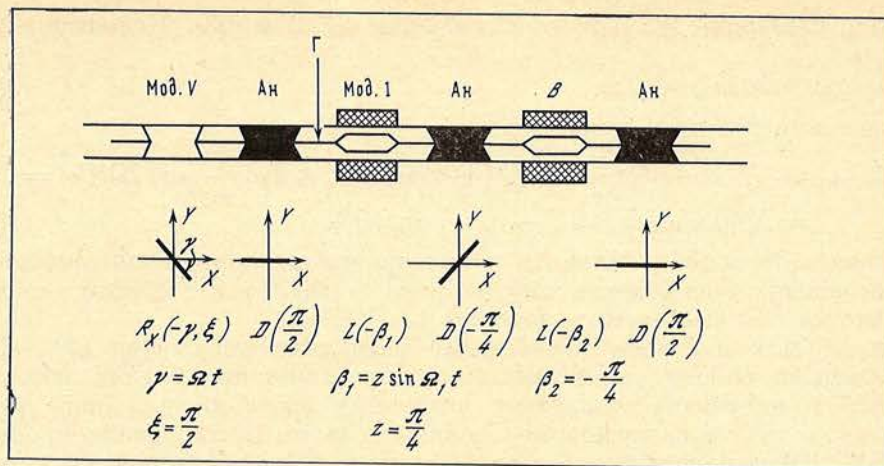


Рис. 2. Схема поляриметра для измерения параметров I, Q, V, U

Мод V — фазовая пластинка $\lambda/4$, вращающаяся с угловой скоростью $\gamma = \Omega t$. Мод I — ферритовый модулятор. B — вентиль, A_n — анализатор, выделяющий линейную составляющую

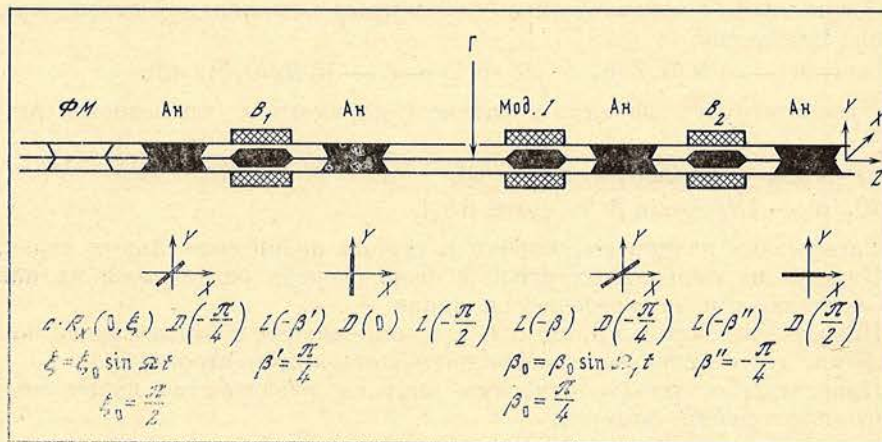


Рис. 3. Схема одного из каналов поляриметра для измерения параметров I, V

ΦM — фазовый модулятор. Остальные обозначения те же, что на рис. 2

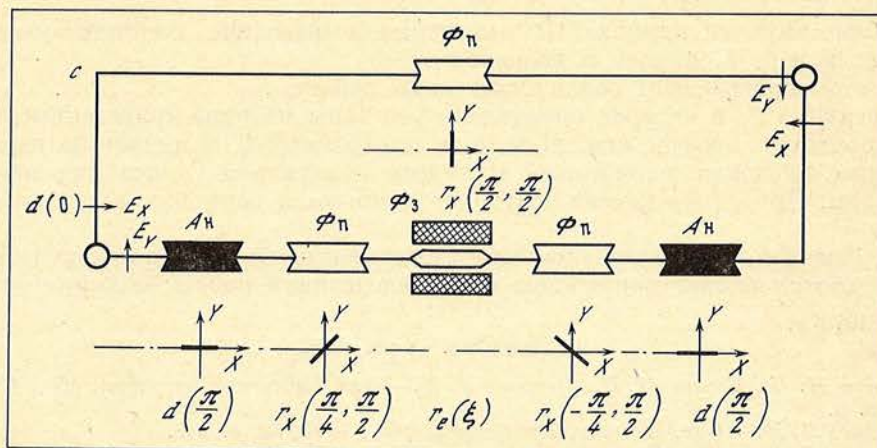


Рис. 4. Схема фазового модулятора поляриметра для измерения параметров I, V

Φ_n — фазосдвигающая пластинка $\lambda/4$, Φ_3 — узел фазовой задержки для круговой составляющей

Смысл обозначений A, B ясен из сравнения (36) и (33). Используя (26), находим

$$\Delta \bar{I}_{\text{вых}} = \Delta \xi \sin \Omega t B R_1 \bar{I}_{\text{вх}}. \quad (37)$$

Или после небольших выкладок

$$\begin{aligned} \Delta I_{y, \text{вых}} &= \frac{\Delta \xi}{4} \left[\left(-J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) + J_2 \left(\frac{\pi}{2} \right) \right) \sin \Omega t V + J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \cos 2 \Omega t U \right] = \\ &= \Delta \xi [0,142 \cos 2 \Omega t U - 0,056 \sin \Omega t V]. \end{aligned} \quad (38)$$

Сравнивая (38) и (34), приходим к выводу, что рассмотренная неточность в изготовлении узла фазовой модуляции не приводит к наложению параметров Стокса на выделяемых частотах.

Выше были получены формальные матричные выражения (29), (33), описывающие работу рассматриваемых поляриметров. Анализ этих выражений и получение конкретных численных значений для параметров Стокса выходящего излучения на гармониках частот Ω_1 и Ω_2 можно провести на ЭВМ. Ниже приводятся основные принципы разработанной нами программы.

Расчет какой-либо схемы выполняется в два этапа. Первая программа делает за нас алгебраические преобразования для каждой из выделяемых частот модуляции. Конкретно выполняются следующие операции:

1. Если α и β — модулируемые параметры, в символьной строке производится замещение:

$$D(\alpha) \leftarrow L(-\alpha) D(0) L(\alpha), \quad R_x(\beta, \xi) \leftarrow L(-\beta) R_x(0, \xi) L(\beta).$$

2. Руководствуясь заданным списком параметров, производим разложение

$$\begin{aligned} L(\alpha) &\leftarrow [L_0 + \sin 2\alpha L_1 + \cos 2\alpha L_2], \\ R_x(0, \beta) &\leftarrow [R_0 + \sin \beta R_1 + \cos \beta R_2]. \end{aligned}$$

3. Раскрываем квадратные скобки и строим набор символьных строк.

4. Каждая из символьных строк в свою очередь разделяется на набор строк, если внутри не встречаются знаки $+, -$.

5. Параметрические $\sin \beta$, $\sin \alpha$ и т. п. выделяются в отдельные символьные строки, соответствующие матричным символьным строкам.

6. Произведения параметрических синусов разлагаются путем многократного применения формулы

$$\sin \alpha \sin \beta = \frac{1}{2} \left[\sin \left(\alpha - \beta + \frac{\pi}{2} \right) - \sin \left(\alpha + \beta + \frac{\pi}{2} \right) \right].$$

7. Приводятся подобные члены относительно выражений типа

$$\sin(k\Omega t), \cos(k\Omega t), \quad k = 1, 2, 3 \dots$$

8. Формируются перфокарты матричных выражений, соответствующих указанному в п. 7 синусам и косинусам.

На этом программа 1 заканчивает свою работу.

Программа 2, в которой определены все типы матриц, приведенные выше, использует перфокарты, выданные программой 1, и выдает на печать численные значения множителей при всех параметрах Стокса падающего излучения. Процедура печати повторяется для всех гармоник частот модуляции.

Мы надеемся, что представленный здесь символьный метод после неизбежной доработки найдет применение при исследовании работы поляриметров.

Апрель 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ерюшев Н. Н., Тинин М. В., Цветков Л. И. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, с. 3.
2. Цветков Л. И. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, с. 189.
3. Цветков Л. И. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 189.
4. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во иностр. лит., 1953.
5. Рачковский Д. Н. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, с. 63.
6. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1966.

УДК 539.216.2

К ВОПРОСУ О НАНЕСЕНИИ НОВЫХ ОТРАЖАЮЩИХ СЛОЕВ НА ЗЕРКАЛА ПРИБОРОВ В ПРОЦЕССЕ ПРОВЕДЕНИЯ ВНЕАТМОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. В. Брунс

Восстановление отражающих свойств зеркал оптических приборов для внеатмосферных исследований предлагается осуществлять нанесением отражающих покрытий в процессе эксплуатации прямо на орбите ИСЗ. Приводится простой графоаналитический метод расчета распределения толщины напыленного слоя при использовании нескольких отдельных испарителей.

TO THE PROBLEM OF COATING THE MIRRORS OF DEVICES DURING EXTRA-ATMOSPHERIC EXPERIMENTS, by A. V. Bruns. — The restoration of reflective coating of mirrors on the devices aboard the satellites during space experiments might be done in the operational phase on the orbit. The illustration to the simple graphical and analytical method of computing the distribution of sputtered level thickness, using several individual evaporators, is presented.

При проведении внеатмосферных исследований с аппаратурой, содержащей оптические элементы, всегда возникает опасность их деградации в результате воздействия различных факторов космического пространства. В зависимости от специфики каждого конкретного эксперимента может быть применен тот или иной метод сохранения оптических характеристик аппаратуры.

Как один из действенных методов борьбы с ухудшением отражающих свойств зеркал, особенно среднего и крупного размера, может быть рекомендовано нанесение «нового» отражающего слоя во время эксплуатации прибора непосредственно на орбите [1].

В практике покрытия зеркал в наземных условиях наиболее распространен способ термомолекулярного напыления. Суть метода заключается в том, что на зеркале, помещенном в вакуумный объем, конденсируется молекулярный пучок напыляемого вещества.

В космическом пространстве, в условиях естественного вакуума, задача нанесения покрытия сводится к получению требуемой равномерности покрытия на установленном в приборе зеркале с помощью расположенных там же испарителей. Здесь весьма существенным оказывается правильный выбор конструкции испарителей, которые должны работать в невесомости, создавать сформированные молекулярные пучки, быть экономичными по энергопотреблению, выдерживать вибрационные и линейные перегрузки.

Техника получения оптических покрытий с равномерной толщиной по всей поверхности в наземных условиях отработана достаточно хорошо [2, 3].

Наиболее простой способ — использование кольцевого испарителя [3, 4] с диаметром, равным или несколько меньшим диаметра подложки (т. е. поверхности зеркала).

Толщина слоя в точке P определяется по формуле Торндайка

$$\tau_P = \frac{M\rho}{8\pi^2\delta} \int_0^{2\pi} \frac{dQ}{R^3}, \quad (1)$$

где M — полная масса навески, ρ — расстояние от кольца до подложки, δ — плотность напыляемого материала, dQ — элементарный отрезок испарителя, R — его расстояние до точки P .

Метод позволяет получить хорошую равномерность для зеркал малых и средних размеров. Для покрытия больших зеркал используют несколько концентрических испарительных колец. Применяется также ряд других методов, дающих хорошее распределение по толщине.

В одном из них используется заслонка, имеющая специально подобранный контур и вращающаяся между испарителем и подложкой. Важным моментом в этом методе является расположение на одной прямой оси вращения заслонки, центра испарителя и подложки.

Пользуясь этим методом, можно не только получать равномерные пленки, но и пленки с толщиной, изменяющейся от центра по заданному закону.

Другой часто применяемый способ основан на том, что распределение толщины слоя, подобное распределению от кольцевого испарителя, может быть получено от точечного испарителя, расположенного эксцентрично относительно подложки, путем либо его вращения, либо вращения подложки [4]. Ввиду трудностей проведения тока к подвижному испарителю предпочтение отдается вращению подложки.

Несмотря на все достоинства перечисленных методов, они не могут быть рекомендованы для применения в приборах, устанавливаемых на борту ИСЗ, так как предполагают нахождение во время напыления непосредственно перед покрываемой поверхностью довольно громоздкой конструкции испарителя, поворачивающихся диафрагм и др., которые необходимо убирать из поля зрения зеркала после окончания процесса напыления.

Использование же всяких выдвижных устройств или вращение самих напыляемых зеркал в условиях эксперимента в космосе существенно снижает надежность всей системы, а зачастую просто технически неосуществимо.

Поэтому основное внимание нами было обращено на развитие редко применяемой для нанесения отражающего покрытия на зеркала методики с использованием одиночных испарителей, расположенных вне рабочей апертуры зеркала. Существует два основных типа дискретных испарителей: с малой площадью и точечный. В первом молекулы, испаряемые с малой плоской поверхности, имеют определенное распределение по углам (обычно закон косинуса). Во втором, точечном, испарение происходит с малой сферической поверхности, например капли расплавленного вещества, и практически изотропно.

Рассмотрим этот случай подробнее. От испарителя A (рис. 1) в пространственном угле $d\omega$ проходит поток молекул с массой $dM = M_0 \frac{d\omega}{4\pi}$. Здесь M_0 — полное количество испаренного вещества. Этот поток, осаждающийся на элемент поверхности подложки $dS = \frac{R^2}{\cos \varphi} d\omega$, расположенный на расстоянии R под углом φ к потоку, создает на нем слой с поверхностной плотностью τ_P :

$$\tau_P = \frac{dM}{dS} = \frac{M_0}{4\pi R^2} \cos \varphi = \frac{M_0}{4\pi} \frac{H}{R^2}, \quad (2)$$

где H — расстояние от распылителя до подложки.

В случае одновременной работы нескольких испарителей осаждается слой с толщиной, равной сумме слоев, осаждаемых в данной точке подложки каждым испарителем:

$$\frac{dM}{dS} = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^n \frac{M_i H_i}{R_i^2}. \quad (3)$$

Хотя это выражение правильно отражает соотношения между параметрами испарителей и напыленным ими слоем, пользоваться им неудобно. При количестве испарителей больше двух выражение (3) представляет собой уравнения высоких степеней с неразделяющимися переменными.

Выбрать нужное количество испарителей, их положение относительно подложки, а также определить значение толщин по всему полю подложки можно, пользуясь предлагаемым графоаналитическим методом. Так как нас в дальнейшем будет интересовать не абсолютная толщина слоя, которая согласовывается с рабочим диапазоном длин волн оптической системы и легко регулируется количеством испаряемого вещества, а относительное распределение его по поверхности подложки, введем нормированную толщину

$$\tau = \frac{\tau_P}{\tau_0} = \left(\frac{H}{R}\right)^3 = \left(\frac{H}{\sqrt{x^2 + y^2 + H^2}}\right)^3. \quad (4)$$

Здесь τ — отношение поверхностной плотности (или толщины) напыленного слоя в некоторой точке P подложки к соответствующей величине в точке O (см. рис. 1), x, y — координаты точки P в плоскости подложки.

Рассмотрим одновременную работу двух испарителей. Пусть они расположены в точках A и B (рис. 2). Тогда из (3) и (4) нормированная толщина слоя τ в точке $P(x; y)$ будет

$$\tau = \left(\frac{AO_1}{AP}\right)^3 \left(\frac{BO_2}{BP}\right)^3. \quad (5)$$

Примем расстояние между испарителями O_1O_2 равным единице и будем считать, что оба испарителя находятся на одинаковом расстоянии $h = \frac{AO_1}{O_1O_2} = \frac{BO_2}{O_1O_2}$ от подложки. Тогда (5) можно записать (см. рис. 2)

$$\tau = \left(\frac{h}{\sqrt{x^2 + y^2 + h^2}}\right)^3 + \left(\frac{h}{\sqrt{(1+x)^2 + y^2 + h^2}}\right)^3. \quad (6)$$

Введем параметр $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, представляющий длину радиус-вектора, проведенного из начала координат — точки O_1 в точку P с толщиной слоя τ . Подставив r в (6), получим уравнение траектории перемещения конца вектора, которая при принятом значении расстояния h представляет собой линию постоянной толщины — τ :

$$\begin{aligned} x &= 0,5(1 + r^2 + h^2) - 0,5[\tau h^{-3} - (r^2 + h^2)^{-3/2}]^{-2/3}, \\ y &= (r^2 - x^2)^{0,5}. \end{aligned} \quad (7)$$

Выбрав h и задаваясь значениями длины r , можно построить семейства линий равной толщины, напыленных двумя испарителями. Для демонстрации правильности метода расчета на рис. 3 приведены результаты одного из проведенных напылений слоя алюминия. Два испарителя размещались в вакуумной камере на расстоянии 240 мм друг от друга и 140 мм от подложки. Напыление производилось на прямоугольную стеклянную пластину, причем испарители располагались по ее диагонали. На рис. 3 записаны значения толщины слоя в различных точках поверхности, выраженные, как и в (4), в относительных единицах. Крестиками обозначены точки, под которыми находятся испарители. Там же проведены расчетные изотолщинные линии для случая $h = 0,6$. Из рисунка следует, что совпадение эксперимента с результатами расчета достаточно хорошее.

Если требования к равномерности слоя не очень высоки, удовлетворительные результаты могут быть получены уже с двумя испарителями, расположенными на достаточном удалении $h > 1$. На рис. 4 представлены семейства изотолщинных линий при работе двух испарителей для различных значений расстояний h .

Как видно из рис. 4, с ростом h равномерность слоя улучшается, однако снижается эффективность работы распылителя и осложняется коллимирование пучка тем или иным способом, предназначенное для защиты от покрытия элементов конструкции прибора, расположенных вблизи от зеркал.

Дальнейшее повышение равномерности напыления может быть достигнуто увеличением количества испарителей. Как указывалось, выражение (4) для толщины слоя при большом количестве испарителей мало пригодно для

практического применения. Поэтому предлагается сначала аналитически по (7) рассчитать картину для двух испарителей, отстоящих от подложки на расстояние h . Затем, пользуясь принципом суперпозиции, провести графическое построение изотолщинных линий для нескольких пар испарителей. На рис. 5 изображен рельеф слоя, построенный таким методом для трех пар испарителей, а на рис. 6 — для двух. Тонкими линиями показаны изотолщинные линии для отдельных пар испарителей, толстыми — для всех испарителей вместе.

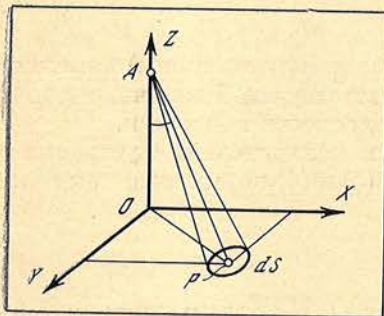


Рис. 1. Испарение из точечного испарителя A на элемент подложки dS

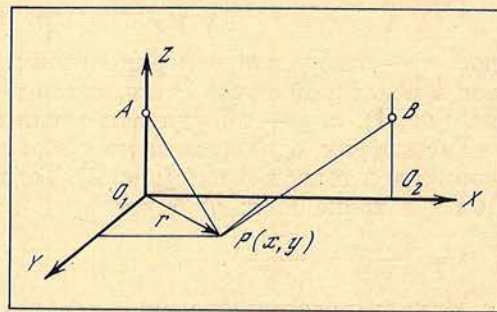


Рис. 2. Испарение из двух точечных испарителей A и B в точку подложки $P(x, y)$

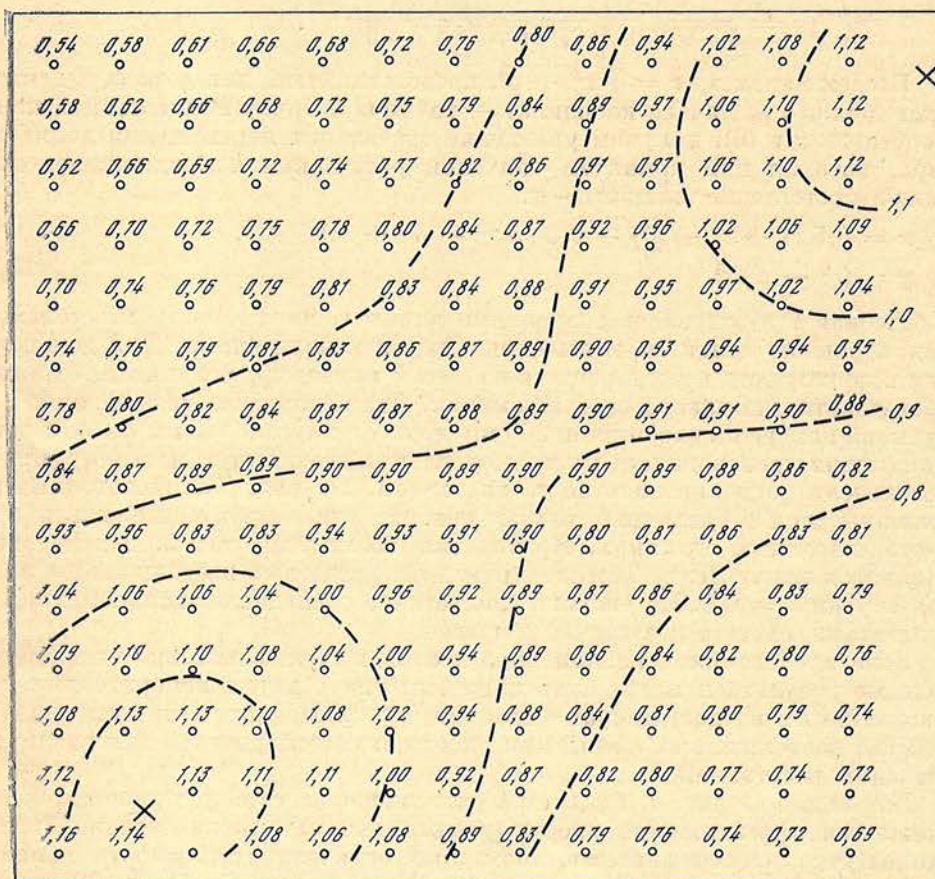


Рис. 3. Экспериментально полученные значения толщины слоя в различных точках поверхности

Штриховыми линиями показаны изотолщинные уровни, рассчитанные по (7) для $h = 0,6$

При достаточном удалении от подложки ($h = 0,8$) изотолщинные линии приближаются по форме к концентрическим окружностям (см. рис. 5, а). Неравномерность слоя довольно значительная, $\delta \pm 6,5\%$ (под неравномерностью слоя понимается относительное отклонение толщины слоя от его среднего значения на площади, ограниченной единичным диаметром):

$$\delta = \frac{\tau_{\max} - \tau_{\min}}{\tau_{\max} + \tau_{\min}}.$$

По мере приближения испарителей к подложке $h = 0,6$ конфигурация слоя усложняется, изотолщинные линии изгибаются (см. рис. 5, б), и при $h = 0,5$ под испарителями появляются области с увеличенной толщиной слоя. Однако его общая равномерность улучшается.

При трех парах испарителей и $h = 0,5$ (см. рис. 5, в) неравномерность составляет $\delta = \pm 2,3\%$, причем, если пренебречь незначительной площадью с толщиной слоя $\tau = 2,2$, то для остальной получим $\delta \approx \pm 1\%$. Дальнейшее уменьшение $h \leq 0,5$ приводит к возрастанию площади возвышений под испарителями и увеличению неравномерности. Так, для трех пар испарителей и $h = 0,4$ (см. рис. 5, г) неравномерность $\delta > \pm 6\%$. Приведенные рассуждения относились к точечным испарителям. Нетрудно показать, что при использовании испарителей с малой площадью уравнение изотолщинных линий будет

$$\begin{aligned} x &= 0,5 (1 + r^2 + h^2) - 0,5 [\tau h^{-4} - (r^2 + h^2)^{-2}]^{-0,5}, \\ y &= (r^2 - x^2)^{0,5}. \end{aligned} \quad (8)$$

Впервые нанесение нового отражающего слоя непосредственно в космос было применено на орбитальном солнечном телескопе ОСТ-1 станции «Салют-4» [5].

Каждое из двух зеркал телескопа снабжалось своими двумя испарителями, размещенными на расстоянии $h \approx 0,9 \div 1,0$. Электропитание испарителей осуществлялось от автономных преобразователей, обеспечивающие необходимый ток в 150 А, причем каждый испаритель питался от своей обмотки.

Во время выведения станции на орбиту и в последующие несколько дней зеркала телескопа были плотно закрыты крышками. Как показали наблюдения, отражающие слои зеркал не были испорчены, поэтому напыление нового слоя алюминия не привело к существенному увеличению эффективности прибора по ультрафиолетовому каналу. Возможность напыления новых слоев все же сыграла важную роль в проведении эксперимента. На главное зеркало телескопа для уменьшения рассеянного длинноволнового излучения первоначально было нанесено сложное покрытие $\text{Ge} + \text{ZnS}$, имеющее чрезвычайно низкий коэффициент отражения в районе $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ и ИК-области, а в области H_α коэффициент отражения, равный $\sim 30\%$. Ожидалось, что после нанесения алюминиевого покрытия произойдет увеличение яркости H_α -изображения в 2,5—3 раза. Однако, по докладу экипажа, яркость возросла существенно больше. Как показало последующее фотометрирование фильтрограмм, увеличение яркости составило 12—15 раз. Этому явлению

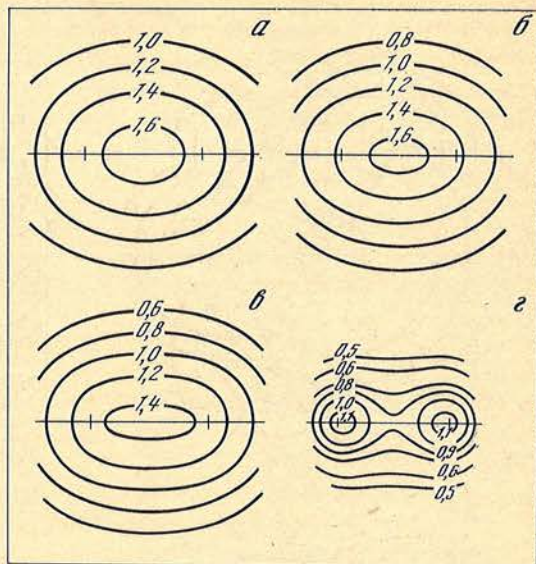


Рис. 4. Конфигурация изотолщинных линий для двух точечных испарителей, расположенных на разных расстояниях

а — $h = 1,4$; б — $h = 1,2$; в — $h = 1,0$; г — $h = 0,8$

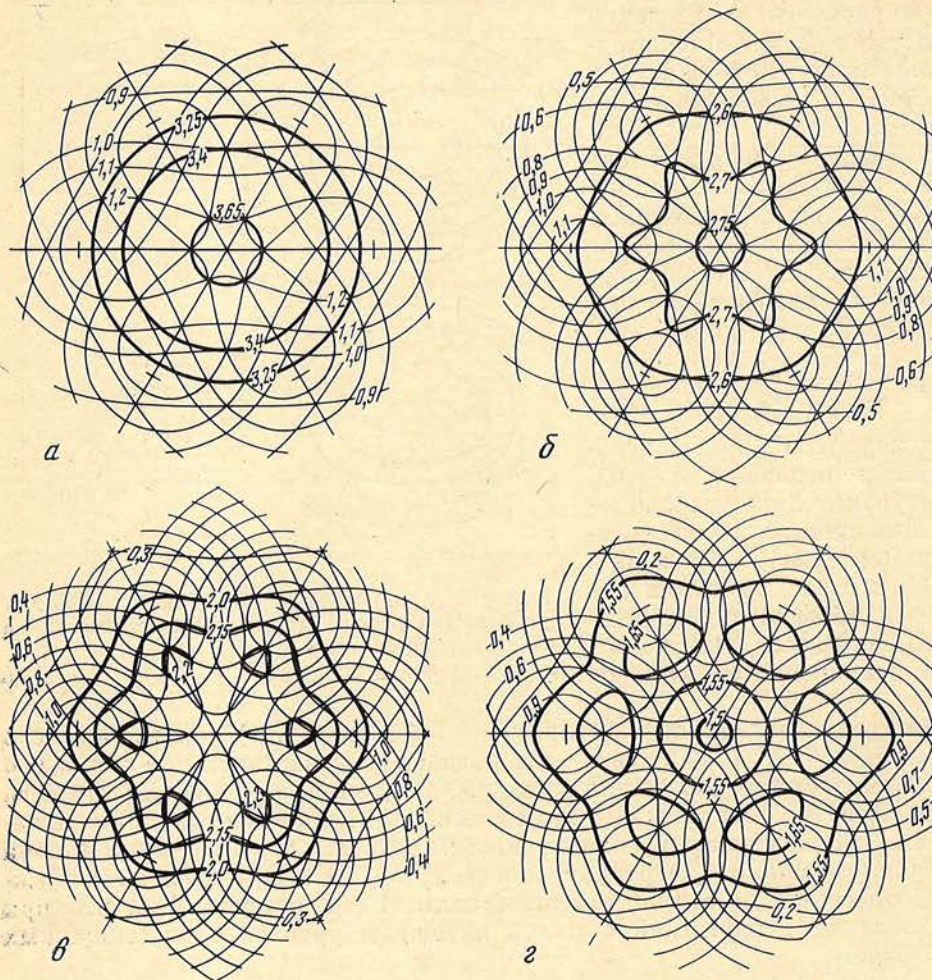


Рис. 5. Конфигурация изотолщинных линий, полученная суммированием результатов работы трех пар точечных испарителей, расположенных от плоской подложки на разных расстояниях]

а — $h = 0,8$; б — $h = 0,6$; в — $h = 0,5$; г — $h = 0,4$

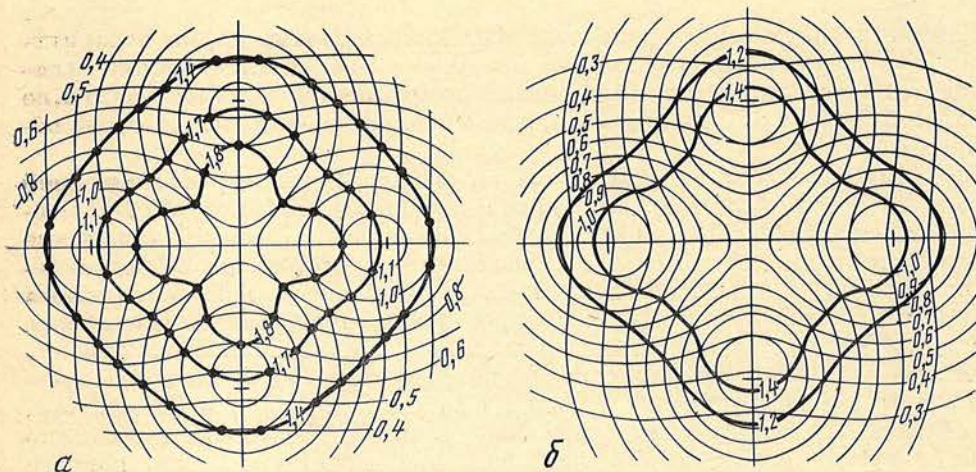


Рис. 6. Конфигурация изотолщинных линий, полученная в результате работы двух пар испарителей, расположенных на разных расстояниях

а — $h = 0,6$; б — $h = 0,5$

может быть дано следующее объяснение. Ультрафиолетовый световой канал расходится с визуальным на щели спектрографа: свет, прошедший сквозь щель, регистрируется фотопленкой в спектрографе, а отраженный от зеркальных щек щели проходит через иллюминатор внутрь кабины. После выведения на орбиту на щели спектрографа произошло осаждение паров каких-то загрязняющих веществ, аналогичное запотеванию. В результате последующего алюминирования сильно увеличился тепловой поток от главного зеркала на щель, который испарял или по крайней мере расплавил слой конденсата до образования тонкой прозрачной пленки.

Улучшение отражения от щели повысило точность работы системы фотогида и позволило космонавтам уверенно наблюдать тонкоструктурные образования солнечной атмосферы.

С другой стороны, эксперимент по напылению подтвердил, что и первичный отражающий слой на зеркалах мог быть нанесен на орбите и, следовательно, можно было бы не проводить сложный комплекс мероприятий по защите заранее сделанных покрытий при всех видах наземных испытаний телескопа.

Апрель 1979 г.

Литература

1. *Bruns A. V., Grechko G. M., Gubarev A. A. et al.* — *Acta astronaut.*, 1977, 4, N 11/12, p. 1121.
2. *Хасс Г.* Физика тонких пленок. М.: Мир, 1967.
3. *Fisher R. A., Platt J. R.* — *Rev. Sci. Instrum.*, 1937, 8, p. 505.
4. *Холлэнд Л.* Нанесение тонких пленок в вакууме. М.: Госэнергоиздат, 1963.
5. *Брунс А. В.* — *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1979, 59, с. 31.

УДК 522.617

ИСПЫТАНИЕ ПЯТИКАНАЛЬНОГО СПЕКТРОФОТОМЕТРА НА ТЕЛЕСКОПЕ АЗТ-8

А. Б. Букач

Описаны результаты натурных испытаний спектрофотометра, проведенные с целью определения ошибок измерений и стабильности основных характеристик прибора при его эксплуатации в реальных условиях на телескопе. Выяснено, что в установившемся режиме дрейф высокого напряжения, питающего ФЭУ, в 0,01% не оказывает заметного влияния на отсчеты в каналах. На основании большого экспериментального материала определен средний температурный коэффициент прибора в целом, указывающий на изменение отсчетов РЛИ при изменении температуры окружающей среды на 1°C. Значение этого коэффициента колеблется от -0,58% до +0,45% для разных каналов.

Проведены пробные наблюдения нескольких звезд. По полученным в разное время и при разной температуре 20 сканам определено, что данные о звездных спектрах с учетом температурного коэффициента могут быть получены с точностью лучше 1%, а по длинам волн — с ошибкой не более 3,5 Å. Представленные результаты испытаний позволяют более качественно производить наблюдения на разработанном приборе. Эти данные необходимы как для дальнейшего усовершенствования прибора, так и при конструировании других подобных приборов.

TESTING OF THE FIVE-CHANNEL SPECTROPHOTOMETER ON THE AZT-8 TELESCOPE, by A. B. Bukach.— The results of the full-scale test of the spectrophotometer are presented. The error of measurements and stability of the main characteristics of the device were evaluated and testified during the operational phase on the telescope. It has been indicated, that the drift of 0.01 per cent of the high voltage supplying the spectrophotometer, doesn't influence significantly the readings in channels. On the basis of large experimental data, the mean thermal coefficient of the device as a whole has been evaluated. It corresponds to the variations of radio-luminescent source readings when the environmental temperature varies at an order of 1 degree. The value of this coefficient ranges from -0.58 per cent to +0.45 per cent for different channels.

Preliminary stellar observations has been carried out. On the basis of 20 scans, obtained at different time and temperature, one can reach a conclusion, that the data on stellar spectra with the thermal coefficient might be obtained with the accuracy better than 1 per cent, and by the wavelengths with the error of 3.5 Å. Presented results provide more qualitative observations on the developed device. These results are necessary for further improvements as well as for design of other similar devices.

Разработанный в КАО спектрофотометр с информационной измерительной системой (ИИС) [1, 2] установлен на телескопе АЗТ-8 (диаметр главного зеркала равен 700 мм, относительное отверстие 1:16). Входной щелью спектрофотометра является круглая входная диафрагма диаметром 1 мм, но фактически «входная щель» — фокальное изображение звезды. Торoidalная дифракционная решетка (1200 штр/мм, $R_1 = 500$ мм, $R_2 = 344$ мм) установлена неподвижно. За входной щелью на выдвижном штоке укреплен радиолуминесцентный источник излучения (РЛИ). Выходные щели и расположенные за ними ФЭУ, образующие четыре измерительных канала, закреплены на каретке, которую шаговый двигатель перемещает по кругу

Роуланда. При этом перекрываются четыре диапазона длин волн (табл. 1). Пятый ФЭУ расположен так, что регистрирует изменения светового потока в нулевом порядке решетки. Перед этим ФЭУ могут устанавливаться четыре сменных фильтра, укрепленных на вращающемся барабане. Минимальный шаг перемещения по спектру $0,14 \text{ \AA}$ (элементарный шаг h). Шаг сканирования H_c может состоять из набора элементарных шагов $H_c = (1 \div 128) h$. Пределы перемещения каретки ограничены концевыми выключателями. Регистрация излучения ведется по методу счета фотонов. В каждом канале установлены триггерные делители с коэффициентом пересчета K_d , равным 1, 2, 4, 8, 16, 32. Автоматическое управление сканированием и регистрация данных на цифропечать и перфоленгу производятся ИИС на базе организационного автомата «Консул-253». Эти приборы, а также все источники питания расположены в отопляемом помещении рядом с телескопом.

Таблица 1

Канал	Диапазон длин волн, $\text{\AA}$	Размеры выходных щелей, мм	Спектральное разрешение, $\text{\AA}$	Тип ФЭУ	Максимальная емкость счетных каналов, импульсы
1	3110÷3860, спектр II порядка	3×10	24	EMI 6256 В	$32 \cdot 10^4$
2	3850÷5330, I порядка	$1,4 \times 10$	24	ФЭУ-79	$32 \cdot 10^4$
3	5300÷6800, I порядка	$1,4 \times 10$	24	ФЭУ-79	$32 \cdot 10^4$
4	7120÷8640, I порядка	$1,4 \times 10$	24	ФЭУ-79	$32 \cdot 10^4$
5	Нулевой порядок	—	—	EMI 6256 В	$32 \cdot 10^6$

После проведения лабораторных испытаний [3], в январе 1978 г., спектрофотометр был установлен на телескоп АЗТ-8. В ходе первых пробных наблюдений звезд был выявлен ряд недостатков прибора. После анализа этих недостатков проведены следующие усовершенствования.

1. В каждый канал введен регулируемый коэффициент пересчета K_d . До этого выбор экспозиции при наблюдении звезд разных спектральных классов осуществлялся так, чтобы в том канале, где спектр наиболее интенсивен, не произошло переполнения. Одновременно с этим в некоторых каналах накапливалось небольшое число импульсов (10^2 — 10^3), что увеличивало ошибку регистрации. Введение регулируемых коэффициентов пересчета в каждом канале устранило этот недостаток, расширило относительную емкость каналов, а значит, количество и спектральный диапазон наблюдаемых объектов.

2. Отрегулированы концевые выключатели и система управления сканированием так, чтобы спектральные участки, полученные в результате одного скана, перекрывались (например: 1-й канал 3110—3860 $\text{\AA}$, 2-й 3850—5330 $\text{\AA}$, перекрытие 10 $\text{\AA}$).

3. Усовершенствован подсмотр (увеличено поле зрения) и сконструирован выдвижной штوك с РЛИ (эта работа проведена В. И. Бурнашевым и П. П. Петровым).

В процессе дальнейшей наладки и при проведении пробных наблюдений выяснилось, что отсчеты в каналах при засветке РЛИ изменяются от наблюдения к наблюдению на 1—5%. В разных каналах эти изменения различны не только по величине, но и по знаку. Требовалось выяснить, чем вызваны эти изменения отсчетов, изменяются ли они по какому-то закону или случайны, как зависят от температуры, стабильности питающих напряжений и т. п. Из-за того, что «входной щелью» является фокальное изображение звезды, перемещение ее в пределах входной диафрагмы в процессе гидирования вызовет сдвиг всего спектра по длинам волн. В связи с этим требовалось оценить возникающие ошибки, необходимую точность гидирования.

Выполненный ранее в лаборатории тщательный выбор режимов работы ФЭУ, усилителей и накопительных устройств [3] ставил под сомнение воз-

возможность нарушения режима работы электронной аппаратуры. Однако после установки на телескоп работа ФЭУ и усилителей проходит в других температурных условиях, что требовало проведения дополнительных исследований. Как показано в [4, 5], чувствительность ФЭУ имеет сложную зависимость от температуры, длины волны. Эта зависимость специфична не только для данного типа, но и даже для данного экземпляра ФЭУ. Данные, приведенные в [4—6], показывают, что средняя чувствительность исследованных ФЭУ оставалась постоянной в течение значительного времени с точностью лишь 2—3%. В этих работах также показано, что паспортные температурные коэффициенты K_t , указывающие на величину и характер изменения интегральной чувствительности ФЭУ при изменении температуры на 1 °C, существенно отличаются для разных экземпляров ФЭУ и обычно определяются экспериментально ($K_t = 0,2 \div 0,6\%$). Целесообразность проведения комплекса исследований спектрофотометра определяется также и тем, что при таких испытаниях разрабатывается методика управления процессом наблюдений, выявляются реальные характеристики, инструментальные погрешности всего прибора в целом. Эти данные необходимы как для дальнейшей эксплуатации прибора, так и для разработки новых подобных устройств. Длительные испытания прибора проводились в трех направлениях: исследование зависимости числа импульсов, регистрируемых в разных каналах, при засветке от РЛИ (в дальнейшем называемого просто «отсчет РЛИ») от изменения питающих напряжений ФЭУ со временем;

исследование зависимости отсчетов РЛИ от изменения температуры окружающей среды для фиксированной длины волны в каждом канале;

многократные наблюдения звезд с целью определения смещений или искажений контуров известных линий (H_α , H_β , H_γ и др.); калибровка прибора по длинам волн и проверка ее стабильности.

Очевидно, что при выявлении указанных выше зависимостей невозможно обойтись без аппарата математической статистики, так как сам регистрируемый сигнал имеет статистический характер. Ввиду того что на выходной сигнал влияют несколько случайных факторов сразу: флуктуации импульсов в самом ФЭУ, вероятностный закон распределения испускаемых РЛИ квантов света и некоторые другие, в общем случайные факторы (например, возможная паразитная генерация импульсов в усилителях ФЭУ), нельзя заранее сказать, что разброс получаемых данных подчинен закону Пуассона или какому-то другому закону [7]. Наиболее правильное определение оценок неизвестных зависимостей, очевидно, возможно лишь в тех случаях, когда полученные из достаточно большого массива данных значения измеренных величин действительно подчиняются какому-то строгому закону распределения, а их разброс обусловлен только случайными флуктуациями. В связи с этим замечанием все расчеты в дальнейшем проводились с учетом того, что закон распределения неизвестен, т. е. исходя из условий внутренней сходимости.

Исследование стабильности питающих напряжений

В исследуемом приборе ввиду ряда преимуществ заземляется катод ФЭУ, а положительный потенциал прикладывается к аноду, в цепь которого включено нагрузочное сопротивление. Как показано в [8], в этом случае в регистрирующую схему одновременно с сигналом передаются и пульсации из точки питания, так как блокирующие емкости работают недостаточно эффективно при таких напряжениях. В связи с этим для обеспечения стабильности амплитуды регистрируемых импульсов в 1% необходимо, чтобы дрейф высокого напряжения не превышал 0,025—0,1% [8]. Для исследования зависимости отсчетов РЛИ от изменения питающих напряжений ФЭУ необходимо с достаточно хорошей точностью измерять это напряжение. Для измерения выходных напряжений высоковольтных стабилизаторов ВС-22 и Б5-24А использовался измеритель нестабильности напряжений постоянного тока В8-3. Этот прибор позволяет (с регистрацией встроенным пишущим индикатором)

тором) измерять напряжение от 1,2 до 5000 В с точностью до 0,001% (одно деление шкалы самописца при его наибольшей чувствительности). В процессе измерений на бумажной ленте фиксируются все выбросы или скачки высокого напряжения. Прибор В8-3 термостатирован, имеет большое входное сопротивление и поэтому позволяет в процессе наблюдений с указанной выше точностью регистрировать изменения питающего напряжения ФЭУ.

Проведение испытаний показало, что в течение первых 1,5 ч после включения высокое напряжение на выходе ВС-22 изменяется на $-0,2\%$ (на $-2,4$ В при $U_{ФЭУ} = 1243$ В), а затем колеблется в пределах $\pm 0,005\%$ ($\pm 0,06$ В) в течение нескольких часов. В первые 1,5 ч изменения высокого напряжения, а также другие факторы, связанные с прогревом аппаратуры, приводят к изменениям отсчетов в некоторых каналах до 2% . В связи с этим все дальнейшие измерения проводились после предварительного прогрева всей аппаратуры в течение 2 ч и с обязательной регистрацией значения высокого напряжения на бумажную ленту для обнаружения случайных выбросов. Многократные измерения высокого напряжения показали, что в установившемся режиме его дрейф не превышает $0,01\%$. В этом случае изменение амплитуды регистрируемых импульсов не превышает $0,4\%$. Эти изменения амплитуды не приводят к заметному росту или спаду отсчетов в каналах. Такие же характеристики имеет и другой высоковольтный источник Б5-24А.

Исследование влияния температуры окружающей среды

В настоящее время одним из наиболее распространенных в астрономии стандартов излучения является РЛИ, соответствующие его отсчеты во всех каналах характеризуют чувствительность ФЭУ и всего прибора в целом при данной температуре. Само излучение РЛИ также зависит от температуры, однако эта зависимость войдет как одна из составляющих определенного экспериментально среднего температурного коэффициента $\bar{K}_t$ всего прибора.

Определение $\bar{K}_t$ проводилось по следующей методике. В течение 1—1,5 ч значения отсчетов РЛИ во всех каналах записывались с экспозицией (T_0) в 1 мин. С такой же или другой экспозицией до и после измерений записывался темновой ток. В непосредственной близости от спектрофотометра измерялась температура калиброванным ртутным термометром с ценой деления $0,1^\circ\text{C}$. В табл. 2 приведены некоторые данные, характеризующие условия записи числа импульсов N_i от РЛИ в каналах, где λ — длина волны, в которой производились замеры в данном канале (каретка установлена так, что задний концевой выключатель замкнут).

Таблица 2

Канал	λ , Å	K_d
1	3110	8
2	3850	4
3	5300	8
4	7420	4
5	0 порядок	1

Таблица 3

Канал	δ_k , %	δ_0 , %	$\Delta\bar{N}_k$, %
1	$\pm 0,47$	$\pm 1,10$	0,68
2	0,86	1,61	0,61
3	0,59	1,23	-1,36
4	0,94	1,11	-0,93
5	0,22	0,21	0,50

Для полученных данных в каждом k -м канале определялось среднеарифметическое значение $\bar{N}_k$

$$\bar{N}_k = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n}, \quad (1)$$

среднеквадратичное отклонение

$$\sigma_k = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n N_i - n\bar{N}_k^2}{n-1}} \quad (2)$$

и относительное среднеквадратичное отклонение δ_k по формулам [7]

$$\delta_k = \frac{\sigma_k}{\bar{N}_k} \cdot 100, \quad (3)$$

где n — число отсчетов в канале. В среднем $n = 80$.

На рис. 1 приведен пример записи отсчетов РЛИ при температуре $\sim 10^\circ \text{C}$. (За время этого измерения температура изменилась на $0,5^\circ \text{C}$.) Для всех каналов построены среднеарифметические значения $\bar{N}_k$, и в обе стороны от него отложены σ_k . Для статистических величин, подчиняющихся закону Пуассона, ожидаемая ошибка равна

$$\delta_0 = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}_k}} \cdot 100. \quad (4)$$

В табл. 3 даны значения δ_k и δ_0 , вычисленные по формулам (3) и (4). О величине ΔN_k будет сказано ниже.

Таким образом, вычисленные по формуле (3) значения δ_k в основном меньше значений δ_0 , т. е. в первом приближении можно сказать, что эти экспериментальные данные подчиняются закону распределения Пуассона. Таким образом разброс значений отсчетов РЛИ обусловлен только случайными флуктуациями, т. е. нет других факторов, влияющих на величину отсчета. Для выявления температурной зависимости важно знать, как изменялось в течение времени измерения (1,5 ч) среднее значение отсчета в каждом канале. Это можно узнать, проведя регрессионную прямую $N_k = \rho_{xy}t + b$ (жирные штриховые линии на рис. 1). Коэффициенты этой прямой вычислялись по формулам [8, 9]

$$\rho_{xy} = \frac{n \sum X_i \cdot N_i - \sum X_i \cdot \sum N_i}{n \sum X_i^2 - (\sum X_i)^2}, \quad (5)$$

$$b = \frac{\sum N_i^2 - \rho_{xy} \sum X_i}{n}. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) в качестве X_i брались числа от 1 до n . После проведения регрессионных прямых видно, что среднее значение отсчета в каналах

Дата испытаний, 1979 г.	Температура, °C	Канал 1				Канал 2			
		$\bar{N}$	σ	$\bar{N}_{\text{тт}}$	$\sigma_{\text{тт}}$	$\bar{N}$	σ	$\bar{N}_{\text{тт}}$	$\sigma_{\text{тт}}$
20. II	-7	3849	± 32	5	$\pm 0,9$	885	± 30	2	± 1
26. III	+1	3843	± 22	24	$\pm 0,9$	891	± 15	5	$\pm 0,3$
27. III	+2	3983	± 20	29	± 2	891	± 30	6	± 1
11. III	+3,5	3969	± 25	31	± 5	881	± 64	5	± 2
12. III	+4	4006	± 31	38	± 8	871	± 10	7	± 3
22. III	+8	4032	± 20	82	± 3	913	± 12	13	$\pm 0,7$
15. III	+9,5	4082	± 28	137	± 10	893	± 11	19	± 10
20. III	+10	4038	± 18	138	± 2	895	± 11	19	$\pm 0,6$
2. IV	+10,3	4035	± 20	138	± 3	940	± 9	20	± 1
$\bar{N} = \rho_{xy}t + b$		$\rho_{xy} = 15,517$ $b = 3793$				$\rho_{xy} = 2,046$ $b = 872$			
$\bar{K}_t$ на 1 °C		+0,41%				+0,24%			

1, 2 и 5 увеличивается, а в каналах 3 и 4 уменьшается на $\Delta \bar{N}_k$ (см. табл. 3).

$$\Delta \bar{N}_k = \frac{\rho_{xy}^n}{\bar{N}_k} \cdot 100.$$

Чем же эти изменения обусловлены? Очевидно, что для ответа на поставленный вопрос недостаточно экспериментальных данных, приведенных на рис. 1. В связи с этим по аналогичной методике такие измерения проводились при разных значениях температуры. Сводные результаты этих измерений представлены в табл. 4. Для удобства пользования таблицей в ней все данные пронормированы к 4с (так как такой режим измерений чаще всего используется при наблюдениях звезд). По формуле (1) вычислено среднеарифметическое значение темнового тока $\bar{N}_{\text{тт}}$ с ошибкой $\sigma_{\text{тт}}$; в табл. 4 $\bar{N}$ и σ находились по формулам

$$\bar{N} = \frac{K'_{\text{дк}} \bar{N}_k}{T'_a} - \frac{K''_{\text{дк}} \bar{N}_{\text{тт}}^k}{T''_a}, \quad (7)$$

$$\sigma = \frac{K_{\text{дк}} \sigma_k}{T'_a}; \quad (8)$$

где $\bar{N}_k$ — среднеарифметическое значение отсчета на РЛИ в k -м канале, вычисленное по формуле (1); T'_a и T''_a — времена экспозиций, при которых измерялся отсчет РЛИ и темнового тока. В соответствии с формулой (7) значение $\bar{N}$ в каждом канале освобождалось от среднего значения темнового тока $\bar{N}_{\text{тт}}$.

По данным табл. 4 построены зависимости отсчетов РЛИ от температуры и приведены на рис. 2. Полученные при наблюдениях, проводимых для других целей, отсчеты на РЛИ ($\bar{N}$) обозначены на рис. 2 крестиками (при известной температуре в момент наблюдений). Видно, что эти отсчеты в пределах ошибок неплохо согласуются со снятой зависимостью. При рассмотрении табл. 3 и графиков (см. рис. 2) видно, что изменение температуры окружающей среды оказывает значительное влияние как на темновой ток, так и на отсчеты РЛИ. Причем если темновой ток во всех каналах увеличивается с ростом температуры, то $\bar{N}$ от РЛИ в трех каналах (1, 2 и 5) увеличивается, а в остальных уменьшается. Для определения среднего температурного коэффициента $\bar{K}_t$, дающего величину и характер изменения отсчетов РЛИ при изменении температуры на 1°C , по данным табл. 4 найдены коэффициенты регрессионной прямой по формулам (5) и (6). В этих формулах в качестве X_i брались значения температуры ($-7 \div +10,5^\circ \text{C}$). Эти прямые проведены

Таблица 4

Канал 3				Канал 4				Канал 5			
$\bar{N}$	σ	$\bar{N}_{\text{тт}}$	$\sigma_{\text{тт}}$	$\bar{N}$	σ	$\bar{N}_{\text{тт}}$	$\sigma_{\text{тт}}$	$\bar{N}$	σ	$\bar{N}_{\text{тт}}$	$\sigma_{\text{тт}}$
3562	± 17	88	± 8	2069	± 14	39	± 8	12927	± 56	11	$\pm 0,7$
3344	± 17	81	± 3	1889	± 16	69	± 3	13073	± 71	47	± 3
3324	± 17	84	± 3	1915	± 61	86	± 2	13226	± 30	63	± 1
3319	± 27	81	± 12	1928	± 17	89	± 11	13262	± 39	60	± 8
3325	± 25	82	± 11	1937	± 13	95	± 8	13301	± 34	89	± 4
3248	± 20	84	± 3	1871	± 65	141	± 8	13530	± 35	171	± 3
3197	± 18	89	± 9	1887	± 14	182	± 17	13570	± 34	233	± 16
3190	± 35	100	± 3	1828	± 14	179	± 3	13545	± 40	260	± 13
3187	± 19	83	± 2	1840	± 17	184	± 7	14228	± 32	257	± 4
$\rho_{xy} = 21,353$ $b = 3550$				$\rho_{xy} = 11,830$ $b = 2046$				$\rho_{xy} = 56,692$ $b = 12731$			
-0,60%				-0,58%				+0,45%			

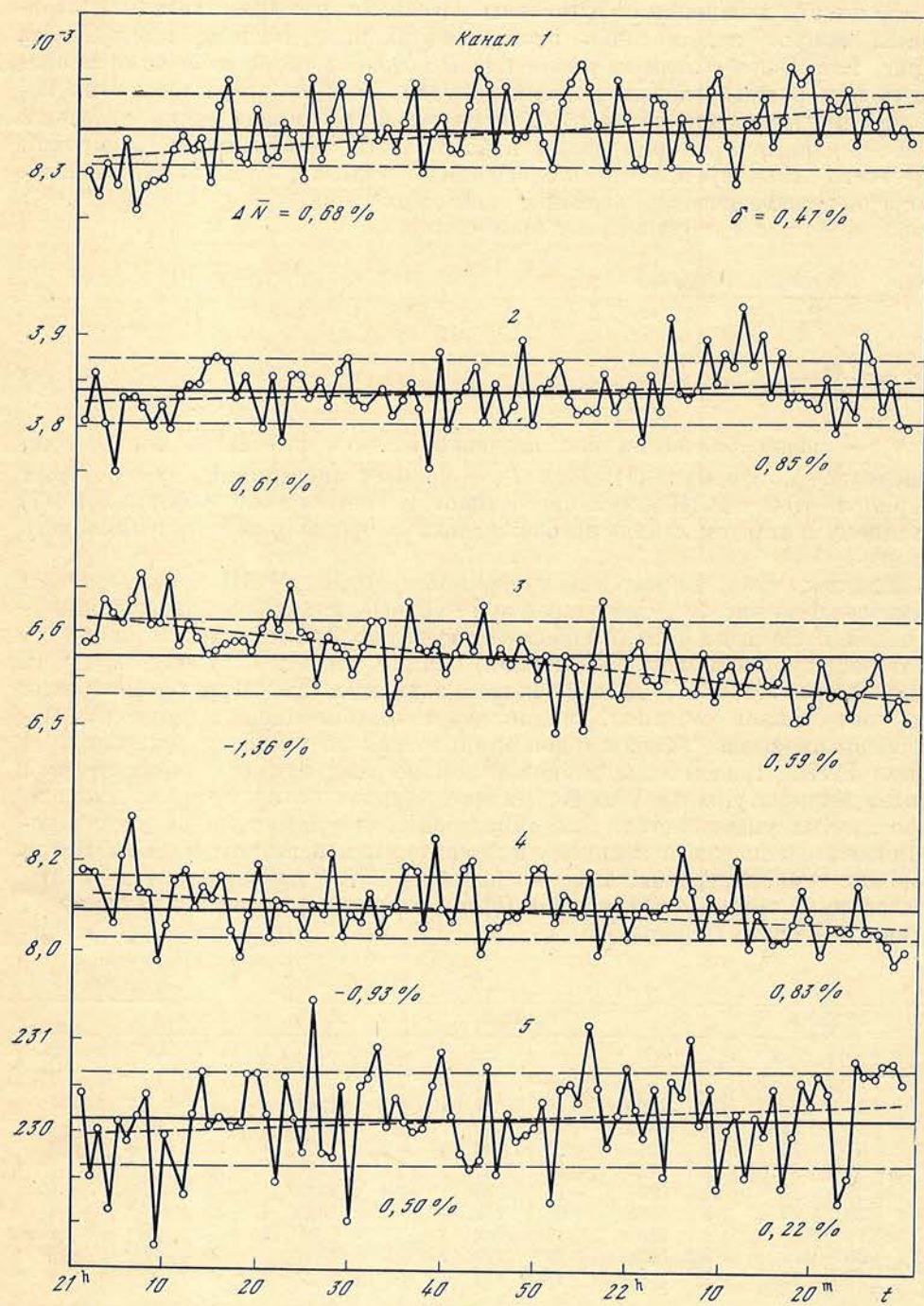


Рис. 1. Регистрограмма записи отсчетов РЛИ во времени при $t = +10^\circ \text{C}$; $n = 90$; общее время записи 1,5 ч (среднее значение — одна точка для рис. 2)

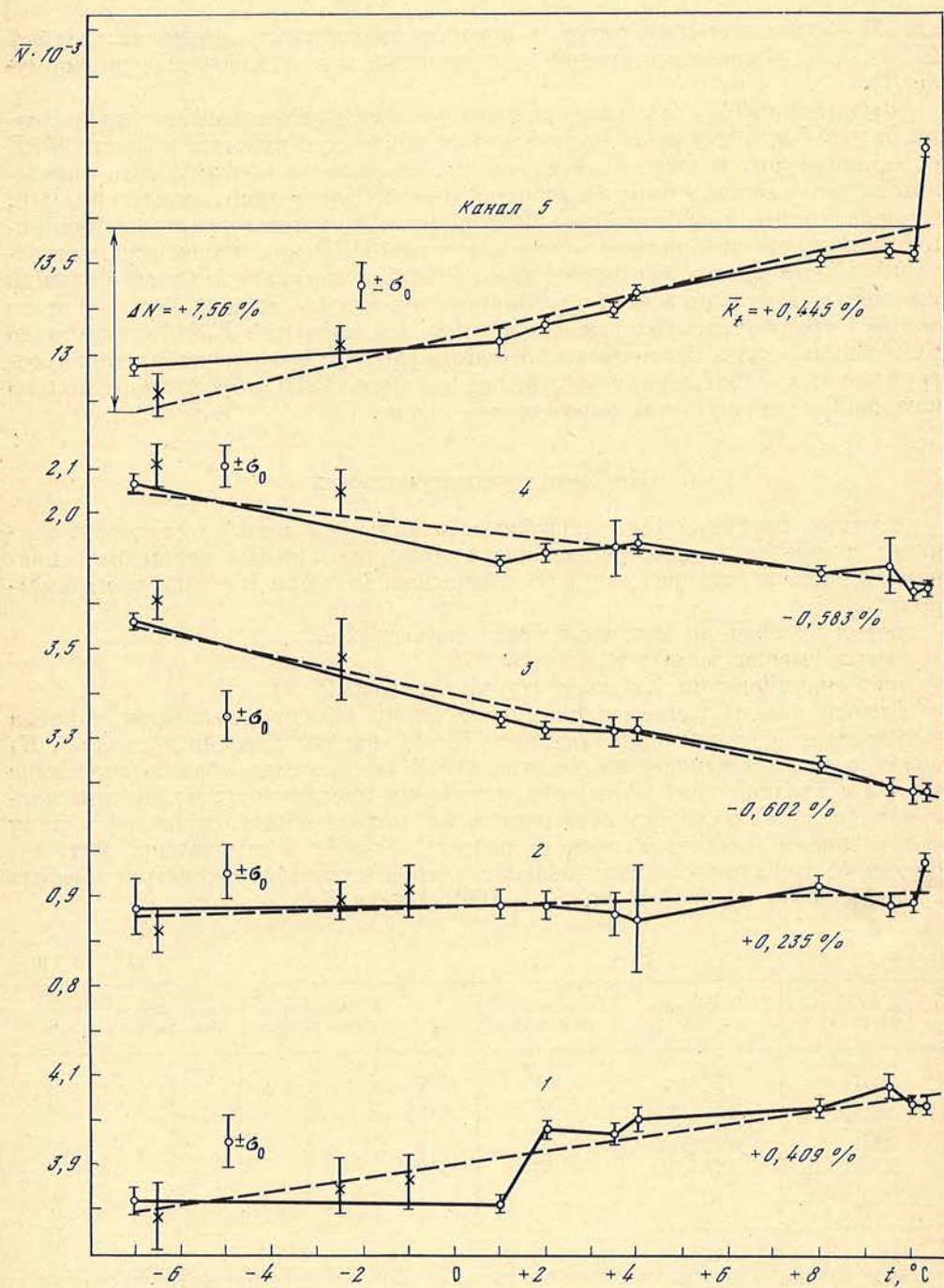


Рис. 2. Температурная зависимость отсчетов РЛИ, снятая при $T_0 = 1$ мин, время регистрации в каждой точке 1,5—2 ч

на рис. 2 штриховыми линиями. Само значение $\bar{K}_t$ определялось по формулам

$$K_t = \frac{\Delta N}{\Delta t} \cdot 100, \quad \Delta N = \frac{\rho_{xy} \Delta t}{\bar{N}_0},$$

где Δt — диапазон температур, в котором проводились измерения, равный $17,5^\circ \text{C}$, $\bar{N}_0$ — среднеарифметическое значение для $\bar{N}$, найденное по формуле (1).

Вычисленный $\bar{K}_t$ сравним с температурными коэффициентами, приведенными в [4—6] и найденными только при изменении чувствительности ФЭУ от температуры. В данном же случае значение этого коэффициента определяется как температурным коэффициентом РЛИ для данной длины волны [10], температурным коэффициентом ФЭУ [6], так и другими факторами (например, изменениями с длиной волны излучений РЛИ при изменении температуры). Какой из этих факторов в каждом конкретном канале вносит больший или меньший вклад в общий коэффициент $\bar{K}_t$, сказать трудно. Решение этого вопроса требует специальных отдельных исследований РЛИ, конкретного ФЭУ и аппаратуры. Из приведенного выше следует, что замеченные при предварительных наблюдениях изменения отсчетов РЛИ обусловлены только изменением температуры окружающей среды.

Пробные наблюдения звезд

С целью проверки воспроизводимости контуров линий в спектрах, точности гидирования, работоспособности всей аппаратуры в целом были проведены наблюдения ряда звезд по следующей методике и с такими параметрами:

время экспозиции в каждой точке спектра 4 с,
время вывода данных на печать 4 с,
шаг сканирования 128 элементарных шагов (18 Å).

Спектр звезды записывался по несколько раз при движении каретки в прямом и обратном направлениях. Коэффициенты деления в каналах K_d подбирались для каждой звезды отдельно. Качество гидирования (сползание звезды с входной диафрагмы) или изменения прозрачности атмосферы контролировалось по отбросу пера самописца, подключенного к пятому каналу через цифроаналоговый преобразователь. В табл. 5 приведены даты наблюдений звезд и число полученных спектров (сканов), зарегистрированных на перфоленту и обработанных на ЭВМ «Наири К».

Таблица 5

Дата наблюдений, 1979 г.	Название звезды	Спектральный класс	m_V	Число прямых сканов	Число обратных сканов	Всего сканов
31. I	76 Tau	F0	5,9	2	2	4
26. II	BS 1639	A3	6,37	2	2	4
27. II	BS 1875	B3	5,28	2	1	3
28. II	76 Tau	F0	5,9	3	2	5
21. III	BS 1875	B3	5,28	2	2	4
Итого						20

Массив получаемых данных составляет 420 четырехзначных десятичных чисел в одном скане и при предварительной их обработке требует применения ЭВМ. Была составлена программа для ЭВМ «Наири К» по следующему алгоритму:

$$1. N_{iz}^1 \cdot K_d^1 = A_i^1, \quad N_{iz}^2 \cdot K_d^2 = A_i^2, \quad N_{iz}^3 \cdot K_d^3 = A_i^3,$$

$$N_{iz}^4 \cdot K_d^4 = A_i^4, \quad N_{iz}^5 \cdot K_d^5 = A_i^5;$$

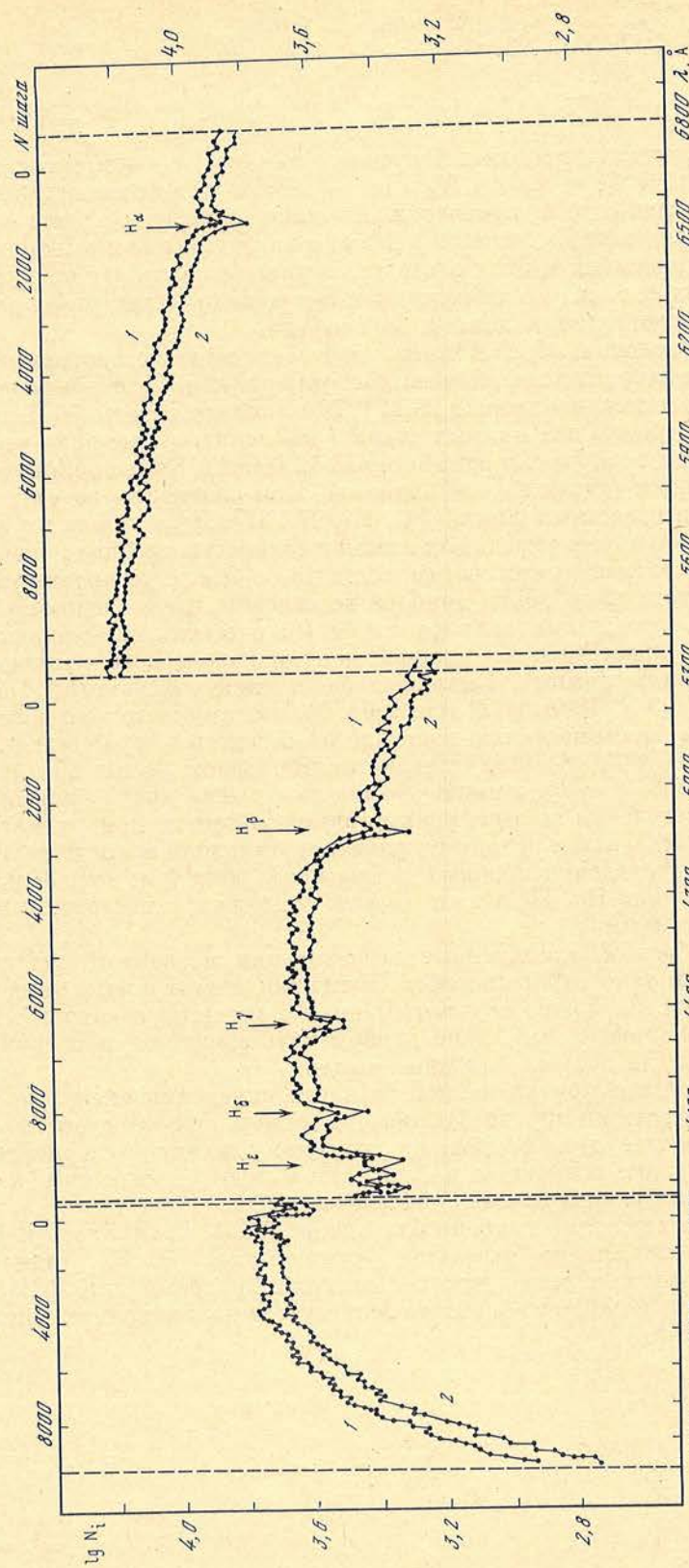


Рис. 3. Спектр звезды 76 Тау, F0, $m_V = 5^m,9$

$$2. \bar{N}_5 = \frac{\sum_{i=1}^n A_i^5}{n}; \quad 3. m_i = \frac{N_5}{A_i^5};$$

$$4. N_i^1 = \lg m_i A_i^1, \quad N_i^2 = \lg m_i A_i^2, \quad N_i^3 = \lg m_i A_i^3, \quad N_i^4 = \lg m_i A_i^4,$$

где $N_{из}$ — зарегистрированный отсчет в канале, N_i — вычисленный отсчет в канале, $n = 83$, через A_i , N_5 и m_i — обозначены промежуточные результаты вычислений, т. е. производилось умножение на соответствующий коэффициент деления K_d отсчетов в каждом канале для каждой точки спектра, исправление ошибок в этих отсчетах, которые возникают из-за неточности гидирования и т. п., по значениям в 5-м канале и логарифмирование для удобства представления данных на графике.

Для всех сканов, обработанных по указанной выше программе, были построены графики, характеризующие спектр звезды. Для примера на рис. 3 приведен зарегистрированный 28.II 1979 г. спектр звезды 76 Тау. На этом рисунке построены два прямых скана 1 и 2, снятые примерно через 10 мин один после другого (время одного скана 12,6 мин). Видно влияние атмосферной экстинкции (сдвиг по оси ординат). При сравнении во всех 20 сканах номера шага известных линий H_α , H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ , а также их вида выявлено совпадение всех указанных линий с точностью до 1 шага сканирования, равного 128 элементарным шагам n или 18 Å. После установки на телескоп была проведена калибровка прибора по способу, предложенному В. Б. Никоновым. Телескоп направлялся на белый рассеивающий экран, который освещался стандартным источником монохроматического излучения (ртутная и неоновая лампы). Выходные щели спектрофотометра $1,4 \times 10$ мм в I порядке и 3×10 мм во II (см. табл. 1), поэтому шаг сканирования выбирался таким, чтобы на линию попадало 5—6 отсчетов, и равнялся 25 элементарным шагам n (3,5 Å). Полученные таким образом линии He, Ar, Hg были отождествлены, и с их помощью были построены дисперсионные кривые. Ошибка определения по этим кривым длины волны по номеру шага порядка 3—4 Å и определяется исходя из размеров выходной щели и шага сканирования. При проведении пробных наблюдений звезд (см. рис. 3) полученные в спектрах линии H_α , H_β и т. д. хорошо совпадали с построенными дисперсионными кривыми.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод, что прибор вполне работоспособен. Учитывая определенные температурные коэффициенты K_t , можно получить данные о звездных спектрах с точностью $\leq 1\%$ в зависимости от N , а по длинам волн максимальная ошибка может быть $\leq 3,5$ Å для данных выходных щелей.

Следовательно, при указанной точности измерений смещение звезды во входной диафрагме и другие факторы (например, ошибки срабатывания концевого выключателя) не приводят к ощутимому сдвигу всего спектра по длинам волн. Однако в процессе наблюдений и подготовки к ним необходимо соблюдать ряд рекомендаций, указанных выше.

В заключение автор глубоко благодарит Л. В. Границкого и В. Б. Никонова за обсуждение отдельных результатов, Л. В. Дидковского и В. Ю. Шитова за помощь при составлении программ для ЭВМ, а также Букач Н. И. за помощь в обработке результатов на вычислительном устройстве 15 ВСМ-5.

Апрель 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. Лагутин А. Ф. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 60, с. 179.
2. Границкий Л. В., Букач А. Б., Каплин Ю. В. и др. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 60, с. 185.
3. Букач А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 60, 197.
4. Матвеев В. В., Минаева Е. Е., Соколов А. Д. — ПТЭ, 1962, № 1, с. 144.
5. Ошеревич А. Л., Глуховской Б. М., Шпаков И. С. — ПТЭ, 1962, № 1, с. 149.
6. Матвеев В. В., Соколов А. Д. Фотоумножители в сцинтилляционных счетчиках. М., 1962.
7. Калашикова В. И., Козадаев М. С. Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966, с. 296.
8. Горн Л. С., Крашенинников И. С., Хазанов Б. И. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. М.: Атомиздат, 1963.
9. Гмурман В. Е. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высшая школа, 1977, с. 256.
10. Романовский В. И. Математическая статистика. АН УзССР. Ташкент, 1961.
11. Спераускас Ю., Калитис Р. — Бюл. Вильнюсской обс., 1974, 38, с. 23.