АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXXIX

Ответственный редактор
член-корреспондент АН СССР
А. А. БОЯРЧУК

МОСКВА · «НАУКА» · 1988

УДК 523

В настоящий том вошли статьи, содержащие результаты исследований по физике Солнца, физике звезд, галактик и внегалактических объектов. Все статьи основаны на материале наблюдений и разработках, полученных и выполненных в Обсерватории, и представляют значительный научный интерес. Приводятся описания инструментов и приборов.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

Рецензенты:
канд. физ.-мат. наук А. Н. БАБИН,
канд. физ.-мат. наук П. П. ПЕТРОВ

И $\frac{1705040000-335}{042(02)-88}$ без объявления

ISBN 5—02—000083—3

УДК 523.9—1/8

160-МИНУТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЦА: НАБЛЮДЕНИЯ 1974—1986 ГГ.

В. А. Котов, А. Б. Северный, Т. Т. Цап

Излагаются результаты наблюдений глобальных осцилляций Солнца, полученные в 1974—1986 гг. в КАО АН СССР в течение 711 сут (общая длительность 4345 ч). Анализ данных измерений показал, что основной период низкочастотных колебаний Солнца равен $160{,}0100^m$ (± 6). Отмечается удивительная стабильность фазы этого колебания на протяжении более десяти лет. Величина периода хорошо соответствует периоду $160{,}0101^m$ (± 1), найденному ранее из анализа времени начала солнечных вспышек за 1947—1980 гг.

Наблюдения показывают, что амплитуда 160^m-осцилляций существенно меняется как в течение сезона наблюдений, так и от года к году: среднегодовая амплитуда уменьшилась от 1,2 м/с в 1974—1975 гг. до 0,3 м/с в 1984—1986 гг. Высказано предположение о связи уменьшения амплитуды с 22-летним циклом солнечной активности, что представляет интерес для объяснения 160^m-периодичности.

160-MINUTES OSCILLATIONS OF THE SUN: OBSERVATIONS IN 1974—1986, by *V. A. Kotov*, *A. B. Severny*, *T. T. Tsap*. Observations of global oscillations of the Sun were carried out in the Crimean Astrophysical Observatory during 711 days (4345 hours in total) in 1974—1986. These data confirm an existence and dominant character of solar low frequency oscillations with a period of 160.0100^m (± 6). The latter exhibits a remarkable long-time phase stability which appears to be persistent for more than decade. The period agrees perfectly well with the value 160.0101^m (± 1) established earlier from analysis of onset times of solar flares observed on the Sun during 1947—1980 interval.

Observations show that amplitude of the 160-minute oscillation varies significantly during observational season and also from year to year. The most interesting seems to be progressive decrease of yearly-mean amplitude: from about 1.2 m/s in 1974—1975 to about 0.3 m/s in 1984—1986. It is suggested that this decrease might be connected with the 22-year cycle of solar activity and, therefore, may throw additional light on the nature of 160-minute periodicity in the Sun.

Наблюдения глобальных осцилляций фотосферы Солнца дифференциальным методом [1, 2] ведутся в Крыму более или менее систематически начиная с 1974 г. Главным результатом исследований явилось открытие осцилляций Солнца с периодом 160^m. Аналогичные результаты были получены затем в Бирмингеме [3], Станфорде [4], на Южном полюсе Земли [5] и о-ве Тенериф [6]. В КАО получен также средний спектр мощности долгопериодных осцилляций в диапазоне периодов от 110 до 210^m, в котором серию пиков можно отождествить с g-модами собственных колебаний Солнца [7].

После публикации итогов первых девяти лет (1974—1982 гг.) наблюдения в последующие четыре года были выполнены в течение 238 сут, что увеличило суммарную продолжительность измерений дифференциальной (центр—край) лучевой скорости почти на 60%. Новый материал позволяет уточнить и дополнить выводы, касающиеся 160^m-осцилляций. Последние согласно всем предыдущим результатам [1—5] характеризуются переменностью измеряемой амплитуды, удивительным постоянством начальной фазы и отсутствием удовлетворительной теоретической интерпретации.

1. Материал наблюдений

Доплеровские измерения сделаны с помощью магнитографа, режим работы которого был изменен для регистрации дифференциальной (центр—край) лучевой скорости фотосферы вместо зеемановского расщепления спектральной линии [2].

В данном эксперименте, который длится уже 14 лет, измеряется разность лучевых скоростей от центральной (размером 0,66 $D_{\odot}$) круговой зоны солнечного диска и остальной кольцевой зоны диска. Измерения выполняются по линии Fe I λ5124 Å с усреднением, как правило, дифференциального сигнала скорости за каждую минуту. Для последующей обработки данные усредняются по 5-минутным интервалам времени; медленные тренды, обусловленные инструментальными и атмосферными помехами, исключаются с помощью полиномов второго порядка. Среднеквадратичное значение остатков «измерения минус парабола» при 5^m-усреднении составляет 5,6 м/с для всего 13-летнего временнóго ряда. Наблюдения выполнены в течение 711 сут (с различной длительностью записи в течение дня, от 2,33 до ~ 12 ч) в сумме около 4345 ч, или 52136 точек с 5^m-усреднением (табл. 1).

2. Диаграмма *O—C* для периода 160^m

Согласно первым публикациям [1, 4, 8] точное значение периода, ~ $160{,}01^m$, очень близко к 1/9 среднесолнечных суток ($160{,}0000^m$), поэтому для доказательства отличия истинного периода P_0 от 9-й гармоники суток и уточнения периода эффективным оказывается построение диаграммы *O—C*, показывающей прогрессивный, от года к году, сдвиг фазы 160^m-волны при свертке данных каждого отдельного года с периодом, точно равным девятой гармонике суток.

Результаты свертки — среднегодичная гармоническая амплитуда A_h и момент максимума синусоиды (всюду отсчитываемый от нулевой эпохи UT 00^h00^m, 01.01 1974 г.) — для периода $160{,}0000^m$ приведены в табл. 1. Формальная ошибка определения фазы максимума скорости в среднем составляет $\pm 7^m$; реальная ошибка, однако, несколько больше и близка к $\pm 15^m$ вследствие систематических погрешностей; последние могут существенно сказывать-

Таблица 1

Год	Интервал наблюдений	Число			A_h, м/с	UT (максимум)
		дней	часов	5^m-точек		
1974	04.08—09.10	14	76	912	1,42	23^h35^m
1975	16.03—14.10	32	171	2048	0,81	23 45
1976	26.04—15.10	32	163	1955	0,36	00 09
1977	11.03—24.10	59	280	3362	0,78	00 35
1978	22.04—21.10	78	471	5651	0,48	01 24
1979	20.03—30.12	60	381	4566	0,56*	01 59*
1980	14.01—26.07	50	304	3653	0,45*	02 36*
1981	27.04—15.09	82	522	6264	0,47	03 10
1982	17.08—29.11	66	352	4219	0,69	03 42
1983	04.06—19.10	11	66	786	0,95	04 24
1984	04.09—10.10	26	166	1993	0,27	04 51
1985	13.05—10.12	84	555	6661	0,28	05 58
1986	01.04—09.12	117	839	10 066	0,34	05 11
Все 13 лет	1974—1986	711	4345	52 136	0,43**	01 36**

* Без учета 17 дней наблюдений зимой 1979—1980 гг.

** Средний результат для периода $160{,}0101^m$ и начальной эпохи UT 00^h00^m, 01.01.1974 г.

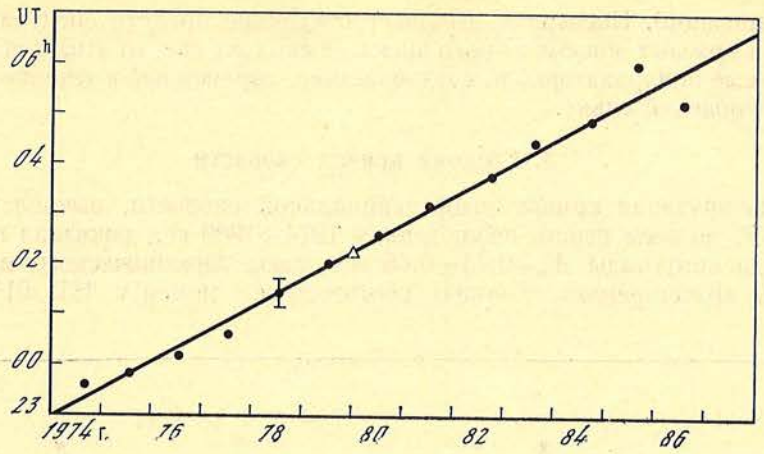


Рис. 1. Сдвиг фазы, от года к году, максимума волны с периодом $160{,}000^m$ по данным КАО (точки) с добавлением результата, полученного в [5] на Южном полюсе Земли (треугольник)

Наклон прямой линейной регрессии дает для периода значение $160{,}0100^m$ (± 7). Вертикальной черточкой для одной из точек указана стандартная ошибка ($\pm\sigma$)

ся на определении фазы из-за близости периода к суточной гармонике. Типичная ошибка среднегодичного значения A_h составляет ± 13 см/с.

Фазовая диаграмма показана на рис. 1. Видно, что все 13 точек (крымские измерения), а также треугольник, соответствующий измерениям скорости Грека и др. [5], лежат практически на одной прямой. Этот факт убедительно свидетельствует о наличии сигнала с периодом, близким к $160{,}0^m$, а наклон прямой — о существенном отличии реального периода от значения, точно равного 1/9 сут (в противном случае моменты максимума группировались бы возле горизонтальной прямой; последнее имеет место, например, при действии только одного эффекта атмосферной экстинкции, см. [9]). Прямая линейной регрессии, соответствующая 14 моментам максимальной скорости (сдвиг спектральной линии в синюю сторону) на рис. 1, дает для истинного периода колебаний лучевой скорости значение [1]

$$P = 160{,}0100^m (\pm 7),$$

совпадающее с результатом наиболее точного определения периода по хромосферным вспышкам 1947—1980 гг. [10]

$$P_0 = 160{,}0101^m (\pm 1).$$

Средний момент гармонического максимума скорости (см. рис. 1)—UT $01^h37^m \pm \pm 8^m$ (всюду для начальной эпохи 01.01 1974 г.). Коэффициент корреляции равен 0,990, что соответствует достоверности вывода о линейной зависимости $\mathcal{P} \geqslant 0{,}9999$.

В обсерватории о-ва Тенериф [6] по измерениям лучевой скорости всего диска Солнца методом атомной резонансной спектроскопии за 1980—1985 гг. недавно получено независимое подтверждение периодичности, близкой к 1/9 сут: $P = 160{,}02^m (\pm 1)$, что в пределах ошибок совпадает с нашим определением P_0.

В Станфорде недавно проведена новая обработка наблюдений лучевой скорости за 1977—1986 гг. с применением другого, чем раньше [4], способа учета дневного тренда. В итоге авторы [11] не подтвердили вывода о прогрессивном, от года к году (см. рис. 1), сдвиге фазы 160^m-волны, сделанного ранее в КАО и независимо в Станфорде [4]. Однако примененную в [11] процедуру исключения трендов вряд ли можно считать надежно обоснованной, поскольку, например, не учитывается влияние переменной в течение дня инструменталь-

[1] Число в скобках соответствует ошибке последних значащих цифр.

ной поляризации. Последняя вызывает изменение яркости спектра от центральной и краевых зон солнечного диска, поскольку свет от этих зон проходит через разные поляризаторы, и, следовательно, переменный в течение дня ложный доплеровский сдвиг.

3. Средняя кривая скорости

Результирующая кривая дифференциальной скорости, вычисленная для периода P_0 по всем нашим наблюдениям 1974—1986 гг., показана на рис. 2. Амплитуда синусоиды $A_h=0{,}43\pm0{,}06$ м/с, фаза гармонического максимума (скорость «расширения» Солнца) соответствует моменту UT $01^h36^m\pm4^m$.

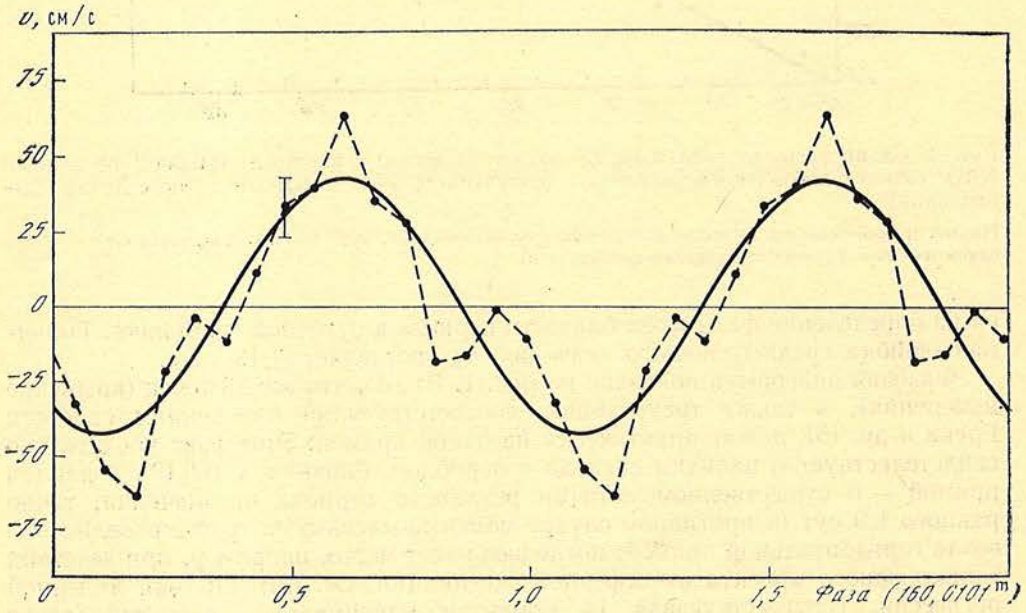


Рис. 2. Результирующая кривая лучевой скорости для периода $160{,}0101^m$ согласно наблюдениям за 1974—1986 гг. (точки)

Сплошная кривая — синусоида, вычисленная методом наименьших квадратов. Вертикальная черточка соответствует стандартной ошибке ($\pm\sigma$), нулевая фаза соответствует моменту UT $00^h00^m01.01$ 1974 г.

Статистическая значимость кривой велика: отношение двойной «пиковой» амплитуды к стандартной ошибке $2A_p/\sigma\approx13$. Как видно из рис. 2, имеются существенные отличия кривой от синусоиды: для отклонений от синусоиды критерий $\chi^2=37{,}8$, что отвечает достоверности негармоничности кривой $\mathcal{P}\approx\approx0{,}999$. Ее форма — нечто среднее между синусоидой и пилообразной кривой.

4. Спектр мощности

Спектр мощности (СМ) вычислялся методом наложенных эпох для диапазона частот 103,90—104,40 мкГц. Весь массив данных, 52136 точек, рассматривался как единая временна́я последовательность с пропусками в те интервалы времени, когда не было наблюдений. Эффективное разрешение по частоте такого ряда длительностью $L\approx12$ лет составляет $\Delta\nu\sim L^{-1}\sim2{,}6$ нГц; при вычислении СМ шаг по частоте принимался равным 0,5 нГц.

Самый высокий пик в спектре (рис. 3) соответствует периоду $160{,}0099^m(\pm6)$. Два других пика меньшей мощности являются годичными сателлитами главного пика и обусловлены тем, что почти все наблюдения сделаны в интервале апрель—октябрь и практически нет зимних наблюдений. Пик, отвечающий точной суточной гармонике $160{,}0000^m$, не превосходит уровня шумов.

Теперь наиболее важно объективно оценить статистическую значимость главного пика. Для этого воспользуемся критерием [12]

$$\eta=\frac{I_0}{\sigma_0^2}N_0,$$

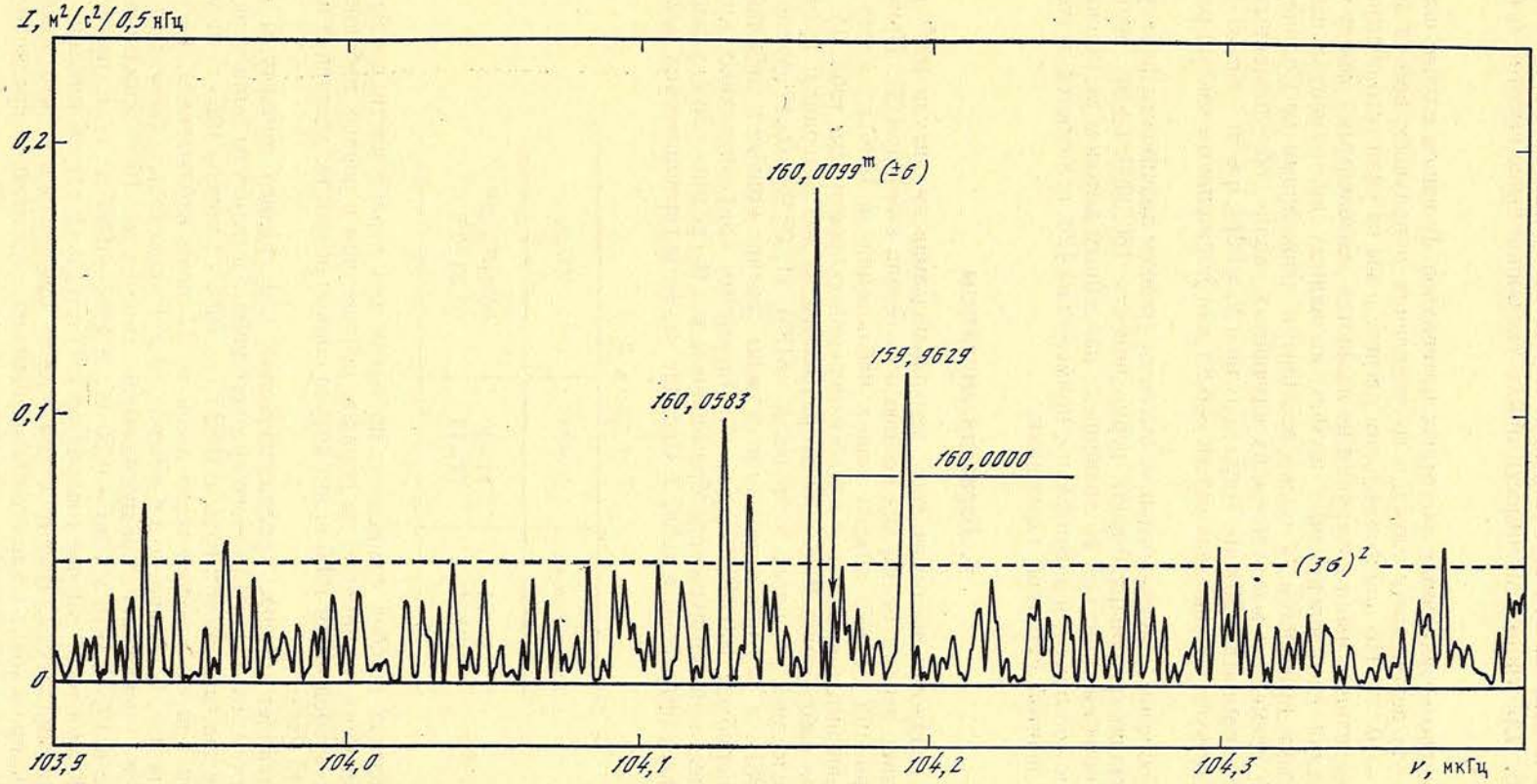


Рис. 3. Спектр мощности флуктуаций лучевой скорости Солнца вблизи периода 160^m по данным крымских наблюдений 1974—1986 гг.

где I_0 — высота пика в СМ, σ_0^2 — дисперсия исходного ряда, N_0 — число отдельных измерений (точек). В нашем случае $I_0=(0{,}43)^2$ м²/с², $\sigma_0=5{,}6$ м/с, $N_0=52\,136$. Для уровня значимости пика с указанной выше высотой I_0 имеем

$$p \approx m e^{-\eta},$$

где m — число независимых частотных интервалов. В нашем случае $m \approx 192$, $\eta \approx 307$ и для вероятности случайного появления p получаем весьма малую величину $\sim 10^{-129}$. Но при формальном расчете p мы не учли того обстоятельства, что отдельные наши измерения не являются независимыми между собой из-за влияния длиннопериодных шумов, вызванных инструментальными и атмосферными причинами, а также реальными движениями на Солнце. Характерный временной масштаб таких случайных «волн», обусловленных шумами, можно принять ~ 50 мин. Тогда получаем $N_0 \approx 5214$, $\eta \approx 30{,}7$ и $p \sim 9 \cdot 10^{-12}$, что соответствует уровню значимости $\sim 6{,}8\sigma$ для нормального закона распределения.

Таким образом, с исключительно высоким уровнем значимости флуктуации лучевой скорости обнаруживают периодичность $160{,}0099^m(\pm 6)$; период в пределах ошибки совпадает со значением, найденным методом регрессии (см. рис. 1) и по вспышкам, и значительно, примерно на 12σ, отличается от точного значения девятой суточной гармоники.

5. Вариации амплитуды

Ранее неоднократно отмечалось, что наблюдаемая амплитуда 160^m-осцилляций сильно варьирует ото дня ко дню и от сезона к сезону [13]. Примером таких вариаций служит анализ наших наблюдений за 1986 г., когда было сделано максимально большое число измерений скорости (см. табл. 1).

Данные наблюдений 1986 г. были разделены на два интервала: I: 01.04—26.07 (число дней 69, число 5^m-точек $N=6185$); II: 02.08—09.12 (число дней 48, $N=3881$), и для них отдельно построены средние кривые колебаний скорости с периодом $160{,}0101^m$ (рис. 4). Параметры синусоидальных кривых, вычисленных прямым фурье-преобразованием для 16 средних точек, указанных на графиках, приведены в табл. 2. Средние моменты гармонических максимумов в пределах ошибок совпадают, но волна для первой части наблюдений почти незначима и примерно на порядок меньше, чем в первых наблюдениях 1974 г. Во второй части 1986 г. амплитуда сильно возросла, достигнув в среднем 72 ± 13 см/с.

Таблица 2

Массив данных	A_h, см/с	UT_{max}
1986-I	13 ± 10	$00^h41^m \pm 20^m$
1986-II	72 ± 13	00 53 ± 5

Представляет интерес проанализировать ход средней амплитуды A_h за все 13 лет (см. табл. 1). Для этого среднегодичные амплитуды были усреднены за каждые два года (за три года, с 1982 г. по 1984 г.: массив 1983 г. не учитывался, так как он получен всего лишь по 11 дням наблюдений), результат показан на рис. 5. Видно, что в течение 13 лет происходило более или менее монотонное уменьшение среднегодичной амплитуды 160^m-осцилляций от $\sim 1{,}25$ м/с в 1974—1975 гг. до $\sim 0{,}30$ м/с в 1984—1986 гг. (т. е. примерно в 4 раза). Кроме того, данные говорят об отсутствии 11-летней цикличности в модуляции амплитуды. Вместе с тем можно предположить, что изменение амплитуды происходит с характерным временем, значительно превосходящим 11-летний цикл, возможно, с известным периодом ~ 22 года.

В связи с этим интересно отметить факт медленного уменьшения «солнечной постоянной» на величину $\sim 0{,}1\%$ в интервале 1979—1985 гг., обнаружен-

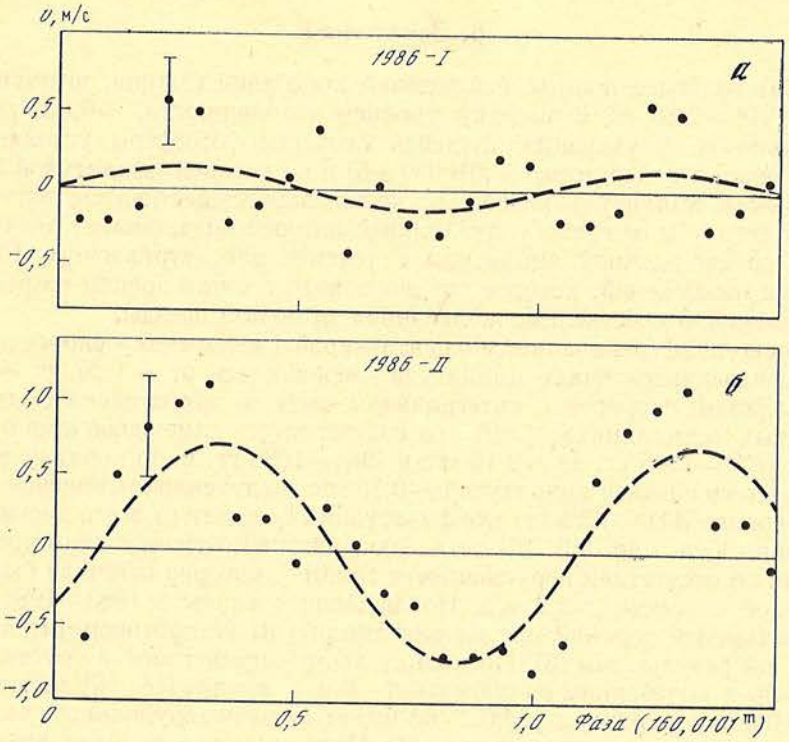


Рис. 4. Средние кривые лучевой скорости для периода $160{,}0101^m$, построенные по наблюдениям 01.04—26.07 1986 г. (*а*) и 02.08—09.12 1986 г. (*б*)

Штриховые кривые — синусоиды, вычисленные по точкам методом наименьших квадратов. Вертикальными черточками указаны среднеквадратичные ошибки ($\pm\sigma$). Нулевая фаза соответствует моменту UT $00^h\,00^m$, 01.01 1974 г.

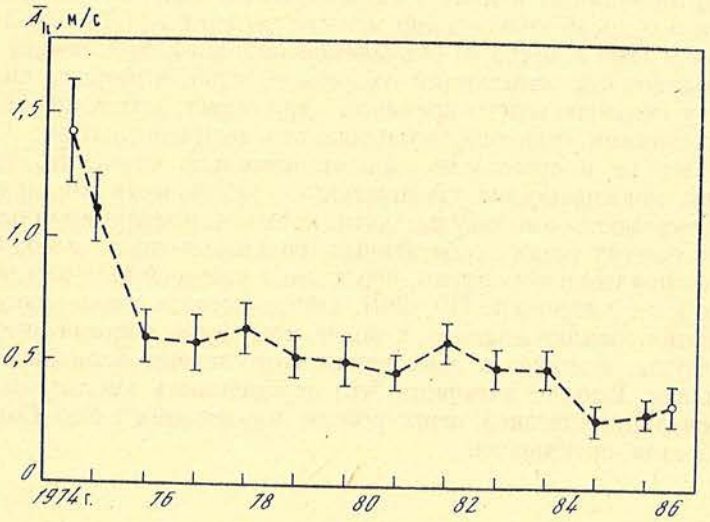


Рис. 5. Изменение со временем средней амплитуды 160^m -осцилляций

Вертикальными черточками указаны среднеквадратичные ошибки ($\pm\sigma$). Темные кружки — скользящие средние за два-три года, светлые — данные за 1974 и 1986 гг.

ный по измерениям на спутниках [14]. Не исключено, что оба явления — отражение одного и того же феномена, обусловленного в свою очередь 22-летним циклом магнитной активности Солнца.

6. Заключение

Анализ наиболее полных наблюдений колебаний Солнца, выполненных в КАО в 1974—1986 гг. с высоким уровнем достоверности, $\sim 6{,}8\sigma$, говорит о присутствии во флуктуациях лучевой скорости фотосферы устойчивого по фазе колебания с периодом $160{,}0100^{m}(\pm 6)$ и со средней амплитудой 0,43 м/с. Наблюдаемая амплитуда колебаний испытывает существенные вариации от сезона к сезону и от года к году. Особый интерес представляет значительное падение среднегодичной амплитуды в течение рассматриваемого 13-летнего интервала наблюдений, которое трудно понять с точки зрения теоретических представлений о собственных колебаниях (g-модах) звезды.

Согласно дифференциальным («центр—край») измерениям скорости за 10—12 лет среднеквадратичная амплитуда уменьшилась от $\sim 1{,}25$ до $\sim 0{,}3$ м/с. Для измерений скорости в интегральном свете от всего диска Солнца (при радиальных осцилляциях, $l=0$) это соответствует изменению амплитуды от $\sim 0{,}61$ в 1974—1975 гг. до $\sim 0{,}15$ м/с в 1984—1986 гг. и по порядку величины согласуется со средней амплитудой $\sim 0{,}16$ м/с, полученной испанской группой [6] в интервале 1980—1985 гг. для флуктуаций скорости от всего диска Солнца.

Недавно Кун и др. [15, 16] по наблюдениям флуктуаций диаметра Солнца сообщили об отсутствии периодичности $160{,}01^{m}$, которая отвечала бы g-моде с амплитудой скорости $>0{,}2$ м/с. Наблюдения сделаны в 1983—1984 гг., поэтому указанный верхний предел для амплитуды не противоречит ни нашим данным, ни результатам [6]. Поскольку данные принстонской группы не чувствительны к колебаниям со степенью $l=0$ и 1, авторы [15, 16] делают вывод, что колебание с периодом $160{,}01^{m}$ не может быть квадрупольного типа ($l=2$) и, вероятно, является дипольным ($l=1$). Они также акцентируют внимание на необходимости объяснить, привлекая неизвестный механизм, почему амплитуда 160^{m}-моды упала с ~ 1 м/с в 1974 г. до $\sim 0{,}1$ м/с в 1983—1984 гг. (по теоретическим оценкам время затухания собственной моды Солнца $\sim 10^{4}$—10^{6} лет).

В связи с этим представляют интерес измерения сплюснутости Солнца [17], показавшие существенное ее уменьшение от $\Delta r/r=(1{,}9\pm 0{,}4)\cdot 10^{-5}$ в 1983 г. до $(0{,}6\pm 0{,}1)\cdot 10^{-5}$ в 1984 г. (здесь r — радиус Солнца, $\Delta r=r_{e}-r_{p}$; r_{e} и r_{p} — экваториальный и полярный радиусы Солнца). Оба значения сплюснутости в свою очередь значительно меньше величины $(4{,}4\pm 0{,}3)\cdot 10^{-5}$, полученной Дикке в 1966 г. Одно из объяснений вариаций $\Delta r/r$ авторы [17] видят в наличии торсионных осцилляций солнечного ядра, имеющего сильное магнитное поле и испытывающего временные дисторсии; последние могут вызываться флуктуациями сильного тороидального магнитного поля.

Теория пока не в состоянии удовлетворительно объяснить 160^{m}-осцилляции Солнца, показывающие удивительную стабильность начальной фазы и сильную переменность амплитуды, хотя попытки предпринимались неоднократно или в рамках теории собственных (гравитационных) g-мод Солнца [8, 13, 18], или с привлечением других, порой даже внешней природы, источников возбуждения (см., например, [19, 20]). Обнаруженное здесь новое свойство 160^{m}-осцилляций, заключающееся в более или менее систематическом изменении амплитуды, поможет в объяснении этого нового периодического процесса на Солнце. Вполне возможно, что переменность амплитуды связана с медленной, квазициклической перестройкой внутренних слоев Солнца и его 22-летним циклом активности.

Май 1987 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87.
2. *Котов В А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1982. Т. 65. С. 3.
3. *Brookes J. R., Isaak G. R., Raay H. B.* van der // Nature. 1976. Vol. 259. P. 591.
4. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 37.
5. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M.* // Nature. 1980. Vol. 288. P. 541.
6. *Palle P. L., Roca Cortes T.* // Advances in Helio- and Astroseismology. Proc. IAU Symp. N 123. Aarhus Univ. 1987.
7. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 71. С. 3.

8. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1978. Vol. 183. P. 61.
9. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* // Astron. and Astrophys. 1980. Vol. 88. P. 317.
10. *Котов В. А., Левицкий Л. С.* / Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 51.
11. *Henning H. M., Scherrer P. H.* // Advances in Helio- and Astroseismology. Proc. IAU Symp. N 123. Aarhus Univ. 1987.
12. *Дорошенко В. Т., Ефимов Ю. С., Теребиж В. Ю., Шаховской Н. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С. 143.
13. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* // Там же. 1983. Т. 66. С. 3.
14. *Kerr R. A.* // Science. 1986. Vol. 231. P. 339.
15. *Kuhn J. R., Libbrecht K. G., Dicke R. H.* // Nature. 1986. Vol. 319. P. 128.
16. *Kuhn J. R.* // Seismology of the Sun and the distant stars. Dordrecht: Reidel. 1986. P. 63.
17. *Dicke R. H., Kuhn J. R.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 311. P. 1025.
18. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 71. С. 3.
19. *Северный А. Б., Котов В. А.* // Наука в СССР. 1987, № 6.
20. *Kotov V. A.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101.

УДК 523.985:519.6

ОБ УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЗОН ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ТОКА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

А. Я. Бойко[1], А. Г. Косовичев, Ю. П. Попов[2], В. С. Соколов[3]

В одномерном нестационарном магнитогидродинамическом приближении с помощью численных методов выполнено исследование нелинейной стадии перегревной неустойчивости в плазме нижней атмосферы Солнца. Рассмотрены задачи двух типов: 1) эволюция малых начальных возмущений в неустойчивом квазистационарном токовом слое; 2) развитие неустойчивости при прохождении ударной волны в области с первоначально устойчивым распределением магнитного поля (в результате сильного возмущения). Изучены условия и процесс образования в солнечной плазме T-слоев — самоподдерживающихся высокотемпературных структур с высокой концентрацией электрического тока. Наиболее сильно неустойчивость проявляется в бессиловой конфигурации магнитного поля при условии сохранения полного магнитного потока и приводит к росту температуры плазмы в T-слое в 100 и более раз. Этот режим, возможно, осуществляется в солнечных вспышках. При условии изотропной кулоновской проводимости солнечной плазмы характерные поперечные размеры зон повышенной температуры и плотности тока составляют $\sim 10^3$—10^5 см.

ON CONDITIONS OF PLASMA LAYERS FORMATION WITH ENHANCED ELECTRIC CURRENT DENSITY AND TEMPERATURE IN THE ATMOSPHERE OF THE SUN, by *A. Ya. Bojko, A. G. Kosovichev, Yu. P. Popov, V. S. Sokolov.*— A finite-difference numerical method is used to study nonlinear development of a MHD thermal instability (or superheating instability) in one-dimensional approximation. We consider: (1) growth of small perturbations in unstable quasi-stationary current layers, and (2) the development of instability occuring due to interaction of a shock wave with the magnetic field (in case of strong perturbation). It is found that the intensive Joule heating in the perturbations leads to self-supported hightemperature current layers (so called T-layers [2]). Under conservation of total magnetic flux the instability leads to more than hundredfold increase of temperature of plasma in a free-force magnetic field. We suggest that this is the case in solar flares. It has been found that typical thickness of the T-layers in about 10^3—10^5 cm, assuming an isotropic Coulomb resistivity. Thus, we suggest that high resistivity of solar plasma inffered from observations can be caused by turbulence resulting from the MHD thermal instability.

1. Введение

Известно, что многочисленные активные процессы в атмосфере Солнца обусловлены взаимодействием плазмы с магнитным полем, которое, как правило, сопровождается развитием неустойчивостей. Особый интерес представляет изучение неустойчивостей, связанных с протеканием электрического тока.

[1] Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова.
[2] Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша.
Красноярский государственный университет.

В магнитогидродинамическом (МГД) приближении, применимом для исследования широкого круга явлений, неустойчивость плазмы с электрическим током может быть двух типов — силовой и перегревной. Силовые неустойчивости связаны с нарушением равновесия между магнитными, газодинамическими и гравитационными силами. Перегревная неустойчивость (или, как ее иногда называют в зарубежной литературе, МГД тепловая неустойчивость) возникает в результате нарушения теплового баланса между джоулевым нагревом плазмы и ее охлаждением за счет излучения и теплопроводности.

Сущность перегревной неустойчивости состоит в том, что при определенных условиях локальные возмущения джоулева нагрева вследствие флуктуаций температуры и плотности электрического тока не компенсируются излучением и теплопроводностью, и, благодаря зависимости электропроводности от температуры, в местах повышенного нагрева образуются токовые нити или слои, в которых растут температура, электропроводность, плотность тока и джоулев нагрев [1]. На нелинейной стадии неустойчивости могут возникать так называемые T-слои — самоподдерживающиеся высокотемпературные плазменные структуры с электрическим током. Эффект T-слоя в магнитной гидродинамике был открыт в численных экспериментах А. Н. Тихонова, А. А. Самарского и др. [2] и позднее обнаружен в лабораторных исследованиях [3].

Условием развития перегревной неустойчивости является выполнение соотношения [4]

$$\frac{\mathbf{j}^2}{\sigma p}\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln T}(\sin^2\vartheta - \cos^2\vartheta) > \rho^2 \frac{Q}{p}\frac{\partial \ln Q}{\partial \ln T} + \frac{\mathbf{k}\cdot\varkappa\cdot\mathbf{k}}{p}T, \qquad (1)$$

где $\mathbf{j}$ — вектор плотности тока, σ — электропроводность, T — температура, p — давление, ρ — плотность вещества, ν — угол между вектором магнитного поля H и волновым вектором $\mathbf{k}$, определяющим направление распространения волны возмущения, $\rho^2 Q$ — мощность радиативных потерь тепла единицей объема плазмы, $\varkappa$ — тензор теплопроводности. Если магнитное поле не очень велико, то может стать важным процесс теплопроводности. Когда магнитное поле достаточно большое, то в перпендикулярном к полю направлении теплопроводность становится неэффективной. В этом случае процесс развития неустойчивости определяется главным образом балансом излучения и джоулева нагрева.

Однако эволюция перегревной неустойчивости не всегда приводит к образованию T-слоев. Локальное изменение температуры плазмы определяется соотношением процессов охлаждения и нагрева за счет газодинамического расширения и сжатия, нагрева за счет выделения в нем джоулева тепла, процессов теплопереноса. Всеми этими факторами обусловлены особенности формирования T-слоев в каждом конкретном случае. В одних ситуациях T-слой формируется сразу, в других — по истечении некоторого времени «подхвата». Процесс развития T-слоя зависит от особенностей законов $\sigma=\sigma(T, \rho)$, $\varkappa=\varkappa(T, \rho)$.

Количественно условия возникновения T-слоя сформулированы в [5].

1. Электропроводность среды σ должна увеличиваться с ростом температуры T, т. е. $\partial \ln \sigma / \partial \ln T > 0$.

2. Значение параметра гидромагнитного взаимодействия R_M в окрестности T-слоя в момент его возникновения по порядку величины должно быть равным или большим единицы. Здесь

$$R_M = \mathrm{Re}_m R_H, \qquad \mathrm{Re}_m = \frac{4\pi}{c^2}\sigma V L, \qquad R_H = \frac{H^2}{8\pi\rho},$$

где V — характерная скорость движения плазмы, L — характерный пространственный размер.

3. Процессы теплопереноса приводят к ограничению роста температуры в T-слое и его «размытию» по массе. При коэффициенте теплопроводности, превышающем некоторое критическое значение, образование T-слоя вообще не наблюдается.

Из многочисленных лабораторных исследований хорошо известна важная роль перегревной неустойчивости в динамике низкотемпературной плазмы

[3, 6—8]. Также неоднократно высказывалось мнение, что перегревная неустойчивость лежит в основе ряда активных процессов на Солнце и звездах.

В частности, в [9] предлагалось связать явления в солнечных вспышках с образованием T-слоев в атмосфере Солнца. Эта идея получила развитие в [10, 11], где были исследованы условия возникновения перегревной неустойчивости и при помощи численных расчетов изучено нелинейное развитие неустойчивости для некоторых частных случаев. В связи с солнечными вспышками перегревная неустойчивость обсуждалась также Эйвертсом [4], Сыроватским [12] и Спайсером [13]. Однако исследования этих авторов были ограничены лишь изучением условия неустойчивости в линейном приближении.

Новое интересное приложение к активным процессам найдено Феррари, Рознером и Вайаной в [14], где с этой неустойчивостью связывается образование неоднородных, горячих и протяженных внешних атмосфер (корон) Солнца и звезд, основными структурными элементами которых являются арки магнитного поля с плотной и горячей плазмой, излучающей в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах. Эти авторы предположили, что перегревная неустойчивость приводит как к формированию наблюдаемых структур, так и к самому горячему корональному состоянию атмосферной плазмы. Они подробно изучили условия развития неустойчивости в линейном приближении применительно к плазме нижней атмосферы и пришли к выводу, аналогичному [10], что наиболее благоприятные условия неустойчивости должны быть в низкотемпературной плазме. Из расчетов [15] также следует, что характерный размер развития неустойчивости (значит, и размер образующихся структур) ~ 1 км. Эта верхняя граница характерной длины получается вследствие высоких значений кулоновской проводимости, так как необходимо, чтобы характерное время диффузии в возмущенной области не превышало характерного времени развития неустойчивости. Поскольку наблюдаются структуры значительно бóльших размеров, то в [15] было сделано предположение, что первоначально неустойчивость возникает в холодном компоненте плазмы верхней фотосферы, температура которой согласно [16] ниже температуры, определяемой в стандартной модели солнечной атмосферы [17], примерно в 2 раза. Так как электропроводность быстро уменьшается с понижением температуры, то характерный размер неустойчивости в холодных слоях возрастает.

Следует отметить, что трудности, связанные с высокой кулоновской проводимостью солнечной плазмы, встречаются не только при исследовании перегревной неустойчивости, но они характерны для всей солнечной магнитогидродинамики [18]. В частности, наблюдаемую динамику магнитных полей в фотосферной плазме можно объяснить, если только величина электропроводности на три-четыре порядка меньше кулоновской [19, 20]. Поэтому можно предположить, что плазма с электрическим током находится в турбулентном состоянии, при котором проводимость может быть существенно ниже кулоновской. Более подробное обсуждение этого вопроса дано в разделе 5.

Наша задача состоит в изучении методами математического моделирования условий образования зон повышенной температуры и плотности электрического тока в активных областях атмосферы Солнца в результате перегревной неустойчивости.

Нами рассмотрены задачи двух типов:

1) развитие малых начальных возмущений в плоском стационарном токовом слое, находящемся в неустойчивом состоянии, т. е. при выполнении условий (1);

2) образование T-слоев в результате взаимодействия ударной волны с магнитным полем, когда в исходном состоянии условие (1) не выполнено.

Указанные постановки качественно различны: если в первой предполагается, что неустойчивое состояние плазмы возникло при медленной, квазистационарной эволюции, и задаются малые возмущения этого состояния, то во втором случае неустойчивость развивается в результате сильного внешнего воздействия (ударной волны) на первоначально устойчивое состояние плазмы с магнитным полем.

2. Основные уравнения

Исследования проводим при параметрах, соответствующих условиям магнитных пятен и хромосферы Солнца, т. е. значения плотности и температуры изменяются в пределах 10^{-13} г/см$^3 \leqslant \rho \leqslant 10^{-8}$ г/см^3; $2{,}5 \cdot 10^3$ К$\leqslant T \leqslant 10^4$ К. Характерные значения напряженности магнитного поля 10^2—10^3 Гс, характерные времена — от долей до сотен секунд, размеры — от одного километра до нескольких тысяч. В отмеченном диапазоне изменения параметров рассмотрение проводим в магнитогидродинамическом (МГД) однотемпературном приближении, пренебрегая при этом вязкостью и теплопроводностью ввиду их малого влияния. Анизотропию электропроводности не учитываем. В лагранжевых координатах для плоского одномерного случая уравнения МГД с учетом отмеченных выше предложений в безразмерной форме имеют вид [21]

$$\frac{\partial x}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial x}{\partial s} = \frac{1}{\rho},$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial s} - g + f_M, \quad f_M = -\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{H_y^2 + H_z^2}{8\pi}\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p\frac{\partial v}{\partial s} + Q_{\text{дж}} - Q_{\text{изл}}, \quad Q_{\text{дж}} = \frac{j_y E_y + j_z E_z}{\rho},$$

$$Q_{\text{изл}} = Q_0 \rho T^{\beta}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{H_y}{\rho}\right) = \frac{\partial E_z}{\partial s}, \quad j_z = \sigma E_z = \frac{\rho}{4\pi}\frac{\partial H_y}{\partial s}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{H_z}{\rho}\right) = -\frac{\partial E_y}{\partial s}, \quad j_y = \sigma E_y = -\frac{\rho}{4\pi}\frac{\partial H_z}{\partial s}, \tag{5}$$

где x — эйлерова координата, t — время; $\{v, 0, 0\}$ — вектор скорости; ε — удельная внутренняя энергия; g — гравитационное ускорение; s — лагранжева переменная ($ds = \rho dx$); $\{0, H_y, H_z\}$ — вектор напряженности магнитного поля; $\{0, E_y, E_z\}$ — вектор напряженности электрического поля; $\{0, j_y, j_z\}$ — вектор плотности тока; f_M — плотность электромагнитной (пондеромоторной) силы; $Q_{\text{дж}}$, $Q_{\text{изл}}$ — мощности джоулева нагрева и потерь тепла на излучение в расчете на единицу массы; Q_0 — постоянный множитель, β — показатель степени.

Выражения для уравнения состояния, для степени ионизации α_{H} [22], электропроводности σ [23] с учетом конкретных сечений взаимодействия составляющих плазму частиц выглядят следующим образом:

$$p = (1 + \alpha_{\text{H}}) R\rho T, \quad \varepsilon = \frac{3}{2}\frac{p}{\rho} + \frac{\alpha_{\text{H}}\chi_{\text{H}}}{m_{\text{H}}}, \tag{6}$$

$$\frac{n\alpha_{\text{H}}^2}{1-\alpha_{\text{H}}} = \frac{f(T)}{b(T)}, \quad f(T) = \left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_{\text{H}}}{kT}\right),$$

$$b(T) = \frac{T}{WT_R}\exp\left[\frac{\chi_{\text{H}}}{4kT}\left(\frac{T}{T_R} - 1\right)\right], \quad n = \frac{\rho}{1{,}4 m_{\text{H}}},$$

$$\sigma = \frac{113{,}3972 \cdot 9 \cdot 10^8 \alpha_{\text{H}}}{(10^{-4}T)^{1/2}\left[\frac{10^8\alpha_{\text{H}}}{T^2} + \frac{1{,}3709(1-\alpha_{\text{H}})}{1{,}7074 \cdot 10^{-4}T + 102{,}8165}\right]},$$

где n — суммарная плотность атомов и ионов водорода с поправкой на содержание гелия; R — газовая постоянная, m_{H} — масса атома водорода; k — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка; $W = 0{,}5$; $T_R = 6000$ К, χ_{H} — потенциал ионизации водорода, m — масса электрона.

Для численного решения приведенной выше системы уравнений применялась полностью консервативная разностная схема, предложенная в [21]. Для сквозного расчета ударных волн вводилась квадратичная искусственная вязкость. Система разностных уравнений решалась с помощью метода раздельных прогонок [21].

3. Квазистационарный токовый слой

В целях лучшего понимания особенностей образования самоподдерживающейся токовой структуры целесообразно изучить развитие возмущений в квазистационарном токовом слое. В таком слое электрическое поле и ток в начальный момент времени обусловлены исходным градиентом магнитного поля, распределенным каким-либо образом по пространству. При этом может быть рассмотрена конфигурация магнитного поля, как уравновешенная градиентом газодинамического давления, так и бессиловая ($\mathbf{H}\sim\mathbf{j}$).

3.1. Постановка задачи. Рассматривается задача о развитии малых возмущений в квазистационарном токовом слое, расположенном параллельно поверхности Солнца ($g=0$) на уровне хромосферы (10^{-13} г·см$^{-3}\leqslant\rho\leqslant10^{-8}$ г·см$^{-3}$; $4{,}5\cdot10^3$ К$\leqslant T\leqslant10^4$ К). Изучаются два следующих случая.

Случай 1. Электрическое и магнитное поля имеют по одному компоненту: E_z и H_y соответственно. Токовый слой содержит нулевую точку магнитного поля (НТМП), являющуюся, по нашему предположению, точкой симметрии исходного равновесного состояния. Следовательно, можно ограничиться рассмотрением только половины токового слоя с условием симметрии на соответствующей (в данном случае левой) границе.

Выражения для начальных условий, определяющих фон, на котором исследуется поведение возмущений, выглядят следующим образом:

$$v=0,\qquad \rho=\text{const},\qquad p+\frac{H_y^2}{8\pi}=\text{const},$$

$$\frac{dH_y}{dx}=\text{const},\qquad E_z=\frac{1}{4\pi\sigma}\frac{dH_y}{dx}.$$

Условия на границах расчетной области имеют вид:

$$v(0,\ t)=0,\qquad H_y(0,\ t)=0$$

на левой границе (при $s=0$);

$$v(s_k,\ t)=0,\qquad H_y(s_k,\ t)=0$$

на правой (при $s=s_k$).

На правой границе вместо условия для напряженности магнитного поля задавалось также условие $E_z(s_k,\ t)=\text{const}$.

Отметим, что условие неизменности напряженности магнитного поля на границе означает, что полный электрический ток в слое остается постоянным в течение всего процесса, а условие постоянной напряженности электрического поля эквивалентно сохранению полного магнитного потока. В реальных токовых слоях физические условия на их границах могут быть более сложными, так как они зависят от электродинамической связи данного токового слоя с другими токовыми системами активной области.

Случай 2. Электрическое и магнитное поле имеют по две компоненты: E_y, E_z и H_y, H_z соответственно. Рассматривается бессиловая конфигурация магнитного поля (БКМП).

Начальный фон определяется соотношениями

$$v=0,\qquad \rho=\text{const},\qquad T=\text{const},$$

$$\frac{dH_y}{dx}=\text{const},\qquad E_z=\frac{1}{4\pi\sigma}\frac{dH_y}{dx},$$

$$H_y^2+H_z^2=\text{const},\qquad E_y=-\frac{1}{4\pi\sigma}\frac{dH_z}{dx},$$

где выражение, означающее постоянство магнитного давления,— условие того, что конфигурация бессиловая. Это условие эквивалентно зависимости $\mathbf{j}=\alpha\mathbf{H}$. Здесь $\alpha=\alpha(s)$ — некоторая скалярная функция координаты s.

Граничные условия следующие:

$$v(0,\ t)=0,\qquad v(s_k,\ t)=0,$$

$$H_y(0,\ t)=\text{const},\qquad H_y(s_k,\ t)=\text{const},$$

$$H_z(0,\ t)=\text{const},\qquad H_z(s_k,\ t)=\text{const}.$$

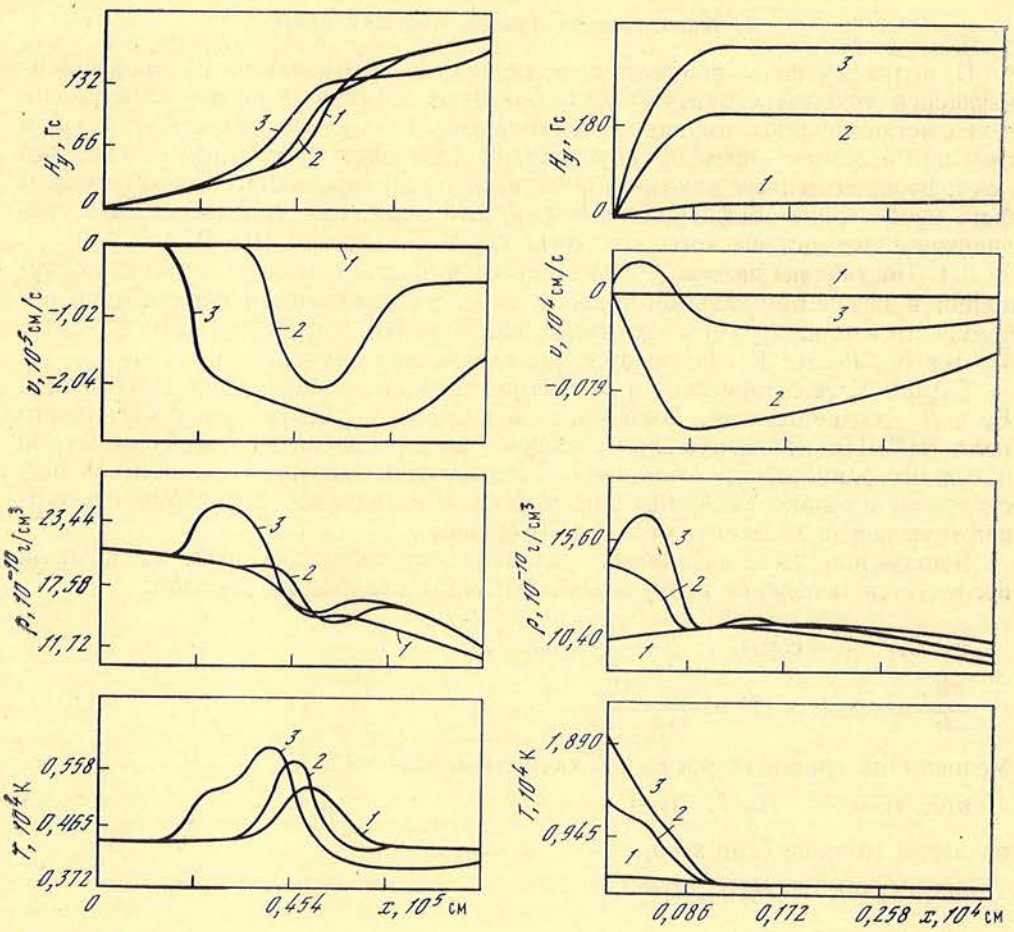


Рис. 1. Эволюция напряженности магнитного поля, скорости, плотности и температуры плазмы во времени
1—0 с, *2*—10^{-2}, *3*—$3\cdot10^{-2}$ с

Рис. 2. То же, что на рис. 1
1—0 с, *2*—0,30 с, *3*—0,54 с

На правой границе вместо условий для магнитного поля рассматривались также условия $E_z(s_k, t)=\text{const}$, $E_y(s_k, t)=\text{const}$.

Граничные условия при $t=0$ согласуются с начальными данными.

3.2. Результаты расчетов. Значения градиента исходного магнитного поля варьировались в пределах 1 Гс/км$\leqslant dH_y/dx\leqslant 2\cdot10^3$ Гс/км. Показатель степени в (3) $0\leqslant\beta\leqslant3$, множитель Q_0 выбирался из условия теплового баланса в невозмущенном состоянии $Q_{изл}=Q_{дж}$. Проводились также расчеты без учета потерь на излучение, позволившие лучше понять характер развития процесса.

Задавались возмущения различных параметров задачи, и исследовалась их эволюция. Продемонстрируем ряд наиболее характерных расчетных случаев, отметив при этом, что в случае других видов возмущений качественное развитие процесса остается неизменным, изменяется лишь количественное проявление отдельных сторон явления.

Задается возмущение температуры $\Delta T=\delta_0 T_0 \exp\left[-\left(\frac{x-x_0}{\Delta x}\right)^2\right]$, где δ_0 — число, определяющее максимальную амплитуду, x_0 — эйлерова координата центра возмущения, Δx — ширина возмущения. Рассмотрим вначале случай 1 (с однокомпонентным магнитным полем). Пусть возмущение такое, что задаваемому увеличению температуры соответствует уменьшение плотности среды, так что при этом газодинамическое давление остается неизменным. Как результат, в области возмущения увеличиваются электропроводность, плотность

тока и джоулев нагрев, уменьшаются потери на излучение. С течением времени растет температура в области возмущения и, следовательно, растут электропроводность и плотность тока. Возмущения, задаваемые в разных областях токового слоя, ведут себя различно.

Пусть возмущение задано в области больших значений напряженности магнитного поля (рис. 1). Происходит ускорение зоны повышенной плотности тока под действием возникающей неуравновешенной пондеромоторной силы. При этом зона действует как поршень — сжимает газ впереди себя и формирует волну сжатия, а в обратную сторону распространяется волна разрежения. В начале процесса плотность тока и температура в области возмущения растут, но по мере ускорения этой зоны до некоторой скорости напряженность электрического поля в системе координат, движущейся вместе с веществом, уменьшается как в результате уменьшения коэффициента диффузии магнитного поля (увеличение электропроводности), так и за счет индукционного поля, пропорционального скорости движения и напряженности магнитного поля. Вследствие этого уменьшается джоулев нагрев в этой области, и дальнейшего роста температуры и плотности тока не происходит.

Возмущения же, задаваемые в области НТМП, развиваются несколько по-иному. На них пондеромоторная сила практически не действует, а напряженность электрического поля в области возмущения уменьшается только из-за уменьшения коэффициента диффузии магнитного поля. В этом случае условия для роста плотности тока более благоприятные, и поэтому в тепловую энергию преобразуется бóльшая часть энергии магнитного поля, чем в области больших магнитных полей. Возникает зона с повышенной температурой и плотностью тока — T-слой [2]. Но так как фактически происходит лишь преобразование энергии магнитного поля области возмущения, то эффект нагрева будет более значительным в случае, если осуществляется дополнительный приток энергии в область нулевой линии магнитного поля (НЛМП) (при двумерном рассмотрении) за счет потоков вещества вместе с магнитным полем [24, 25]. В нашем случае температура возрастает до более высоких значений, когда на правой границе задано условие для постоянного электрического поля, так как в этом случае осуществляется подкачка энергии за счет роста магнитного поля на границе (в результате того, что температура и электропроводность при эволюции возрастают) (рис. 2). Плотность вещества в районе НТМП сначала возрастает, а далее ее рост замедляется из-за роста температуры и давления, причем зона с максимальной плотностью вещества теперь расположена на некотором расстоянии от НТМП. Это следствие одномерной постановки задачи. В двумерном же случае должен наблюдаться вынос вещества вместе с магнитным полем из окрестности НЛМП в направлении, перпендикулярном направлению притока вещества [24, 25].

Расчеты, проведенные для случая 2, т. е. для БКМП, дают аналогичные результаты.

При задании правого граничного условия для электрического поля здесь также осуществляется подкачка энергии за счет роста магнитного поля на границе по той же причине, что и в случае 1, и температура возрастает в большей степени (рис. 3). Зона же возмущения, заданного в области достаточно больших магнитных полей, под действием неуравновешенной пондеромоторной силы ускоряется (рис. 4), двигаясь при этом влево. Подобно поршню, она сжимает газ впереди себя, а за ней образуется область разрежения с пониженной температурой. У левой границы плотность вещества возрастает. Эволюция напряженности электрического поля и джоулева нагрева такая же, как и в случае 1. Исследование проведено при различных значениях $R_{\text{Н}}=H_0^2/8\pi p_0$. Качественно процесс развивается одинаково, но при $R_{\text{Н}}\gg 1$ развитие возмущения проходит более интенсивно, температура плазмы в T-слое возрастает почти на два порядка величины. Поэтому можно предположить, что такой режим развития перегревной неустойчивости может осуществляться во вспышках. При более высоких начальных температурах и электропроводностях, тех же значениях градиента исходного магнитного поля джоулево энерговыделение меньше и перегревная неустойчивость проявляется в форме зон боль-

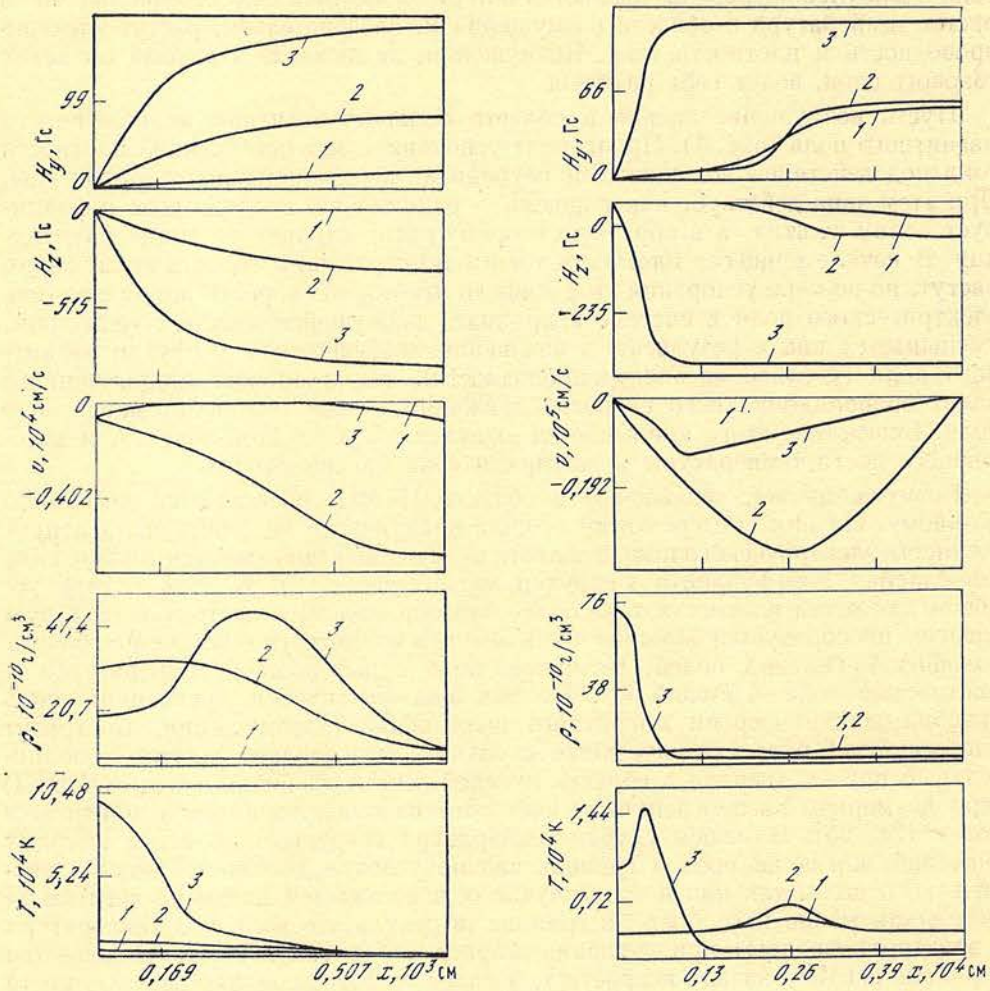


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для бессиловой конфигурации магнитного поля
1 — 0 с, *2* — 0,084 с, *3* — 0,23 с

Рис. 4. То же, что на рис. 3
1 — 0 с, *2* — 10^{-2} с, *3* — $1{,}37\cdot10^{-1}$ с

шой плотности тока и температуры, чередующихся с зонами низкой плотности тока и температуры.

В постановке, подобной случаю 1, рассматривалась задача в [11], являющаяся продолжением [10]. Но приведенные там результаты получены лишь при меньших значениях электропроводности ($\sigma\sim10^8$ ед. СГСЭ, что на несколько порядков ниже значений кулоновской проводимости, характерных для солнечной атмосферы).

4. Движение ударной волны поперек токового слоя

4.1. Постановка задачи. Пусть имеется расположенный параллельно поверхности Солнца ($g=0$) токовый слой с однокомпонентным магнитным полем с параметрами магнитных пятен или хромосферы. В некоторый момент времени поперек этого токового слоя проходит ударная волна. По мере своего движения она увлекает за собой газ, так что за ней образуется разреженное пространство, где давление мало. В расчетах это условие моделируется с помощью нулевого давления на левой границе. В ряде расчетов на этой границе держим постоянное значение скорости движения вещества или только в начале процесса (а далее — нулевое давление), или во время всего рассматриваемого

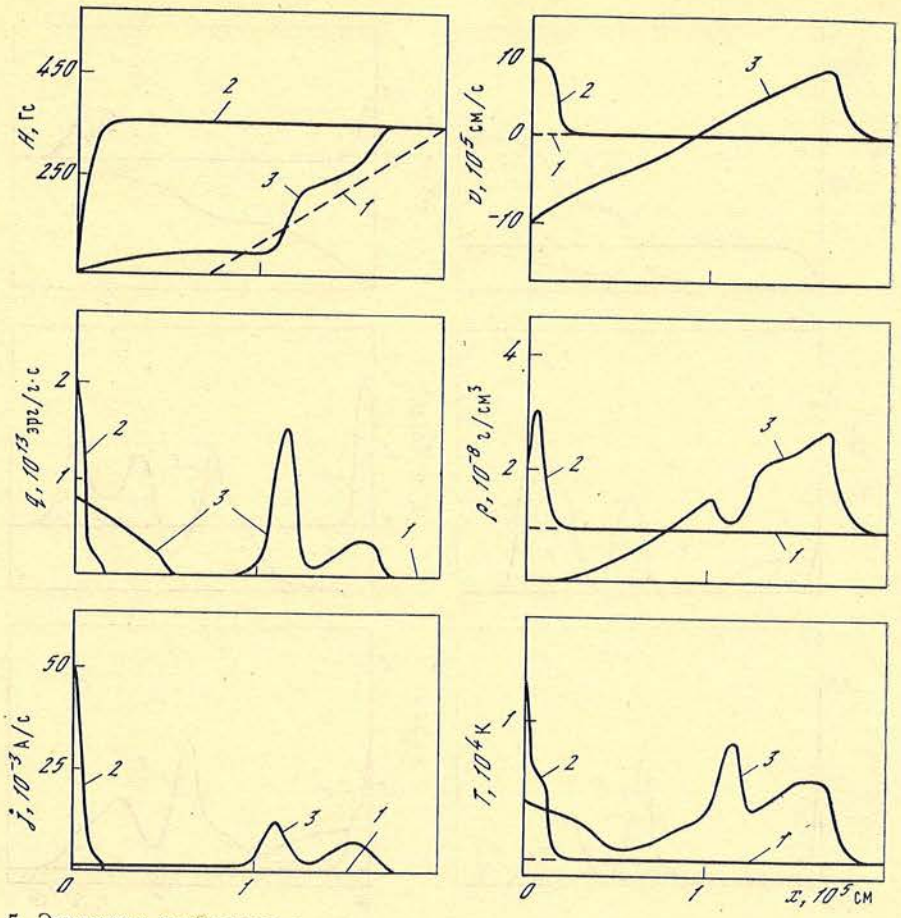


Рис. 5. Эволюция параметров токового слоя при движении поперек него ударной волны с постоянным значением напряженности магнитного поля на правой границе
1—0 с, *2*—2,5·10⁻² с, *3*—0,1 с

интервала времени. Правая граница — неподвижная стенка. На ней фиксируем постоянное значение напряженности магнитного поля или задаем закон его роста во времени. Слева магнитное поле поддерживаем равным нулю.

Процесс описывается приведенными в разделе 2 уравнениями. Начальные условия определяются соотношениями

$$v=0, \quad \rho=\text{const}, \quad p+\frac{H_y^2}{8\pi}=\text{const},$$

$$\frac{dH_y}{dx}=\text{const}, \quad E_z=\frac{1}{4\pi\sigma}\frac{dH_y}{dx}.$$

Бралось также однородное распределение газодинамических параметров, при этом градиент магнитного давления не уравновешивался градиентом газодинамического давления.

Граничные условия, описанные выше, выглядят следующим образом:

$H_y(0, t)=0, \quad p(0, t)=0$ или $v(0, t)=\text{const}$,

$H_y(s_k, t)=H_k+at, \quad v(s_k, t)=0$,

где H_k, a — постоянные.

4.2. Результаты расчетов. Параметрами задачи являются величина напряженности магнитного поля и его исходный градиент, плотность, температура вещества, скорость движения ударной волны. При численном моделировании варьируем эти параметры.

Рассмотрим вначале эту задачу при параметрах солнечного пятна. Иллюстрацией такого случая являются расчеты, результаты которых представлены на рис. 5, 6.

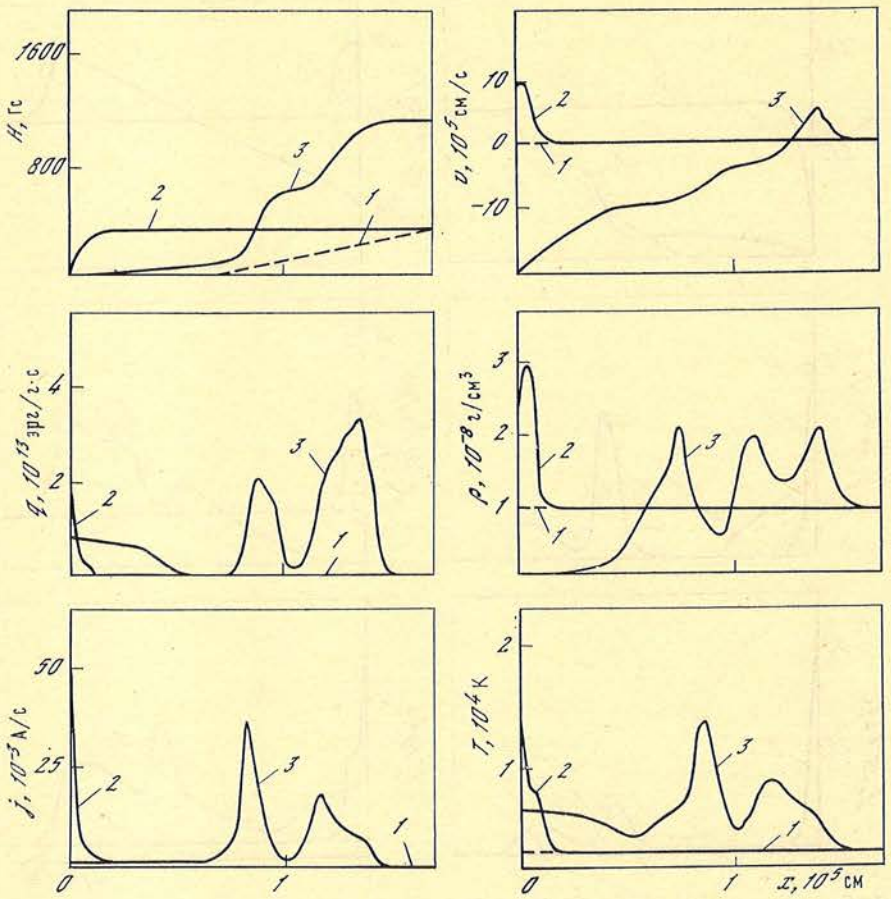


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но с растущим во времени значением напряженности магнитного поля на правой границе
1—0 с, *2*—2,5·10⁻² с, *3*—0,1 с

Рис. 5 демонстрирует случай, когда на правой границе поддерживается фиксированное значение напряженности магнитного поля ($a=0$). Начальное распределение газодинамических параметров однородное. При температуре солнечного пятна исходный градиент магнитного поля в расчетной области быстро уменьшается вследствие диффузии, так как коэффициент электропроводности мал. До момента времени $t=5\cdot10^{-3}$ с на левой границе поддерживается постоянной скорость движения вещества, далее — нулевое граничное условие по давлению. Этот момент времени можно считать за начальный, когда имеется некоторый движущийся сгусток плазмы, моделирующий ударную волну. При движении ударной волны ток скинируется в ее передней части. Здесь же локализуется джоулев нагрев, а также электромагнитная тормозящая сила. Это приводит к возникновению T-слоя. Торможение T-слоя приводит к его остановке и движению в обратном направлении. При этом образуется ударная волна, идущая налево, и волна разрежения, распространяющаяся вслед за исходной ударной волной. Газ справа от T-слоя охлаждается, электрический ток и джоулев нагрев вытесняются в район фронта волны, и по мере движения исходной ударной волны формируется следующий T-слой и т. д. до тех пор, пока исходная ударная волна окончательно не затормозится. В рассматриваемом случае продемонстрировано образование двух T-слоев. Их ширина 200—300 м.

На рис. 6 представлены результаты расчета, когда на правой границе напряженность магнитного поля растет со временем. Можно видеть, что при этом более интенсивно формируются T-слои, но и быстрее тормозится исходная ударная волна, и в результате формируется три T-слоя.

Итак, при торможении ударной волны в магнитном поле солнечного пятна возможно образование одного или нескольких T-слоев, взаимодействием которых с полем пятна возможно объяснение некоторых активных процессов в окрестности пятен. В подобной математической постановке, но с другим практическим приложением рассмотрена задача в [6, 26].

Результаты решения этой же задачи при параметрах солнечной хромосферы показали, что в этом случае зоны повышенной температуры и плотности тока не возникают, так как среда при движении в ней ударной волны ведет себя фактически так же, как идеальная плазма, ввиду своей большой электропроводности.

5. Обсуждение результатов и выводы

Численное исследование перегревной неустойчивости солнечной плазмы в простой одномерной модели позволило проследить некоторые особенности формирования на нелинейной стадии зон повышенной температуры и плотности тока (так называемых T-слоев [2]). Показано, что процесс развития малых начальных возмущений в стационарном токовом слое существенно зависит от типа магнитной конфигурации (силовая или бессиловая), от локального значения напряженности магнитного поля в месте задания возмущения и от характера внешних электродинамических условий. Оказалось, что зоны с повышенной температурой и плотностью тока, развивающиеся в области сильного поперечного магнитного поля, ускоряются под действием пондеромоторной силы. При этом скорости движения плазмы могут достигать нескольких километров в секунду, однако температура возмущений вырастает незначительно, так как мощность джоулева нагрева заметно снижается в результате ослабления напряженности внешнего электрического поля противоположно направленным индукционным полем. Таким образом, в этом случае на нелинейной стадии неустойчивости энергия магнитного поля преобразуется в основном в кинетическую энергию направленного движения.

Если неустойчивость развивается в области слабого поля, то возможно образование T-слоя. В этом случае большая часть запасенной магнитной энергии переходит в тепловую, и в некоторых случаях температура плазмы в T-слое может быть $\geqslant 10^5$ К. Формирование высокотемпературных T-слоев происходит преимущественно в плазме низкого давления с бессиловой конфигурацией магнитного поля. Развитие неустойчивости происходит более интенсивно, если внешние граничные условия таковы, что в течение всего процесса сохраняется полный магнитный поток в рассматриваемой области, по сравнению с тем случаем, когда остается неизменным суммарный электрический ток.

Показано также, что при прохождении ударной волны через область сильного магнитного поля с параметрами, близкими к их значениям в областях солнечных пятен, последовательно формируются несколько слоев с повышенной температурой и плотностью тока. Ударная волна при этом эффективно тормозится.

Результаты расчетов позволяют сделать вывод, что те условия возникновения зон повышенной температуры и плотности тока, которые сформулированы в наиболее полном виде в [5] и упомянуты в разделе 1, являются необходимыми, но не достаточными. Важно, чтобы в месте последующего образования зоны повышенной температуры и плотности тока было выделено достаточное количество джоулева тепла для быстрого роста температуры, т. е. должно выполняться условие [9]

$$\frac{\sigma_0 E_0^2 t_0}{\varepsilon_0 \rho_0} \sim \frac{\sigma_0 E_0^2 t_0}{p_0} \geqslant 1,$$

где ε_0, ρ_0, p_0, E_0, σ_0, t_0 — характерные значения удельной внутренней энергии, плотности, давления, напряженности электрического поля, электропроводности и времени развития неустойчивости соответственно.

При больших значениях σ_0 и малых скоростях движения ток в основном определяется градиентами магнитного поля, и условием образования зон

повышенной температуры является выполнение соотношения

$$\frac{\sigma_0 E_0^2 t_0}{p_0} = \frac{j_0^2 t_0}{\sigma_0 p_0} = \left(\frac{c}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{\Delta H}{l_0}\right)^2 \frac{t_0}{\sigma_0 p_0} = \frac{1}{\mathrm{Re}_m'} \frac{\Delta H_0^2}{4\pi\rho_0} \geqslant 1,$$

где $\mathrm{Re}_m' = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\sigma_0 l_0^2}{t_0}$, l_0 — характерный масштаб изменения напряженности магнитного поля, $\Delta H_0/l_0$ — характерный градиент магнитного поля, определяющий плотность тока j_0.

В задаче по исследованию возмущений в квазистационарном токовом слое возмущения в областях с достаточно большими магнитными полями и возмущения в окрестности НТМП развиваются по-разному потому, что характерные времена развития возмущений разные. В окрестности НТМП характерные времена джоулева энерговыделения существенно больше.

В задаче о торможении ударной волны в магнитном поле пятна характерные значения электропроводности достаточно малые. И поэтому выполнены условия для образования зон повышенной температуры и плотности тока.

Если вещество слабо ионизовано, то оно имеет возможность более свободно двигаться поперек силовых линий магнитного поля, и условием образования зон повышенной температуры является выполнение соотношения

$$\frac{\sigma_0 E_0^2 t_0}{p_0} \sim \frac{1}{c^2} \frac{\sigma_0 V_0^2 H_0^2 t_0}{p_0} = 2\mathrm{Re}_m'' R_{\mathrm{H}} \geqslant 1,$$

где

$$\mathrm{Re}_m'' = \frac{4\pi}{c^2} \sigma_0 V_0^2 t_0, \qquad R_{\mathrm{H}} = \frac{H_0^2}{8\pi\rho_0},$$

V_0 — характерная скорость плазмы, H_0 — характерное значение напряженности магнитного поля.

Зоны повышенной температуры и плотности тока могут образовываться как в результате джоулева преобразования энергии уже имеющегося магнитного поля, так и за счет подвода энергии из других областей в результате диффузии магнитного поля и (или) имеющихся потоков вещества к области образования зоны повышенной температуры. Условий же для подвода энергии за счет диффузии магнитного поля (или потоков вещества) в атмосфере Солнца практически нет из-за больших значений электропроводности. Подвод же энергии за счет потоков вещества вместе с магнитным полем возможен. Областями, куда может подводиться таким образом энергия, могут быть области пересоединения силовых линий магнитного поля [24].

Изложенные выше результаты численного моделирования нелинейной стадии перегревной неустойчивости в плазме солнечной атмосферы, а также другие исследования [8—15] свидетельствуют о важной роли этой неустойчивости в магнитогидродинамических явлениях на Солнце.

Наиболее интересное приложение перегревной неустойчивости и явления T-слоя относится к физическому механизму солнечных вспышек. Решение этой проблемы, вероятно, следует искать в направлении исследования неустойчивости плазмы низкого давления в бессиловой конфигурации магнитного поля. В первую очередь необходимо рассмотреть более близкую к реальной осесимметричную модель бессилового поля, выявить роль двумерных эффектов.

Можно также предположить, что мелкомасштабная перегревная неустойчивость приводит к турбулентному состоянию плазмы с электрическим током в нижней атмосфере Солнца. В турбулентном состоянии эффективная электропроводность плазмы становится существенно ниже кулоновской, и поэтому можно объяснить низкие значения электропроводности солнечной плазмы, выведенные из наблюдений [19, 20]. Основаниями для этого предположения служат, во-первых, вывод о том, что характерные размеры неустойчивых возмущений в атмосферной плазме составляют $\sim 10^3$—10^5 см, что намного меньше наблюдаемых размеров токовых структур $\sim 10^8$—10^9 см; во-вторых, обнаруженное в лабораторных экспериментах с сильноточными газовыми разрядами явление перехода излучающей плазмы из устойчивого состояния в турбулентное вследствие перегревной неустойчивости [8]. В [8] было выяс-

нено, что переход устойчивого, ламинарного состояния в турбулентное можно охарактеризовать одним безразмерным параметром («излучательным числом Рейнольдса» по терминологии [8]) — отношением энергии, излучаемой из данного объема плазмы, к энергии, излучаемой с поверхности этого объема за счет длинноволновых фотонов, которые многократно поглощаются и переизлучаются в плазме. Согласно этим исследованиям плазма с электрическим током переходит в турбулентное состояние, если излучательное число Рейнольдса намного больше единицы, другими словами, плазма является оптически прозрачной. По-видимому, без специального дополнительного исследования эти лабораторные результаты нельзя применить к условиям в атмосфере Солнца, однако они указывают на возможность возникновения турбулентного состояния солнечной плазмы в результате перегревной неустойчивости.

Ноябрь 1986 г.

Литература

1. *Кадомцев Б. Б.* // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат. 1963. Вып. 2. С. 132—176.
2. *Тихонов А. Н., Самарский А. А., Заклязьминский Л. А.* и др. // Докл. АН СССР. 1967. Т. 173, № 4. С. 808—814.
3. *Керкис А. Ю., Соколов В. С., Трынкина Н. А., Фомичев В. П.* // Там же. 1973. Т. 211, № 1. С. 69—72.
4. *Heyvaerts J.* // Astron. and Astrophys. 1974. Vol. 37, N 1. P. 65—73.
5. *Тихонов А. Н., Самарский А. А., Заклязьминский Л. А.* и др. Эффект Т-слоя в магнитной гидродинамике. М.: ИПМ АН СССР, 1969. 182 с.
6. *Захаров А. И., Клавдиев В. В., Письменный В. Д.* и др. // Докл. АН СССР. 1973. Т. 212, № 5. С. 1092—1095.
7. *Velikhov E. P., Dykhne A. M.* // 6th Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases. P., 1963. Vol. 4. P. 712—714.
8. *Розанов В. Б., Рухадзе А. А.* // Динамика токовых слоев и физика солнечной активности. Рига: Зинатне, 1982. С. 210—218.
9. *Соколов В. С.* // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1973. № 13, Вып. 3. С. 86—96.
10. *Sokolov V. S., Katsnelson S. S., Kosovichev A. G., Slavin V. S.* // Solar Phys. 1977. Vol. 51, N 2. P. 293—306.
11. *Sokolov V. S., Kosovichev A. G.* // Ibid. 1978. Vol. 57, N 1. P. 73—79.
12. *Сыроватский С. И.* // Письма в Астрон. журн. 1976. Т. 2, № 1. С. 35—38.
13. *Spicer D. S.* An unstable arch model of a solar flare // NRL Rep. 8036. 1976. 138 p.
14. *Ferrari A., Rosner R., Vaiana G. S.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 263, N 2. P. 944—951.
15. *Massaglia S., Ferrari A., Bodo G.* et al. // Ibid. 1985. Vol. 299. P. 769—780.
16. *Ayres T. R.* // Ibid. 1981. Vol. 244, N 3. P. 1064—1071.
17. *Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W., Cuny Y.* // Solar Phys. 1971. Vol. 18. P. 347—365.
18. *Прист Э.* Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985. 590 с.
19. *Зверева А. М., Северный А. Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1970. Т. 41—42. С. 97—131.
20. *Гопасюк С. И.* Магнитные поля и движения в атмосфере Солнца: Дис....докт. физ.-мат. наук. Л.: ГАО АН СССР, 1973.
21. *Самарский А. А., Попов Ю. П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.
22. *Brown J.* // Solar Phys. 1973. Vol. 29, N 2. P. 421—427.
23. *Васильева Г. Я.* // Изв. ГАО в Пулкове. 1962. Т. 22, N 170, вып. 5. С. 18—51.
24. *Spicer D. S.* // Space Sci. Rev. 1982. Vol. 31, N 2. P. 351—435.
25. *Сыроватский С. И., Буланов С. В., Догель В. А.* // Итоги науки и техники: ВИНИТИ. Астрон. 1982. Т. 21. С. 188—220.
26. *Самарский А. А., Дородницын В. А., Курдюмов С. П., Попов Ю. П.* // Докл. АН СССР. 1974. Т. 216, № 6. С. 1254—1257.

УДК 523.98

H_α-ФЛОККУЛЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

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

Изучена связь свечения водородных флоккулов со структурой вертикальной составляющей электрических токов, вычисленной по наблюдениям магнитного поля в линии Fe I λ5250,2 Å на вектор-магнитографе КАО. Показано, что с увеличением яркости флок-

кулов возрастает доля их площади в местах с большой плотностью тока. Это указывает на важную роль электрического тока в нагреве флоккулов. Установлено, что, чем выше яркость флоккулов, тем чаще они появляются в местах с током, направленным вверх. Сделан вывод, что в нагреве флоккулов наряду с джоулевыми потерями важную роль играют высокоэнергичные частицы, которые, по-видимому, постоянно ускоряются в короне. Такая же асимметрия относительно знака тока наблюдается и в расположении H_α-вспышек [6]. Общность явлений вспышек и флоккулов проявляется в их нагреве анизотропными потоками высокоэнергичных частиц. Различие между ними заключается лишь в мощности процесса.

H_α PLAGES AND ELECTRIC CURRENTS IN THE ACTIVE REGIONS OF THE SUN, by *V. I. Abramenko, S. I. Gopasyuk, M. B. Ogir.*— The radiation of H_α plages versus the structure of vertical component of the electric currents was studied. The electric currents were calculated using the observations of the magnetic field carried out in Fe I λ5250,2 Å line at the vector-magnetograph of the Crimean observatory.

It is shown that the plage area in places with high current density increases with the growth of plage brightness. It means that the electric currents play an important role for plage heating. It is also established, that the brighter the plages, more often they occur in the places of upward currents. We conclude, that besides Joule losses high energy particles which are probably constantly accelerated in corona, are also important for plage heating. Similar asymmetry with respect to the current sign is observed in H_α flares' location [6]. The homogenity of flare and plage phenomena is manifested by their heating by anisotropical beams of high energy charged particles. They differ only by the power of the process.

Давно известно, что имеется тесная связь между свечением флоккулов и магнитным полем. Она впервые была установлена Бэбкоком [1] и затем детально исследована на большом материале в [2, 3]. Однако далеко не ясен механизм нагрева флоккулов. Установление его важно для понимания процессов нагрева верхних слоев солнечной атмосферы в целом.

Наблюдения показывают, что в местах ярких флоккулов часто разгораются вспышки, которые появляются в основном там, где протекают сильные электрические токи [4, 5]. Наши недавние исследования показали, что вспышки, наблюдаемые в H_α, имеют тенденцию появляться преимущественно в местах с током, направленным вверх. По наблюдениям двух активных областей 50% всех узлов вспышек приходится на места с током, направленным вверх (положительный ток, j_+), 25% — на места с током, направленным вниз (j_-), и 25% — на границы встречных токов. Кроме того, узлы вспышек, расположенные в областях с током, направленным вверх, ярче, и продолжительность их больше [6]. Полученные результаты позволили сделать заключение, что свечение вспышек в линиях, и в частности в H_α, связано с направлением электрического поля. Это возможно, когда за свечение ответственны потоки заряженных частиц, ускоренных в верхних частях магнитных петель [6]. Данное обстоятельство обосновывает поиск связи свечения флоккулов с электрическими токами, чему и посвящено настоящее исследование.

1. Материал наблюдений и обработка

Данные наблюдений представляют собой измерения полного вектора магнитного поля и H_α-фильмы активных областей 08—14.06 1969 г. и 21—26.10 1968 г. Активная область 08—14.06 1969 г. находилась в развитом состоянии, а другая распадалась. В отдельные дни было проведено по две-три серии измерений полного вектора магнитного поля. Запись поля проводилась по линии λ5250,2 Å Fe I на вектор-магнитографе в режиме одновременной регистрации всех компонентов поля [7]. Данные наблюдений магнитного поля представлены в системе координат, ось z которой совпадает с нормалью к поверхности Солнца. Описание активных областей, данные наблюдений магнитного поля и метод их обработки изложены в [8—10].

По сведениям о поперечной составляющей $H_\perp$ наблюдаемого магнитного поля была вычислена вертикальная составляющая электрического тока. Плотность тока вычислялась по циркуляции вектора $\mathbf{H}_\perp$ вдоль замкнутого контура L:

$$j_z = \frac{c}{4\pi}\frac{1}{S}\oint_L \mathbf{H}_\perp \cdot d\mathbf{r},$$

S — площадь, охваченная контуром L. Карты электрических токов изучаемых активных областей в некоторые дни наблюдений приведены в [11]. Они показали, что структура токов более мелкомасштабна по сравнению со структурой магнитного поля. Впервые это было отмечено в [12]. Как показали исследования, с хорошей точностью (1—2%) выполняется условие равенства суммарных токов противоположных направлений не только для одиночных пятен [12, 13], но и для сложных групп [11].

Длительность H_α-наблюдений составляла от 4 до 6 ч в день, а частота съемки — в основном 4 кадра в минуту. Для обработки были отобраны кадры наилучшего качества в моменты времени, когда в активной области не было вспышек. Из них мы выбрали те, время съемки которых отличалось от наблюдений поля не более чем на 1 ч. Таким образом, для каждой записи поля было взято несколько H_α-снимков флоккулов. Наблюдения 08.06 1969 г. и 26.10 1968 г. не были использованы для анализа флоккулов, так как 08.06 в моменты записи поля (и ближайшие к ним) непрерывно происходили вспышки, в результате чего не было флоккулов, не подверженных их влиянию. 26.10 в моменты записи поля не было H_α-снимков хорошего качества.

Яркость флоккулов, выраженная в единицах соседней невозмущенной хромосферы, была разделена на четыре диапазона: $1{,}0 \leqslant I \leqslant 1{,}1$; $1{,}1 \leqslant I \leqslant 1{,}3$; $1{,}3 \leqslant I \leqslant 1{,}6$; $1{,}6 \leqslant I \leqslant 1{,}8$. Область регистрации поля была покрыта сеткой $3{,}35 \times 6{,}7''$, соответствующей разрешению магнитографа. Карты магнитного поля и токов были совмещены по пятнам со снимками флоккулов, и для каждой ячейки сетки брались значения яркости флоккула, плотности тока и напряженности магнитного поля. Эти данные послужили основой для дальнейшего анализа.

2. Результаты

Ранее нами было установлено [14], что в активной области 08—14.06 1969 г. наблюдалось синхронное волнообразное изменение ото дня ко дню средней по площади плотности токов обоих знаков (рис. 1, верхние кривые). С 09 по 11.06 плотность тока, направленного вверх, превосходила плотность тока, направленного вниз. 11.06 плотности токов стали примерно одинаковыми, а затем соотношение между ними изменилось на противоположное. В активной области 21—26.10 1968 г. плотности токов были приблизительно равны только 21.10 (см. рис. 1, нижние кривые). В последующие дни в среднем плотность токов обоих знаков систематически уменьшалась, при этом плотность положительного тока превышала плотность отрицательного (за исключением 25.10, когда данные наблюдений магнитного поля были неполными). Поскольку суммарные токи противоположных направлений с хорошей точностью одинаковы, то зависимости на рис. 1 означают, что в большинстве дней площади, занятые положительными и отрицательными токами, различаются и находятся в обратном соотношении. Равенства площадей, занятых токами встречных направлений, можно ожидать только в те дни, когда равны их плотности, т. е. 21.10 1968 г. и 11.06 1969 г.

По данным этих двух дней было построено распределение площади тока с определенной плотностью от величины самой плотности — опорное распреде-

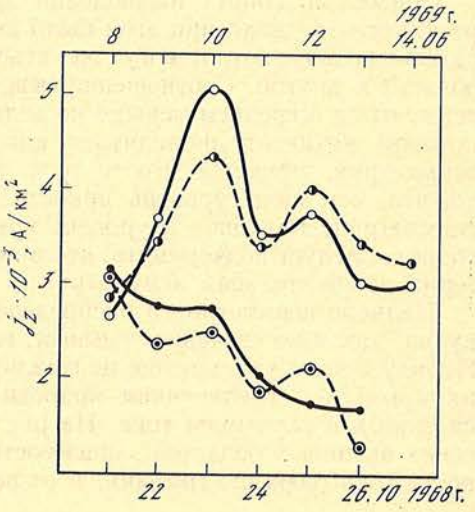


Рис. 1. Изменение ото дня ко дню средней по площади активной области плотности вертикальных токов

Сплошные линии — плотности токов, направленных вверх, штриховые — направленных вниз. Верхние кривые для июня 1969 г. Нижние — для октября 1968 г.

ление (рис. 2). Оно подтвердило, что площади с положительной и отрицательной плотностью тока с хорошей точностью совпадают по величине (50,4—49,6%). В нижней части рис. 2 приведены разности между площадями с положительным и отрицательным током в симметричных относительно нуля интервалах. Они в деталях показывают величину асимметрии распределения в зависимости от плотности тока. Эти разности малы и не превышают 1%. На основании рис. 2 выявляется высокая степень симметрии опорного распределения. Оно позволило нам при дальнейшем анализе установить особенности в распределении флоккулов по плотности тока.

Для каждого диапазона яркости флоккулов по тем же двум дням были построены распределения площадей флоккулов по величине плотности тока и разности площадей по интервалам (рис. 3). Рис. 3, *а* показывает, что для самых слабых флоккулов ($1{,}0 \leqslant I \leqslant 1{,}1$) распределение симметрично. Однако в нем значительно увеличена по сравнению с опорным распределением доля площади в местах слабых токов, в результате чего уменьшились крылья в распределении. Это является следствием преимущественного расположения флоккулов очень малой яркости в местах слабых электрических токов.

Для следующего диапазона яркостей ($1{,}1 \leqslant I \leqslant 1{,}3$; рис. 3, *б*) распределение оказалось несимметричным: бóльшая доля площади флоккулов находится в области отрицательных токов (51,1%) — «отрицательная асимметрия». Кроме того, существенно уменьшилась доля площади флоккулов в местах слабых токов и возросла в местах сильных токов. Из распределения разностей следует, что наиболее существенно увеличилась доля флоккулов в области отрицательных токов с плотностью до 5000 А/км^2.

С переходом к более ярким флоккулам ($1{,}3 \leqslant I \leqslant 1{,}6$; рис. 3, *в*) распределение в целом стало симметричнее. Центральная часть его уменьшилась по сравнению с распределением для предыдущего диапазона и существенно возросли крылья. Эти изменения в распределении означают, что при больших значениях яркости возросла доля флоккулов в области сильных токов. Наряду с этим уже появились признаки того, что флоккулы чаще приходятся на места с током, направленным вверх. Разности площадей в отдельных интервалах (см. распределение разностей на рис. 3, *в*) достигают 7%. Поскольку статистика не очень мала, то эти отклонения могут быть реальными.

Для самых ярких флоккулов ($1{,}6 \leqslant I \leqslant 1{,}8$; рис. 3, *г*) центральная часть распределения стала еще меньше, крылья усилились, но неодинаково: доля флоккулов в области токов, направленных вверх, стала существенно больше, чем в области токов, направленных вниз (63,4 и 36,6%) — «положительная асимметрия». Распределение разностей показало, что преобладание флоккулов с положительным током проявляется во всем диапазоне плотностей вплоть до $20 \cdot 10^3$ А/км^2.

Согласно рис. 3 величина положительной асимметрии составляет 26,8%, в то время как отрицательная асимметрия существенно меньше (2,2%).

Обработка данных наблюдений других дней дала качественно такие же результаты. Однако при этом было выявлено, что и положительная, и отрицательная асимметрии могут меняться ото дня ко дню и от одной активной области к другой. Соотношение между ними непостоянно, но отрицательная асимметрия в среднем меньше по величине. Уровень яркости флоккулов, при котором начинает проявляться как отрицательная, так и положительная асимметрия, меняется. Более того, были получены некоторые указания на то, что, чем ниже уровень яркости при котором появляется отрицательная асимметрия, тем ниже и уровень яркости, появления положительной, и наоборот. Следует подчеркнуть, что в целом для самых ярких флоккулов характерна положительная асимметрия.

Наличие асимметрии в распределениях показывает, что на свечение флоккулов, как и на свечение вспышек, влияет направление электрического тока. Наряду с этим уменьшение центральных частей распределений и расширение их крыльев с увеличением яркости флоккулов означают, что свечение их связано и с величиной тока. На рис. 4 приведены по всем дням наблюдений обеих активных областей зависимости яркости флоккулов от величины плотности тока (верхние графики) и от величины вертикального магнитного поля

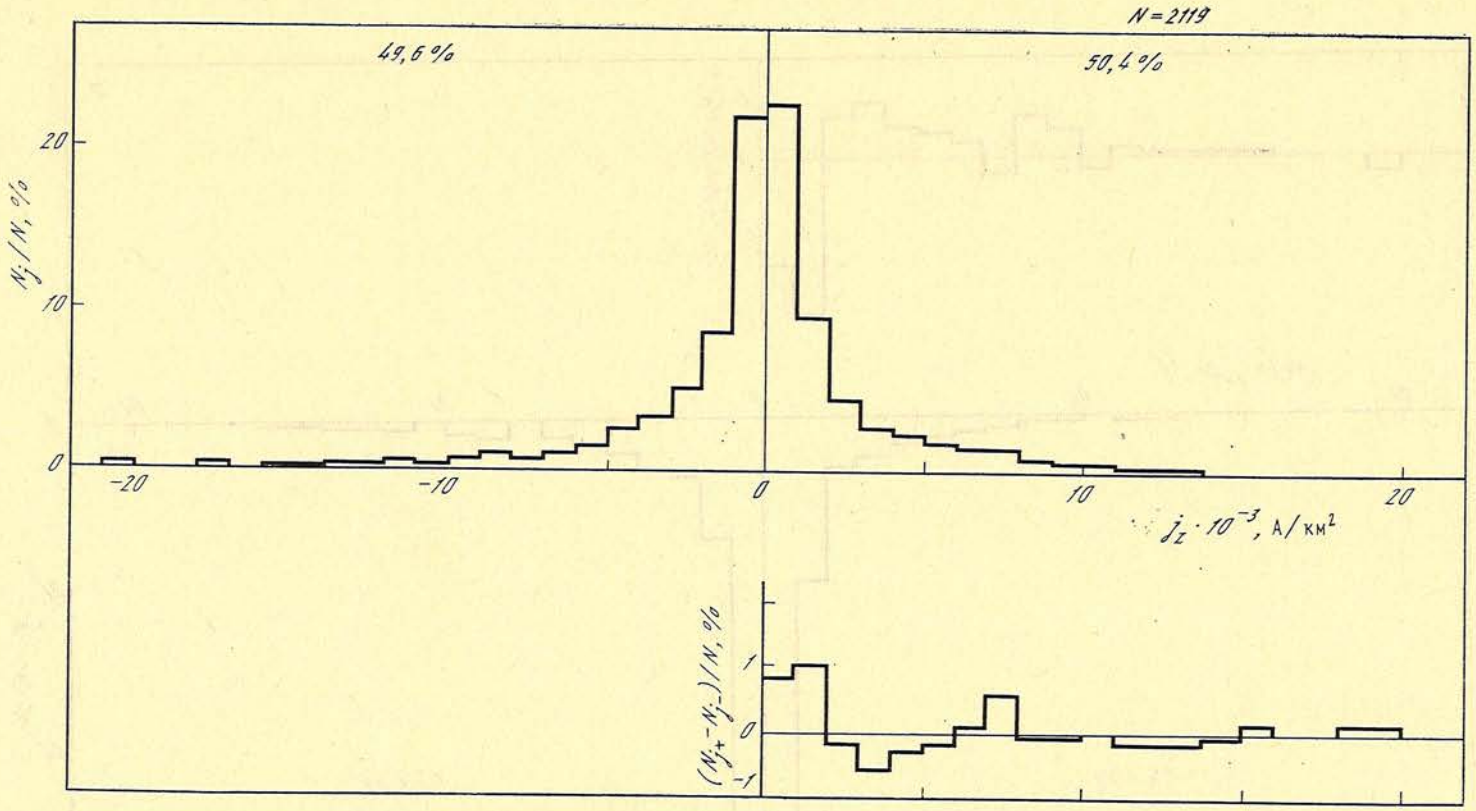
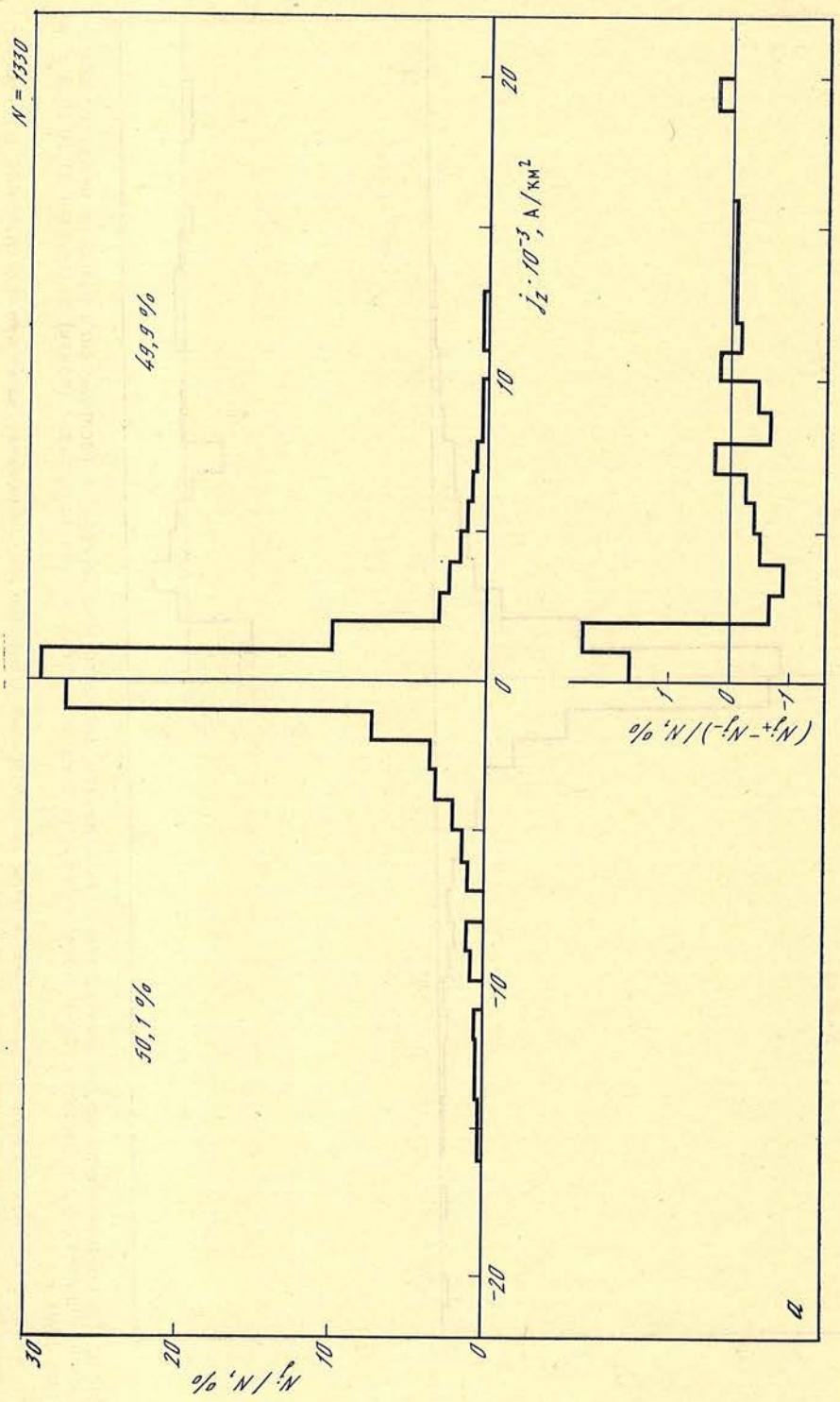


Рис. 2. Распределение площади, занятой током, по величине плотности тока (вверху) и распределение разности между площадями с положительным и отрицательным током в симметричных относительно нуля интервалах (внизу) по данным 21.10 1968 г. и 11.06 1969 г.

N — площадь, выраженная в единицах размера ячейки сетки, соответствующей разрешению при наблюдениях магнитного поля (3,35×6,70″), N означает число случаев, по которому построено данное распределение


N = 1330
49,9 %
50,1 %
N_j / N, %
30
20
10
0
-20
-10
0
10
20
$j_z \cdot 10^{-3}$, A/км²
$(N_{j+} - N_{j-}) / N$, %
1
0
-1
а

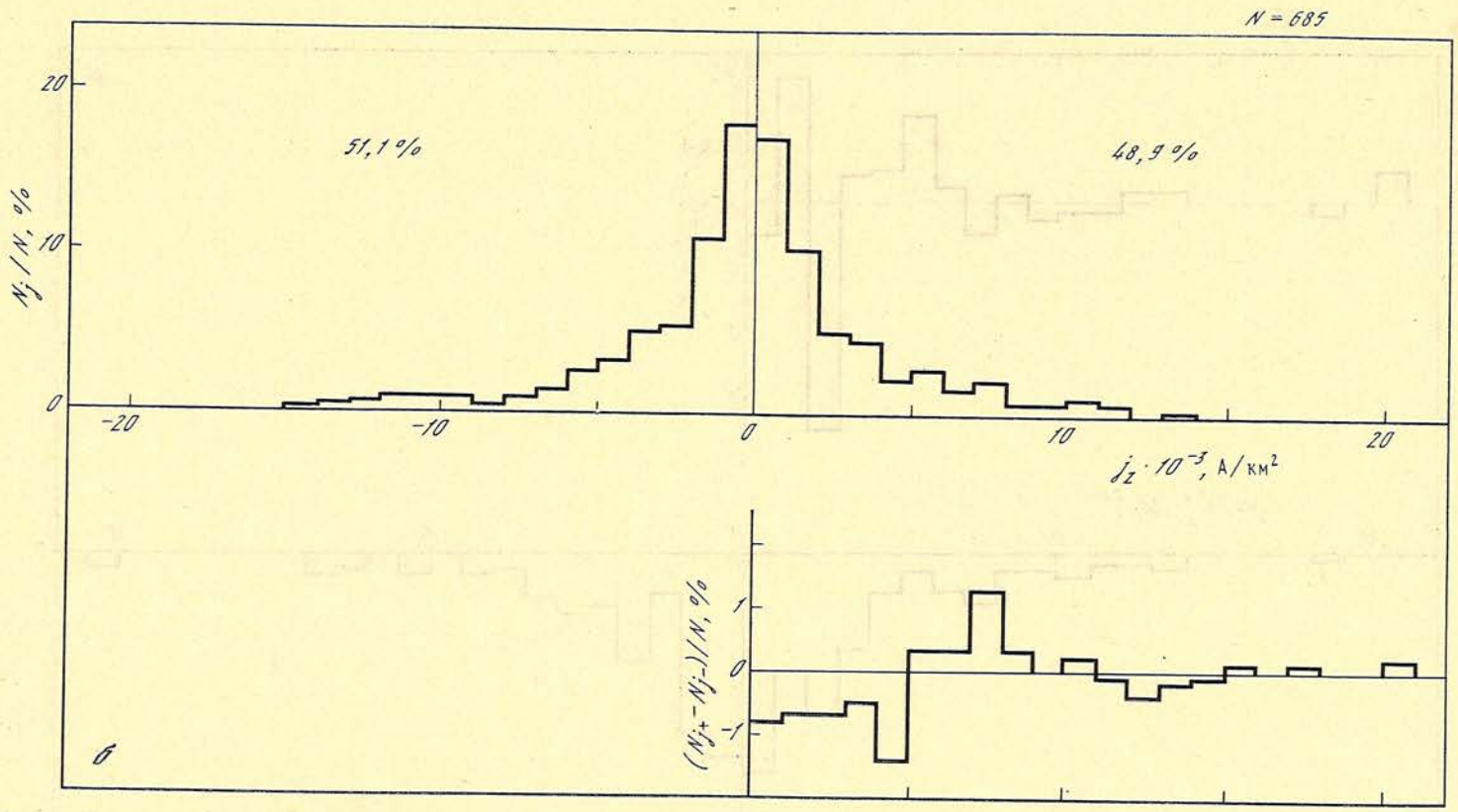
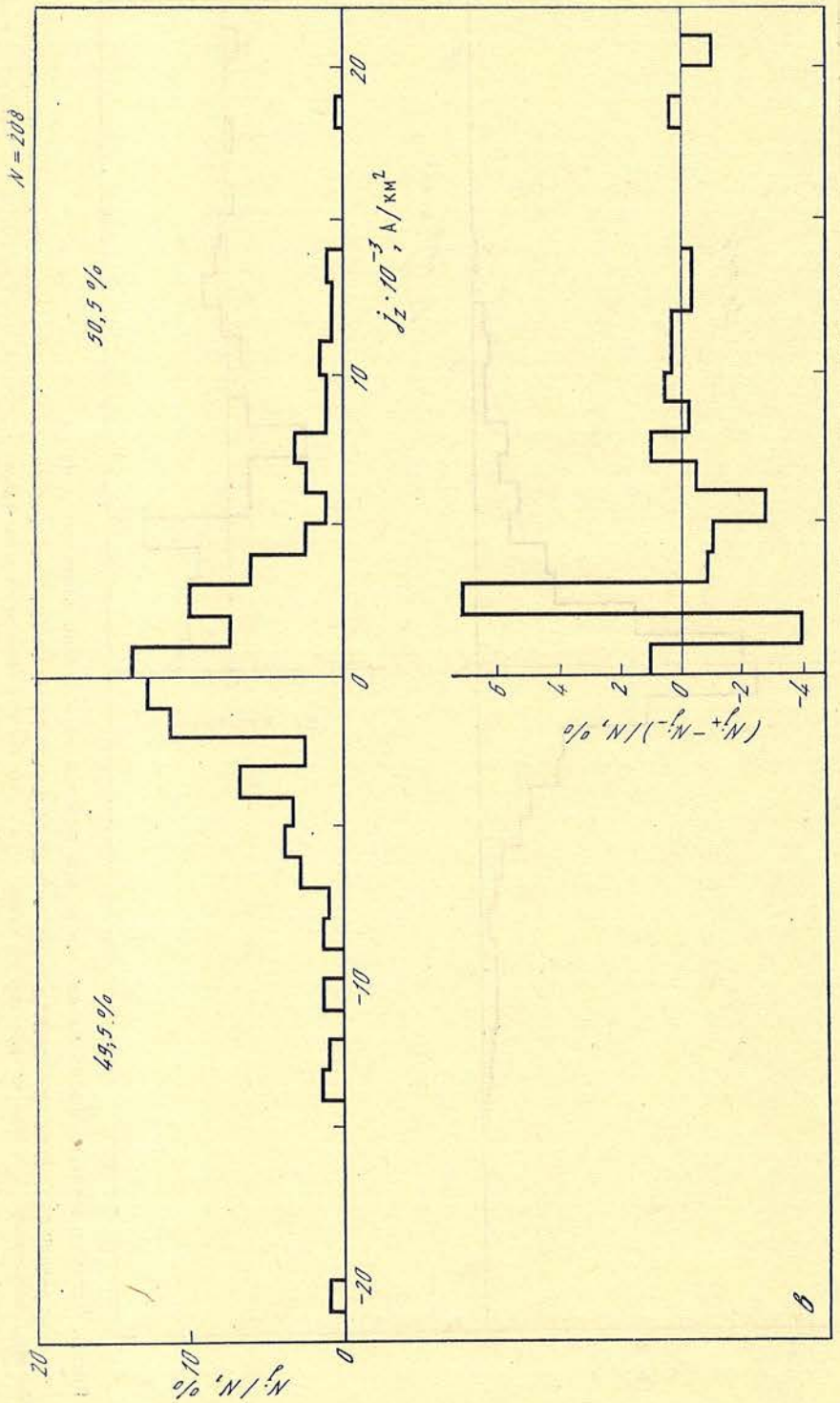


Рис. 3. Распределение площадей флоккулов разной яркости по величине плотности тока

Внизу под каждым распределением приведены разности между площадями флоккулов с положительным и отрицательным током в симметричных относительно нуля интервалах. N в тех же единицах, что на рис. 2. *а* — для яркости флоккулов в интервале $1{,}0 \leqslant I \leqslant 1{,}1$; *б* — $1{,}1 \leqslant I \leqslant 1{,}3$; *в* — $1{,}3 \leqslant I \leqslant 1$ [illegible]; *г* — $1{,}6 \leqslant I \leqslant 1{,}8$. Распределения построены по тем же двум дням, что и на рис. 2


N = 208
50,5 %
49,5 %
N_j / N, %
$j_z \cdot 10^{-3}$, A/км^2
$(N_{j+} - N_{j-}) / N$, %
в

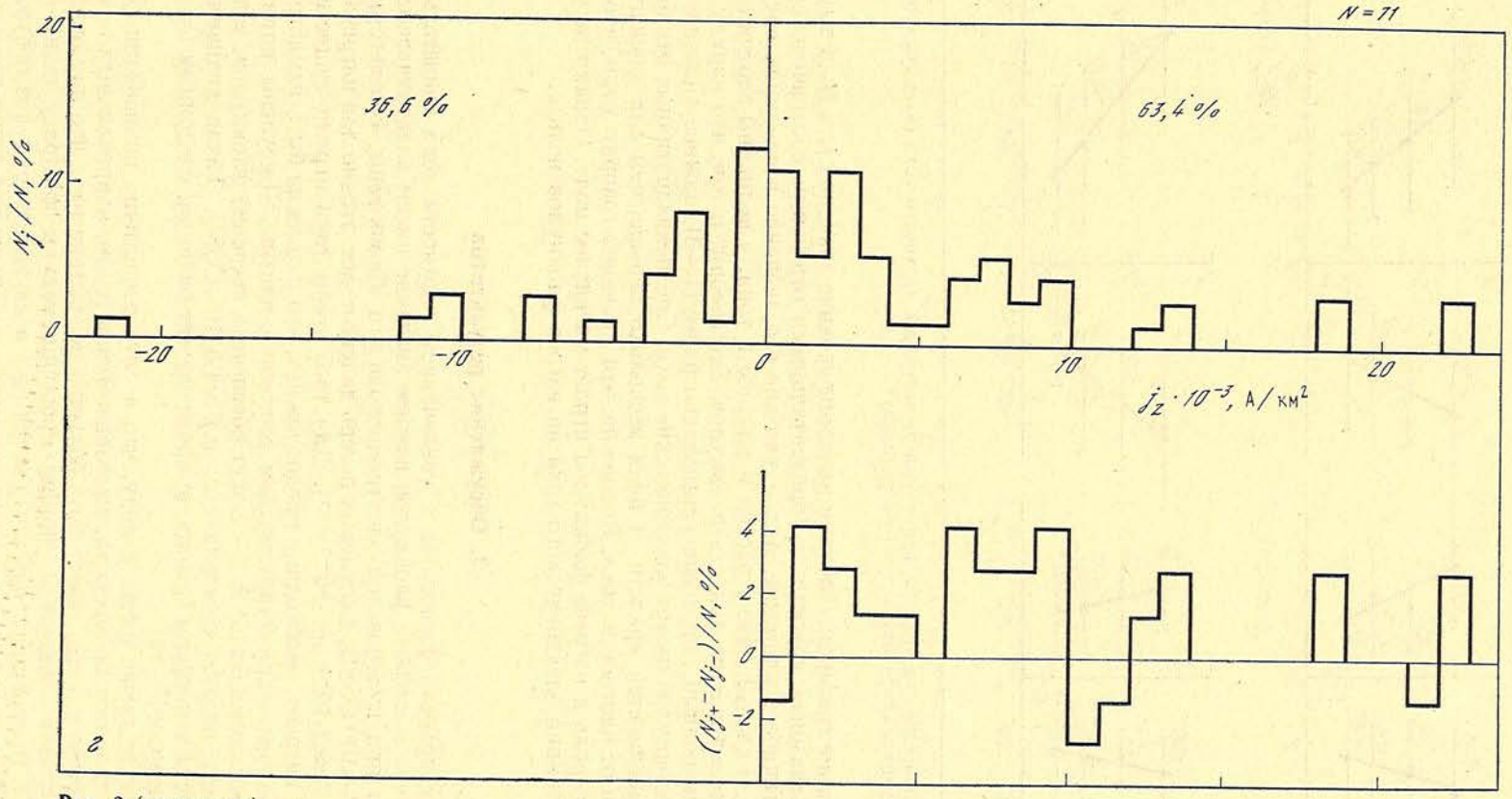


Рис. 2 (окончание)

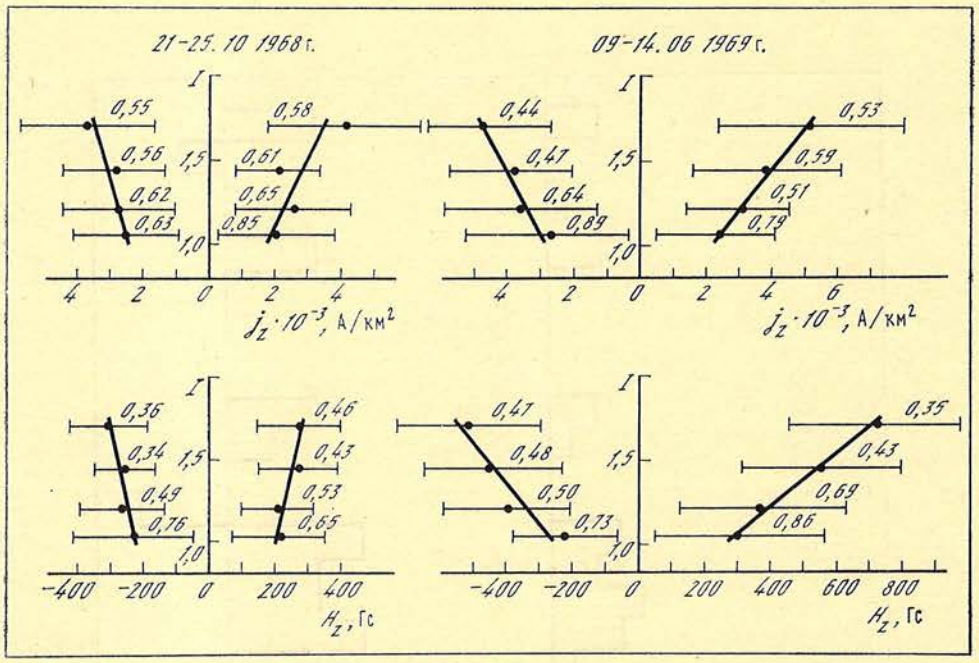


Рис. 4. Зависимости яркости флоккулов от величины плотности тока (вверху) и от величины вертикального магнитного поля (внизу)

H_z (нижние графики). Точками нанесены средние значения j_z и H_z в выделенных диапазонах яркости, а горизонтальными отрезками обозначено среднеквадратичное отклонение, рядом указано его значение в единицах среднего. Из рис. 4 следует, что с ростом и плотности тока, и величины вертикального поля увеличивается яркость флоккулов. Это говорит о том, что наряду с магнитными полями, как было установлено ранее [1—3], важное значение в нагреве флоккулов имеют электрические токи. Среднеквадратичные отклонения для зависимостей яркости от поля несколько меньше, чем для зависимостей яркости от плотности тока. Возможно, эти значения говорят о том, что более важную роль в нагреве флоккулов играет магнитное поле. Однако не учитывать влияния электрического тока на нагрев флоккулов нельзя.

3. Обсуждение результатов

Рост яркости флоккулов с увеличением плотности тока свидетельствует о том, что в нагреве флоккулов важное значение имеют электрические токи. Однако при кулоновской электропроводности хромосферы, соответствующей $\sigma \approx 10^{11} \div 10^{12}$ CGSE, джоулевых потерь далеко не достаточно для нагрева флоккулов ($q \approx 2 \cdot 10^{-2}$ эрг·см$^{-3}$·с$^{-1}$). Для того чтобы токи играли существенную роль в нагреве, необходимо предположить, что σ должна быть намного ниже. Это возможно при турбулентном состоянии плазмы. Джоулевы потери при плотности тока $j \approx 10^4$ А/км² могут обеспечить свечение флоккулов, если проводимость плазмы составляет $\sigma = q/j^2 \simeq 4{,}5 \cdot 10^8$ CGSE. Такая величина проводимости атмосферы Солнца не противоречит оценкам, сделанным по другим наблюдениям [5, 15].

Следует также иметь в виду, что в случае частично ионизованного газа, каким является хромосфера, выделение тепла током, направленным под углом к магнитному полю, может быть бóльшим вследствие того, что при определенных условиях джоулевы потери пропорциональны квадрату силы Ампера [16, 17]. Возможная роль этого источника в нагреве флоккулов обсуждалась в [18]. Тогда яркость флоккулов должна быть больше там, где выше плотности тока и напряженность поля. Это находится в соответствии с результатами наших исследований.

Однако присутствие асимметрии в распределениях (см. рис. 3) означает, что в нагреве флоккулов должен играть роль механизм, чувствительный к знаку тока, а следовательно, к направлению электрического поля.

Расчеты показали, что площадь, соответствующая избытку флоккулов в местах больших яркостей при положительной асимметрии (см. рис. 3,*г*), близка к площади флоккулов с более низкой яркостью при отрицательной асимметрии (см. рис. 3,*б*). Средние плотности положительных и отрицательных токов примерно одинаковы (см. рис. 1). Отсюда следует, что токи, протекающие через эти избыточные площади, одинаковы. Возможно, они замыкаются между собой через верхние слои атмосферы. Тогда мы приходим к ситуации, при которой одно основание токовой петли более яркое, а второе более слабое. Как правило, более яркое основание находится в местах положительного тока, а более слабое — в местах отрицательного. Это полностью соответствует результату, полученному нами для вспышек [6]. Следовательно, в нагреве флоккулов важную роль играют направленные потоки заряженных частиц. Выявленные эффекты асимметрии свечения флоккулов связаны с вертикальной составляющей внешнего электрического поля, которая в этом направлении влияет на движение заряженных частиц. Мы приходим к заключению, что источники потоков заряженных частиц и область свечения флоккулов должны быть пространственно разделены по высоте. Такими заряженными частицами могут быть частицы корональной плазмы, нагретые до 10^6 К, и частицы, ускоренные до высоких энергий в верхних частях магнитных петель. В тех местах, где ток направлен вверх, электрическое поле способствует движению электронов из короны в хромосферу и препятствует такому движению их в тех местах, где ток направлен вниз. Для положительно заряженных ионов картина обратная.

Оценки в [6] показали, что разность потенциалов этого поля между короной и хромосферой может составлять 10^4 В. Такое поле полностью затормозит движение электронов с энергией до 10^4 эВ в местах с током, направленным вниз. Протоны с такой же энергией не смогут попасть в область хромосферы из короны в места с током, направленным вверх. Для частиц с существенно большей энергией поле с разностью потенциалов 10^4 В не создаст заметной анизотропии в прохождении пучков заряженных частиц в хромосферу.

Перенос энергии корональной плазмы в область хромосферы связан главным образом с теплопроводностью. Электрическое поле способствует усилению теплопроводности там, где ток направлен вверх, и уменьшает ее роль в местах с током обратного направления. Запас плотности тепловой энергии корональной плазмы при $n \simeq 10^9$—10^{10} см$^{-3}$ и $T \simeq 2 \cdot 10^6$ К по порядку величины составляет $nkT \simeq 0{,}2 \div 2$ эрг·см$^{-3}$. Время расхода ее со скоростью, обеспечивающей свечение флоккулов ($q \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ эрг·см$^{-3}$·с$^{-1}$), составит $nkT/q \simeq 10 \div 100$ с. Это означает, что примерно 10—1% тепловой энергии корональной плазмы должно непрерывно поступать в хромосферу. Следовательно, чтобы корона находилась в стационарном состоянии, нужен эффективный механизм ее нагрева.

Вторым источником нагрева флоккулов, дающим асимметрию в их свечении по знаку тока, могут быть направленные потоки высокоэнергичных частиц, ускоренных в верхних частях магнитных петель. Если спектр ускоренных электронов достаточно крутой ($\gamma > 2$), то основная доля энергии их сосредоточена вблизи нижнего энергетического порогового значения. Энергия этих частиц, попавших в область хромосферы, в конечном счете переходит в излучение в линиях, в том числе в видимой области спектра. Исходя из порогового значения энергии заряженных частиц E_0 и величины энергии q, необходимой для свечения флоккулов, можно оценить плотность частиц n, которые должны поступать ежесекундно в область хромосферы: $n = q/E_0$. При $E_0 \simeq 10^4$ эВ и $q \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ эрг·см$^{-3}$·с$^{-1}$ $n = 10^6$ см$^{-3}$·с$^{-1}$, что примерно на три порядка меньше, чем для большой вспышки.

Как мы видели, не исключено, что нагрев флоккулов может быть связан и с джоулевыми потерями. Однако с ростом яркости флоккулов растет асимметрия их свечения относительно знака тока, а следовательно, все большую роль в их нагреве играют заряженные частицы. Такая же асимметрия отно-

сительно знака тока наблюдается и для вспышек [6]. Общность явлений вспышек и флоккулов проявляется в их нагреве анизотропными потоками ускоренных заряженных частиц. Различие между ними заключается лишь в мощности процесса. Если это так, то в активных областях имеет место непрерывный процесс ускорения частиц.

Приносим благодарность Н. И. Шевякиной за помощь в оформлении рисунков.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Babcock H. W., Babcock H. D.* // Astrophys. J. 1955. Vol. 121, N 2. P. 349—366.
2. *Степанов В. Е., Петрова Н. Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1959. Т. 21. С. 152—179.
3. *Цап Т. Т.* // Там же. 1968. Т. 39. С. 265—275.
4. *Moreton G. E., Severny A. B.* // Solar Phys. 1968. Vol. 3, N 2. P. 282—297.
5. *Зверева А. М., Северный А. Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1970. Т. 41—42. С. 97—157.
6. *Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б.* // Там же. 1988. Т. 78. С. 151—170.
7. *Никулин Н. С.* // Там же. 1967. Т. 36. С. 76—86.
8. *Калман Б.* // Солнечные данные. 1978. № 12. С. 69—76.
9. *Калман Б.* // Изв. Крым. астрсфиз. обс. 1977. Т. 57. С. 122—132.
10. *Калман Б.* // Там же. 1979. Т. 60. С. 114—127.
11. *Абраменко В. И., Гопасюк С. И.* // Там же. 1987. Т. 76. С. 147—168.
12. *Северный А. Б.* // Там же. 1965. Т. 33. С. 34—79.
13. *Котов В. А.* // Там же. 1970. Т. 41—42. С. 67—88.
14. *Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б.* // Солнечные данные. 1987. № 6. С. 73.
15. *Гопасюк С. И., Карташова Л. Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1981. Т. 63. С. 25—45.
16. *Каулинг Т.* Магнитная гидродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
17. *Брагинский С. И.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183—272.
18. *Гопасюк С. И., Цап Т. Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1972. Т. 46. С. 101—105.

УДК 523.98

КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЯТЕН И ВРАЩЕНИЕ ПОДФОТОСФЕРНЫХ СЛОЕВ СОЛНЦА

С. И. Гопасюк, Г. В. Лямова*, В. И. Ханейчук

По фотогелиограммам проведено исследование крутильных колебаний пятен, и результаты применены для определения вращения подфотосферных слоев Солнца. Было взято 131 пятно, периоды колебаний которых определены в [5], и четыре долгоживущих (3—4 месяца) пятна. Установлено, что период крутильных колебаний не остается постоянным во времени. Изменение его связано с изменением напряженности магнитного поля, площади пятна и скорости перемещения его по диску Солнца. Пятна с большей гелиоширотой имеют в среднем меньший период колебаний. Сделано заключение, что вращение Солнца с глубиной и замедляется, и становится более однородным по широте.

TORSIONAL OSCILLATIONS OF SUNSPOTS AND ROTATION OF SUBPHOTOSPHERIC LAYERS OF THE SUN, by *S. I. Gopasyuk, G. V. Lyamova, V. I. Haneitchuk*.— Torsional oscillations of sunspots are studied on the basis of photoheliograms and the obtained results permit us to determine the rotation of subphotospheric layers of the Sun. 131 sunspots with the periods of oscillations cited from [5] and 4 spots with long lifetime (3—4 months) were used for the analysis. It has been found, that the period of torsional oscillations changes with time. The variations of the period depend on the change of the magnetic field strength, the area of a sunspot and the rate of sunspot motion across the solar disc. On the average the sunspots at greater solar latitude show shorter period of oscillations. It is concluded that the rotation of the Sun slows down and becomes more homogenious in the latitude as the depth of subphotospheric layers increases.

Существование крутильных колебаний пятен находит все большее подтверждение [1—5]. Вращение пятен определяется либо по полю лучевых скоростей [1, 2, 6—13], либо на основании фотогелиограмм [1, 3—5, 14—19].

* Уральский государственный университет.

Определение вращения пятен по лучевым скоростям — задача чрезвычайно трудоемкая. Именно поэтому исследования их по полю скоростей проведены только для отдельных пятен. Расширить статистику изучения этого явления позволили фотогелиограммы. Достоверность определения вращения пятен по ним обоснована в [1], где показано качественное соответствие между скоростями, измеренными по фотогелиограммам и по полю лучевых скоростей. Наиболее полные исследования крутильных колебаний были выполнены недавно [5], где по фотогелиограммам определены периоды и амплитуды колебаний 131 пятна. Это были пятна одиночные и простые по структуре в сложных группах. Согласно [5] крутильные колебания не уникальное, а скорее характерное состояние пятен. Спектр их довольно широкий: периоды заключены в пределах 2—26 сут, а амплитуды — в пределах 4—68°. В годы максимума солнечной активности периоды и амплитуды колебаний больше, чем в годы минимума.

Все исследования, выполненные ранее, ограничивались наблюдениями пятен одного прохождения по диску Солнца. Поэтому пока нет определенной информации об устойчивости этих колебаний.

Ниже мы продолжаем начатые в [5] исследования по фотогелиограммам крутильных колебаний пятен: выясняем изменения периода со временем, связь его с некоторыми наблюдательными характеристиками пятен и возможности применения крутильных колебаний для диагностики вращения подфотосферных слоев Солнца.

1. Данные наблюдений, их обработка

Нами были отобраны четыре долгоживущих одиночных пятна, которые наблюдались не менее чем во время трех прохождений по диску Солнца. Пятна в сложных группах не брались, так как их отождествление ненадежно после выхода группы из-за восточного лимба. Фотогелиограммы были сняты в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и на Уссурийской станции службы Солнца.

На увеличенных снимках Солнца через центр пятна и характерную деталь на краю тени или в полутени, сохранявшуюся на протяжении всего времени прохождения пятна по диску, проводилась линия — «ось пятна», делившая его площадь примерно на две равные части. Затем измерялся угол ψ между «осью пятна» и линией экватора. Точность такого проведения «оси пятна» проверялась по измерению гелиографических координат центра пятна и выбранной детали. По измеренным координатам определялся угол ψ. Оба метода дали практически одинаковые значения угла наклона «оси пятна» к линии экватора.

Данные измерений ψ для каждого прохождения пятна по диску Солнца были представлены в зависимости от времени. Временной интервал между соседними определениями ψ составлял примерно сутки. Изменения угла ψ мы принимаем за вращение пятна. Для каждой временно́й зависимости методом наименьших квадратов была подобрана своя синусоида:

$$\psi = A \sin\left(\frac{2\pi t}{P} + \alpha\right) + \psi_0,$$

т. е. определены амплитуда A, период P, начальная фаза α и сдвиг ψ_0. Пример аппроксимации временны́х зависимостей синусоидой для каждого из трех прохождений пятна за апрель—июнь 1979 г. по диску Солнца приведен на рис. 1. Он показывает, что «ось пятна» испытывает изменения, которые мы классифицируем как крутильные колебания. На основании рис. 1 видно, что период колебаний одного и того же пятна не остается постоянным, а меняется от одного прохождения по диску Солнца к другому. Это же характерно и для других пятен.

Для каждого прохождения пятна по диску Солнца были вычислены средние за те же дни, по которым определены периоды, напряженность магнитного поля $\overline{H}$ и площади тени $\overline{S}_{т}$ и полутени $\overline{S}_{пт}$. Кроме того, мы также использовали здесь результаты обработки пятен (131 пятно), периоды крутильных

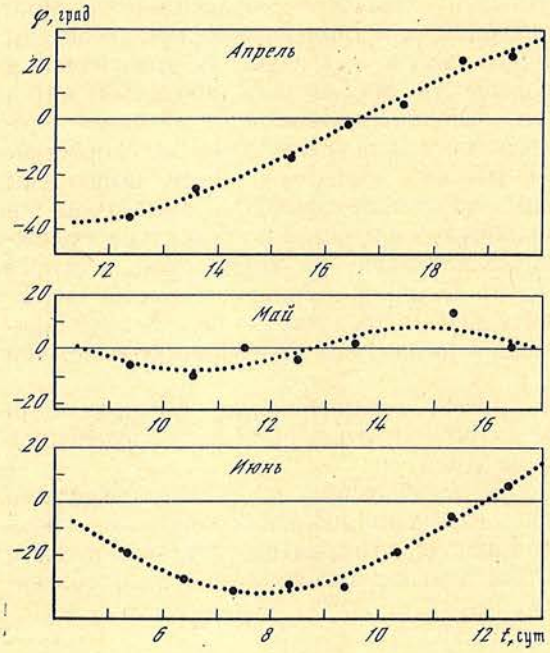


Рис. 1. Изменение периода P и амплитуды A крутильных колебаний одиночного пятна за время прохождения его по диску Солнца в течение трех оборотов (12.04—12.06 1979 г.)

Апрель — $P=24{,}6$ сут, $A=38{,}8°$; май — $P=8{,}5$ сут, $A=7{,}8°$; июнь — $P=16{,}4$ сут, $A=34{,}2°$

колебаний которых были определены в [5]. Для них тоже были вычислены подобным образом напряженности поля и площади тени и полутени. Значения напряженности поля брались по наблюдениям Крымской астрофизической обсерватории, проведенным по программе «Служба Солнца». В дни отсутствия наблюдений в КАО АН СССР они дополнялись измерениями, опубликованными в бюллетене «Солнечные данные». В этих случаях всегда отдавалось предпочтение какой-либо одной обсерватории.

По каждому прохождению пятна по диску Солнца была определена средняя (за дни вычисления периода P крутильных колебаний) сидерическая скорость $\bar{\omega}$ вращения Солнца. Скорость $\bar{\omega}$ определялась по данным измерений координат центра тени пятна с последующей аппроксимацией изменений долготы ото дня ко дню линейной зависимостью. Прямая линия проводилась по методу наименьших квадратов.

2. Результаты

Результаты измерений для четырех пятен собраны в таблице. В первом столбце приведен номер оборота Солнца во время наблюдений данного пятна, во втором — дни прохождения пятна по диску, наблюдения за которые были

Номер оборота	Дата	P, сут	$\bar{H}$, Гс	$\bar{S}_T$, м. д. п.	$\bar{S}_{пт}$, м. д. п.	$\bar{\omega}$, град/сут
		Пятно 1: гр. 99, 111, 123; 1974 г.				
1	11.07—18.07	12,2	3360	182	573	14,36 (1)
2	08.08—14.08	9,2	3260	99	360	14,36 (2)
3	03.09—10.09	6,6	2590	35	153	14,28 (2)
		Пятно 2: гр. 46, 52, 57; 1976 г.				
1	04.08—11.08	14,4	3120	155	552	14,32 (10)
2	31.08—07.09	13,9	2880	71	247	14,31 (2)
3	27.09—05.10	13,6	2730	45	157	14,18 (2)
		Пятно 3: гр. 173, 208, 259; 1979 г.				
1	12.04—19.04	24,6	3300	184	665	14,30 (4)
2	09.05—16.05	8,5	3200	122	412	14,31 (5)
3	05.06—12.06	16,4	3230	102	323	14,11 (1)
		Пятно 4: гр. 144, 160, 179, 201; 1966 г.*				
1	15.09—23.09	8,5	3000	202	555	14,21 (3)
2	13.10—20.10	5,3	3240	146	465	14,46 (7)
3	10.11—17.11	12,8	2950	126	400	14,18 (1)
4	06.12—13.12	12,0	2680	109	384	14,25 (2)

* Измерения проведены по фотогелиограммам Уссурийской станции службы Солнца.

взяты для обработки, в третьем столбце — период P крутильных колебаний. В четвертом, пятом и шестом даны средние напряженность магнитного поля $\overline{H}$, площади тени $\overline{S}_т$ и полутени $\overline{S}_{пт}$ соответственно. В последнем столбце приведена средняя сидерическая скорость $\overline{\omega}$ перемещения пятна по диску Солнца, в скобках указана точность определения скорости во втором знаке после запятой.

Данные таблицы показывают, что период крутильных колебаний пятен меняется со временем. Период первого пятна к третьему прохождению его по диску Солнца уменьшился почти вдвое. Период второго пятна почти не изменился, хотя и имело место слабое его уменьшение. Для третьего пятна период в среднем тоже уменьшился, но при этом происходили большие флуктуации в его величине. Последнее пятно, напротив, показало в целом возрастание периода.

Размеры всех пятен регулярно уменьшались от одного прохождения по диску к другому (см. столбцы 5 и 6 таблицы). Площади уменьшались не в результате дробления пятен на части, а вследствие того, что они как бы «таяли»: постепенно уменьшалась тень и полутень, а пятна сохраняли свою индивидуальность. Параллельно менялась и их средняя напряженность магнитного поля $\overline{H}$ (столбец 4). Следует обратить внимание на то, что наибольшую скорость уменьшения площади показали первые два пятна. У них монотонно убывали напряженность магнитного поля $\overline{H}$ и период P крутильных колебаний. В то же время уменьшение площади остальных пятен шло с существенно меньшей скоростью. Напряженность магнитного поля этих пятен убывала не монотонно: в третьем прохождении третьего пятна по диску напряженность магнитного поля стала больше, чем во втором. Увеличился соответственно и его период крутильных колебаний. Самая большая напряженность магнитного поля у четвертого пятна была при втором прохождении. В это же время период крутильных колебаний его был минимальным. Тем не менее в целом согласно данным таблицы первые три пятна выявляют некоторое слабое соответствие уменьшения периода колебаний с уменьшением напряженности магнитного поля и площади пятна. Для четвертого пятна, к сожалению, мы не имели наблюдений для определения периода в последнем, пятом, прохождении его по диску Солнца.

Привлечение данных обработки 131 пятна, периоды P которых были определены в [5], не дало четкой статистической зависимости роста периода крутильных колебаний с увеличением напряженности магнитного поля в пятне.

Более четкая связь выявилась между периодом крутильных колебаний и гелиоширотой пятна (рис. 2). Здесь нанесены данные для 131 пятна. На рис. 2 видим, что период крутильных колебаний P уменьшается в среднем с ростом гелиошироты пятна. Причем в Южном полушарии уменьшение выражено сильнее. Однако вследствие большого разброса данных этому различию не следует пока что придавать серьезного значения.

Для дальнейшего анализа зависимости все пятна, приведенные на рис. 2, были разделены по напряженности магнитного поля на группы. В каждую группу вошло по 25—30 пятен. Оказалось, что для пятен с самой малой напряженностью магнитного поля период колебаний с ростом гелиошироты убывает наиболее сильно. По мере роста напряженности магнитного поля наклон прямой на зависимости «период—широта» уменьшается, и можно считать, что, начиная примерно с $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс, период крутильных колебаний пятен не зависит от их широты — становится одинаковым для пятен разных широт.

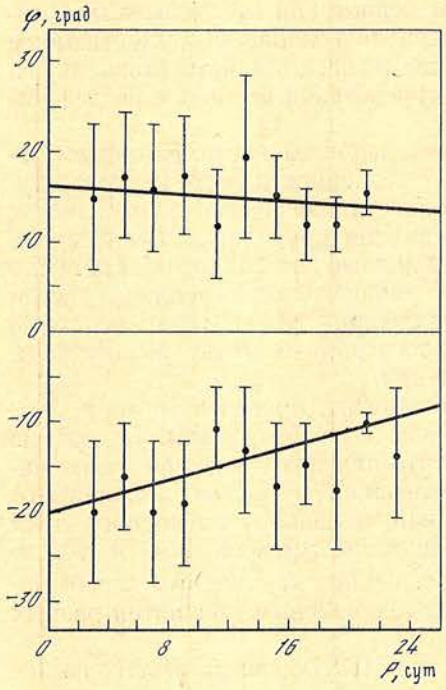
Исходя из полученных результатов все пятна (131) были разделены на две группы. В первую вошли пятна с напряженностью магнитного поля $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс, а во вторую — с $\overline{H} < 2600$ Гс. Для каждой из этих групп были построены зависимости угловой скорости ω вращения Солнца, установленной по пятнам, от гелиошироты пятен. В обоих случаях угловая скорость вращения Солнца аппроксимировалась выражением

$$\omega = a + b \sin^2 \varphi.$$

На основании наблюдаемой зависимости угловой скорости от широты были вычислены для обоих случаев коэффициенты a и b. Для пятен с $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс $a=14{,}32$ град/сут и $b=-0{,}92$ град/сут, а для пятен с $\overline{H} < 2600$ Гс $a=14{,}39$ град/сут и $b=-2{,}96$ град/сут. Из этих вычислений следует, что пятна с напряженностью магнитного поля $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс и $\overline{H} < 2600$ Гс дали практически одинаковую скорость вращения Солнца на экваторе. Однако обе эти группы пятен показали совершенно разную величину изменения угловой скорости с широтой. Изменение угловой скорости вращения Солнца с широтой, полученное по пятнам с напряженностью магнитного поля $\overline{H} < 2600$ Гс, является типичным. В то же время оно в 3,2 раза превышает значение, получаемое по пятнам с $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс. Другими словами, пятна с большой напряженностью поля ($\overline{H} \geqslant 2600$ Гс) показывают существенно более твердотельное вращение Солнца.

Последний столбец таблицы показывает, что в целом по мере «старения» пятно дает меньшую угловую скорость вращения Солнца. Данный вывод согласуется с более ранними результатами [20, 21], полученными на большом статистическом материале. Уместно здесь отметить, что согласно [22] самые малые пятна показывают самую большую скорость вращения Солнца, а самые большие — наименьшую. Это расхождение в результатах остается не совсем ясным, хотя, возможно, находит некоторое объяснение в наших исследованиях (см. ниже).

Из таблицы мы видим, что между напряженностью магнитного поля в пятне и угловой скоростью вращения Солнца, измеренной по этому же пятну, намечается связь, а именно: с уменьшением напряженности магнитного поля в пятне по мере его «старения» оно дает меньшую угловую скорость вращения Солнца. В то же время пятна с меньшей напряженностью магнитного поля показывают бо́льшую угловую скорость вращения Солнца (рис. 3). При построении рис. 3 были взяты данные 131 пятна из [5] и данные о четырех пятнах, приведенные в таблице. Каждое прохождение пятна по диску Солнца принималось как независимое, в результате общее число составило 141.



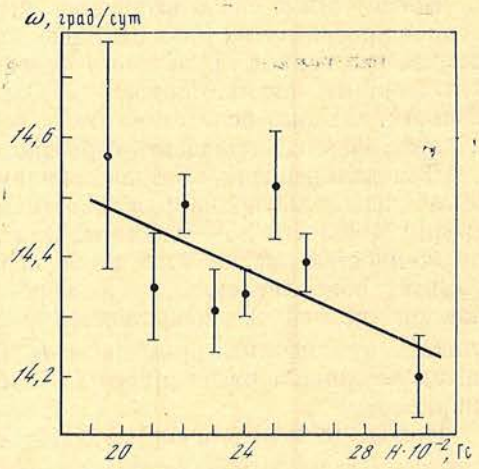


Рис. 2. Связь периода крутильных колебаний с гелиоширотой пятна

Точки — данные измерений, прямые линии проведены методом наименьших квадратов, вертикальные отрезки — среднеквадратичные отклонения

Рис. 3. Связь угловой скорости вращения Солнца, измеренной по пятнам, с величиной средней напряженности магнитного поля в них

Обозначения те же, что на рис. 2

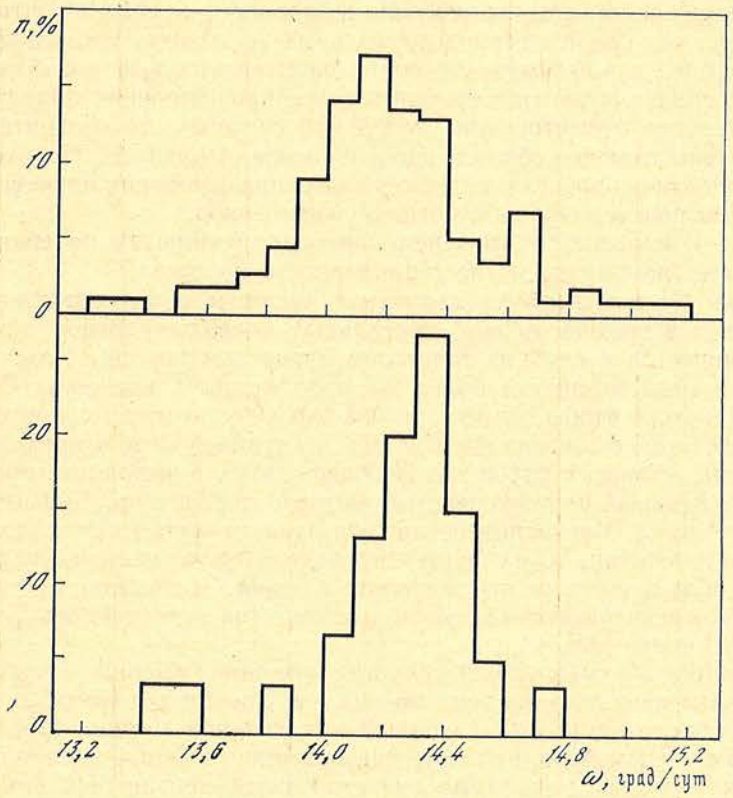


Рис. 4. Распределение пятен по угловой скорости вращения Солнца, измеренной по этим пятнам

Верхнее распределение относится к максимуму солнечной активности ($N=111$), нижнее — к минимуму ($N=30$)

Угловая скорость вращения Солнца ω, измеренная по пятнам, как оказалось, зависит от цикла солнечной активности. На рис. 4 показаны распределения пятен (одиночных и в группах) по угловой скорости ω в годы максимума и в годы минимума солнечной активности. К минимуму активности были отнесены все пятна за годы с начала 1973 г. по первую четверть 1978 г. (см. табл. 1 в [5]), для которых число Вольфа не превышало 60 единиц. Каждое из распределений (см. рис. 4) имеет четко выраженный максимум. В годы минимума активности он приходится на угловую скорость $\omega \simeq 14{,}35$ град/сут, а в годы максимума — на $\omega \simeq 14{,}15$ град/сут. Из гистограмм следует, что в годы минимума солнечной активности большие пятна дают пиковую угловую скорость вращения Солнца примерно на 1,4% больше, чем в годы максимума.

Первые три пятна таблицы выявляют также некоторую слабую тенденцию уменьшения периода колебаний пятна с уменьшением измеренной по нему угловой скорости ω. Правда, бóльшие отклонения от этой тенденции дало последнее пятно, показавшее наибольшую скорость вращения Солнца в то время, когда период крутильных колебаний его был минимальным. Привлечение статистических данных (131 пятно) не подтвердило подмеченную связь уменьшения периода колебаний пятен с уменьшением измеренной по ним угловой скорости вращения Солнца.

3. Обсуждение

Полученные результаты позволяют сделать ряд выводов относительно характера крутильных колебаний и вращения внутренних слоев Солнца.

Период крутильных колебаний пропорционален длине L магнитной трубки и обратно пропорционален альвеновской скорости V_A: $P \sim L/V_A$. При посто-

янных напряженности магнитного поля и плотности плазмы магнитная трубка тем длиннее, чем больше период крутильных колебаний. В стратифицированной атмосфере, какой является солнечная, крутильные колебания сильно затухают, если ось магнитной трубки значительно наклонена к радиусу Солнца [23]. Длительное существование колебаний означает, что магнитные трубки ориентированы главным образом вдоль солнечного радиуса. Так что величина периода колебаний определяет глубину залегания основания магнитной трубки: глубина больше в тех случаях, когда больше период.

Быстрое изменение со временем периода крутильных колебаний указывает, по всей видимости, на нестационарность процесса.

Согласно [5] к максимуму солнечной активности по сравнению с минимумом растет в среднем период крутильных колебаний пятен, а это значит, что увеличивается и глубина залегания магнитных трубок. Те же пятна показывают в годы минимума более высокую скорость вращения Солнца (см. рис. 4). Для того чтобы совместить оба эти результата, приходится предположить, что скорость вращения Солнца, по крайней мере в пределах конвективной зоны, убывает с глубиной. Подтверждает это вывод (см. рис. 3) о том, что пятна с меньшей напряженностью магнитного поля дают бóльшую скорость вращения Солнца. Магнитные петли, образующие малые пятна, должны быть короче. Если это так, то их основания находятся на меньшей глубине и показывают бóльшую скорость вращения Солнца. Возможно, именно с этим связано объяснение факта, что самые малые пятна дают наибольшую скорость вращения Солнца [22].

Заключение об уменьшении скорости вращения Солнца с глубиной было также сделано на основе анализа данных о вращении фотосферных магнитных полей [24] и пятиминутных глобальных колебаний Солнца [25].

Однако не исключено, что скорость вращения Солнца меняется с циклом активности и в годы максимума она становится меньше. По этой проблеме имеются довольно противоречивые результаты [26].

Уменьшение периода колебаний с гелиоширотой пятна приводит к заключению, что магнитные трубки, образующие пятна на больших широтах, короче, а следовательно, и глубина залегания их оснований там находится ближе к фотосфере. При всех других равных условиях самую малую длину имеет магнитная трубка с пятнами минимальной напряженности поля. С ростом напряженности магнитного поля она увеличивается и при $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс не зависит от гелиошироты пятна. Обычно дифференциальное вращение Солнца определяется по пятнам разной величины и разной напряженности магнитного поля. В такие измерения входят эффекты глубины, в результате чего они не дают истинного изменения скорости с широтой. Наиболее правильно дифференциальное вращение Солнца должно определиться по пятнам с одинаковым периодом крутильных колебаний, не зависящим от широты, так как измерения по ним относятся к одинаковой глубине. Напряженность магнитного поля таких пятен по нашим определениям $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс. Эти пятна дают такую же, как и все другие, скорость вращения Солнца на экваторе. Однако они показывают примерно в 3,2 раза более медленное, чем общепринятое, уменьшение скорости с широтой, т. е. пятна с $\overline{H} \geqslant 2600$ Гс дают существенно более близкое к твердотельному вращение Солнца.

Заключение

Изучение четырех долгоживущих пятен позволило заключить, что период крутильных колебаний не остается постоянным во времени. Изменение периода связано с изменением характеристик пятен и указывает на изменение длины магнитной трубки. Анализ статистических данных о скорости перемещения пятен по диску Солнца и периодах крутильных колебаний позволил сделать качественный вывод, что, по крайней мере в конвективной зоне, вращение Солнца с глубиной замедляется и становится более твердотельным.

В заключение приносим благодарность В. Ф. Чистякову за предоставленные фотогелиограммы.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Гопасюк С. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1981. Т. 64. С. 108—118.
2. *Гопасюк С. И.* // Там же. 1985. Т. 73. С. 9—15.
3. *Певцов А. А., Саттаров И. С.* // Солнечные данные. 1985. № 3. С. 65—71.
4. *Наговицына Е. Ю., Наговицын Ю. А.* // Там же. 1986. № 6. С. 69—74.
5. *Гопасюк С. И., Лямова Г. В.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 17—24.
6. *Abetti G.* // The Sun. L.: Faber and Faber, 1957. P. 151—159.
7. *Kinman T. D.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1952. Vol. 112. P. 425—444.
8. *Куклин Г. В., Степанов В. Е.* // Солнечные данные. 1963. № 1. С. 55—67.
9. *Lamb S. A.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1975. Vol. 172. P. 205—220.
10. *Котов В. А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1976. Т. 54. С. 184—200.
11. *Гопасюк С. И.* // Там же. 1977. Т. 57. С. 107—121.
12. *Гопасюк С. И., Лазарева Л. Ф.* // Там же. 1986. Т. 74. С. 84—92.
13. *Berton R., Rayrole J.* // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 152. P. 219—228.
14. *Гневышева Р. С.* // Астрон. журн. 1941. Т. 18. С. 26—30.
15. *Гопасюк С. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1965. Т. 33. С. 100—110.
16. *Miller R. A.* // Solar Phys. 1971. Vol. 16. P. 373—378.
17. *Korobova Z. B.* World Data Cent. A. Solar-Terr. Phys. Rept. 1982. N 83. Pt 3. P. 13—14.
18. *Kučera A.* // Bull. Astron. Inst. Czech. 1982. Vol. 33. P. 345—349.
19. *Antalova A.* // Ibid. 1983. Vol. 34. P. 96—99.
20. *Godoli G., Mazzucconi F.* // Phys. Oss. Astrophys. Catania. N 162. P. 135—139.
21. *Balthasar H., Schussler M., Wöhl H.* // Solar Phys. 1982. Vol. 76. P. 21—28.
22. *Howard R.* Solar Rotation // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 22. P. 131—155.
23. *Гопасюк С. И.* // Астрон. журн. 1984. Т. 61. С. 157—162.
24. *Котов В. А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 39—50.
25. *Gough D.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 65—99.
26. *Витинский Ю. И., Копецкий М., Куклин Г. В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986. С. 162—166.

УДК 523.94

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СПОКОЙНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА

Д. Н. Рачковский

Сделана попытка с помощью модели продольного магнитного поля, меняющегося с глубиной в фотосфере, объяснить наблюдаемое отношение сигналов магнитографа для различных линий. Получено удовлетворительное согласие рассчитанных и наблюдаемых величин отношений. Рассчитанная напряженность магнитного поля достигает значений порядка 2500 Гс и меняет знак при оптических глубинах порядка 0,04 в непрерывном спектре. Характерный размер неоднородностей магнитного поля около 100 км.

TO THE PROBLEM OF THE STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD IN A QUIET REGION OF THE SUN, by *D. N. Rachkovsky*.— Using the model of longitudinal magnetic field varying with the depth in the photosphere we made an attempt to explain the observed ratio of signals from the magnetograph for different lines. The satisfactory agreement of calculated and observed values is obtained. The computed intensity of the magnetic field reaches of the order of 2500 Gs and changes the sign for the opposite at the optical depths of the order of 0.04 in the continuum. A typical size of inhomogenities in the magnetic field is about 100 km.

Отношения сигналов продольного поля в различных магнитоактивных линиях могут дать информацию о структуре магнитного поля как в картинной плоскости, так и с глубиной в атмосфере.

В [1] мы, следуя методике расчета, предложенной Стенфло [2, 3], подтвердили его вывод о сконцентрированности магнитного поля в небольших узлах с размерами порядка 1″. При расчетах за основу была взята модель однородного с глубиной магнитного поля при постоянном отношении коэффициентов поглощения в линии и непрерывном спектре. Была использована программа решения уравнений переноса излучения, основывающаяся на численном решении интегральных уравнений для обобщенных функций Амбарцумяна $\varphi_{\pm}$ [4].

Однако такая модель атмосферы весьма далека от реальности и представляет лишь теоретический интерес. В [5] нами были сформулированы дифференциальные уравнения переноса излучения в неоднородной сфере при наличии магнитного поля, учитывающие эффекты аномальной дисперсии в линиях. В [6] кратко описан цикл программ численного решения этих уравнений для модели атмосферы Хольвегера [7] при предположении локального термодинамического равновесия. В [8] по материалам наблюдений Гопасюка [9] были проведены расчеты, ограничивающиеся слабыми полями. Была сделана попытка подобрать такое распределение магнитного поля с глубиной, которое объяснило бы данные наблюдений, приведенные в [9]. Основным результатом [8] был вывод о наличии скачка магнитной напряженности поля в области оптических толщин порядка 0,04. Однако в [8] не учитывались эффекты насыщения сигнала магнитографа при сильных магнитных полях. Здесь эффекты насыщения учтены, кроме того, несколько увеличено количество использованных линий. При подборе оптимальной модели принимались во внимание также наблюдения Стенфло и Цапа [1—3].

При расчетах мы столкнулись с необходимостью определить область оптических толщин, обеспечивающую основной вклад в параметр Стокса V выходящего излучения. На этом вопросе прежде всего мы и остановимся.

Для средней глубины образования параметра Стокса V выходящего излучения естественно принять

$$\tau_{эф}=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int_0^{\infty} \tau B(\lambda_0, \tau) R(\lambda, \tau)\, d\tau \Big/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int_0^{\infty} B(\lambda_0, \tau) R(\lambda, \tau)\, d\tau, \qquad (1)$$

где

$$R(\lambda, \tau)=\psi_L(\lambda, \tau)\exp\left(-\int_0^{\tau}\psi_L(\lambda, \tau)\, d\tau\right)-\psi_R(\lambda, \tau)\exp\left(-\int_0^{\tau}\psi_R(\lambda, \tau)\, d\tau\right),$$

$$\psi_{L,R}=\eta(\lambda_0, \tau)+F(\lambda_0, \tau)\, k_{L,R}(\lambda, \tau),$$

здесь τ — оптическая глубина в непрерывном спектре при $\lambda=5000$ Å, λ_0, λ — длины волн соответственно в центре и рассматриваемой точке контура, $B(\lambda_0, \tau)$ — функция Планка, $\eta(\lambda_0, \tau)$ — отношения коэффициентов поглощения в непрерывном спектре для $\lambda=\lambda_0$ и $\lambda=5000$ Å, λ_1 и λ_2 — длины волн, соответствующие границам щели спектрографа, $F(\lambda_0, \tau)$ — множитель при коэффициенте поглощения в линии, $k_{L,R}(\lambda, \tau)$ — фойгтовский коэффициент поглощения для лево- и правополяризованного излучения (L и R).

Выражения (1) относятся к частному случаю чисто продольного поля, поскольку рассматривается только эта модель.

Численные расчеты по (1) показали, что полученные значения в ряде случаев завышены. В этом можно убедиться, последовательно просчитывая модели атмосферы с магнитным полем, заданным в виде ступеньки

$$0<\tau<\tau_j, \qquad H(\tau)=\text{const};$$

$$\tau\geqslant\tau_j, \qquad H(\tau)=0, \qquad (2)$$

и сравнивая результат с сигналом продольного поля при $H(\tau)=\text{const}$ во всей атмосфере. Введем обозначения $\tau_\alpha(H)=\tau_j(H)$, здесь полагается, что при данном индексе (см. (2)) сигнал магнитографа составляет α часть от сигнала магнитографа при полностью однородном магнитном поле. В таблице для линии λ4489,75 Fe I даны эффективные глубины $\tau'_{эф}$, вычисленные по (1), а также при $\alpha=0{,}95$ и $\alpha=0{,}7$ для значений напряженности магнитного поля $H=100$, 1000 и 2000 Гс. Символы V, L, R означают, что величины относятся к параметру Стокса V, лево- и правополяризованному излучению соответственно. Как видим, $\tau'_{эф}$ превосходили даже предельную глубину образования τ, тогда как скорее должно быть $\tau'_{эф}\sim\tau_{0,7}$. Причиной расхождения величин $\tau'_{эф}$ и $\tau_{0,7}$ является то, что в (1) учитывается вклад неполяризованного излучения с глубины τ в параметры Стокса выходящего из атмосферы излучения.

τ	$H=100$ Гс			$H=1000$ Гс			$H=2000$ Гс		
	V	L	R	V	L	R	V	L	R
$\tau_{0,95}$	0,53	0,57	0,49	0,71	0,84	0,15	0,96	1,13	0,09
$\tau_{0,7}$	0,16	0,17	0,15	0,17	0,27	0,04	0,26	0,39	0,005
$\tau'_{эф}$	0,73	0,73	0,60	1,64	1,17	0,11	1,77	1,49	0,005
$\tau_{эф}$	0,15	0,15	0,13	0,16	0,25	0,04	0,23	0,33	0,005

Перейдем к выводу более правильного выражения для $\tau_{эф}$. Запишем

$$\tau_{эф,\,z}=\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int\limits_0^\infty \tau p_z(\lambda,\ \tau)\,d\tau \Big/ \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int\limits_0^\infty p_z(\lambda,\ \tau)\,d\tau, \tag{3}$$

индекс z имеет смысл V, L, R; $p_{L,\ R}$ — величины, пропорциональные вероятностям выхода кванта R-, L-поляризации соответственно с глубины τ; p_V — вклад слоя на глубине τ в величину параметра Стокса V на выходе из атмосферы. Определим, как и в (2), напряженность поля $H(\tau)$:

$$\begin{aligned} &0<t<\tau+\Delta\tau, \qquad H(t)=\text{const},\\ &t\geqslant\tau+\Delta\tau, \qquad H(t)=0. \end{aligned} \tag{4}$$

Тогда вклад слоя $\Delta\tau$ в выходящий поток L- или R-поляризации в длине волны λ будет равняться

$$\varepsilon_{L,R}(\lambda,\ \tau)=\psi(\lambda,\ \tau)(B(\lambda_0,\ \tau)-I_0(\lambda,\ \tau))\exp[-\tau_{L,R}(\lambda,\ \tau)]\Delta\tau, \tag{5}$$

здесь

$$\tau_{L,R}(\lambda,\ \tau)=\int\limits_0^\tau \psi_{L,R}(\lambda,\ \tau)\,d\tau.$$

Для того чтобы получить $p_{L,R}(\lambda,\tau)$ из $\varepsilon_{L,R}(\lambda,\tau)$, необходимо вычесть значение $\varepsilon^0_{L,\ R}$ (λ,τ), равное $\varepsilon_{L,\ R}(\lambda,\tau)$ при $H=0$ в слое $\Delta\tau$, т. е.

$$\varepsilon^0_{L,\ R}(\lambda,\ \tau)=(\eta(\lambda_0,\ \tau)+F(\lambda_0,\ \tau)k(\lambda,\ \tau))(B(\lambda_0,\ \tau)-I^0(\lambda,\ \tau))\exp[-\tau_{L,R}(\lambda,\ \tau)],$$

здесь $I^0(\lambda,\ \tau)$ — неполяризованное излучение при глубине τ. Итак, весовой коэффициент $p_{L,R}(\lambda,\ \tau)$ равен

$$\begin{aligned} &p_{L,R}(\lambda,\tau)=|F(\lambda_0,\ \tau)(k_{L,R}(\lambda,\tau)-k(\lambda,\ \tau))(B(\lambda_0,\ \tau)-I^0(\lambda,\tau))|\,e^{-\tau_{L,R}(\lambda,\tau)},\\ &p_V(\lambda,\ \tau)=|p_L(\lambda,\ \tau)-p_R(\lambda,\ \tau)|. \end{aligned} \tag{6}$$

Значения $\tau_{эф}$, вычисленные по (3), (6), приведены в последней строке таблицы. Как видим, имеется очень хорошее согласие между $\tau_{0,7}$ и $\tau_{эф}$. Мы провели вычисления $\tau_{0,95}$ и $\tau_{эф}$ для всех линий, опубликованных в [9] при значениях границ λ_1 и λ_2 щели спектрографа

$$\lambda_1=0{,}021\text{Å} \quad \text{и} \quad \lambda_2=0{,}0565\text{Å}.$$

Результаты здесь не приводятся, так как основной вывод, необходимый для поставленной здесь задачи, заключается лишь в том, что если $H<2500$ Гс, то область атмосферы, ответственная за образование параметра Стокса V, ограничивается величиной $\tau_{0,95}<1$.

Перейдем теперь к описанию методики расчетов. Мы проводили расчеты по интегральным формулам для L- и R-поляризованного излучения

$$I_{L,R}=\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int\limits_0^\infty B(\lambda,\ \tau)\,\psi_{L,R}(\lambda,\ \tau)\,e^{-\tau_{L,R}(\lambda,\ \tau)}\,d\tau. \tag{7}$$

По сравнению с интегрированием дифференциальных уравнений переноса излучения методом Рунге—Кута это дает более чем десятикратный выигрыш во времени счета. Дальнейшее сокращение времени счета мы получим, если

перейдем к представлению атмосферы с неоднородным магнитным полем в виде слоистой среды с однородным магнитным полем в каждом слое. Такой подход позволит также, варьируя значения магнитной напряженности в отдельных слоях, найти оптимальное соответствие наблюденных и рассчитанных величин отношений сигналов магнитографа.

Итак, вся атмосфера для $\tau<1$ разбивается на ряд слоев с границами

$$\tau_0,\ \tau_1,\ \tau_2,\ \ldots,\ \tau_{N-1},\ \tau_N,$$

здесь $\tau_{N-1}\sim 1$, $\tau_N=10{,}4$ для модели Хольвегера [7]. Слой j полностью характеризуется границами τ_{j-1}, τ_j и для ряда значений H и λ внутри пределов λ_1 и λ_2 величинами

$$\varepsilon_{z,j}(\lambda)=\int\limits_{\tau_{j-1}}^{\tau_j}\psi_z(\lambda,\ \tau,\ H)\,B(\lambda_0,\ \tau)\exp(-\tau_z(\lambda,\ \tau,\ H))\,d\tau,$$

$$p_{z,j}(\lambda)=\exp(-\tau_z(\lambda,\ \tau,\ H)),\quad z=L,\ R. \tag{8}$$

Величины (8) позволяют простым интерполированием по H для любой конфигурации поля находить параметры выходящего излучения

$$I_z=\sum_{i=1}^{M}a_i\Delta\lambda\sum_{j=1}^{N}\varepsilon_{z,j}(\lambda_i)\prod_{k=1}^{k=j-1}p_{z,k}(\lambda_i),\quad z=L,\ R. \tag{9}$$

По (9) прежде всего были вычислены величины сигналов параллельного поля $\rho_{\text{выч}}=I_L(H)-I_R(H)$ для однородного поля $H=100$ и 1500 Гс. На рис. 1, *а*, *б* этим величинам сопоставлены наблюдаемые соответствующие

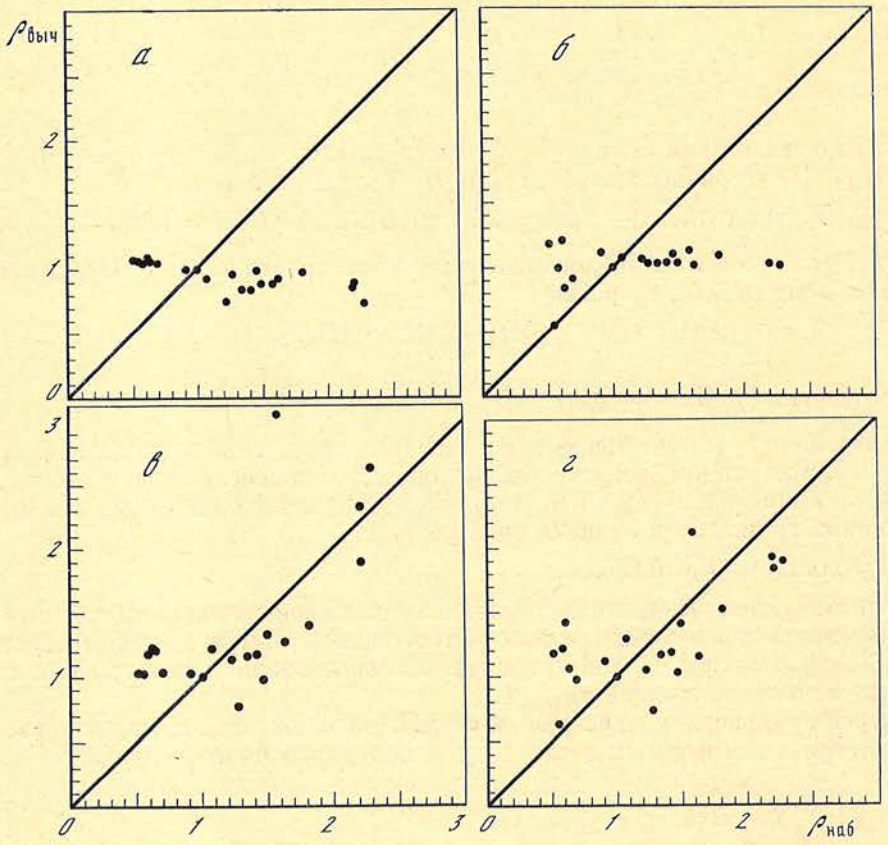


Рис. 1. Сопоставление отношений сигналов $\rho_{\text{наб}}$ и $\rho_{\text{выч}}$ для различных изменений напряженности магнитного поля с оптической глубиной τ

а — $H(\tau)=\text{const}=100$ Гс; *б* — $H(\tau)=\text{const}=1500$ Гс; *в* — напряженность $H(\tau)$ линейно меняется с глубиной; *г* — ступенчатая зависимость $H(\tau)$: при $\tau<0{,}0$ $H(\tau)=1500$ Гс, при $\tau\geqslant 0{,}0$ $H(\tau)=0$

значения $\rho_{наб}$ для ряда линий. Небольшой ход данных на рис. 1, *а* и отсутствие его на рис. 1, *б* объясняется, видимо, тем, что калибровочный множитель в [9] вычисляется при смещении линии в 0,0265 Å, что как раз и соответствует при среднем $g=1{,}5$ напряженности поля 1500 Гс. Поскольку зависимости $\rho_{выч}$—$\rho_{наб}$ на рис. 1, *а*, *б* почти горизонтальны, то ясно, что никакими комбинациями сильных и слабых полей, как это делается в [1—3], нельзя объяснить опубликованные в [9] данные наблюдений.

В [9] на основании зависимости $\rho_{наб}$—W (W — эквивалентная ширина линии) делается предположение об уменьшении поля с глубиной в фотосфере. На рис. 1, *в* представлено соответствие $\rho_{выч}$—$\rho_{наб}$ для модели поля, линейно уменьшающегося с оптической глубиной τ, начиная с величины $H=1500$ Гс. Соответствие, как видим, неплохое. Одновременно с построением графика для каждой рассчитанной модели поля вычислялось среднеквадратичное отклонение

$$\sigma=\sqrt{\sum^{N}(\rho_{выч}-\rho_{наб})^2/N}.$$

В величину σ не входили линии λ5172,7 Å Mg I и λ5234,63 Å Fe II, поскольку для всех моделей поля они давали очень большие отклонения $\rho_{выч}$ от $\rho_{наб}$. Наличие большого расхождения $\rho_{выч}$ и $\rho_{наб}$ для линии λ5172,7 Å Mg I легко объясняется. Эта линия образуется в самых верхних слоях фотосферы, и принятые нами размеры слоев с однородным полем слишком грубы. Кроме величины σ, для каждой модели рассчитывались также отношения ρ_1, ρ_2, ρ_3 для линий λ5255,2 Å Fe I и λ5247,06 Å Fe I при трех положениях щели спектрографа. Напомним, что наблюдаемые величины ρ_1, ρ_2, ρ_3 равны [1] в среднем

$$\rho_{1,\,наб}=0{,}68,\qquad \rho_{2,\,наб}=0{,}75,\qquad \rho_{3,\,наб}=0{,}89.$$

Для упомянутой выше модели наклонного поля имеем

$$\sigma=0{,}37,\qquad \rho_1=0{,}81,\qquad \rho_2=0{,}88,\qquad \rho_3=1{,}13.$$

В [6] упоминалось, что скачкообразная зависимость напряженности магнитного поля с оптической глубиной удовлетворительно объясняет данные. Рис. 1, *г* иллюстрирует соответствие величин в этом случае. Поле полагается равным 1500 Гс до $\tau=0{,}08$. При бóльших значениях τ $H=0$. В данном случае имеем

$$\sigma=0{,}39,\qquad \rho_1=0{,}48,\qquad \rho_2=0{,}67,\qquad \rho_3=0{,}96.$$

Соответствие величин $\rho_{выч}$ и $\rho_{наб}$ несколько хуже, чем в случае поля, линейного уменьшающегося с глубиной.

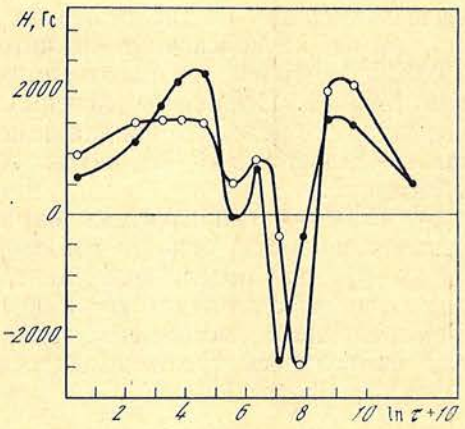
Можно улучшить согласие наблюдений и расчетов, применяя метод градиентной оптимизации для функционала

$$\Phi(H)=\sum^{N}(\rho_{наб}-\rho_{выч})^2.$$

При оптимизации за исходные были приняты две модели: линейно меняющаяся с глубиной и ступенчатая зависимость напряженности H магнитного поля от оптической глубины τ. Параметры этих моделей указаны выше, при описании рис. 1, *в*, *г*. После оптимизации полученные распределения H с глубиной в обоих этих случаях почти одинаковы и приведены на рис. 2. Хорошо соответствуют друг другу также $\rho_{выч}$ и $\rho_{наб}$. На рис. 3 показано соответствие $\rho_{выч}$ и $\rho_{наб}$, полученное после оптимизации для исходной модели линейно меняющейся с глубиной напряженности H. Для этого случая имеем

$$\sigma=0{,}21,\qquad \rho_1=0{,}7,\qquad \rho_2=0{,}75,\qquad \rho_3=1{,}08.$$

Как видим, для данной модели хорошо согласуются не только величины $\rho_{выч}$ и $\rho_{наб}$, но и $\rho_{1,\,2,\,3}$. Отметим, что если пользоваться только данными $\rho_{наб}$ для одной щели магнитографа или только $\rho_{1,\,2,\,3,\,наб}$, то удовлетворительное согласие расчетных и наблюдаемых данных можно получить для различных, довольно сильно отличающихся моделей распределения напряженностей магнитного поля с глубиной. Совместное использование данных $\rho_{наб}$ и $\rho_{1,\,2,\,3,\,наб}$ сильно ограничивает выбор оптимальных моделей.



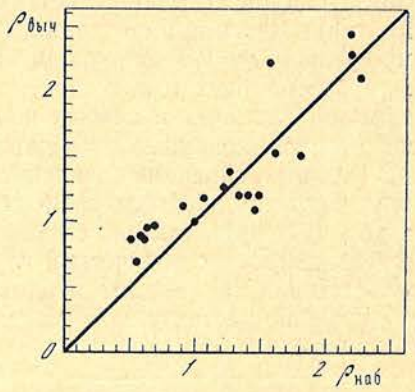


Рис. 2. Модели изменений магнитной напряженности $H(\tau)$ с оптической глубиной τ

Точки: исходная модель — линейное с τ магнитное поле, кружки: исходная модель — ступенчатое поле

Рис. 3. Сопоставление отношений $\rho_{наб}$ и $\rho_{выч}$, полученных методом градиентной оптимизации

Выводы. Сделана попытка с помощью модели продольного магнитного поля, меняющегося с глубиной, объяснить распределение отношений сигналов продольного поля по разным линиям. Получено неплохое согласие наблюденных и вычисленных величин отношений. Рассчитанное магнитное поле показывает изменение полярности с глубиной в области $\tau=0{,}04$. Поскольку рассчитанный сигнал продольного поля оказывается порядка 500 Гс, в спокойной области Солнца должна присутствовать зернистая структура магнитного поля в картинной плоскости, с тем чтобы результирующий сигнал оказался достаточно малым. Характерный размер неоднородности магнитного поля с глубиной оказывается порядка 100 км. Наблюдательные данные, относящиеся к одной щели магнитографа, могут удовлетворительно объясняться многими моделями распределения продольного магнитного поля с глубиной. Наблюдения отношений сигналов в линиях λ5250,2 Å Fe I и λ5247,06 Å Fe I в трех различных щелях магнитографа позволяют несколько сузить выбор возможных моделей магнитного поля. С целью уточнения модели в дальнейшем будут введены дополнительные данные, относящиеся к различным положениям щели спектрографа.

Май 1987 г.

Литература

1. *Рачковский Д. Н., Цап Т. Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 71. С. 79—87.
2. *Stenflo J. O.* // Solar Phys. 1973. Vol. 32. P. 41—63.
3. *Stenflo J. O.* // Ibid. 1975. Vol. 42. P. 79—105.
4. *Рачковский Д. Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1963. Т. 29. С. 97—117.
5. *Рачковский Д. Н.* // Там же. 1969. Т. 40. С. 127—137.
6. *Рачковский Д. Н.* // Там же. 1986. Т. 74. С. 158—161.
7. *Holweger H.* // Ztschr. Astrophys. 1967. Bd. 65. S. 365.
8. *Рачковский Д. Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76.
9. *Гопасюк С. И.* // Там же. 1985. Т. 72. С. 149—171.

УДК 523.9—1/—8

РАДИОРАДИУС СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 2,25 СМ В 1980—1986 ГГ.

А. Ф. Бачурин

Измерен радиорадиус Солнца в направлении полюсов на волне 2,25 см в период 1980—1986 гг. Изменения солнечного радиорадиуса составили за указанный период не менее 4000 км.

1980—1986 MEASUREMENTS OF SOLAR RADIO RADIUS AT 2.25 CM WAVE LENGTH, by *A. F. Bachurin*.— Solar radio radius was measured in 1980—1986 in polar directions at 2.25 см wavelength. The change of this quantity was equal to no less than $4 \cdot 10^3$ km in the period under review.

В [1] было показано, что радиорадиус Солнца в направлениях полюсов на волне 2,25 см изменяется с циклом солнечной активности. В период с 1980 по 1984 г. изменения радиорадиуса (R_r) относительно оптического ($R_\odot$) составили не менее 3″. Это нижняя граница изменений. Для более точного определения R_r необходимо полнее учитывать радиоизлучение полярных областей Солнца, в частности радиоизлучение корональных дыр в этих областях.

В 1985 и 1986 гг. измерения солнечного радиорадиуса на волне 2,25 см были продолжены. Наблюдения проводились на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Они заключались в сканировании антенной диска Солнца через его центр вдоль круга склонения, т. е. в направлениях, близких к центральному меридиану. Методика обработки данных аналогична описанной в [1].

Дата, март 1985 г.	$R_r/R_\odot$	$\sigma \cdot 10^4$	n	Дата, июль 1986 г.	$R_r/R_\odot$	$\sigma \cdot 10^4$	n
17	1,0226	±7	15	02	1,0223	±7	15
18	1,0225	±7	12	03	1,0241	±4	36
20	1,0211	±8	21	04	1,0241	±5	42
21	1,0209	±8	10	05	1,0244	±3	41
22	1,0222	±6	20	07	1,0242	±4	43
23	1,0209	±7	25	08	1,0237	±4	46
24	1,0218	±4	24	09	1,0229	±5	49
25	1,0238	±5	25	12	1,0218	±5	52
28	1,0224	±4	43	14	1,0237	±8	16
29	1,0222	±3	70				

Результаты обработки записей сканов приведены в таблице. Во втором ее столбце представлено усредненное для каждого дня наблюдений отношение измеренного радиорадиуса Солнца к его оптическому радиусу. В третьем столбце приведена среднеквадратичная ошибка среднего для указанного отношения, умноженная на 10^4. В четвертом столбце дано число двойных сканов n (в прямом направлении и с реверсом), по которым проводилось усреднение.

Из таблицы видно, что для различных дней одного и того же года и месяца отношения $R_r/R_\odot$ могут разниться на величину, заметно превышающую среднеквадратичные ошибки, указанные в третьем столбце. Возможные причины этого различия рассмотрены в [1].

На рис. 1 представлены усредненные за каждый год отношения $R_r/R_\odot$ в зависимости от времени. Данные для 1980—1984 гг. взяты из [1]. В этих данных не учитывалось излучение полярных областей Солнца, в частности корональных дыр в них, учет которого привел бы к некоторому увеличению

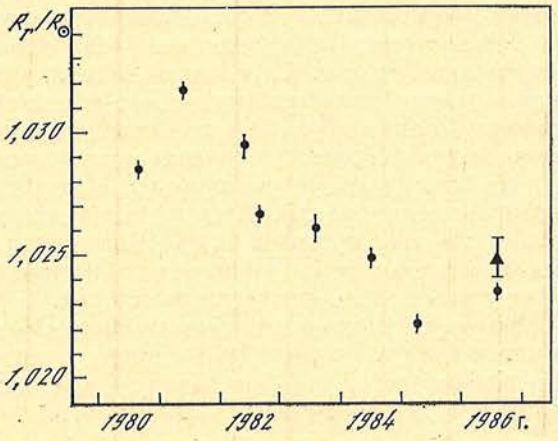


Рис. 1. Отношение радиорадиуса Солнца на волне 2,25 см к его оптическому радиусу

Вертикальные черточки соответствуют среднеквадратичным ошибкам среднего

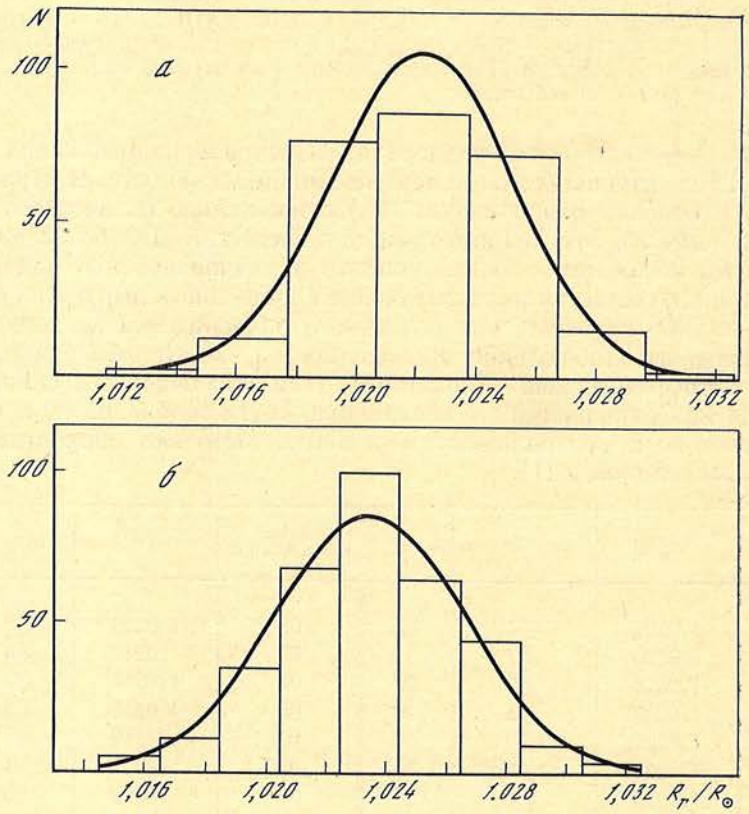


Рис. 2. Распределение отношения $R_r/R_\odot$ в марте 1985 г. (*а*) и в июле 1986 г. (*б*)

истинного радиорадиуса по сравнению с измеренным [1]. Нам неизвестна геометрия полярных корональных дыр в 1980—1985 гг. В [2] опубликованы синоптические карты Солнца в зеленой линии и указаны положения корональных дыр на солнечном лимбе в июле 1986 г. Из этих карт видно, что гелиошироты φ границ полярных корональных дыр несколько отличаются друг от друга в северном и южном полушариях и колеблются за рассматриваемый период наблюдений по абсолютной величине в пределах от 55 до 65°. Из графика поправок [1] следует, что измеренный солнечный радиорадиус надо увеличить на величину от 0,5″ (при $\varphi=55°$) до 2,0″ (при $\varphi=65°$). Эта неопределенность поправки существенно превышает (примерно в 8 раз) величину среднеквадратичной ошибки среднего отношения $R_r/R_\odot$ в июле 1986 г.

Исправленное с учетом указанной поправки значение $R_r/R_\odot$ за последний месяц представлено на рис. 1 треугольником. Вертикальные черточки в этой точке соответствуют неопределенности отношения солнечного радиорадиуса к оптическому, обусловленной различием гелиоширот границы полярной корональной дыры. Определить поправку более точно не представляется возможным, так как упомянутые карты составлены по восточному и западному лимбам Солнца и не дают положения границы корональной дыры на данный день вблизи солнечного центрального меридиана.

Не исключено, что в полярных областях в июле 1986 г. могли существовать небольшие поярчания. На это указывает некоторое повышение антенной температуры вблизи краев солнечного диска. Учет этого эффекта может привести к некоторому уменьшению истинного радиорадиуса по сравнению с измеренным, т. е. отмеченным на рис. 1 треугольником.

На рис. 2 представлены гистограммы распределения отношений $R_r/R_\odot$ в марте 1985 г. и в июле 1986 г.; видно значительное отклонение распределения от нормального, которое обозначено сплошной плавной линией. Оценка по критерию χ^2 показывает, что вероятности отличия наблюденного распреде-

ления от нормального составляют 0,8 и 0,6 соответственно в 1985 и в 1986 г. По-видимому, отличие обусловлено систематическими ошибками, которые могут возникать в связи с неопределенностью отсчета антенной температуры «спокойного» Солнца [3]. Это может быть и результатом приближенного учета радиоизлучения корональных дыр, если геометрия последних известна неточно.

Необходимо отметить, что при обработке наблюдательных данных за 1986 г. использовались лишь записи сканов до прохождения Солнца через местный меридиан. Это связано с неравномерностью движения антенны во время сканирования. В результате такой неравномерности на записи скана в его начале и конце, где кривая записи наклонена наиболее круто к уровню излучения «спокойного» Солнца, появляются «уступы», приводящие к большим ошибкам в определении радиорадиуса. Механизм ведения антенны работал особенно неравномерно после прохождения Солнца через местный меридиан. До 1986 г. это явление практически не было заметно.

Исходя из сказанного, можно сделать вывод, что отношение $R_r/R_\odot$ изменялось в описываемый период наблюдений, причем оно уменьшалось от максимального значения в 1981 г. до минимального в 1985—1986 гг. Подчеркнем, что речь идет об изменении именно отношения солнечного радиорадиуса к оптическому, а не об изменении первого вследствие движения Земли вокруг Солнца. Например, оптический радиус в марте 1985 г. был примерно на 20″ больше, чем в июле 1986 г., а средние отношения $R_r/R_\odot$ отличались (без точного учета радиоизлучения полярных областей) не более чем на 0,0015. Если же взять абсолютную величину радиорадиуса Солнца, то она изменилась примерно от $718 \cdot 10^3$ км в 1981 г. до $714 \cdot 10^3$ км в 1986 г., т. е. на 4000 км.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Бачурин А. Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 79—82.
2. Solar-Geophysical Data. 1986. N 507. Pt 1. P. 100—101.
3. *Бачурин А. Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1984. Т. 69. С. 130—133.

УДК 524.3

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ СВЕРХГИГАНТА σ Cyg (B9 Iab)

З. К. Иванова*, Л. С. Любимков

На основе моделей атмосфер Куруца [50] выполнен анализ звезды σ Cyg (B9 Iab) по спектрограммам с дисперсией 4 и 6 Å/мм. Найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{эф}=11500\pm250$ K; $\lg g=1{,}8\pm0{,}2$; $\xi_t=8{,}5\pm1$ км/с. Определено содержание 11 химических элементов (табл. 2). Химический состав атмосферы σ Cyg характеризуется избытком гелия и азота и дефицитом углерода; эти аномалии подтверждают, что исследованный сверхгигант уже прошел фазу глубокого перемешивания. С помощью эволюционных расчетов [58] определены масса, радиус, светимость и возраст звезды. Оценена скорость потери массы: $\dot{M}\sim2\cdot10^{-7}$ $M_\odot$/год.

A MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF THE SUPERGIANT σ Cyg (B9 Iab), by *Z. K. Ivanova, L. S. Lyubimkov.*— On the basis of model atmospheres of Kurucz [50] using spectrograms with dispersion of 4 and 6 Å/mm, we have analyzed the star σ Cyg (B9 Iab). The following values of the effective temperature, surface gravity and microturbulent velocity were obtained: $T_{ef}=11500\pm250$ K, $\log g=1.8\pm0.2$, $\xi_t=8.5\pm1$ km/s. The abundance of 11 elements were found (table 2). The chemical composition of the atmosphere of σ Cyg is characterized by helium and nitrogen overabundance and carbon deficiency. These anomalies confirm, that the supergiant σ Cyg has passed through the phase of deep mixing. Mass, radius, luminosity and age of the star were found using evolutionary calculations [58]. The mass loss rate was evaluated: $\dot{M}\sim2\cdot10^{-7}$ $M_\odot$/year.

* Самостоятельная Секция астрономии с Национальной астрономической обсерваторией Болгарской академии наук.

Звезда 67σ Cyg=HD 202850=HR 8143 (m_V=4,24^m, спектральный класс B9 Iab [1], α_{1982}=21^{h}16^{m}42^s и δ_{1982}=+39°19′07″) относится к типичным сверхгигантам класса B и наблюдалась неоднократно [2—32] в широком интервале длин волн от далекого УФ- до ИК-диапазона. Звезда принадлежит звездной ассоциации Cyg OB4 (l=81÷84°, b=—8,3÷—6,3°) [22]. Скорость вращения σ Cyg составляет $v \sin i$=28 км/с [29]. Установлено, что этот сверхгигант теряет массу, $\dot{M}=1{,}7\cdot10^{-8}$ $M_\odot$/год при скорости истечения на бесконечности v_∞=320 км/с [27]. Одегард и Кассинелли [27] приводят следующие параметры звезды: $T_{эф}$=10800 K, lg($L/L_\odot$)=4,49 и $R/R_\odot$=50.

Эквивалентные ширины линий в области λ3500—5000 Å измерялись неоднократно по спектроскопическому материалу с разной дисперсией (от 2 до 85 Å/мм) [9, 17, 18, 21, 25—28]. Между данными разных авторов наблюдаются как систематические, так и заметные случайные отличия (последние особенно относятся к слабым линиям). При этом только в одном случае [9] было проведено изучение физических условий в звездной атмосфере и ее химического состава методом кривых роста, причем только по линиям в области λ3800—5000 Å. Нам представляется актуальным продолжить исследование атмосферы σ Cyg, так как в [17, 18, 23, 27, 28] было высказано предположение о сложном строении внешних слоев этого сверхгиганта, о чем свидетельствует переменная структура линий H_α, He I и Si II, а также рентгеновские наблюдения.

Звезда σ Cyg очень долго считалась спектрально-двойной, но в 1967 г. Баттен [24] исключил ее из Ликских каталогов [2, 4, 5]. Лучевая скорость V_r, а также $v \sin i$ неоднократно определялись разными авторами [2—8, 10, 11, 17, 19, 21, 23, 24, 29]. В спектре σ Cyg отмечена переменность линий H_α и Si II [17, 18]. Линия H_α, оставаясь абсорбционной, изменяет свою интенсивность и ширину в момент ослабления блеска, при этом, возможно, приобретает дифференциальный сдвиг. Блеск звезды меняется на величину $\Delta V \sim 0{,}05^m$ за время порядка 100 лет [6].

Ниже будут изложены результаты исследования атмосферы сверхгиганта σ Cyg методом моделей атмосфер по наблюдательному материалу, полученному в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

1. Наблюдательный материал

Высокодисперсионные спектрограммы σ Cyg в спектральном диапазоне λ3400—6800 Å были получены одним из авторов (З. К. И.) на 2,6-м телескопе в фокусе куде в период с 1982 по 1985 г. с дисперсией 4 и 6 Å/мм, число спектрограмм 25. Использовались пластинки Kodak 103aO, 103aD и 103aF. Все спектры были расширены до 0,6 мм и имеют нормальную плотность. Записи спектров в интенсивностях были получены на комплексе «Искра-1256» с микрофотометром G-2.

Отождествление линий в спектре звезды проводилось в основном по таблицам Мур [33]; использовалась также идентификация линий в спектрах α Cyg [34], η CMa [35], γ Peg [36] и β Lyr [56]. В дальнейшем оно проверялось при обработке материала.

В табл. 1 для каждой линии указаны длина волны λ, номер мультиплета n, потенциал возбуждения нижнего уровня χ, сила осциллятора gf, эквивалентная ширина W_λ (в Å) и найденное содержание lg ε соответствующего элемента.

Источники сил осцилляторов следующие: для линий He I, C II, N II [37], O I [38], Na I [39], Mg II и Si II [37], S II [48], Sc II [40], Ti II [41, 42], V II [43], Cr II [39, 41], Mn II [41], Fe I [45], Fe II [44, 46], Ni II [41, 49] и Zr II [47].

2. Определение $T_{эф}$ и lg g (выбор модели атмосферы)

Наши расчеты основывались на моделях Куруца [50]. Метод анализа описан в [51], вычисления выполнены по программам одного из авторов (Л. С. Л.) на ЭВМ ЕС-1033.

На рис. 1 приведена диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g. При построении этой диаграммы использовались три процедуры, перечисленные ниже:

Таблица I

Список линий в спектре исследуемой звезды

Элемент λ, Å	n	χ, эВ	lg gf	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}$ + +6	lg ε
1	2	3	4	5	6
He I					
6678,15	46	21,13	0,33	1,56	—
5875,62 } 5875,65 } 5875,99	11			1,88	—
5047,74	47	21,13	—1,60	1,25	11,83
5015,68	4	20,53	—0,82	1,30	11,00
4921,93	48	21,13	—0,44	1,54	11,39
4713,14 } 4713,37 }	12			1,37	—
4471,48 } 4471,49 }	14			1,75	—
4437,55	50	21,13	—2,03	0,35	—
4387,93	51	21,13	—0,88	1,50	11,25
4168,97	52	21,13	—2,34	0,86	11,09
4143,76	53	21,13	—1,20	1,42	11,24
4120,81 } 4120,99 }	16			1,29	—
4026,19 } 4026,36 }	18			1,76	—
4009,27	55	21,13	—1,47	1,30	—
3964,73	5	20,53	—1,30	1,58	11,63
3926,53	58	21,13	—1,65	1,31	—
3867,63	20	20,87	—1,80	1,11	—
3819,61 } 3819,76 }	22			1,76	—
C II					
5259,62	30	24,17		1,39	—
4267,20	6	17,97	0,97	1,17	8,34
3920,68	4	16,26	—0,24	0,93	8,05
3918,98	4	16,26	—0,54	0,94	8,37
N II					
5679,56	3	18,40	0,28	0,76	9,21
5666,64	3	18,39	0,01	0,50	8,95
4630,54	5	18,40	0,13	0,81	8,91
3995,00	12	18,42	0,28	1,00	8,82
O I					
6158,19	10	10,69	—0,45	1,14	8,99*
6155,99	10	10,69	—1,16	0,93	—
4368,30	5	9,48	—1,77	0,88	—
Na I					
5895,92	1	0,00	—0,18	1,81	—
5889,95	1	0,00	0,12	1,96	—
Mg II					
6545,80	23	11,58		1,08	—
4481,33	4	8,83	0,98 }	2,12	—
4481,13	4	8,83	0,59 }		
4428,00	9	9,95	—1,20	0,80	7,71
4390,59	10	9,96	—0,53	1,32	7,83
4384,64	10	9,95	—0,78	1,26	7,95
3848,24	5	8,83	—1,55	1,00	7,71
Si II					
6371,36	2	8,09	—0,07	1,93	—
6347,09	2	8,09	0,23	2,02	—
5978,97	4	10,03	—0,06	1,37	7,45
5957,61	4	10,02	—0,36	1,23	7,40
5639,49	9	—	—	1,39	—
5056,35	5	10,03	—0,53	1,81	—
5041,06	5	10,02	0,17	1,64	7,81
4130,88	3	9,80	0,46	1,81	7,72
4128,05	3	9,79	0,31	1,80	7,83
3862,59	1	6,83	—0,90	1,91	7,98
3856,02	1	6,83	—0,65	1,94	7,89
3853,66	1	6,83	—1,61	1,64	7,60
S II					
5606,11	11	13,67	0,16	0,74	7,07
5564,94	6	13,61	—0,19	0,85	7,59
5473,59	6	13,53	—0,00	0,96	7,56
5453,81	6	13,61	0,58	1,25	7,73
5432,77	6	13,56	0,35	1,15	7,66
5428,64	6	13,53	—0,05	1,01	7,71
5345,67	38	15,00	0,46	0,79	7,37
5320,70	38	15,00	0,55	0,77	7,23
5014,03	15	14,01	0,04	0,90	7,44
4716,23	9	13,56	—0,38	0,94	7,63
4162,70	44,65	15,88	0,78	1,03	7,48
Sc II					
4246,83	7	0,31	0,32	0,33	2,99
Ti II					
5473,52	109	2,63		0,96	—
5226,53	70	1,56	—1,24	1,25	—
5185,90	86	1,88	—1,56	0,70	—
4571,97	82	1,56	—0,65	0,90	—
4563,76	50	1,22	—0,90	0,55	—
4533,97	50	1,23	—0,71	0,52	—
4501,27	31	1,11	—0,75	0,39	4,44
4464,46	40	1,16	—2,02	0,84	—
4450,49	19	1,08	—1,45	0,43	5,17
4399,77	51	1,23	—1,27	0,66	5,33
4395,85	61	1,24	—2,21	0,20	—
4395,03	19	1,08	—0,65	0,53	4,47
4394,06	51	1,22	—1,59	0,72	5,69
4386,86	104	2,59	—1,41	0,59	—
4367,66	104	2,58	—1,42	0,66	—
4320,97	41	1,16	—1,87	0,48	5,67
4312,86	41	1,18	—1,16	0,44	4,93
4307,90	41	1,16	—1,33	0,84	—
4300,05	41	1,18	—0,81	0,97	—
4294,10	20	1,08	—1,05	0,69	—
4290,22	41	1,16	—1,16	0,86	—
4287,89	20	1,08	—1,96	0,51	—
4227,34	33	1,13	—2,41	0,68	—
4171,90	105	2,59	—0,56	0,53	—
4163,64	105	2,58	—0,40	0,64	—
4053,81	87	1,88	—1,33	0,57	—
4028,33	87	1,88	—1,12	0,54	—
4025,14	11	0,60	—1,97	1,02	—
3987,63	11	0,60	—2,73	0,74	—
3913,46	34	1,11	—0,65	0,89	—
3900,55	34	1,13	—0,57	0,91	—
3814,58	12	0,57	—1,73	1,17	—
3761,32	13	0,57	0,10	1,24	4,29
3759,29	13	0,60	0,20	1,48	4,58
3757,68	72	1,56	—0,36	0,97	—

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
V II					
5432,09	53	2,26	—3,93	0,82	—
4005,71	32	1,81	—0,76	0,54	4,54
Cr II					
5503,18	50	4,13	—2,81	0,60	—
5502,05	50	4,15	—2,31	0,91	—
5345,12	24	3,81	—2,89	0,79	—
5337,79	43	4,06	—2,12	0,60	—
5305,85	24	3,81	—2,04	0,82	—
5279,92	43	4,06	—1,89	0,62	—
5274,99	43	4,05	—1,40	0,85	5,81
5237,34	43	4,06	—1,08	0,68	5,30
5232,50	43	4,05	—2,34	0,81	—
5210,87	24	3,74	—2,99	0,58	—
4848,24	30	3,85	—1,40	1,17	—
4824,13	30	3,85	—1,20	1,10	—
4679,87	25	3,74	—4,91	0,79	—
4634,11	44	4,05	—1,06	0,88	—
4618,83	44	4,06	—0,96	1,23	5,82
4592,09	44	4,06	—1,35	0,70	5,53
4588,22	44	4,05	—0,66	1,25	5,54
4565,78	39	4,02	—3,24	0,49	—
4558,66	44	4,06	—0,49	1,39	5,60
4555,02	44	4,05	—1,45	0,72	5,64
4539,62	39	4,02	—3,72	0,38	—
4284,21	31	3,84	—1,91	0,54	5,78
4261,92	31	3,85	—1,73	0,67	—
4252,62	31	3,84	—1,73	0,55	6,00
4242,38	31	3,85	—1,56	1,09	—
4179,43	26	3,81	—1,76	0,86	5,99
4145,77	162	5,30	—0,79	0,93	—
4075,63	19	3,09	—3,77	0,71	—
4054,11	19	3,09	—2,61	0,57	—
3865,59	167	5,30	—	0,76	—
3761,69	11	2,69	—2,83	1,24	—
3738,38	20	3,09	—1,70	1,46	—
Mn II					
4174,31	2	1,80	—3,49	0,81	6,43
Fe I					
5429,70	15	0,95	—1,88	0,96	—
5227,19	37	1,55	—1,30	1,25	—
4325,77	42	1,60	—0,02	0,73	—
4071,74	43	1,60	—0,01	0,54	—
4045,82	43	1,48	0,28	0,62	—
3895,66	4	0,11	—1,67	1,04	—
3886,28	4	0,05	—1,08	1,44	—
3859,91	4	0,00	—0,71	0,78	—
Fe II					
6482,21	199	6,19	—2,01	0,98	—
6456,38	74	3,89	—2,25	1,33	7,68
6432,65	40	2,88	—3,89	0,70	7,87
6416,91	74	3,87	—2,91	0,87	7,60
6247,56	74	3,87	—2,50	1,25	7,74
6239,36	34	2,79	—4,94	0,89	—
6238,38	74	3,87	—2,80	0,90	7,51
6149,24	74	3,87	—2,89	0,79	7,45
6147,74	74	3,87	—2,89	0,91	7,61
5991,38	46	3,14	—3,78	0,80	7,96
5544,76	166	5,54	0,23	0,81	—
5534,86	55	3,23	—3,27	1,12	7,88
5506,27	—	—	—	1,07	—
5466,94	—	—	—	1,00	—
5466,02	—	—	—	0,88	—
5435,79	48	3,22	—5,63	0,82	—
5425,27	49	3,19	—3,60	0,92	7,91
5414,09	48	3,21	—	0,68	—
5402,11	—	—	—	0,93	—
5387,14	—	—	—	0,95	—
5362,86	48	3,19	—2,92	1,32	7,81
5337,71	48	3,22	—4,09	0,60	—
5325,56	49	3,21	—3,43	0,82	7,62
5316,61	49	3,14	—2,16	1,75	8,13
5284,09	41	2,88	—	1,03	—
5275,99	49	3,19	—2,39	1,55	7,75
5264,80	48	3,22	—3,49	1,23	8,23
5254,92	49	3,22	—3,42	0,87	7,67
5234,62	49	3,21	—2,45	1,50	7,70
5197,57	49	3,22	—2,62	1,38	7,61
5169,03	42	2,88	—1,37	1,88	—
5154,40	35	2,83	—4,32	0,82	8,31
5100,84	185	5,89	—2,19	1,11	8,11
5097,38	—	—	—4,37	0,86	—
5035,77	—	—	0,72	1,06	—
5032,79	—	—	0,33	1,12	—
5018,43	42	2,88	—1,46	1,82	7,49
4923,92	42	2,88	—1,66	1,83	7,71
4731,44	43	2,88	—3,40	0,96	7,54
4685,95	50	3,22	—7,15	0,76	—
4670,17	25	2,57	—4,45	0,65	8,05
4666,75	**37**	2,82	—3,57	0,92	7,63
4663,70	44	2,88	—3,54	1,02	7,76
4660,93	146	4,72	—3,38	0,69	8,13
4656,97	43	2,88	—3,82	0,90	7,89
4648,93	25	2,57	—3,80	0,63	7,38
4635,33	186	5,93	—1,65	1,08	7,49
4629,34	37	2,79	—2,64	1,50	7,57
4625,91	186	5,93	—2,62	0,61	7,89
4620,51	38	2,82	—3,61	0,87	7,60
4598,53	219	7,77	—0,93	0,72	7,25
4583,99	26	2,69	—4,48	1,76	—
4582,84	37	2,83	—3,44	1,12	7,76
4580,06	26	2,57	—3,66	0,83	7,46
4576,33	38	2,83	—3,25	1,19	7,66
4555,89	37	2,82	—2,65	1,57	7,75
4549,47	38	2,82	—2,31	1,78	—
4541,52	38	2,84	—3,21	1,19	7,62
4534,17	37	2,84	—3,70	1,01	7,88
4522,63	38	2,83	—2,46	1,67	7,82
4520,23	37	2,79	—2,90	1,49	7,80
4515,34	37	2,83	—2,79	1,44	7,60
4508,28	38	2,84	—2,66	1,57	7,76
4491,40	37	2,84	—3,01	1,33	7,63
4489,19	37	2,82	—3,15	1,12	7,44
4472,92	37	2,83	—3,68	0,95	7,78
4455,26	—	—	—2,33	0,78	—
4416,82	27	2,77	—2,81	1,50	7,70
4385,38	27	2,77	—2,78	1,47	7,61
4384,33	32	2,65	—3,74	1,26	—
4357,57	—	—	—2,14	0,82	—
4351,76	27	2,69	—2,48	1,66	7,70
4314,29	32	2,66	—3,67	0,97	7,69
4303,17	27	2,69	—2,82	1,59	7,86
4296,57	28	2,69	—3,26	1,25	7,66
4273,32	27	2,69	—3,53	0,94	7,51
4258,16	28	2,69	—3,64	0,83	7,49
4233,17	27	2,57	—2,10	1,77	7,58
4211,80	21	2,63	—5,14	0,82	—
4178,86	28	2,57	—2,81	1,59	7,76
4177,70	21	2,53	—3,86	1,04	7,89
4173,45	27	2,57	—2,88	1,54	7,72

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
4138,40	39	2,82	—4,56	0,56	8,17	3814,12	153	4,72	—2,49	1,17	7,79
4128,74	27	2,57	—4,00	1,02	8,01	3783,35	14	2,27	—3,59	1,21	7,68
4122,64	28	2,57	—3,66	1,11	7,80	3759,46	154	4,72	—2,24	1,48	—
4069,88	188	5,89	—3,08	0,54	8,21						
4057,46	212	7,24	—1,66	0,69	7,62	Ni II					
4048,83	172	5,54	—2,42	0,74	7,60	4362,10	9	4,01	—2,71	0,89	6,44
4032,95	126	4,48	—2,37	0,96	7,28	4067,05	11	4,01	—1,86	1,12	5,86
4024,55	127	4,48	—2,62	1,07	7,67	4015,50	12	4,01	—2,46	0,87	6,13
3974,16	29	2,69	—3,76	1,25	8,13	3849,58	11	4,01	—1,89	1,23	6,03
3938,97	190	5,89	—1,94	1,01	7,61						
3938,29	3	1,66	—4,13	0,97	7,60	Zr II					
3935,94	173	5,54	—1,95	1,22	7,74	4149,22	41	0,80	—0,03	0,85	4,31
3918,51	191	5,89	—2,55	0,94	—						
3914,48	3	1,66	—4,22	0,93	7,65						
3845,18	127	4,46	—2,28	1,10	7,34						
3827,08	153	4,71	—2,64	1,10	7,74						
3824,91	29	2,57	—3,65	1,05	7,69						

* При анализе этой линии учтены отклонения от ЛТР.

1) сравнение наблюдаемых и теоретических профилей и эквивалентных ширин бальмеровских линий H_γ и H_δ. В нашем случае не рассматривались профили линий H_α и H_β, так как они асимметричны; кроме того, у сверхгигантов они подвержены сильному влиянию отклонений от ЛТР (см. [54]);

2) сравнение теоретического и наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре, в частности, рассматривалось отношение потоков $F(4625)/F(3625)$ для двух длин волн до и после бальмеровского предела. Наблюдаемые потоки взяты из каталогов [31] и [32], дающих близкие значения $F(4625)/F(3625)$;

3) сравнение теоретического [50] и наблюдаемого [59] значений индекса $[c_1]$, который, как известно, свободен от влияния межзвездного поглощения.

Усредненные наблюдаемые профили линий H_γ и H_δ приведены на рис. 2. Им соответствуют эквивалентные ширины $W_{H_\gamma}=2{,}70\pm0{,}02$ Å и $W_{H_\delta}=2{,}77\pm0{,}02$ Å.

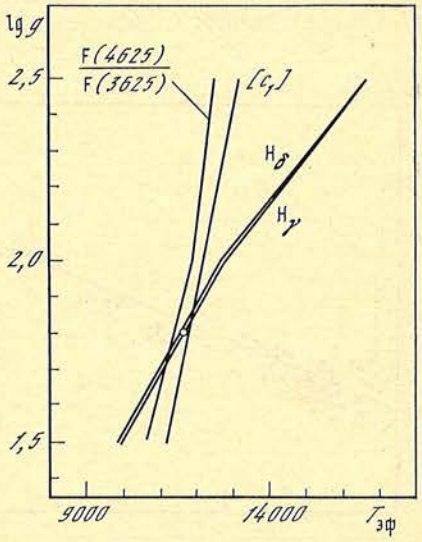
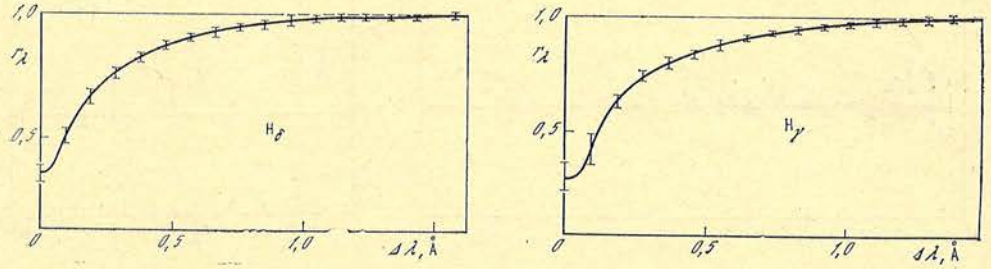


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g (кружок соответствует принятой модели)

Рис. 2. Усредненные наблюдаемые профили H_γ и H_δ



Случайные ошибки при измерении потоков составляют $\pm 3{,}5\%$, а при определении $[c_1]$ $\pm 0{,}013^m$. С учетом этих ошибок и на основании рис. 1 получаем следующие параметры модели атмосферы σ Cyg : $T_{эф}=11500\pm250$ K, $\lg g=1{,}8\pm0{,}2$.

3. Анализ микротурбулентности

Скорость микротурбулентности ξ_t определялась по обычной методике. Для анализа были выбраны линии иона Fe II как наиболее многочисленные (см. табл. 1). По ним было рассчитано содержание железа $\lg \varepsilon(\mathrm{Fe})$ в атмосфере σ Cyg для ряда значений ξ_t. Результаты вычислений $\lg \varepsilon(\mathrm{Fe})$ в зависимости от эквивалентной ширины W_λ при значениях микротурбулентной скорости $\xi_t=3$ км/с и $\xi_t=8{,}5$ км/с приведены на рис. 3. Мы видим, что при $\xi_t=8{,}5$ км/с найденное содержание не зависит от W_λ, в то время как при $\xi_t=3$ км/с зависимость очень сильная. Проведенный анализ позволяет заключить, что величина микротурбулентной скорости равна $8{,}5\pm1$ км/с.

4. Химический состав атмосферы

На основании выбранной модели атмосферы, соответствующей параметрам $T_{эф}=11500$ K, $\lg g=1{,}8$ и $\xi_t=8{,}5$ км/с, мы определили содержание элементов $\lg \varepsilon$. Значения $\lg \varepsilon$ для отдельных линий приведены в табл. 1; для водорода, как обычно, принято $\lg \varepsilon(\mathrm{H})=12{,}0$. Линии Fe I дают сильно завышенное содержание железа, и этот факт нельзя объяснить ошибками в W_λ или в gf-величинах; он требует отдельного исследования. При выводе среднего содержания Fe учитывались только линии Fe II. Согласно [57] линии O I чувствительны к отклонениям от локального термодинамического равновесия (ЛТР). С помощью [57] нам удалось учесть отклонения от ЛТР только для одной линии, λ6158,19 Å, при этом величина $\lg \varepsilon(\mathrm{O})$ понизилась на 0,64 по сравнению с ЛТР. Отметим, что при определении содержания элементов мы не рассматривали сильных линий, чувствительных к ошибкам в ξ_t и в затухании γ, а также линий с ненадежными силами осцилляторов.

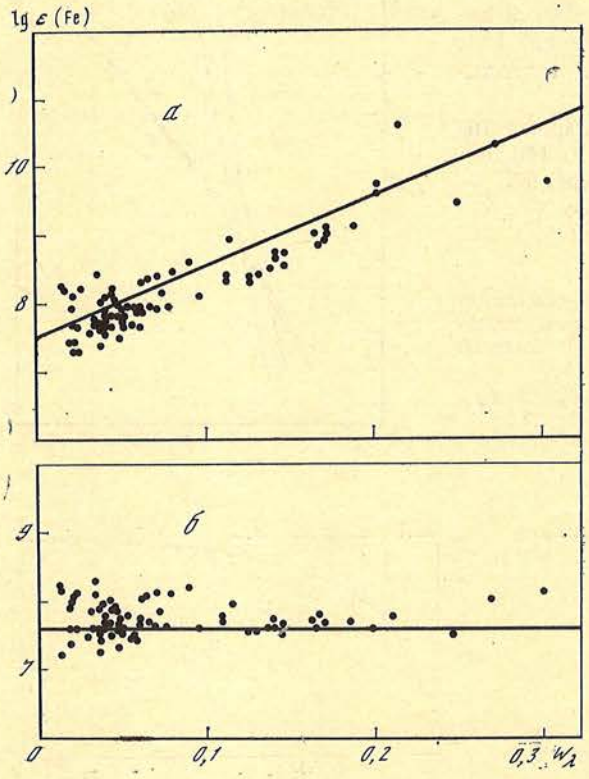


Рис. 3. Результаты вычислений $\lg \varepsilon(\mathrm{Fe})$ в зависимости от эквивалентной ширины W_λ при значениях микротурбулентной скорости $\xi_t=3$ (*а*) и 8,5 км/с (*б*)

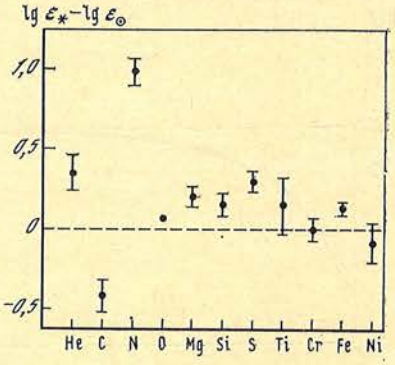


Рис. 4. Сравнение химического состава σ Cyg с солнечным

Средние значения lg ε вместе со средними ошибками ±σ приведены в табл. 2. Сравнение химического состава с солнечным представлено на рис. 4. Содержание C, N и O на Солнце взято из [38], большинства других элементов — из [52]; для гелия в качестве нормального принято содержание lg ε(He)=11,00, характерное в среднем для B-звезд главной последовательности (см. [53]). Для каждого элемента на рис. 4 указана среднеквадратичная ошибка ±σ, исключая кислород, для которого значение lg ε было найдено по одной линии (в отсутствие ЛТР, см. выше).

Таблица 2

Содержание элементов в атмосферах σ Cyg и Солнца

Элемент	Число линий	lg ε		Элемент	Число линий	lg ε	
		σ Cyg	Солнце			σ Cyg	Солнце
He I	7	11,35±0,11	11,00	S II	11	7,50±0,06	7,20
C II	3	8,25±0,10	8,67	Ti II	9	4,95±0,18	4,80
N II	4	8,97±0,08	7,99	Cr II	10	5,70±0,07	5,70
O I	1	8,99	8,92	Fe II	77	7,73±0,03	7,60
Mg II	4	7,80±0,06	7,60	Ni II	4	6,12±0,12	6,20
Si II	8	7,71±0,07	7,55				

Видно, что имеется избыток He, N и дефицит C, а содержание остальных элементов близко к нормальному (в среднем содержание металлов от Mg до Ni повышено на 0,1 в логарифме). Гелий, азот и углерод — это элементы, участвующие в CNO-цикле, протекающем в недрах массивных звезд на стадии главной последовательности. Их аномальное содержание в атмосфере σ Cyg свидетельствует о том, что этот сверхгигант уже прошел фазу глубокого перемешивания, в результате которого продукты CNO-цикла были вынесены из звездных недр на поверхность.

5. Эволюционные параметры и потеря массы

Воспользовавшись эволюционными расчетами [58], мы нашли, что полученным для σ Cyg параметрам $T_{эф}$ и lg g соответствует масса $M=17M_{\odot}$. Отсюда следует, что радиус звезды $R=86R_{\odot}$, а ее светимость $L=1{,}2\cdot10^5L_{\odot}$, где $R_{\odot}$ и $L_{\odot}$ — радиус и светимость Солнца. Как отмечалось выше, в [27] для σ Cyg приведены несколько меньшие значения $R=50R_{\odot}$ и $L=3\cdot10^4L_{\odot}$, которые соответствуют более низкой, чем у нас, эффективной температуре.

Возраст сверхгиганта σ Cyg, оцененный нами с помощью [58], составляет около 10 млн. лет. Судя по ее эволюционному треку, эта звезда во время пребывания на начальной главной последовательности была звездой класса O с температурой $T_{эф}=34500$ K и ускорением силы тяжести на поверхности lg $g=4{,}3$.

Зная радиус звезды R и имея модель ее атмосферы, можно определить относительную протяженность атмосферы $\Delta H/R$. В качестве геометрической толщины атмосферы ΔH мы приняли разность высот H между уровнями, которым соответствуют оптические глубины $\tau_{5000}=0{,}001$ и $\tau_{5000}=10$. Именно здесь формируются и непрерывный спектр, и линии, использованные при анализе химического состава. Оказалось, что $\Delta H/R=4{,}5\%$, т. е. сферичностью атмосферных слоев вполне можно пренебречь.

Асимметричность профилей H_{α} и H_{β} в спектре σ Cyg и их смещение относительно более слабых фотосферных линий свидетельствуют об истечении вещества из звезды. Величина смещения центра H_{α} относительно линии Mg II λ6545,80 и центра H_{β} относительно линий Cr II λ4848,24 и λ4824,13 соответствует лучевой скорости 1—2 км/с. Темп потери массы $\dot{M}$ можно оценить с помощью соотношения $\dot{M}=1{,}4\cdot10^{-16}\,(L/L_{\odot})^{1{,}8}$, приведенного в [27]. Подставляя значение $L/L_{\odot}=1{,}2\cdot10^5$, найденное выше, получаем $\dot{M}=1{,}9\cdot10^{-7}\ M_{\odot}$/год.

Заключение

1. Методом моделей атмосфер для сверхгиганта σ Cyg найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{эф}=11500\pm250$ K, $\lg g=1{,}8\pm0{,}2$ и $\xi_t=8{,}5\pm1{,}0$ км/с.

2. Определено содержание 11 элементов. Обнаружены дефицит C, избыток He и N. Эти аномалии свидетельствуют о том, что звезда уже прошла фазу глубокого перемешивания и продукты CNO-цикла были вынесены из ее недр на поверхность.

3. На основании сравнения полученных значений $T_{эф}$ и $\lg g$ с эволюционными расчетами [58] оценены масса, радиус, светимость и возраст σ Cyg. Протяженность той части атмосферы, где образуется большинство спектральных линий, не превышает 5% радиуса звезды.

4. Асимметричность профилей H_α и H_β и их сдвиг на 1—2 км/с относительно более слабых линий свидетельствуют об истечении вещества из звезды. Скорость потери массы для σ Cyg по нашей оценке составляет $\dot{M}=1{,}9\cdot10^{-7}\,M_\odot$/год.

Авторы выражают благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. А. Боярчуку за полезные советы и обсуждение результатов, И. С. Саванову за предоставление данных по силам осцилляторов до их опубликования, а также Г. Н. Шараповой и Е. Н. Жигалкиной за помощь в обработке спектрограмм.

Май 1987 г.

Литература

1. *Hoffleit D.* Catalogue of bright stars. Yale Univ. obs. Third Revised Edition. New Haven (Connecticut), 1964.
2. *Campbell W. W.* // Lick Obs. Bull. 1909. Vol. 5. P. 174—176.
3. *Henroteau F.* // Publications of the Observatory. Univ. of Michigan. 1923. Vol. 3. P. 39—52.
4. *Moore J. H.* // Lick Obs. Bull. 1924. Vol. 11. P. 141—185.
5. *Moore J. H.* // Ibid. 1936. Vol. 18. P. 1—38.
6. *Guthnick P., Pavel F.* // Astron. Nachr. 1920. Bd 212. S. 167.
7. *Shajn G., Struve O.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1929. Vol. 89 P. 222—239.
8. *Abt H. A.* // Astrophys. J. 1957. Vol. 126. P. 138—151.
9. *Витриченко Э. А., Копылов И. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1962. Т. 27. С. 241—266.
10. *Huang Su-Shu* // Astrophys. J. 1953. Vol. 118. P. 285—303.
11. *Sletteback A.* // Ibid. 1954. Vol. 119. P. 146—167.
12. *Копылов И. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1960. Т. 23. С. 148—173.
13. *Cameron R. C.* // Georgetown Obs. Monog. 1966. N 21. P. 1—133.
14. *Crawford D. L., Mander J.* // Astron. J. 1966. Vol. 71. P. 114—118.
15. *Crawford D. L., Barnes J. V.* // Astron. J. 1970. Vol. 75. P. 978—998.
16. *Crawford D. L., Barnes J. V., Gibson J.* et al. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1972. Vol. 5. P. 109—128.
17. *Rosendhal J. D.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 182. P. 523—530.
18. *Rosendhal J. D.* // Ibid. 1973. Vol. 186. P. 909—937.
19. *Day R. W., Warner B.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1975. Vol. 173. P. 419—428.
20. *Warren W. H.* Jr., *Hesser J. E.* // Astrophys. Suppl. Ser. 1977. Vol. 34. P. 115—206.
21. *Palmer D. R., Walker E. N., Jones D. H. P., Wallis R. E.* // Roy. Obs. Bull. 1968. N 135. P. 385—456.
22. *Humphreys R. M.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1978. Vol. 33.P. 309—350.
23. *Ченцов Е. Л.* / Сообщ. САО. 1978. Вып. 21. С. 1—78.
24. *Batten A. H.* // Publ. Dominion Astrophys. Obs. 1967. Vol. 13. P. 119—251.
25. *Dubois P.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1982. Vol. 48. P. 375—381.
26. *Didelon P.* // Ibid. Vol. 50. P. 199—207.
27. *Odegard N., Cassinelli J. P.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 256. P. 568—577.
28. *Lorec J., Briot D., Divan L.* // Astron. and Astrophys. 1983. Vol. 126. C. 192—204.
29. *Uesugi A., Fukuda I.* Revised catalogue of stellar rotational velocities. Kyoto: Depart. Astron. Kyoto Univ., 1982.
30. *Walborn N. R.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1980. Vol. 44. P. 535—538.
31. *Волошина И. Б., Глушнева И. Н., Дорошенко В. Т.* и др. Спектрофотометрия ярких звезд. М.: Наука, 1982.
32. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
33. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest. Revised Edition. Pt. I—II, NSRDS-NBS 40. Wash., 1972.
34. *Groth H.-G.* // Ztschr. Astrophys. 1961. Bd. 51. S. 206—230.
35. *Underhill A. B., Fahey R. P.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1973. Vol. 25. P 463—486.
36. *Aller L. H., Jugaku J.* // Ibid. 1959. Vol. 4. P. 109—156.

37. *Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M.* Atomic transition probabilities. Vol. 1. Hydrogen through Neon. NSRDS-NBS 4. Wash., 1966.
38. *Lambert D. L.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1978. Vol. 182. P. 249—272.
39. *Wiese W. L., Smith M. W., Miles B. M.* Atomic transition probabilities. Vol. 2. Sodium through Calcium. NSRDS-NBS 22. Wash., 1969.
40, 41. *Саванов И. С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 71. С. 144—152.
42. *Blackwell D. E., Menon S. L., Petford A. D.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 201. P. 603—610.
43. *Roberts J. R., Andersen T., Sørensen G.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 181. P. 567—586.
44. *Боярчук А. А., Саванов И. С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 70. С. 57—128.
45. *Боярчук А. А., Саванов И. С.* // Там же. 1986. Т. 74. С. 49—69.
46. *Kurucz R. L.* // Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. 1981. N 390. P. 1—314.
47. *Biemont E., Grevesse N., Hannaford P., Lowe R. M.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 248. P. 867—873.
48. *Peters G. J.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1976. Vol. 30. P. 551—565.
49. *Kurucz R. L., Peytremann E.* // Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep. 1975. N 362. P. 401—800, 801—1219.
50. *Kurucz R. L.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. Vol. 40. P. 1—340.
51. *Любимков Л. С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1980. Т. 62. С. 44—53.
52. *Hauge ø., Engvold O.* // Inst. Theor. Astrophys. Rep. (Blindern—Oslo). 1977. N 49. P. 1—23.
53. *Любимков Л. С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1974. Т. 52. С. 49—64.
54. *Frandsen S.* // Astron. and Astrophys. 1974. Vol. 37. P. 139—144.
55. *Wolf B.* // Ibid. 1971. Vol. 10. P. 383—400.
56. *Боярчук А. А.* // Астрон. журн. 1959. Т. 36. С. 766—777.
57. *Baschek B., Scholz M., Sedlmayz E.* // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 55. P. 375—386.
58. *Brunish W. M., Truran J. W.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 256. P. 247—258.
59. *Hauck B., Mermilliod M.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. Vol. 40. P. 1—32.

УДК 524.3—85; 524.3—44

О ПРИРОДЕ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ υ Car И ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ ЕЕ ЯРКОГО КОМПОНЕНТА

З. А. Самедов

С помощью методики, разработанной в [5], определены эффективные температуры и ускорения силы тяжести для компонентов двойной системы υ Car: $T_{эф}=7600\pm350$ K, $\lg g=1,1\pm0,3$ для более яркого компонента υ Car A; $T_{эф}=23000\pm1600$ K, $\lg g=3,3\pm\pm0,1$ для слабого компонента υ Car B. Путем сравнения с эволюционными расчетами [9, 10] найдены массы, радиусы и светимости компонентов (табл. 1); их возраст составляет около 10 млн. лет. По спектральным данным [6] исследованы микротурбулентность и химический состав атмосферы υ Car A. По линиям ионов Ti II, Fe II, Cr II получена более высокая скорость микротурбулентности, чем по линиям Fe I (рис. 6). Содержание элементов определено по относительно слабым линиям; в среднем оно близко к солнечному (рис. 7).

ON THE VISUAL BINARY υ CAR AND THE CHEMICAI COMPOSITION OF ITS BRIGHTER COMPONENT, by *Z. A. Samedov.*— On the basis of the method for studying the summary spectrum of double system [5], the following values of effective temperatures and surface gravities are obtained for components of visual binary υ Car: $T_{ef}=7600\pm\pm350$ K, $\lg g=1,1\pm0,3$ for brighter component υ Car A, $T_{ef}=23000\pm1600$ K, $\lg g=3,3\pm0,1$ for fainter component υ Car B. By comparing with evolutionary calculations [9, 10] we have found masses, radii, luminosities (tabl. 1); the components age is 10^7 year.

Using spectroscopic data [6], the microturbulent velocity and the chemical composition are studied in the atmosphere of υ Car A. The analysis of Ti II, Fe II, Cr II lines showed higher values in comparison with Fe I lines (fig. 6). The element abundances are defined using relatively weak lines, on average it is close to that of the Sun (fig. 7).

Компоненты визуально-двойной системы υ Car согласно [1] расположены на угловом расстоянии $\rho=5,0''$ друг от друга, разность их звездных величин довольно велика: $\Delta m_V=3,07^m$. Поэтому получить спектры компонентов в отдельности очень трудно. Возможно, по этой причине спектральные классы компонентов, определенные в различных исследованиях, не совпадают. Например, в [1] оба компонента классифицированы как A8 Ib. В [2] на основе

спектрограмм с дисперсией 120 Å/мм определены следующие спектральные классы: A6 Ib для более яркого компонента υ Car A=HR 3890, B7 III для слабого компонента υ Car B=HR 3891. В [3] на основе спектрограмм с дисперсией 45 Å/мм для υ Car A найден спектральный класс A8, а для υ Car B—B3 III—IV. В [4] звезда υ Car A классифицирована как A5 Ib.

В настоящей статье методика, изложенная в [5], применена к двойной звезде υ Car. На основе спектроскопических данных [6], полученных по спектрограммам с дисперсией 9 Å/мм, исследована атмосфера более яркого компонента υ CarA. Расчеты основывались на моделях атмосфер [7], методика расчетов описана в [8]. Все вычисления были выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

1. Определение эффективных температур и ускорений силы тяжести компонентов

Методика исследования общего спектра компонентов двойной звезды была разработана в [5] и применена там же к звезде π Sgr (F2 II—III). Наблюдаемые спектроскопические и фотометрические данные в случае π Sgr относились к суммарному излучению обоих компонентов. В отличие от π Sgr υ Car только фотометрически неразрешенная двойная система. Методика, изложенная в [5], была распространена и на этот случай.

При определении эффективных температур и ускорений силы тяжести компонентов использован ряд способов, описанных ниже.

I. Сравнение наблюдаемого и вычисленного значений разности звездных величин Δm_V компонентов. Из [5] имеем

$$4\Delta \lg T_{эф} - \Delta \lg g + \Delta \lg \frac{M}{M_\odot} + 0{,}4\Delta m_V + 0{,}4\Delta BC = 0, \qquad (1)$$

где Δ обозначает разность между значениями параметров компонентов. Наблюдаемое значение $\Delta m_V = m_V(B) - m_V(A) = 6{,}03^m - 2{,}96^m = 3{,}07^m$ [1]. Соотношение (1) применяется следующим образом. Для эффективной температуры и ускорения силы тяжести одного из компонентов (пусть для компонента υ Car A), а также для разности ускорений силы тяжести $\Delta \lg g$ принимаются конкретные значения. С помощью эволюционных вычислений [9, 10] (принято начальное содержание гелия $Y=0{,}28$ и начальное содержание металлов $Z=0{,}02$, что в среднем соответствует звездам первого типа населения) определяется масса, а из [7] — болометрическая поправка BC, соответствующая принятым $T_{эф}$ (A), $\lg g$ (A). С помощью равенства $\lg g(B) = \lg g(A) + \Delta \lg g$ находится ускорение силы тяжести для υ Car B. Задаются некоторые значения для эффективной температуры υ Car B. Из [9, 10] и из [7] определяются соответствующие массы и болометрические поправки. Подставляя эти параметры в (1), определяем то значение эффективной температуры компонента B, при которой удовлетворяется равенство (1). Затем, фиксируя значения эффективной температуры υ Car A и разности ускорений сил тяжести, варьируем ускорение силы тяжести υ Car A и определяем соответствующую эффективную температуру для компонента B. Расчеты показывают, что значение $T_{эф}$ (B) слабо зависит от $\lg g$ (A) при заданных значениях $T_{эф}$ (A) и $\Delta \lg g$. Например, при $T_{эф}(A)=8000$ K, $\lg g(A)=1{,}0$ и $\Delta \lg g=1{,}0$ получаем $T_{эф}(B)=8650$ K; при $T_{эф}(A)=8000$ K, $\lg g(A)=1{,}5$ и $\Delta \lg g=1{,}0$ находим $T_{эф}(B)=8350$ K; при $T_{эф}(A)=8000$ K, $\lg g(A)=2{,}0$, $\Delta \lg g=1{,}0$ $T_{эф}(B)=8500$ K. Окончательно для $T_{эф}$ (B) берется среднее арифметическое полученных значений, т. е. $T_{эф}(B)=8500$ K. Далее, изменив эффективную температуру компонента A и вновь варьируя $\lg g(A)$, определяем соответствующие значения эффективной температуры для компонента B. Вся указанная выше процедура выполняется для некоторого набора значений $\Delta \lg g$ (рис. 1).

II. Сравнение наблюдаемого и вычисленного значений индекса $[c_1]$. Индекс $[c_1]$ определяется формулой $[c_1] = c_1 - 0{,}20(b-y)$. Он свободен от влияния межзвездного поглощения. Наблюдаемое значение $[c_1]$ определено при помощи данных каталога [11]; оно относится к суммарному блеску обоих компонентов.

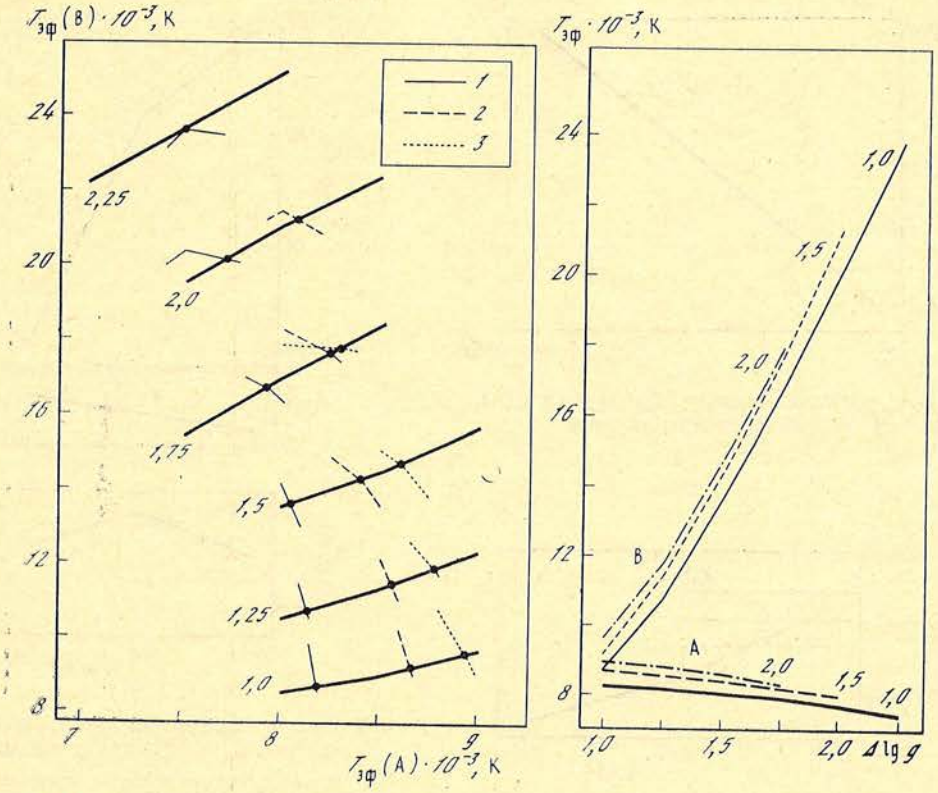


Рис. 1. Диаграмма для определения зависимости между эффективными температурами компонентов

Рядом с каждой группой линий указано соответствующее значение $\Delta \lg g$. Жирные линии построены на основании способа I. Линии *1*, *2*, *3* — на основании способа II для заданных $\lg g$ (*A*), равных соответственно 1,0; 1,5 и 2,0

Рис. 2. Зависимость $T_{эф}$(A) и $T_{эф}$(B) от $\Delta \lg g$

Рядом с каждой линией указаны заданные значения $\lg g$(A)

В дальнейшем этот индекс обозначается $[c_1]_{AB}$. Из [5] имеем

$$[c_1]_{AB}=[c_1]_A+2{,}5\lg\frac{\varphi(v_A^*-v_B^*)}{\varphi(u_A^*-u_B^*)}-2{,}5\lg\frac{\varphi(b_A^*-b_B^*)}{\varphi(v_A^*-v_B^*)}-0{,}5\lg\frac{\varphi(y_A^*-y_B^*)}{\varphi(b_A^*-b_B^*)}, \quad (2)$$

где $\varphi(x)=1+(R_B/R_A)^2\cdot 10^{x/2,5}$, $x=v_A^*-v_B^*$; . . .; $y_A^*-y_B^*$ определяется из [7]. Радиусы компонентов R_A и R_B определяются из следующих выражений:

$$\lg(R/R_\odot)=2{,}22+1/2\lg(M/M_\odot)-1/2\lg g. \quad (3)$$

Применяя процесс, подобный описанному в способе I, к соотношению (2), вновь находим эффективную температуру компонента B (см. рис. 1). Точка пересечения кривых, определенных на основании способов I и II, соответствует различным парам температур компонентов. На основе рис. 1 построена зависимость этих температур от разности ускорений сил тяжести (рис. 2).

III. Сравнение наблюдаемых и теоретических профилей бальмеровских линий. Наблюдательные спектроскопические данные [6] относятся к более яркому компоненту — к υ Car A. Сравнивая наблюдаемые и теоретические [7] профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий H_γ и H_δ, строим зависимость ускорения силы тяжести от эффективной температуры υ Car A (рис. 3). По этой зависимости находятся $T_{эф}$ (A) для заданных $\lg g$ (A). Затем из рис. 2 выбираются соответствующие $T_{эф}$(B) и $\Delta \lg g$. Из равенства $\lg g(B)=\lg g(A)+\Delta \lg g$ определяется $\lg g$(B). Найденные таким способом значения $T_{эф}$ и $\lg g$ компонентов представлены на рис. 4.

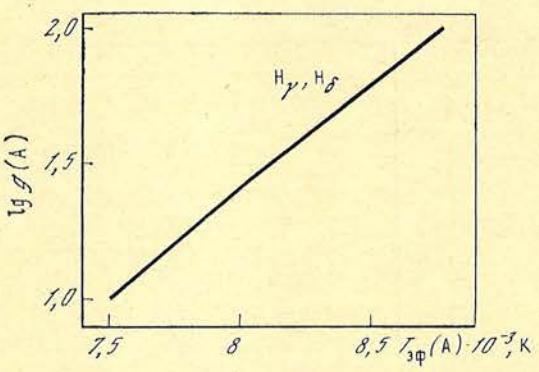


Рис. 3. Зависимость между $T_{эф}$(A) и lg g(A), найденная по бальмеровским линиям

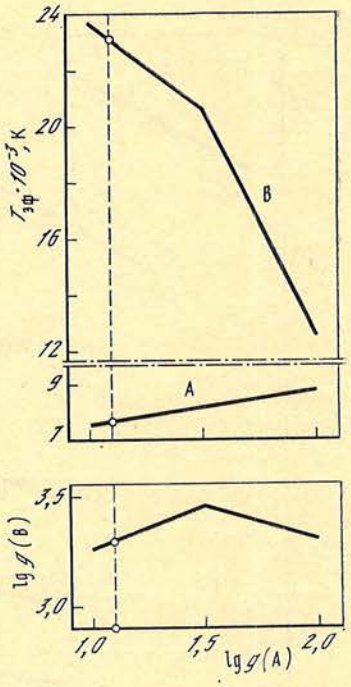


Рис. 4. Диаграмма для определения $T_{эф}$ и lg g компонентов
Кружки соответствуют принятым значениям $T_{эф}$ и lg g компонентов (см. рис. 5)

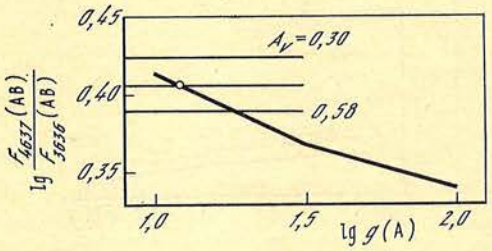


Рис. 5. Диаграмма для определения lg g(A)
Кружок соответствует принятому значению lg g(A)

IV. В качестве четвертого способа используется **сравнение наблюдаемых и вычисленных отношений потоков в двух участках непрерывного спектра** (до и после бальмеровского предела).

Наблюдаемое отношение потоков F_{4637}(AB)/F_{3636}(AB) определяется с помощью каталога [12]. Эти данные также относятся к суммарному блеску обоих компонентов. Теоретические потоки взяты из [7]. Из [5] имеем

$$\lg \frac{F_{4637}(\mathrm{AB})}{F_{3636}(\mathrm{AB})} = \lg \frac{F_{4637}(\mathrm{A}) + (R_{\mathrm{B}}/R_{\mathrm{A}})^2 F_{4637}(\mathrm{B})}{F_{3636}(\mathrm{A}) + (R_{\mathrm{B}}/R_{\mathrm{A}})^2 F_{3636}(\mathrm{B})} . \qquad (4)$$

Для значений lg g(A)=1,0; 1,5 и 2,0 вычисляется правая часть этого равенства и строится зависимость вычисленных отношений потоков от lg g(A) (рис. 5, ломаная линия). Здесь же указаны наблюдаемые отношения потоков, исправленные за межзвездное покраснение, соответствующее $A_V=0{,}30^m$ [13], $A_V=3{,}23E_{B-V}=0{,}58^m$ [2] и среднему значению $\overline{A}_V=0{,}44^m$. По наблюдаемому значению отношения потоков, исправленному за среднюю величину межзвездного покраснения $\overline{A}_V=0{,}44^m$, определяется ускорение силы тяжести компонента A: lg g(A)=1,1. Из рис. 4 находим $T_{эф}$(A)=7600 K, lg g(B)=3,3, $T_{эф}$(B)=23000 K. В итоге после оценки ошибок, вызванных ошибками измерений наблюдаемых величин Δm_V, $[c_1]$, F_{4637} (AB)/F_{3636} (AB) и W(H_γ, H_δ), получено $T_{эф}$(A)=7600±350 K, lg g(A)=1,1±0,3; $T_{эф}$(B)=23000±1600 K, lg g(B)=3,3±0,1.

С помощью [9, 10] на основе этих значений $T_{эф}$ и lg g определены массы M, из формулы (3) радиусы R, а по формуле $\lg(L/L_\odot)=-15{,}045+2\lg(R/R_\odot)+4\lg T_{эф}$ светимости L компонентов (табл. 1).

Непосредственно из расчетов [9, 10] найден возраст компонентов. Он примерно одинаков и составляет около 10 млн. лет.

Для υ Car A оценена относительная протяженность атмосферы $\Delta H/R=0{,}03$, где R — радиус υ Car A, а ΔH — геометрическая толщина атмосферы, она определяется как расстояние между глубинами $\tau_{5000}=10$ и $\tau_{5000}=0{,}001$. Видно,

Таблица 1

Фундаментальные параметры компонентов двойной системы υ Car

Компонент	$T_{эф}$, K	lg g	Sp	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$L/L_\odot$
A	7600±350	1,1±0,3	A8 Iab	18±3	196±60	(1,15±0,9)·10^5
B	23 000±1600	3,3±0,1	B2 III	15±2	14±2	(4,94±3)·10^4

что протяженность атмосферы составляет 3% радиуса звезды, поэтому при изучении компонента A можно пренебречь сферичностью атмосферы, достаточно ограничиться предположением о плоскопараллельном строении атмосферных слоев.

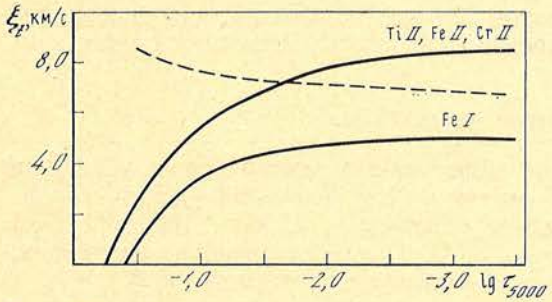
2. Анализ микротурбулентности в атмосфере υ Car A

По линиям Fe I и по линиям ионов Ti II, Fe II, Cr II была изучена микротурбулентность в атмосфере υ Car A. Напомним, что скорость микротурбулентности ξ_t подбирается так, чтобы определяемое содержание элемента не показывало хода с ростом эквивалентных ширин W_λ. Сначала предполагалось, что скорость ξ_t постоянна в атмосфере. Были найдены следующие значения для микротурбулентной скорости: 4,5 км/с по линиям Fe I, 7 км/с по линиям ионов Ti II, Fe II и Cr II.

В [14—18] было показано, что скорость микротурбулентности в атмосферах F-сверхгигантов зависит от оптической глубины τ.

Поэтому в качестве второго варианта рассмотрена зависимость $\xi_t = \xi_t(\tau_{5000})$. Расчеты показали, что для υ Car A действительно можно подобрать такое распределение микротурбулентности, при котором отсутствует систематический ход в содержании элементов с ростом W_λ. И в этом случае линии ионов Ti II, Fe II, Cr II приводят к более высоким значениям ξ_t по сравнению с линиями Fe I. Найденные распределения микротурбулентности представлены на рис. 6.

Итак, независимо от того, считать ли величину ξ_t в атмосфере υ Car A постоянной или переменной, по линиям ионов Ti II, Fe II, Cr II получается более высокая скорость микротурбулентности, чем по линиям Fe I. Аналогичное различие обнаружено и для F-сверхгигантов [14—18]. Причины такого расхождения были рассмотрены в [19], где сделан вывод, что наиболее вероятное объяснение связано с влиянием в степени ионизации отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Этот вывод подтвержден в [20]. Изменения в степени ионизации влияют практически только на концентрацию нейтральных атомов, поэтому скорость микротурбулентности, определенную по линиям ионизованных атомов, следует признать более правильной. Окончательная модель атмосферы υ Car A была пересчитана с уче-



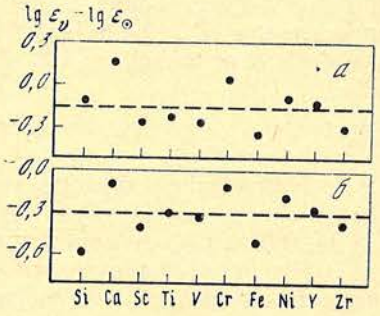


Рис. 6. Зависимость скорости микротурбулентности ξ_t от оптической глубины τ_{5000}, найденная по линиям Fe I и Ti II, Fe II, Cr II (штриховая линия — скорость звука)

Рис. 7. Различие в содержании элементов между υ Car A и Солнцем

а — при $\xi_t = \xi_t(\tau)$, *б* — при $\xi_t = 7$ км/с. Штриховые линии соответствуют средним значениям разностей Δ lgε

том турбулентного давления, соответствующего распределению $\xi_t(\tau_{5000})$, найденному по линиям Ti II, Fe II и Cr II.

На рис. 6 приведено распределение скорости звука в атмосфере υ Car A. Видно, что в атмосфере υ Car A не развивается столь заметная сверхзвуковая турбулентность, как, например, в атмосфере δ CMa(F8 Ia) [18]. Напомним, что для δ CMa уже на оптических глубинах $\tau_{5000}\sim0{,}1$ значения ξ_t превышают скорость звука.

3. Химический состав

Как показано выше, ответить однозначно на вопрос, является ли величина ξ_t постоянной или переменной в атмосфере υ Car A, не удается. Поэтому при определении химического состава рассмотрены оба варианта. Приняты скорости микротурбулентности, определенные по линиям ионизованных атомов.

Полученные результаты представлены в табл. 2. Здесь $\lg\varepsilon(\mathrm{El})=\lg(N(\mathrm{El})/N(\mathrm{H}))+12$.

Таблица 2

Химический состав атмосфер υ Car A и Солнца

Элемент	Число линий	$\lg\varepsilon_\upsilon$		$\lg\varepsilon_\odot$	Элемент	Число линий	$\lg\varepsilon_\upsilon$		$\lg\varepsilon_\odot$
		$\xi_t=\xi_t(\tau)$	$\xi_t=7$ км/с				$\xi_t=\xi_t(\tau)$	$\xi_t=7$ км/с	
Si I	1	7,49	7,01	7,65	Cr II	13	5,40	5,27	5,50
Si II	2	7,47	7,01	7,55	Fe I	16	7,33	7,13	7,60
Ca I	4	6,52	6,26	6,36	Fe II	7	7,18	7,05	7,60
Sc II	7	2,73	2,59	3,00	Ni II	2	6,13	6,02	6,21
Ti II	13	4,60	4,52	4,82	Y II	3	2,12	1,97	2,24
V II	7	3,74	3,67	4,00	Zr II	4	2,66	2,59	2,96
Cr I	3	5,79	5,58	5,61					

Для сравнения в табл. 2 дан также химический состав атмосферы Солнца, соответствующий принятой системе сил осцилляторов.

При определении химического состава мы опирались преимущественно на относительно слабые линии, потому что они мало чувствительны к ошибкам в микротурбулентности, в затухании, а также к отклонениям от ЛТР. Также не рассматривались резонансные линии, так как по ним часто получается заниженное содержание элементов (см. [21]).

На рис. 7 представлена разница в химическом составе между υ Car A и Солнцем. Видно, что в среднем $\Delta\lg\varepsilon$ составляет —0,15 при $\xi_t=\xi_t(\tau)$ и —0,3, при $\xi_t=7$ км/с. Такие небольшие различия, возможно, вызваны ошибками определения $T_{\text{эф}}(\mathrm{A})$ и $\lg g(\mathrm{A})$. Поэтому можно заключить, что содержание элемента в атмосфере υ Car A в среднем оказалось близким к солнечному.

4. Основные результаты

1. Найдены следующие значения эффективных температур и ускорений силы тяжести компонентов двойной системы υ Car: $T_{\text{эф}}=7600\pm350$ K и $\lg g=1{,}1\pm0{,}3$ для более яркого компонента υ Car A, $T_{\text{эф}}=23000\pm1600$ K и $\lg g=3{,}3\pm0{,}1$ для слабого компонента υ Car B. Путем сравнения с эволюционными расчетами [9, 10] найдены массы, радиусы, светимости (см. табл. 1) и общий возраст компонентов. Показано, что протяженность атмосферы υ Car A мала по сравнению с ее радиусом.

2. Независимо от того, считать ли скорость микротурбулентности ξ_t в атмосфере υ Car A постоянной или переменной, по линиям ионов Ti II, Fe II и Cr II получается более высокая скорость микротурбулентности, чем по

линиям Fe I. Объяснение такого расхождения связано с неучетом в степени ионизации отклонений от ЛТР (см. [19, 20]).

3. В атмосфере υ Car A не развивается столь заметная сверхзвуковая микротурбулентность, как у поздних F-сверхгигантов γ Cyg(F8 Ib), α UMi(F8 Ib — II), ρ Cas(F8 Iap) и δ CMa(F8 Ia) [14, 15, 18].

4. По относительно слабым линиям найдено содержание элементов в атмосфере υ Car A. В среднем различие химического состава Δ lg ε υ Car A и Солнца составляет —0,15 при $\xi_t = \xi_t(\tau)$ и —0,3 при $\xi_t = 7$ км/с. Такие различия можно объяснить ошибками определения $T_{эф}$(A) и lg g(A). Поэтому можно полагать, что содержание элементов в атмосфере υ Car A в среднем близко к солнечному.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Л. С. Любимкову за постоянное внимание при выполнении работы.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Hoffleit D.* Catalogue of bright stars. Yale Univ. Obs. 1982.
2. *Corbally C. J.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1984. Vol. 55. P. 657—677.
3. *Mandrini C. H., Niemela V. S.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1986. Vol. 223. P. 79—85.
4. *Garrison R. F.* // Observer's handbook. 1986. P. 162—174.
5. *Любимков Л. С., Самедов З. А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 97—114.
6. *Castley J. C., Watson R. D.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. Vol. 41. P. 397—404.
7. *Kurucz R. L.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. Vol. 40. P. 1—340.
8. *Любимков Л. С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1980. Т. 62. С. 44—53.
9. *Becker S. A.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1981. Vol. 45. P. 475—505.
10. *Brunish W. M., Truran J. W.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 256. P. 247—258.
11. *Hauck B., Mermilliod M.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. Vol. 40. P. 1—32.
12. *Алексеев Н. Л., Алексеева Г. А., Архаров А. А.* и др. // Тр. ГАО в Пулкове. 1978. Т. 83. С. 4—147.
13. *Комаров Н. С., Драгунова А. В., Керамыш В. Ф.* и др. Фотометрический и спектральный каталог ярких звезд. Киев: Наук. думка, 1979.
14. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1981. Т. 64. С. 3—12.
15. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* // Там же. 1982. Т. 66. С. 130—139.
16. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* // Астрофизика. 1982. Т. 18. С. 375—386.
17. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* // Там же. 1984. Т. 20. С. 85—98.
18. *Любимков Л. С., Самедов З. А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 72. С. 99—105.
19. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 683—697.
20. *Боярчук А. А., Любимков Л. С., Сахибуллин Н. А.* // Там же. 1985. Т. 22. С. 339—356.
21. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* // Там же. 1982. Т. 18. С. 596—608.

УДК 524.356.3

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА BY Dra. РЕЗУЛЬТАТЫ 1984—1986 ГГ.

П. Ф. Чугайнов, М. Н. Ловкая

По фотоэлектрическим наблюдениям получены спектры мощности изменений блеска BY Dra в интервале периодов от 5 мин до нескольких часов. Подтверждено существование колебаний с периодами 188±17 мин и 100±5 мин, полуамплитудами 0,002—0,005^m, и выделена еще группа колебаний с периодами 10—59 мин, полуамплитудами до 0,001^m. Предполагается, что большинство этих колебаний являются p-модами, а колебание с периодом 188 мин может быть фундаментальным колебанием.

A STUDY OF SHORT-PERIODICAL LIGHT VARIATIONS OF BY Dra, RESULTS OF 1984—1986, by *P. F. Chugainov, M. N. Lovkaya*. The power spectra in the interval of

periods from 5 minutes to several hours have been obtained from photoelectric observations of BY Dra. The existence of the oscillations with periods of 188±17 min, 100±5 min, semiamplitudes of $0.002 \div 0.005^m$ is confirmed and, moreover, a group of oscillations with periods of 10—59 min, semiamplitudes as small as 0.001^m is revealed. It is supposed that these oscillations are mainly p-modes but the oscillation with the period of 188 min may be a fundamental oscillation.

BY Dra — красная карликовая звезда, известная как вспыхивающая [1], спектрально-двойная с орбитальным периодом 5,975 сут [2], пятнистая вращающаяся звезда с изменяющимся периодом вращения, составляющим около 3,8 сут [3, 4], и рентгеновский источник, один из наиболее мощных среди красных карликовых звезд [5]. Исследования BY Dra как спектрально-двойной звезды показывают, что необычно большой эксцентриситет ее орбиты (0,36) и сравнительно большой радиус ($R > 0{,}9\ R_\odot$) главного компонента при относительно малой его массе (0,3—0,7 $M_\odot$) следует считать указаниями на то, что BY Dra является звездой, не достигшей главной последовательности, с возрастом порядка 10^8 лет [2, 6].

BY Dra — уникальный объект с очень высокой температурой короны ($2 \cdot 10^7$ К), ее рентгеновский поток изменяется с характерным временем порядка сотен и тысяч секунд, которое значительно короче орбитального и осевого периодов [5]). Хотя временны́е шкалы изменения рентгеновского потока приблизительно такие же, как у вспышек этой звезды, неизвестно, можно ли между обоими явлениями установить взаимосвязь, поскольку оптические вспышки BY Dra регистрируются очень редко — с интервалами в несколько десятков часов, а наблюдавшиеся изменения рентгеновского потока происходили непрерывно. Принято считать, что возникновение как рентгеновского излучения, так и вспышечной активности BY Dra и других вспыхивающих звезд связано с магнитными полями на этих звездах, причем наряду со вспышками можно ожидать магнитогидродинамические и магнитоакустические колебания в таких же временны́х шкалах, как у изменений рентгеновского потока. Возможно, на BY Dra происходят глобальные радиальные колебания, на что указывает теоретическое исследование [7], установившее, что звезды с массой $M \leqslant 0{,}5\ M_\odot$, не достигшие главной последовательности, находятся на пределе устойчивости фундаментального колебания и его гармоник.

Все это указывает на актуальность тщательного исследования небольших по амплитуде изменений блеска BY Dra с периодами порядка секунд, минут, часов. Колебания блеска BY Dra с периодами в десятки минут впервые были обнаружены фотоэлектрически в 1983—1984 гг. [8, 9]. Здесь нами продолжено это исследование и приводятся результаты, полученные в конце 1984 г. и в 1985—1986 гг. Предпринята попытка дать объяснение наблюдавшихся нами колебаний.

1. Наблюдения

В нашем распоряжении был пятиканальный фотоэлектрический фотометр (конструкции В. Пиирола), установленный на 125-см рефлекторе АЗТ-11. Этот фотометр одновременно измеряет потоки «звезда + фон» и «фон» в пяти полосах, близких к полосам $UBVRI$ системы Джонсона. Наблюдения BY Dra проводились по возможности непрерывно до 6 ч в ночь. Распределение их по времени определялось, во-первых, последовательным измерением блеска BY Dra через каждые 24 с и, во-вторых, небольшими перерывами через 10—30 мин на 1—2 мин для однократных измерений звезды сравнения BD +51°2408. Для каждого наблюдения BY Dra вычислялись разности звездных величин Δm по отношению к звезде сравнения с учетом дифференциальной экстинкции. Среднеквадратичные ошибки Δm не превышали $\pm 0{,}010^m$ для полосы U и $\pm 0{,}005^m$ для остальных полос. В табл. 1 указаны даты, моменты начала и конца наблюдений UT и общее число измерений в одной полосе N_s.

В журнал наблюдений и в последующий частотный анализ не включены две ночи, 13—14.03 и 28—29.04 1985 г., в которые были зарегистрированы четыре вспышки BY Dra. Даты и моменты максимумов UT этих вспышек: 13.03 22^h53^m,

Таблица 1

Серия	Дата	UT	N_s
A1	09—10.03.84 г.	20^h15^m—00^h48^m	575
A2	12—13.03.85 г.	22 28 —03 02	428
A4	31.05—01.06.85 г.	19 02 —00 13	574
B1	20—21.03.86 г.	21 38 —03 42	592
B2	21—22.03.86 г.	21 47 —02 40	572
B3	18—19.04.86 г.	21 58 —01 49	400
B4	27.04.86 г.	18 54 —20 30	177
B5	28—29.04.86 г.	19 04 —01 37	682
B6	29.04.86 г.	18 30 —22 37	480
B7	30.04.86 г.	19 50 —20 52	134
B8	17.05.86 г.	19 47 —23 02	325
B9	20—21.05.86 г.	19 00 —00 09	618
B10	22—23.05.86 г.	21 07 —22 59, 00 43 —01 02	233
B11	28—29.05.86 г.	19 22 —00 54	690
B12	29—30.05.86 г.	19 54 —20 06, 23 55 —00 42	132
B13	23—24.07.86 г.	19 06 —00 59	692
B14	24—25.07.86 г.	18 57 —00 58	703

14.03 00^h42^m, 14.03 01^h46^m, 28.04 1985 г. 21^h04^m. Их амплитуды в полосе U соответственно: 0,21; 0,11; 0,22; $0{,}31^m$.

Общее время наблюдений в эти две даты 11,6 ч. Кроме того, в опубликованные нами наблюдения BY Dra [9] тоже не были включены две ночи, 23—24.05 и 10—11.06 1984 г., когда звезда показывала вспышечную активность. Даты и моменты максимумов тех вспышек: 23.05 23^h46^m и 10.06 1984 г. 21^h51^m. Их амплитуды в полосе U соответственно 1,47 и $0{,}84^m$. Кривые блеска вспышки 23.05 1984 г. опубликованы в [10]. Таким образом, всего за 129 ч наших наблюдений было зарегистрировано шесть вспышек.

2. Частотный анализ

Частотный анализ вошедших в данное исследование временны́х рядов проводился с применением методики [11, 12], которая в точности эквивалентна совмещению методом наименьших квадратов синусоид с временно́й последовательностью, характеризующейся неравномерным распределением данных по времени. Преимущество методики [11, 12] перед другими в том, что она дает вполне строгую характеристику значимости пиков в спектре мощности — «вероятность ложной тревоги». Все применяемые нами соотношения приведены в [13]. Как и в [13], для каждой ночи наблюдений находился линейный тренд разностей величин переменной и звезды сравнения и вычитался из них.

Выводы о периодах и амплитудах колебаний блеска основаны на спектрах мощности полосы V, полученных отдельно для каждой из серий A1—B14, а также на спектрах объединенных серий B3 + B4 + B5 + B6 + B7 и B8 + + B9 + B10 + B11 + B12. Объединение временны́х рядов по нескольким ночам производилось для повышения надежности результатов. Временные ряды полос U, B не использовались из-за возможных искажений, вносимых вспышечной активностью. С другой стороны, как выяснилось из рассмотрения, спектры мощности полосы I не показывают повышения надежности определения периодов колебаний по сравнению с полосой V.

Отдельные спектры мощности V-полосы представлены на рис. 1, 2. Как видно из рис. 1, определение периодов возможно для их значений, бо́льших приблизительно 10 мин. Рис. 1 также показывает, что в спектре, полученном путем объединения наблюдений нескольких ночей, присутствуют узкие пики-спутники, вызванные суточной повторяемостью наблюдений и дополнительно затрудняющие определение положения пика. Для того чтобы уменьшить помехи,

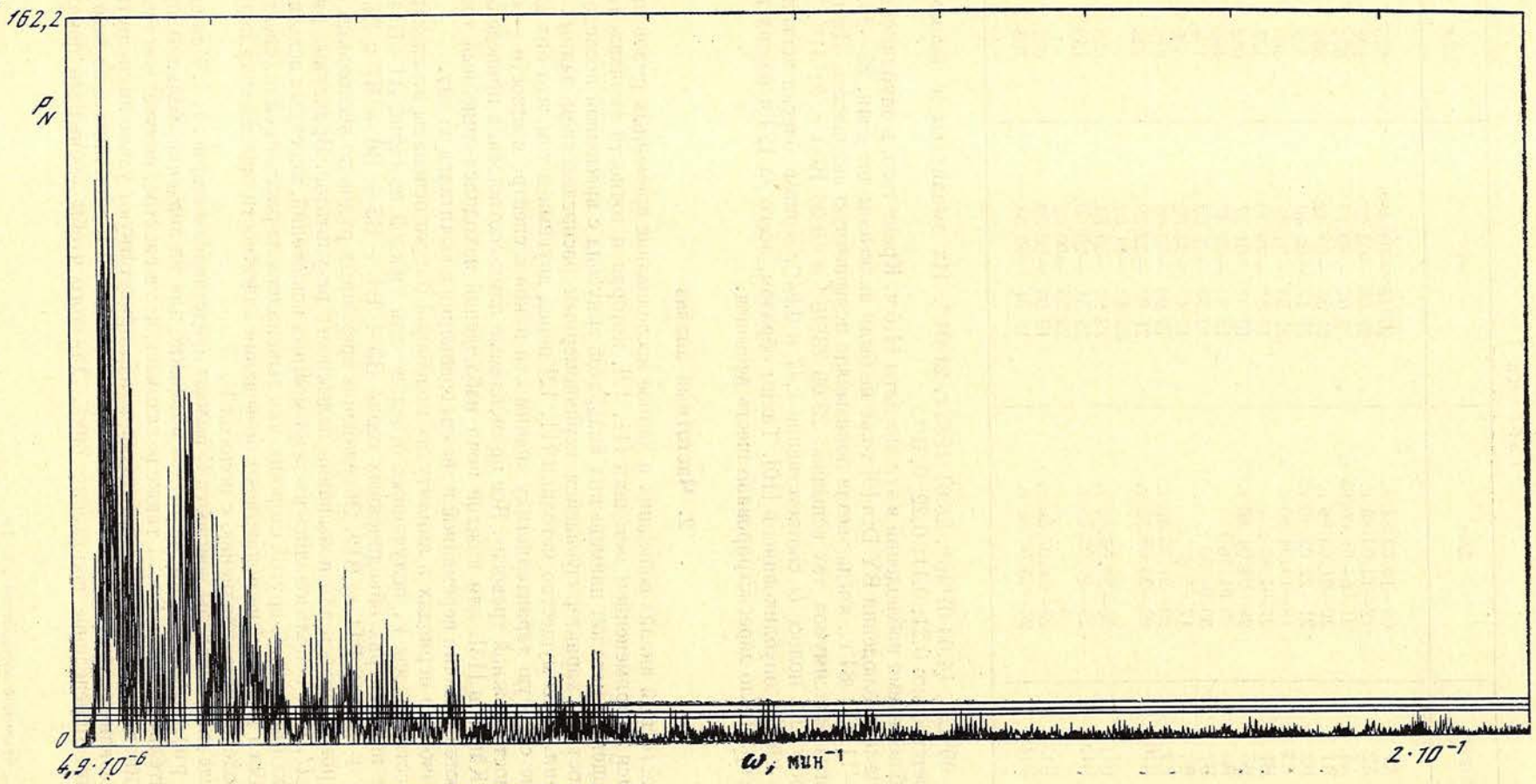


Рис. 1. Спектр мощности серий В3+В4+В5+В6+В7 [illegible]
Три горизонтальные прямые — «линии ложной тревоги» при вероятностях 0.1; 1 и 10%

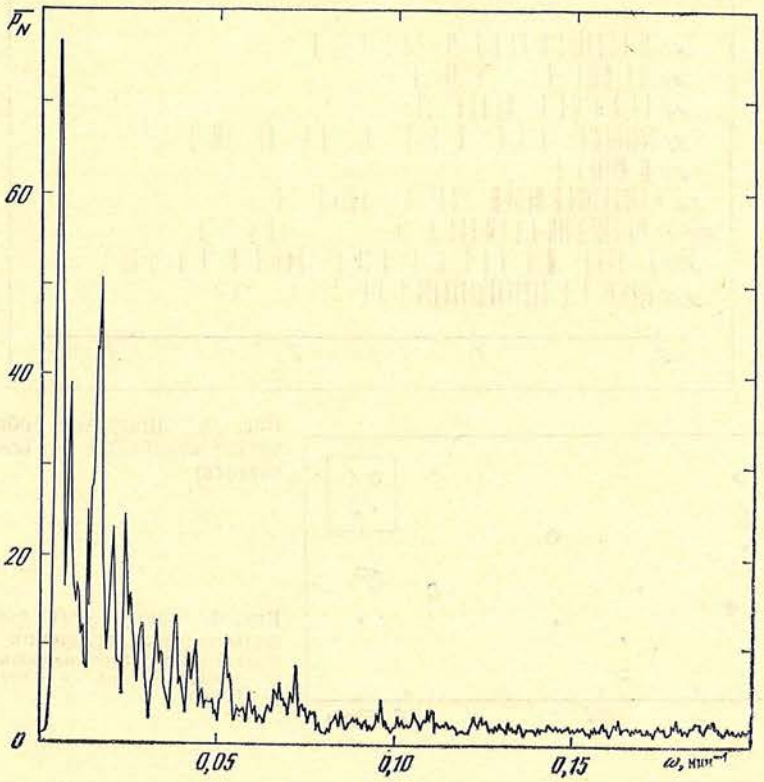


Рис. 2. Сглаженный спектр мощности серий В3+В4+В5+В6+В7

вносимые пиками-спутниками, мы проводили сглаживание спектров, как показано на рис. 2. Диаграмма найденных частот представлена на рис. 3.

Из рассмотрения найденных теперь частот и амплитуд колебаний можно заключить, что наибольшими устойчивостью обнаружения и амплитудами отличаются колебания с частотами $5{,}32\cdot10^{-3}$ мин$^{-1}$ (89 мкГц), $1\cdot10^{-2}$ мин$^{-1}$ (167 мкГц) и $1{,}7\cdot10^{-2}$ мин$^{-1}$ (283 мкГц). Соответствующие периоды — 188, 100 и 59 мин, полуамплитуды — в пределах 0,002—0,005^m. Эти колебания повторяются с отклонениями от среднего положения не более $5\cdot10^{-4}$ мин$^{-1}$ (8,5 мкГц) в 70—80% полученных спектров. Как наиболее вероятные, повторяющиеся от ночи к ночи частоты колебаний мы выделили в [8] частоты $5{,}7\cdot10^{-3}$, $9\cdot10^{-3}$, $1{,}35\times10^{-2}$ мин$^{-1}$ и в [9] частоты $5{,}7\cdot10^{-3}$ и $1{,}23\cdot10^{-2}$ мин$^{-1}$ (фильтрованные спектры), причем отмечали, что последняя из них, возможно, вызвана слиянием двух пиков с частотами $9\cdot10^{-3}$ и $1{,}35\cdot10^{-3}$ мин$^{-1}$. Таким образом, по результатам [8, 9] и данного исследования можно считать подтвержденными две частоты. Значения и ошибки определения соответствующих им периодов в минутах следующие.

Февраль — июнь 1983 г.	175±28	111±10
Сентябрь 1983 г. — июль 1984 г.	175±25	111±10
Август 1984 г. — июль 1986 г.	188±17	100±5

Прежде чем рассматривать другие пики в спектрах, которые характеризуются уменьшением полуамплитуды до 0,001^m при увеличении частоты до 10^{-1} мин$^{-1}$, отметим, что амплитуды отмеченных выше пиков вряд ли можно считать постоянными. Как видно из рис. 4, по наблюдениям 1986 г. эти амплитуды изменяются в довольно широких пределах, и, возможно, зависят от фазы периода вращения, который был определен нами независимым путем. Вероятно, эта изменяемость амплитуд является одной из причин того, что ни одно из выделенных здесь колебаний не наблюдалось нами неизменно в каждую из ночей. Другая причина будет отмечена далее при рассмотрении разрешения по частоте.

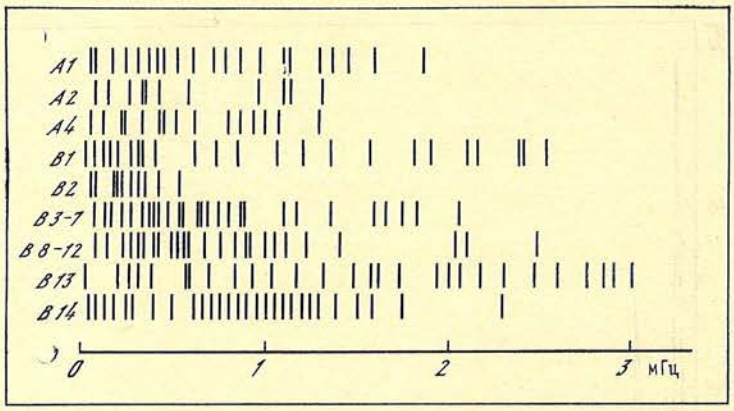


Рис. 3. Диаграмма обнаруженных частот колебаний (по оси абсцисс — частота)

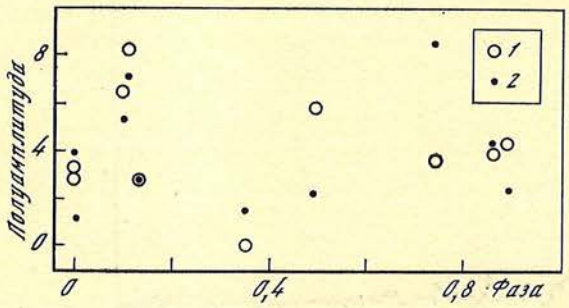


Рис. 4. Зависимость амплитуды от фазы периода вращения
Фаза 0 соответствует наибольшей видимости темного пятна. *1* — период 188 мин, 2—59 мин

Как видно из рис. 3, повторяемость положений остальных пиков хуже, чем тех, которым соответствуют 188, 100 и 59 мин. Мы пробовали исключать одно из низкочастотных колебаний (обычно 188-минутное) из исходной временной последовательности, но оказалось, что, кроме исчезновения этого пика и небольших смещений остальных пиков, других изменений спектров не происходит. Таким образом, представляется правдоподобным, что плохая повторяемость пиков вызвана двумя причинами: изменяемостью амплитуд и тем, что частоты существующих колебаний отстоят одна от другой на расстояние, близкое к полуширине полосы разрешения. Последняя, насколько можно судить по ширине пиков, могла достигать 30 мкГц.

Проведенное нами исследование изменений блеска BY Dra в 1986 г., связанных с пятнистостью и осевым вращением, позволяет сделать оценки их возможного влияния на полученные спектры мощности. Линейный тренд этих изменений, как уже было отмечено, устранялся, а возможное влияние, связанное с их нелинейностью, по нашей оценке, не превышало по полуамплитудам возникающих из-за него ложных пиков $0{,}00002^m$, т. е. было совершенно несущественным. Микровспышечная активность могла бы повлиять, если бы оказалось, что она существует. Однако в настоящее время ничего не известно о существовании у BY Dra вспышек с амплитудами в полосе U менее $0{,}1^m$, которым соответствуют вспышки в полосе $V \sim 0{,}01^m$. Интервалы времени, когда происходили вспышки с большими амплитудами, нами были исключены.

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим групповые свойства многочисленных наблюдаемых частот колебаний BY Dra. Поскольку они находятся в области p-мод, то можно предположить, что они являются p-модами, но в каждую отдельную ночь выявляются не все существующие p-моды, а лишь часть из них. Как известно [14], частоты p-мод подчиняются следующей закономерности

$$\Delta\omega_1 = \Delta\omega_0 (n + l/2 + \varepsilon),$$

где n — целые числа, $l=0, 1, 2, 3$, ε — малый поправочный член, $\Delta\omega_0$ — постоянная величина для данной звезды. При этом разность соседних по частоте p-мод $\Delta\omega_1$ — почти постоянная величина, в 2 раза меньше, чем $\Delta\omega_0$. Таким образом, наше предположение может быть проверено путем выявления статистических закономерностей в следовании наблюдаемых пиков по частоте. Мы это сделали, приняв методику, применявшуюся в [15]. Для спектров серий B3+B4+B5+B6+B7, B8+B9+ +B10+B11+B12 и B14 мы получили быстрые преобразования Фурье, кривые которых представлены на рис. 5. Крайний слева максимум на нижних двух кривых объясняется «эффектом краев» (см. [16]). Мы применяли рекомендуемую в [16] фильтрацию для устранения этого эффекта, но устранить его удалось не во всех случаях. Если бы пики на исходных спектрах следовали через постоянный интервал $\Delta\omega_1$ и все были зарегистрированы, то кроме эффекта краев в кривых рис. 5 должен был присутствовать только один максимум при $\Delta\omega=\Delta\omega_1$. При невыполнении указанного условия могут появляться и другие максимумы в кривых преобразования Фурье (см. [15]), и они присутствуют на рис. 5. Можно, однако, предположить, что максимум при 41,7 мкГц, присутствующий на всех трех кривых рис. 5, является искомым, а остальные — его гармоники, вызванные тем, что многие из существующих колебаний были пропущены, и, кроме того, тем, что амплитуды пиков на исходных спектрах монотонно уменьшаются с увеличением частоты.

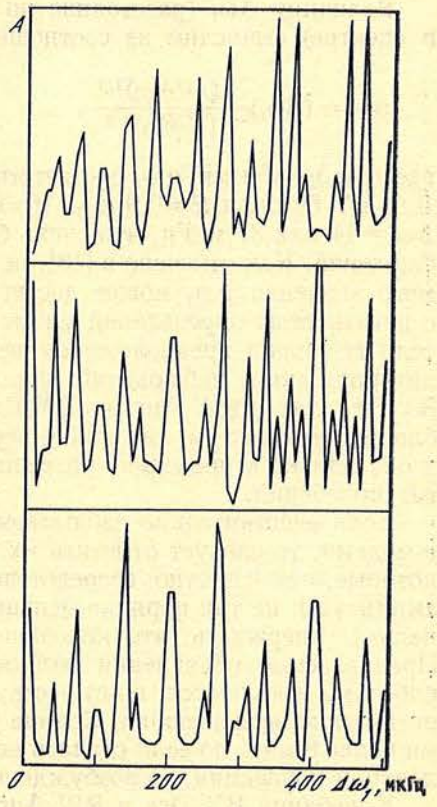


Рис. 5. Кривые преобразований Фурье (по оси ординат — амплитуда в относительных единицах)

Таблица 2

Мода	$R=0{,}9\ R_\odot$, $M=0{,}3\ M_\odot$			$R=1{,}2\ R_\odot$, $M=0{,}5\ M_\odot$		
	$\nu=1{,}5$	$\nu=2$	$\nu=3$	$\nu=1{,}5$	$\nu=2$	$\nu=3$
p_2	54	53	50	64	63	60
p_1	81	76	67	96	91	79
f	179	147	91	213	176	109
g_1	—	346	117	—	412	140
g_2	—	501	154	—	598	184
F	158	130	85	188	155	102

Для сравнения рассмотрим также периоды колебаний для политропных моделей [14] с показателями γ от 1,5 до 3,0. Согласно [2] у BY Dra радиус $R>$ $>0{,}9\ R_\odot$, наибольшее возможное значение $1{,}4\ R_\odot$, а масса определяется неуверенно, ее значения могут быть в пределах 0,3—0,7 $M_\odot$. Как видно из табл. 2, в которой приведены периоды мод p_2, p_1, f, g_1, g_2 в минутах, при радиусах и массах $0{,}9\ R_\odot$, $0{,}3\ M_\odot$ или $1{,}2\ R_\odot$, $0{,}5\ M_\odot$ наблюдавшиеся нами у BY Dra колебания можно отождествить с фундаментальным колебанием и p-модами.

Величину $\Delta\omega_1$ (расстояние по частоте между последовательными пиками в спектре) вычислим из соотношения

$$\Delta\omega_1 = (\Delta\omega_1)_\odot \frac{(M/M_\odot)^{1/2}}{(R/R_\odot)^{3/2}},$$

где $(\Delta\omega_1)_\odot = 69$ мкГц — соответствующее значение для солнечных p-мод [17]. Для BY Dra при $R=0{,}9\ R_\odot$, $M=0{,}3\ M_\odot$ или $R=1{,}2R_\odot$, $M=0{,}5\ M_\odot$ получим $\Delta\omega_1=44$ или 37 мкГц, что очень близко к значению, найденному нами из наблюдений. Как отмечено в [13], неуверенность в теоретической оценке ожидаемого значения $\Delta\omega_1$ может достигать 15%. Основная неуверенность связана с неточностью определений массы и радиуса BY Dra из наблюдений. Однако если все наши предположения верны, то можно отметить сходство в нашей интерпретации наблюдений короткопериодических изменений блеска как BY Dra, так и RW Aur, но BY Dra следует считать более «трудным» для наблюдений объектом, так как у нее $\Delta\omega_1$ получается меньшим, чем у RW Aur, и оно близко к предельно разрешаемой по нашим наблюдениям разности частот колебаний.

Если действительно наблюдаемые колебания BY Dra и RW Aur являются p-модами, то следует отметить их существенные отличия от солнечных p-мод, которые, как известно, сосредоточены в более узком интервале частот и имеют амплитуды, на три порядка меньшие. Однако на одном только этом основании нельзя утверждать, что колебания BY Dra вообще не являются p-модами. Предлагаемые объяснения возбуждения солнечных p-мод недостаточно разработаны и являются, по существу, полуэмпирическими. Как показывают теоретические исследования, Солнце устойчиво к p-модам колебаний с периодами более 6 мин, но если сделать некоторые предположения о характере турбулентной конвекции, то возбуждение p-мод может быть объяснено [18, 19].

Колебания BY Dra и RW Aur с периодами в десятки минут — в рамках теории [19] представляют интерес, так как они могут быть вызваны сравнительно глубокими конвективными вихрями. Желательно провести на основе [19] расчеты энергий конвективных вихрей и амплитуд колебаний.

Имея в виду, что напряженность магнитного поля на BY Dra, вероятно, большая [5], рассмотрим возможное влияние магнитного поля на наблюдаемые колебания блеска, основываясь при этом на выводах теоретического исследования [20]. Вследствие того, что мы наблюдаем усредненное по диску излучение звезды, p-моды колебаний с высокими l, вызывающие большое число максимумов и минимумов яркости на диске, тоже усредняются и не могут быть обнаружены. С другой стороны, при малом l с увеличением n, как известно, p-моды становятся все более близкими к радиальным колебаниям, которые, как показано в [20], вблизи поверхности звезды при наличии магнитного поля превращаются в движения вдоль силовых линий магнитного поля. Таким образом, при несовпадении магнитных полюсов с полюсами вращения звезды амплитуда колебаний блеска, обусловленных p-модами, будет изменяющейся с периодом вращения, с максимумом, совпадающим с моментом, когда магнитный полюс направлен к наблюдателю. Аналогичные заключения могут быть сделаны на основании [20] и в отношении чисто радиальных пульсаций, т. е. F-колебания, которое, как нами указано, возможно, присутствует у BY Dra. Подобная модель магнитного пульсатора в применении к p-модам у Ap-звезд рассмотрена в [21, 22]. Поскольку магнитный диполь вряд ли описывает конфигурацию магнитного поля на BY Dra, являющуюся, вероятно, более сложной, то, следовательно, по сравнению с магнитными звездами у BY Dra можно ожидать более сложную зависимость амплитуды колебаний от фазы.

В заключение следует сказать, что сходство BY Dra и RW Aur, состоящее не только в том, что они показывают сходные короткопериодические колебания, но и в том, что они являются звездами, не достигшими главной последовательности, а также необычность их колебаний позволяют нам сделать вывод о возможном выделении нового по характеру возбуждения вида нестабильности звезд.

Май 1987 г.

Литература

1. *Popper D. M.* // Publ. Asiron. Soc. Pacific. 1953. Vol. 65. P. 278.
2. *Vogt S. S., Fekel F.* // Astrophys. J. 1979. Vol. 234. P. 958.
3. *Chugainov P. F.* // Inform. Bull. Var. Stars. 1966. N 122.
4. *Чугайнов П. Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1974. Т. 52. С. 3.
5. *Golub L.* // Activity in Red-Dwarf Stars. Proc. 71 Coll. IAU/Eds. P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983. P. 83.
6. *Koch R. H., Hrivnak B. J.* // Astron. J. 1981. Vol. 86. P. 438.
7. *Gabriel M., Grossman A. S.* // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 54. P. 283.
8. *Chugainov P. F.* // Inform. Bull. Var. Stars. 1984. N 2471.
9. *Чугайнов П. Ф., Ловкая М. Н.* // Вспыхивающие звезды и родственные объекты/ Под ред. Л. В. Мирзояна. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986. С. 52.
10. *Чугайнов П. Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. Т. 76.
11. *Scargle J. I.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 263. P. 835.
12. *Horne J. H., Baliunas S. L.* // Ibid. 1986. Vol. 302. P. 757.
13. *Чугайнов П. Ф., Ловкая М. Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. Т. 78.
14. *Cox J. P.* Theory of Stellar Pulsation. Princenton: Univ. Press, 1980.
15. *Fossat E., Grec G., Gelly B., Decanini Y.* // C. r. Acad. Sci. P., 1984. Vol. 299. Ser. II, N 1. P. 17.
16. *Brault J. W., White O. R.* // Astron. and Astrophys. 1971. Vol. 13. P. 169.
17. *Fossat E.* // Proc. ESA Workshop on Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics, Garmisch-Partenkirchen, 1985. P. 209.
18. *Goldreich P., Keeley D. A.* // Astrophys. J. 1977. Vol. 211. P. 934.
19. *Goldreich P., Keeley D. A.* // Ibid. 1977. Vol. 212. P. 243.
20. *Campbell C. G., Papaloizou J. C. B.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1986. Vol. 220. P. 577.
21. *Kurtz D. W.* // Ibid. 1982. Vol. 200. P. 807.
22. *Kurtz D. W., Schneider H., Weiss W. W.* // Ibid. 1985. Vol. 215. P. 77.

УДК 524.388.6

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ $3\cdot10^{-7}$ С НА 6-М ТЕЛЕСКОПЕ

Г. М. Бескин*, Р. Е. Гершберг, С. И. Неизвестный*, В. Л. Плахотниченко*, Л. А. Пустильник*, В. Ф. Шварцман*

В 1982—1985 гг. на 6-м телескопе САО АН СССР был проведен цикл электрофотометрических наблюдений восьми вспыхивающих звезд типа UV Кита с временным разрешением $3\cdot10^{-7}$ с. За 35 ч патрульных наблюдений с помощью измерительного комплекса МАНИЯ зарегистрировано около 120 вспышек, главным образом на V577 Mon, Wolf 424=FL Vir, CN Leo и UV Cet. Излагается методика наблюдений и статистической обработки полученных данных. Основные результаты исследования таковы: 1) во вспышках не обнаружена тонкая структура в диапазоне 10^{-6}—10^{-1} с; 2) минимальные интервалы значимых вариаций блеска составляют 0,3—0,8 с, они характеризуют длительность фазы быстрого возгорания вспышек, эти величины согласуются с представлениями газодинамической модели вспышек; 3) продолжительность значимых деталей в максимуме и на спаде кривых блеска вспышек заведомо превышает 0,5 с; 4) обнаружены вспышки с полной длительностью в несколько секунд, фаза затухания таких быстрых событий определяется временем релаксации нагретого во вспышке газа; 5) энергетика самых слабых из зарегистрированных нами вспышек сравнима с энергетикой солнечных субвспышек; 6) верхний предел на суммарную мощность микровспышек не превышает усредненную по времени мощность индивидуально регистрируемых вспышек, так что нет оснований считать, что микровспышки играют решающую роль в нагреве звездных корон.

PHOTOMETRICAL INVESTIGATIONS OF THE UV CET TYPE FLARE STARS WITH THE 3×10^{-7} SEC TIME RESOLUTION AT THE 6-METRE TELESCOPE, by *G. M. Beskin, R. E. Gershberg, S. I. Neizvestnyj, V. L. Plakhotnichenko, L. A. Pustil'nik, V. F. Shvartsman.*— In 1982—85 electrophotometrical observations of 8 flare stars of the UV Cet type have been carried out with the 3×10^{-7} sec time resolution at the 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory. Using the apparatus and program complex MANIA during 35 hours of patrol observations, we have registered about 120 stellar flares, mainly

* Сотрудники Специальной астрофизической обсерватории АН СССР.

at V577 Mon, Wolf 424=FL Vir, CN Leo and UV Cet. The methods of observations and statistical treatment of data are given. The main results are as follows: 1) no fine structure within the time scale 10^{-6}—10^{-1} s is found in flares; 2) the shortest times of statistically significant brightness variations are 0.3—0.8 s and inherent in a phase of a fast flaring up; these values fit the prediction of the gasodynamical model of flares; 3) the life time of significant details at maxima and descending branches of flare light curves reliably exceed 0.5 s; 4) the flares with a total duration of several seconds are registered, their fading phases seem to be determined by a relaxation time of matter heated in a flare; 5) the energetics of the faintest flares registered in our observations is compatible with the energetics of the solar subflares; 6) the upper limit of a total power of stellar microflares is less than the time averaged power of flares which are individually registered and therefore there is no reason to suggest that microflares play the main role in stellar corona heating.

Вспыхивающие звезды типа UV Кита — это красные карликовые переменные, наиболее многочисленный тип звезд в Галактике. Физическая природа переменности таких звезд идентична природе солнечной активности, и источником энергии звездных и солнечных спорадических вспышек — наиболее впечатляющего проявления звездной переменности этого типа — является, по-видимому, диссипация локальных магнитных полей в активных областях. Однако конкретные механизмы преобразования энергии таких полей в излучение в различных диапазонах электромагнитного спектра однозначно еще не установлены. Значительное разнообразие процессов — радиативных тепловых и нетепловых, плазменных, гидродинамических,— наблюдаемых во время вспышек на Солнце, наводит на мысль о столь же богатом физическом содержании механизмов звездных вспышек, тем более, что среди них встречаются события, на два-четыре порядка величины превосходящие по энергетике самые мощные солнечные вспышки.

В результате патрульных наблюдений на многих обсерваториях к настоящему времени получено более 2000 фотоэлектрических кривых блеска вспышек звезд типа UV Кита, эти данные обнаруживают значительное разнообразие временны́х характеристик звездных вспышек: их полная длительность заключена в диапазоне от секунд до часов, а фаза быстрого возгорания — от секунд до десятка минут. Существенно, однако, что практически все патрульные наблюдения вспыхивающих звезд были выполнены и продолжают выполняться с временны́м разрешением не лучше секунды; поэтому имеющиеся данные о самых быстрых вариациях блеска этих объектов могут быть систематически искажены. Но характерное время именно для самых быстрых вариаций блеска содержит важную информацию о физической природе наблюдаемого излучения.

Действительно, в случае реализации нетепловых некогерентных механизмов генерации оптических вспышек их кривые блеска могут иметь детали с минимальными временами $\Delta t = l/c$, где l — минимальный размер излучающей области и c — скорость света; полагая $l = 0{,}1R_*$, получаем $\Delta t \sim 10^{-2}$—10^{-1} с. Для нетепловых когерентных механизмов $\Delta t = (l/\tau_{инд})/c \sim 10^{-6}$—$10^{-2}$ с, где $\tau_{инд} = 10^1$—10^4 — оптическая толща излучающей области по когерентным процессам. Для тепловых механизмов генерации оптических вспышек минимальное время вариаций интенсивности составляет $\Delta t = H/V \sim 0{,}1$—$1$ с, где H — высота однородной атмосферы в области излучения и V — скорость распространения сильного гидродинамического возмущения в этой области [1]. Таким образом, прямое измерение минимальных времен значимых вариаций блеска в звездных вспышках может дать важные сведения о природе излучения таких вспышек, и это обстоятельство стимулирует фотометрические исследования вспыхивающих звезд с высоким временны́м разрешением.

Впервые — в связи с альтернативой однократного или длительного выделения энергии в звездных вспышках — на принципиальную важность скоростной фотометрии вспыхивающих звезд (в. з.) обратил внимание Моффетт [2]. Однако его вывод о том, что обычно регистрируемые кривые блеска оптических вспышек являются суперпозициями большого числа отдельных всплесков длительностью в десятки миллисекунд, вызвал серьезные сомнения [3] и не был подтвержден последующими наблюдениями [4]. С другой стороны, в радиодиапазоне на фоне плавного развития радиовспышки AD Leo действительно были зарегистрированы отдельные быстрые всплески с полной длительностью $\lesssim 0{,}2$ с, яркостной температурой около 10^{14} К и почти со 100%-ной круговой поляри-

зацией [5]; очевидно, что для интерпретации таких явлений необходимо привлечение нетепловых когерентных механизмов радиоизлучения.

Заметное повышение временнóго разрешения при регистрации блеска в. з. в ходе традиционных патрульных наблюдений не представляет принципиальных технических трудностей. Но такие наблюдения проводятся обычно на телескопах диаметром не более метра, и, поскольку в. з.— объекты сравнительно слабые, повышение временнóго разрешения не дает при этом реального информационного выигрыша, так как при малых постоянных времени квантовые флуктуации регистрируемого потока становятся доминирующими. Таким образом, для эффективной фотометрии в. з. с высоким временны́м разрешением необходим крупный телескоп. Шестиметровый телескоп БТА Специальной астрофизической обсерватории АН СССР, который оснащен аппаратурно-программным комплексом МАНИЯ [6], позволяющим вести наблюдения с временны́м разрешением до долей микросекунды, является в настоящее время лучшим инструментом для решения такой задачи.

Систематические наблюдения в. з. типа UV Кита проводились нами на 6-м телескопе в 1982—1985 гг., некоторые результаты этих исследований изложены в кратких публикациях Бескина и др. [7—9]. В настоящей работе мы даем полное описание полученных данных наблюдений и результаты физического анализа отдельных вспышек и статистических свойств их совокупности.

1. Методика и результаты наблюдений

Наблюдения в. з. проводились нами на 6-м телескопе с помощью комплекса МАНИЯ (многоканальный анализ наносекундных изменений яркости), состоящего из одноканального электрофотометра, который установлен в первичном фокусе телескопа, и специализированного преобразователя «время — код», работающего на линии с ЭВМ СМ-4 [10, 11]. В стандартном режиме наблюдений моменты регистрации отдельных фотонов кодировались и заносились в оперативную память ЭВМ и затем записывались на магнитную ленту. Точность измерения моментов прихода фотонов $5\cdot10^{-8}$ с, временнóе разрешение комплекса $3\cdot10^{-7}$ с, максимальный поток, регистрируемый без искажений, 15000 отсчетов в секунду. При работе с большими потоками применялся так называемый режим пересчета, в котором регистрировался приход каждого k-го фотона. Благодаря регистрации моментов прихода каждого фотона не теряется информация о переменности на самых малых временах и сохраняется возможность построить классическую кривую блеска с более грубым временны́м разрешением.

Первые пробные наблюдения вспыхивающей звезды типа UV Кита — YZ CMi — по описанной методике были проведены нами на БТА 04/05.01 1982 г. в довольно неблагоприятных условиях: изображения достигали 10″, использовалась диафрагма диаметром 24″, фаза Луны была близка к 0,5, яркость фона неба была высока. Непрерывная запись блеска звезды была проведена в течение двух коротких временны́х интервалов, когда ветер несколько ослабел и можно было открыть купол БТА. В течение первого интервала продолжительностью 34 мин наблюдения велись в полосе B, за этот период на кривой блеска не было обнаружено сколько-нибудь заметного поярчания звезды. Во время второго интервала, продолжительностью 45 мин, регистрация блеска звезды проводилась в полосе U, в этот период была зарегистрирована вспышка с довольно сложной кривой блеска (рис. 1). К сожалению, через несколько минут

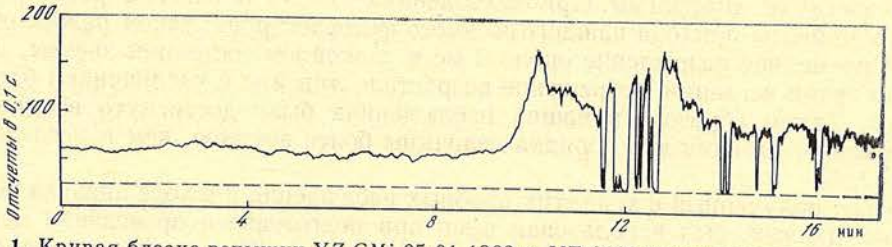


Рис. 1. Кривая блеска вспышки YZ CMi 05.01 1982 г. UT 0106 (штриховая прямая — уровень фона)

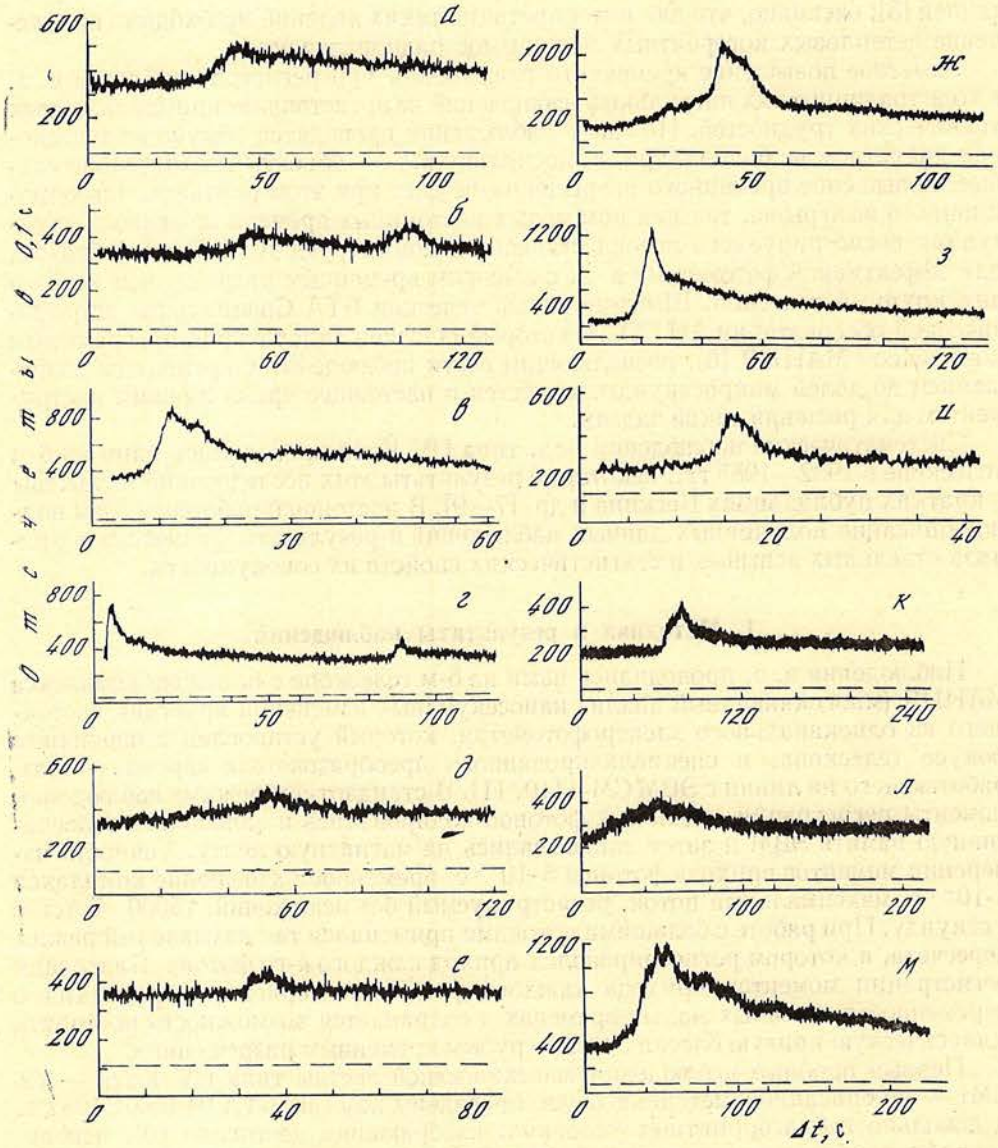
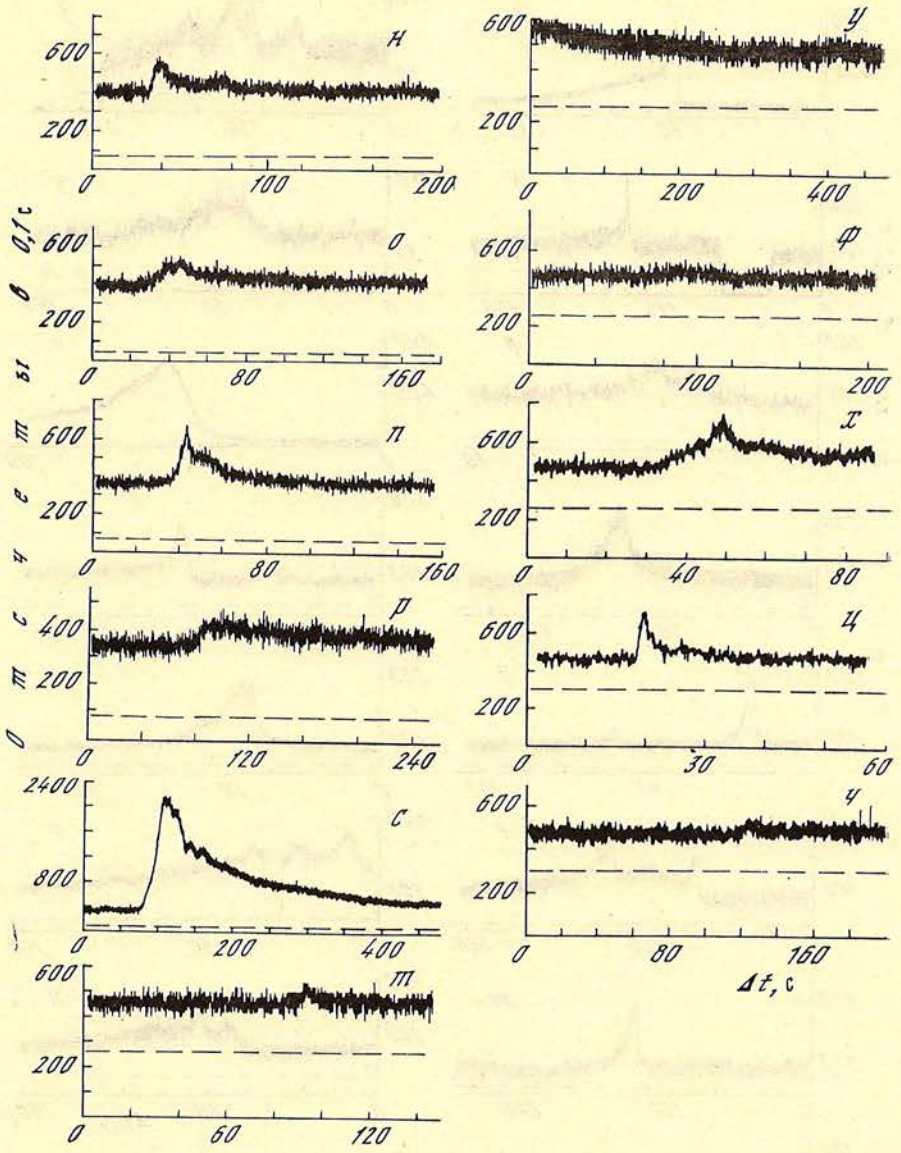


Рис. 2. Кривые блеска вспышек V577 Mon

а — 23.12.82 UT 2030, *б* — 23.12.82 UT 2055, *в* — 23.12.82. UT 2124, *г* — 23.12.82 UT 2204+06, *д* — 24.12.82 UT 1910, *е* — 24.12.82 UT 1925, *ж* — 24.12.82 UT 2053, *з* — 19.03.83 UT 1903, *и* — 11.12.83 UT 2352, *к* — 19.12.84 UT 2259, *л* — 20.12.84 UT 0002, *м* — 17.01.85 UT 2000, *н* — 17.01.85 UT 2024, *о* — 17.01.85 UT 2041, *п* — 17.01.85 UT 2055, *р* — 18.01.85 UT 2040, *с* — 18.01.85 UT 2115+16, *т* — 03.03.85 UT 1711, *у* — 03.03.85 UT 1731+38, *ф* — 03.03.85 UT 1811, *х* — 03.03.85 UT 1822, *ц* — 03.03.85, UT 1854, *ч* — 03.03.85 UT 1902

после максимума вспышки начались резкие порывы ветра, которые «выбрасывали» звезду из диафрагмы. При наблюдениях YZ CMi в полосе *U* регистрировались моменты прихода каждого восьмого фотоэлектрона; такой режим обеспечил временнóе разрешение около 2 мс в спокойном состоянии звезды, причем во время вспышки разрешение возрастало линейно с увеличением блеска звезды. Таким образом, в наших наблюдениях было достигнуто временнóе разрешение, на один-два порядка величины более высокое, чем в исследованиях [2, 4].

Опыт, полученный в ходе этих пробных наблюдений и в ходе анализа полученных данных, был использован нами при подготовке и проведении последующих сеансов патрульных наблюдений блеска в. з. В дальнейшем, как правило, наблюдения проводились в полосе *U* в стандартном режиме. Размеры



звездных изображений составляли от 3 до 7″, при этом применялись диафрагмы диаметром от 9 до 17″. Скорости счета вне вспышек составляли от 500 до 8000 отсчетов в секунду, исследуемые объекты были в 2—4 раза ярче фона неба (в зависимости от размера диафрагмы и фазы Луны). Массивы отсчетов, накопленные в ходе наиболее мощных вспышек,— как правило, с амплитудой больше 2^m,— записывались на магнитную ленту для дальнейшего детального статистического анализа.

Перечень наблюдавшихся нами восьми в. з., общее время патрулирования каждой из них в полосах U и B и число зарегистрированных при этом вспышек даны в табл. 1. Полная продолжительность наших наблюдений всех в. з. составила около 35 ч, за это время было зарегистрировано 118 вспышек, 73 из них были записаны на магнитную ленту. Традиционные кривые блеска этих вспышек, построенные с временны́м разрешением 0,1 с, представлены на рис. 2—5: штриховая прямая для каждой кривой блеска соответствует уровню фона. В табл. 2 приведен журнал наблюдений, а в табл. 3 — моменты максимумов блеска зарегистрированных вспышек, их временны́е и энергетические характеристики: полная длительность возгорания вспышки $t_в$ до максимума

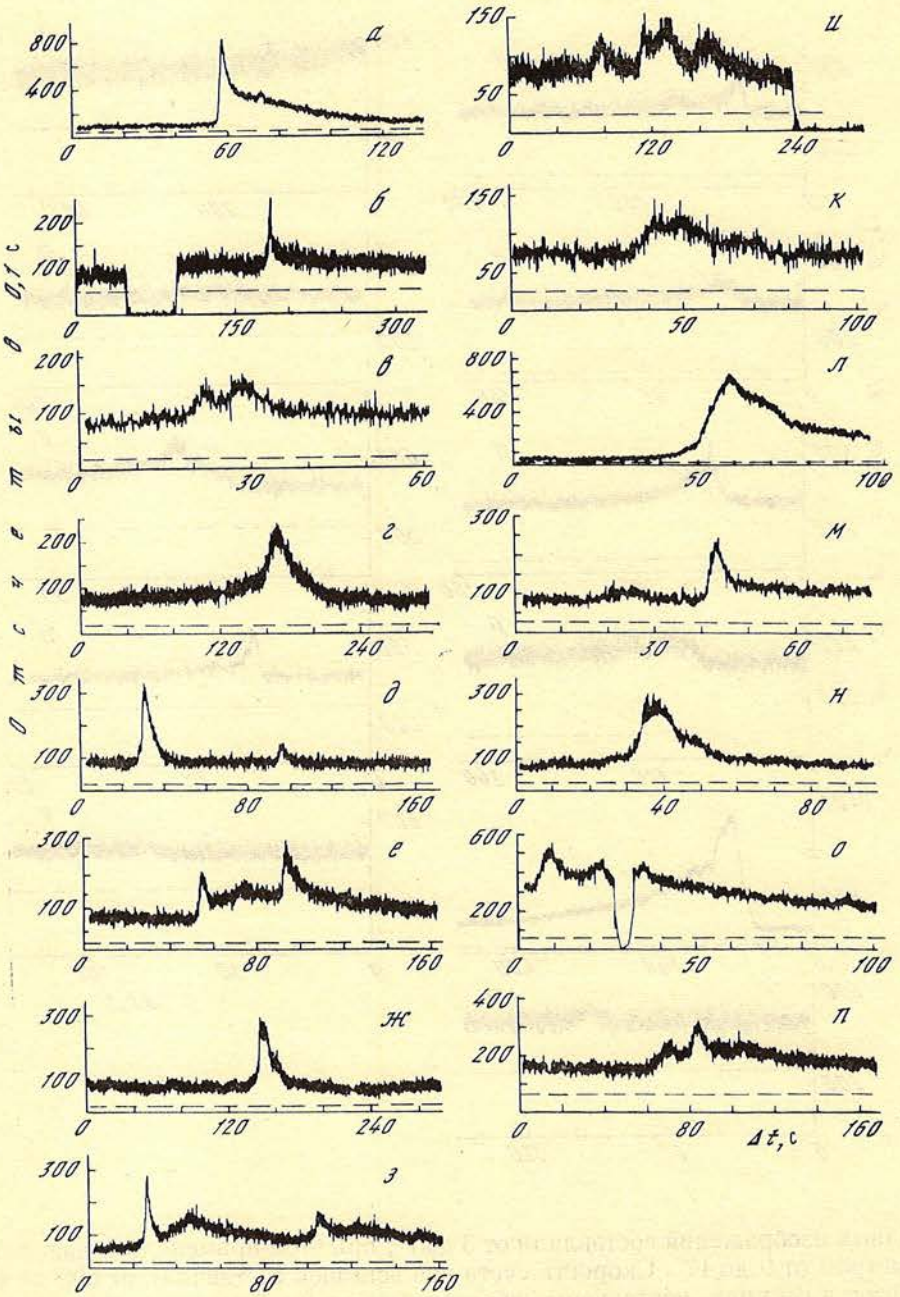


Рис. 3. Кривые блеска вспышек Wolf 424=FL Vir

а — 19.03.83 UT 1958, *б* — 19.03.83 UT 2026, *в* — 26.02.84 UT 2353, *г* — 27.02.84 UT 0001, *д* — 27.02.84 UT 0010+11, *е* — 27.02.84 UT 0017+18, *ж* — 27.02.84 UT 0104, *з* — 27.02.84 UT 0205+06, *и* — 27.02.84 UT 2141+43, *к* — 27.02.84 UT 2253, *л* — 27.02.84 UT 2301, *м* — 27.02.84 UT 2329, *н* — 28.02.84 UT 0026, *о* — 28.02.84 UT 0050, *п* — 28.02.84 UT 0121

блеска, полная длительность затухания вспышки t_a, ее эквивалентная продолжительность P и амплитуда Δm. Количественные параметры вспышек, приведенные в табл. 3, определялись, как правило, по кривым блеска, построенным с временны́м разрешением 1,1 с; звездочками в этой таблице обозначены вспышки, записанные на магнитную ленту, в примечаниях отмечены качественные особенности некоторых кривых блеска. Поскольку не существует четкого критерия для разделения двух близких по времени вспышек с простыми кривыми блеска и одной вспышки со вторичным максимумом блеска, то, как видно на

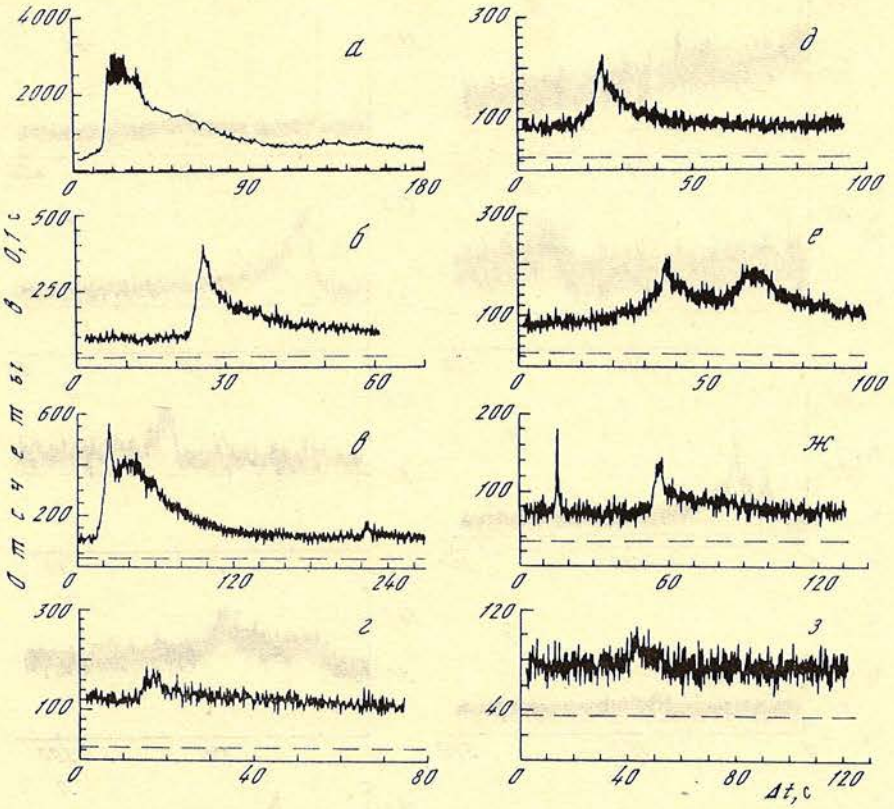


Рис. 4. Кривые блеска вспышек UV Cet

а — 18.12.84 UT 1607+09, *б* — 18.12.84 UT 1645, *в* — 18.12.84 UT 1653+57, *г* — 18.12.84 UT 1714, *д* — 18.12.84 UT 1741, *е* — 18.12.84 UT 1743, *ж* — 18.12.84 UT 1809+10, *з* — 18.12.84 UT 1815

рисунках, указанные выше числа зарегистрированных вспышек могут быть завышены или занижены на несколько единиц. Несколько вспышек с заметными амплитудами были обнаружены при визуальном контроле скорости счета по

Таблица 1

Общее время патрульных наблюдений вспыхивающих звезд типа UV Кита на 6-м телескопе и число зарегистрированных вспышек

Звезда	Спектральная область наблюдений	Звездная величина	Общее время наблюдений	Число зарегистрированных вспышек **
YZ CMi = Gl 285	B	12,8^m	34^m	0
	U	13,8	45	1 (1)
HU Del = Gl 791.2	B	14,7	2^{h}35^m	2 (0)
GQ And = Gl 15 B	U	14,2	45	0
V 577 Mon = Gl 234 AB	U	14,0	12 54	36 (26)
	B	12,8	55	0
EQ Peg * = Gl 896 AB	U	12,7	48	4 (0)
Wolf 424 = Gl 473 AB	U	15,5	9 28	43 (22)
UV Cet * = Gl 65 AB	U	14,9	2 29	16 (11)
CN Leo = Gl 406	U	16,9	3 31	14 (13)
	B	15,6	24	2 (0)
Всего			35^{h}08^m	118 (73)

* Строго говоря, это обозначение относится только к слабому компоненту визуально двойной системы; фотометрический патруль, как и при наблюдениях V 577 Mon и Wolf 424, проводился по суммарному блеску обоих компонентов.

** В скобках указано число вспышек, записанных на магнитную ленту.

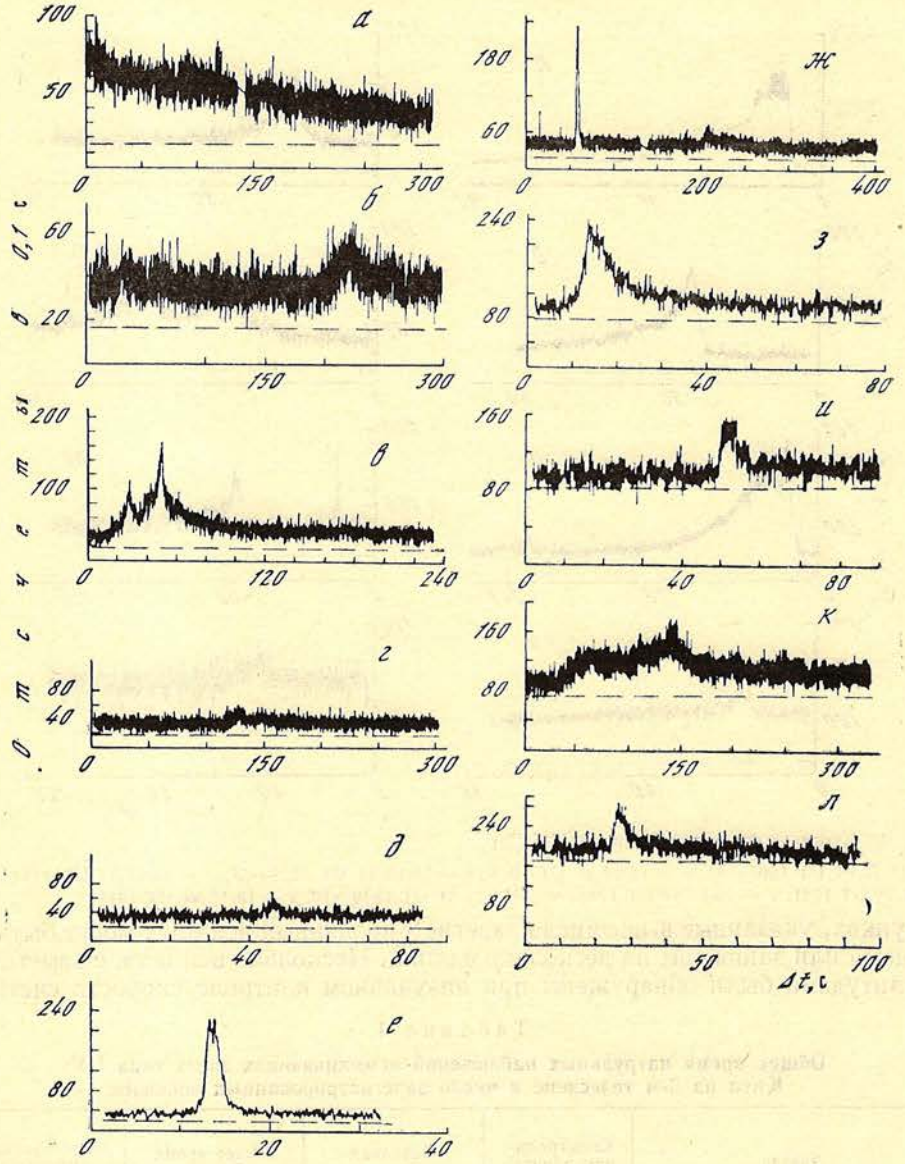


Рис. 5. Кривые блеска вспышек CN Leo
а — 19.01.85 UT 0212, *б* — 19.01.85 UT 0222+25, *в* — 19.01.85 UT 0235+35,3, *г* — 19.01.85 UT 0246, *д* — 19.01.85 UT 0257, *е* — 19.01.85 UT 0303, *ж* — 19.01.85 UT 0303+05, *з* — 03.03.85 UT 2014, *и* — 03.03.85 UT 2026, *к* — 03.03.85 UT 2056, *л* — 04.03.85 UT 0006

частотомеру, но не были занесены в память ЭВМ, так как они произошли во время переноса информации из оперативной памяти ЭВМ на магнитную ленту. Временные интервалы такого визуального контроля не входят в табл. 2, но зарегистрированные в эти периоды вспышки включены в табл. 3.

Табл. 1—3 и рис. 2—5 позволяют нам отметить некоторые качественные особенности вспышечной активности звезд, подвергнутых фотометрическому исследованию на БТА.

Наши наблюдения HU Del (Gliese 791.2≡G 24—16) подтвердили заключение Кункеля [12] о сравнительно высокой частоте вспышек этой звезды: за 69 мин патрульных наблюдений Кункель зарегистрировал четыре вспышки HU Del, а на БТА за 155 мин были обнаружены две вспышки. Подтверждается также вывод Шаховской [13] о довольно низкой частоте вспышек одной из самых старых в.з . GQ And (BD +43° 44 B≡Gliese 15 B): за 46 ч наблюдений Шаховская зарегистрировала 16 вспышек, тогда как за 45 мин наблюдений на БТА вспыш-

Таблица 2

Журнал патрульных наблюдений вспыхивающих звезд типа UV Кита на 6-м телескопе

Звезда	Дата и UT наблюдений		Спектральная область	Продолжительность, мин	Число зарегистрированных вспышек
1	2		3	4	5
YZ CMi	04/05.01.82 г.	21^h52^m—22^h26^m	B	34	0
		00 48 —01 33	U	45	1
HU Del	27/28.07.82 г.	22 05 —22 25	B	139	2
		22 30 —23 15			
		00 22 —01 36			
	29.07.82 г.	01 29 —01 45	B	16	0
GQ And	23.12.82 г.	18 40 —18 50	U	10	0
	24.12.82 г.	17 05 —17 40	U	35	0
V 577 Mon	23.12.82 г.	20 15 —20 33	U	90	7
		20 45 —20 58			
		21 20 —21 27			
		21 41 —22 10			
		22 22 —22 45			
	24.12.82 г.	17 51 —18 19	U	125	6
		19 00 —19 30			
		20 00 —21 07			
	25.12.82 г.	19 50 —20 10	B	55	0
		20 35 —21 10			
	19.03.83 г.	18 22 —18 36	U	50	3
		18 40 —19 16			
	11/12.12.83 г.	22 37 —00 40	U	123	2
	19/20.12.84 г.	22 21 —00 09	U	108	4
	17.01.85 г.	19 35 —20 58	U	83	4
	18.01.85 г.	20 35 —21 36	U	61	3
	03.03.85 г.	17 05 —17 25	U	134	7
		17 31 —17 41			
		17 45 —17 55			
		17 58 —18 42			
		18 47 —19 08			
		19 13 —19 42			
EQ Peg	24.12.82 г.	15 42 —16 30	U	48	4
Wolf 424 = FL Vir	19.03.83 г.	19 34 —20 51	U	77	6
	20.03.83 г.	21 20 —21 35	U	36	2
		22 30 —22 51			
	22.03.83 г.	22 40 —22 59	U	61	2
		23 03 —23 45			
	26/27.02.84 г.	23 47 —00 34	U	142	15
		00 39 —00 52			
		00 54 —01 13			
		01 15 —01 30			
		01 32 —01 54			
		01 56 —02 22			
	27/28.02.84 г.	21 40 —21 57	U	252	18
		22 00 —00 08			
		00 26 —01 23			
		02 00 —02 50			
UV Cet	18.12.84 г.	16 03 —18 32	U	149	16
CN Leo	19.01.85 г.	01 43 —02 07	B	24	2
		02 14 —03 10	U	56	9
	03/04.03.85 г.	20 00 —21 30	U	155	5
		23 40 —00 45			

Таблица 3

Общие характеристики вспышек звезд типа UV Кита, зарегистрированных на 6-м телескопе

Звезда	Дата и UT максимума вспышки		$t_в$	$t_а$, мин	P, мин	Δm	Примечания
1	2		3	4	5	6	7
YZ CMi	05.01.82 г.	01^h06^m	4 мин	>20	~5	$1,7^m$	
HU Del	27.07.82 г.	22 55				~0,2	
	28.07.82 г.	01 33				~0,2	
V 577 Mon	23.12.82 г.	20 30*	12 с	≳2	≳0,6	0,5	
		20 55*	7 с	>1,3	≳0,2	0,3	1
		21 19	2 с			>1,2	
		21 24*	8 с	1	0,7	1,1	
		22 04*	3 с	1,5	0,5	1,1	
		22 06*	4 с	0,8	0,13	0,5	
		22 40				~0,1	
	24.12.82 г.	18 02				~0,1	
		18 12				~0,1	
		19 10*	0,7 мин	1,5	0,5	0,5	
		19 25*	5 с	0,5	0,06	0,3	
		19 45				0,9	
		20 53*	0,5 мин	>1,5	1,4	1,4	
	19.03.83 г.	18 53				~0,15	
		18 55				~0,2	
		19 03*	12 с	>2	3,3	2,1	
	11.12.83 г.	23 34				0,2	
		23 52*	8 с	0,8	0,24	1,2	
	19.12.84 г.	22 24					
		22 32					
		22 59*	18 с	>4	1,1	0,9	
	20.12.84 г.	00 02*	40 с	>3	0,7	0,6	
	17.01.85 г.	20 00*	32 с	≳3	3,5	1,5	
		20 24*	7 с	2	0,2	0,4	
		20 41*	18 с	≳2,5	0,3	0,3	
		20 55*	12 с	1,5	0,2	0,7	
	18.01.85 г.	20 40*	17 с	4	0,8	0,3	
		21 15*	2 с	0,8	0,07	0,2	
		21 16*	36 с	8	12	2,2	
	03.03.85 г.	17 11*	5 с	0,5	0,05	0,3	
		17 31*		>4	>0,5	>0,4	2
		17 38*	4 с	0,6	0,2	0,3	
		18 11*	4 с	0,5	0,07	0,15	
		18 22*	20 с	5	>0,4	0,9	
		18 54*	2 с	0,5	0,10	0,9	
		19 02*	5 с	0,7	0,13	0,2	
EQ Peg	24.12.82 г.						3
Wolf 424 = FL Vir	19.03.83 г.	19 41				~0,2	
		19 58*	2 с	1,2	3,2	2,8	
		20 07				~0,2	
		20 09				~0,15	
		20 22				0,4	
		20 26*	4 с	0,5	0,4	1,5	4
	20.03.83 г.	21 33				0,3	
		22 31				0,75	
	22.03.83 г.	22 40				>1,4	
		23 19				~0,2	
	26.02.84 г.	23 53*	6 с	>0,5	0,3	0,7+0,8	5
	27.02.84 г.	00 01*	50 с	0,7	1,2	1,4	
		00 10*	5 с	0,25	0,4	1,6	
		00 11*	3 с	0,2	0,08	0,6	
		00 13				0,3	
		00 17*	3 с		} 1,5	1,1	6
		00 18*	2 с	1,2		1,3	

Таблица 3 (окончание)

Звезда	Дата и UT максимума вспышки		t_b	t_a, мин	P, мин	Δm	Примечания
1	2		3	4	5	6	7
Wolf 424	27.02.84 г.	00h25m				~0,2m	
		01 01				~0,2	
		01 04*	10 с	0,9	1,0	1,6	
		01 37				0,1	
		01 50				0,1	
		02 05*	5 с	0,2		1,8	
		02 05,5*	15 с	1	3,1	1,2	7
		02 06*	4 с	1		1,2	
		21 41*	8 с	0,5		0,5	
		21 41,5*	7 с		0,8	~0,6	8
		21 42*	11 с	0,3		~0,6	
		21 43*	15 с	0,7		~0,5	
		21 52				~0,2	
		22 13				0,2	
		22 13,5				0,2	
		22 53*	8 с	0,8	0,3	0,7	
		22 58				~1,0	
		23 01*	18 с	>1,2	6,4	2,9	
		23 29*	4 с	>1,0	0,5	1,4	9
		23 54				0,7	
	28.02.84 г.	00 01				0,4	
		00 26*	12 с	0,8	1,0	1,7	
		00 50*					10
		01 18				1,2	
		01 21*		1,4	1,0	1,1	11
		02 23				~0,3	
UV Cet	18.12.84 г.	16 07*	20 с	6	>60	5,0	12
		16 09*	5 с	1,2			13
		16 45*	3 с	1	0,9	1,8	
		16 53*	13 с	>3	3,8	2,2	14
		16 57*	5 с	0,7	0,2	0,8	
		17 04				0,6	
		17 06				0,8	
		17 14*	4 с	0,4	0,06	0,5	
		17 34					
		17 41*	9 с	0,4	0,3	1,1	
		17 43*	22 с	1,3	1,1	1,0	15
		18 03					
		18 05					
		18 09*	0,3 с	0,025	0,02	1,1	16
		18 10*	4 с	1,0	0,4	1,0	
		18 15*	7 с	0,3	0,08	0,5	
CN Leo	18.01.85 г.	23 51				1,2	
	19.01.85 г.	01 52		1		~0,1	
		02 12*		>4	>2,8	>1,2	17
		02 22*	8 с	1,0	0,15	0,6	
		02 25*	14 с	1,0	0,5	1,0	
		02 35*	16 с	~1,0	3,4	1,7	18
		02 35,3*	16 с	≳3,0		2,3	
		02 46*	24 с	1,5	0,4	0,6	
		02 57*	3 с	0,13	0,05	0,7	
		03 03*	3 с	0,10	0,5	2,7	19
		03 05*	10 с	0,5	0,15	0,7	
	03.03.85 г.	20 01					
		20 14*	5 с	1,0	1,5	2,6	
		20 26*	2 с	0,6	0,4	1,7	
		20 56*	3 с	>5,0	5	1,7	20
	04.03.85 г.	00 06*	4 с	0,7	0,2	1,6	

Примечания к таблице

1. Через 50 с после максимума — вторичный всплеск с $\Delta m=0{,}35^m$ и продолжительностью около 10 с.
2. Захвачен лишь конец вспышки.
3. Четыре слабые вспышки с амплитудами около $0{,}1^m$.
4. Симметричная кривая блеска около максимума вспышки до уровня 0,6 I_{max}.
5. Вспышка с двумя максимумами, разделенными 7 с.
6. Спад блеска после максимума этой вспышки прекратился на уровне, превышающем предвспышечный на $0{,}5^m$, после чего начался плавный подъем вплоть до резкого возгорания следующей вспышки.
7. Ситуация, аналогичная той, что имела место в 00 17—00 18 UT, с той лишь разницей, что поярчание между вспышками имело четкий максимум, позволяющий рассматривать это поярчание как более медленную вспышку.
8. В течение 140 с четыре максимума с $\Delta m\sim$ $\sim 0{,}6^m$: второй всплеск быстрый, остальные — почти симметричные всплески.
9. За 20 с до этой вспышки имело место плавное поярчание с $\Delta m\sim 0{,}4^m$, которое продолжалось около 18 с.
10. Вероятно, двойная вспышка; запись искажена.
11. Сложная кривая блеска с тремя максимумами.
12. В максимуме блеска сильные искажения записи из-за переполнения.
13. На спаде предыдущей очень сильной вспышки.
14. Широкий вторичный максимум.
15. Двугорбая кривая блеска.
16. Исключительно быстрая вспышка.
17. Захвачен лишь конец вспышки.
18. Две очень близкие вспышки с симметричными кривыми блеска вблизи максимумов.
19. Очень быстрая вспышка.
20. Сложная кривая блеска, возможно, две близкие вспышки.

ки этой звезды вообще не были обнаружены. За 48 мин наблюдений на БТА мы зарегистрировали четыре вспышки сравнительно активной в. з. EQ Peg (Gliese 896), однако амплитуды этих четырех вспышек, как и двух вспышек HU Del, слишком малы для их детального анализа.

Согласно табл. 1 основная часть наблюдательных данных по БТА — это многочисленные вспышки V 577 Mon, Wolf 424, UV Cet и CN Leo.

V 577 Mon (Gliese 234≡Ross 614) наблюдалась нами в течение 13,8 ч, и за это время на ней было зарегистрировано 36 вспышек. Ранее эта звезда наблюдалась Кункелем [14], который за 8,8 ч зарегистрировал 28 вспышек, и участниками кооперативных радио- и оптических исследований [15], которые за 4,6 ч обнаружили одну вспышку; к сожалению, кривые блеска этих вспышек не опубликованы. Петтерсен [16] опубликовал кривые блеска двух мощных вспышек этой звезды, но не сообщил общее время патрулирования и полное число обнаруженных вспышек.

На рис. 2 представлены кривые блеска всех зарегистрированных нами и записанных на магнитную ленту вспышек V577 Mon. На рисунке обнаруживается значительное разнообразие вспышек V577 Mon: среди них есть события с резким началом и с плавным предвспышечным поярчанием, классические кривые блеска с быстрым возгоранием и двумя фазами затухания (начальной быстрой и конечной медленной) и вспышки с почти симметричными кривыми блеска; их амплитуды и энергии заключены в широком диапазоне значений. Единственное, пожалуй, общее свойство всех зарегистрированных вспышек V577 Mon — это быстрота их развития: за исключением вспышки 18.01.85 г. UT 2116, все кривые блеска на рис. 2 укладываются во временно́й шкале в 1—3 мин. Заметим, что среди почти трех десятков вспышек этой звезды, зарегистрированных Кункелем [14], в пяти случаях время затухания вспышек до половины максимальной амплитуды превысило 2 мин и лишь в одном случае 10 мин.

Wolf 424 (Gliese 473≡FL Vir) наблюдалась на БТА в течение 9,5 ч, при этом было зарегистрировано 43 вспышки. Ранее патрульные наблюдения этой звезды провел Моффетт [17], который за 2,6 ч зарегистрировал 11 вспышек; по крайней мере три из четырех приведенных им кривых блеска имеют вид резких всплесков с более плавным затуханием. Позднее, в ходе совместных радио- и оптических наблюдений Моффетт и др. [18] зарегистрировали 26 вспышек за 13,6 ч.

На рис. 3 представлены кривые блеска всех зарегистрированных нами и записанных на магнитную ленту вспышек Wolf 424. Как и на рис. 2, на рис. 3 форма кривых блеска весьма разнообразна, причем классические кривые с резким возгоранием и в несколько раз более медленным затуханием составляют значительную, но не подавляющую долю всех вспышек этой звезды. Следует отметить кривые блеска вспышек 27.02.84 г. UT 0017+0018 и UT 0205+0206, где между двумя «нормальными» вспышками сохраняется заметно повышенный

блеск звезды, и необычные кривые блеска вспышек 26.02.84 г. UT 2353, 27.02.84 г. UT 2141+2143 и 28.02.84 г. UT 0121. Все зарегистрированные вспышки Wolf 424 довольно скоротечны: диапазон характерных времен простирается здесь от 10 с до 2—3 мин.

UV Cet (Gliese 65B) — прототип рассматриваемого класса переменных звезд и один из наиболее изученных объектов этого типа: общее время фотоэлектрического патрулирования ее блеска приближается к 1000 ч, а число зарегистрированных на ней вспышек составляет несколько сотен [19]. На рис. 4, где представлены все записанные нами на магнитную ленту вспышки этой звезды, обращает на себя внимание мощнейшая вспышка 18.12.84 г. UT 1607 с эквивалентной продолжительностью более часа и амплитудой около 5^m и очень быстрая вспышка 18.12.84 г. UT 1809 с общей длительностью в несколько секунд и амплитудой более 1^m.

CN Leo (Gliese 406) — одна из самых слабых и одна из наиболее активных переменных типа UV Кита. Эта звезда интенсивно наблюдалась Кункелем [14] и Моффеттом [20], которые за 63 ч патрулирования блеска обнаружили 129 вспышек. На рис. 5, где представлены все записанные на магнитную ленту вспышки этой звезды, следует обратить внимание на одну очень быструю вспышку 19.01.85 г. UT 0303 и необычную кривую блеска вспышки 03.03.85 г. UT 2056.

2. Методика анализа данных наблюдений

Постановка патрульных наблюдений в. з. на БТА была вызвана стремлением исследовать изменения блеска таких звезд во время вспышек с максимально высоким временны́м разрешением. Как следует из приведенного выше общего описания полученных нами данных, в этом направлении действительно достигнут определенный прогресс: для таких скоротечных событий, как вспышка UV Cet 18.12.84 г. UT 1809 или вспышка CN Leo 19.01.85 г. UT 0303 при традиционной методике наблюдений можно было бы зафиксировать, пожалуй, лишь моменты быстрого всплеска яркости, тогда как наши наблюдения дали достаточно детальные кривые блеска этих вспышек. Однако основное преимущество эксперимента МАНИЯ состоит в том, что он дает возможность получать для каждой вспышки массивы данных, содержащие, как правило, многие десятки тысяч моментов прихода отдельных фотонов, что позволяет исследовать тонкую временну́ю структуру вспышки на временны́х интервалах от 10^{-6} до 1 с.

Изучение характеристик переменности звезд типа UV Кита за время, превышающее 0,1 с, мы проводили путем непосредственного анализа кривых блеска зарегистрированных вспышек. Эти кривые строились с помощью ЭВМ по исходному временно́му ряду фотоотсчетов суммированием числа фотоотсчетов внутри временны́х интервалов («окон») длительностью от 0,01 до 0,1 с.

Для детального количественного анализа полученных массивов данных мы применяли несколько методов, каждый из которых оптимален для поиска и исследования переменности определенного типа. Вариации блеска можно различать по их характерной длительности, форме и скважности, т. е. отношению средней длительности типичной вариации к среднему временно́му интервалу между такими событиями. При статистическом анализе полученных данных мы рассматривали два типичных случая возможных изменений блеска на малых временны́х интервалах: всплески треугольной формы со скважностью $\beta \sim 10^{-2}$ и плавные синусоидальные флуктуации со скважностью $\beta \sim 0{,}5$.

Поиск переменности в диапазоне 10^{-6}—10^{-3} с, т. е. за время, меньшее среднего интервала между соседними фотоотсчетами, проводился с помощью метода y_2-функции, основанного на анализе статистики интервалов между фотоотсчетами [21]. В этом методе индикатором переменности является y_2-функция:

$$y_2 = (\rho_0(\tau) - \rho_к(\tau))/\rho_к(\tau), \qquad (1)$$

где $\rho_0(\tau)$ — доля интервалов длительности τ в исследуемом ряде интервалов и $\rho_к(\tau)$ — в контрольном ряде. y_2-функция просто связана с характеристиками

переменного сигнала:

$$y_2 = \frac{k_ф}{\beta} S^2, \tag{2}$$

где $k_ф$ — коэффициент, зависящий от формы сигнала, и S — относительная мощность переменного компонента излучения. Для прямоугольного сигнала $k_ф = 1 - \beta$, для треугольного $k_ф = {}^2/_3 - \beta$, для синусоиды $k_ф = {}^1/_4$. Величина S определяется как

$$S = \frac{1}{\langle I \rangle T} \int_0^T [I(t) - I_{min}]\, dt, \tag{3}$$

где T — время накопления массива данных, $\langle I \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T I(t)\, dt$ — средняя интенсивность и I_{min} — интенсивность постоянного компонента на интервале T.

Для изучения переменности на временны́х интервалах, превышающих средний интервал между отсчетами, мы применяли метод d_2-функции, метод выбросов и дисперсионный анализ.

Метод d_2-функции [22] применялся для поиска переменности любого типа. Он основан на исследовании зависимости выборочной дисперсии временно́го ряда от ширины временного окна. Индикатор переменности — d_2-функция:

$$d_2 = \frac{D_0[n(\tau)] - D_к[n(\tau)]}{\langle n(\tau) \rangle^2}, \tag{4}$$

где $D_0[n(\tau)]$ и $D_к[n(\tau)]$ — выборочные дисперсии числа событий $n(\tau)$ в окне шириной τ для исследуемого и контрольного временны́х рядов соответственно; d_2-функция связана с величиной S аналогично y_2-функции.

Методы y_2- и d_2-функций входят в стандартный набор алгоритмов и программ эксперимента МАНИЯ [22].

Метод выбросов оптимален при поиске резких всплесков с характерными длительностями 10^{-2}—10^{-1} с. Индикатор переменности — доля случаев, когда число событий $n(\tau)$ в окне τ превышает уровни σ, 2σ, 3σ и т. д., где σ — выборочный или теоретический стандарты. При наличии переменности указанного типа доля таких случаев значительно превышает статистически допустимую.

Дисперсионный анализ оптимален при поиске плавных флуктуаций на временны́х интервалах 10^{-2}—10^{-1} с и сводится к сравнению с помощью критерия Фишера выборочных дисперсий исследуемого и контрольного временны́х рядов.

Таким образом, при поисках переменности мы сравнивали статистические характеристики последовательности фотоотсчетов во вспышке либо с параметрами пуассоновского временного ряда (методы y_2- и d_2-функций и метод выбросов), либо с характеристиками последовательности фотоотсчетов вне вспышки (метод выбросов и дисперсионный анализ); при этом вводилась специальная нормировка для компенсации изменений параметров при нарастании и ослаблении блеска во вспышке. В результате если у сопоставляемых статистических характеристик не обнаруживались значимые отличия с доверительной вероятностью 99%, то не отвергалась нулевая гипотеза об отсутствии переменности за время, меньшее характерной продолжительности вспышки, т. е. гипотеза об отсутствии тонкой временно́й структуры вспышки, и оценивалась верхняя граница относительной мощности переменного компонента — величины S — на этих временах.

В процессе поиска тонкой временно́й структуры вспышки исходный массив данных проходил следующие этапы обработки.

1. Построение первичной кривой блеска $I(t)$ с временны́м разрешением от 0,01 до 0,1 с. На этом этапе проводился программный поиск различного рода сбоев и редукция таких участков записи.

2. Исследование небольших участков кривой блеска вспышки — от 3000 до 10 000 фотоотсчетов — вблизи максимума блеска вспышки методами y_2- и

d_2-функций; перепад интенсивности на выбранных участках не должен превышать $\sim 10\%$.

3. Получение сглаженной кривой $\langle I(t)\rangle$ из первичной кривой блеска $I(t)$ с помощью скользящего среднего с прямоугольным окном, на порядок величины более широким, чем при построении $I(t)$.

4. Вычисление невязок между первичной и сглаженной кривыми блеска: $\Delta I(t) = I(t) - \langle I(t)\rangle$.

5. Нормировка невязок — статистическое уравнивание участков кривой блеска с разными интенсивностями. Нормированные невязки определяются как

$$\delta I(t) = \Delta I(t) / \{D[\Delta I(t)]\}^{1/2}, \tag{5}$$

где $D[\Delta I(t)]$ — дисперсия невязок, вычисленная в предположении, что исходный временной ряд является реализацией пуассоновского процесса с переменной интенсивностью. При отсутствии тонкой структуры во вспышке распределение нормированных невязок должно быть близко к нормальному с нулевым средним и единичной дисперсией.

Рис. 6 иллюстрирует первый, третий и пятый этапы обработки массива данных, накопленного при наблюдениях вспышки Wolf 424 19.03.83 г. UT 1958. На рис. 6, *а* кривая блеска, построенная с временны́м разрешением 0,1 с, обнаруживает значимую временну́ю структуру на интервалах ~ 1 с, тогда как на рис. 6, *б* из кривой блеска, построенной с временны́м разрешением 0,01 с, видно, что во вспышке нет значимых вариаций на интервалах $\sim 0{,}1$ с.

6. Проверка нормальности распределения нормированных невязок на различных участках кривой блеска с помощью критериев χ^2 и Колмогорова — Смирнова и проверка величины дисперсии этого распределения с помощью критерия Фишера.

7. Анализ совокупности нормированных невязок методом выбросов.

8. Дисперсионный анализ нормированных невязок — сравнение выборочных дисперсий на избранных участках кривой блеска звезды до, во время и после вспышки.

3. Астрофизические результаты

3.1. Исследования индивидуальных вспышек

Поиск тонкой структуры вспышек на временны́х интервалах 10^{-6}—10^{-1} с. Мы применяли метод выбросов и дисперсионный анализ для поиска тонкой структуры в диапазоне 10^{-2}—10^{-1} с во всех 73 вспышках, записанных на магнитную ленту. Методами y_2- и d_2-функций проводился поиск тонкой структуры с характерным временем 10^{-6}—10^{-2} с в 27 вспышках. Этот анализ показал, что значимые вариации блеска на временны́х интервалах 10^{-6}—10^{-1} с неизменно отсутствовали с доверительной вероятностью 99%. Вместе с тем следует отметить, что кривые блеска многих вспышек не являются гладкими, они имеют довольно сложную структуру, но продолжительность отдельных значимых деталей всегда превышает 0,5 с. С учетом приведенных в начале статьи оценок характерного времени вариаций блеска, связанных с различными механизмами генерации излучения, отсутствие на кривых блеска всех зарегистрированных вспышек значимых деталей с характерными временны́ми интервалами менее 0,1 с дает основание считать, что наблюдаемое оптическое излучение вспышек обусловлено тепловыми механизмами. Иными словами, все временны́е и спектральные особенности наблюдаемого оптического излучения вспышек звезд типа UV Кита следует интерпретировать в рамках нестационарных моделей нагретого газа той или иной оптической толщины и с тем или иным характером внутренних движений.

В табл. 4 приведены ограничения на относительную мощность вариаций блеска разного типа, полученные перечисленными выше методами при доверительной вероятности около 99 %. Из табл. 4 следует, что верхние пределы S для всплесков на интервалах 10^{-6}—10^{-1} с составляют от 20 до 0,5%, а для плавных флуктуаций на интервалах 10^{-5}—10^{-1} с — от 75 до 8%.

Минимальная продолжительность нарастания блеска вспышек. Как известно, в фазе быстрого нарастания блеска к максимуму и в максимуме сильных

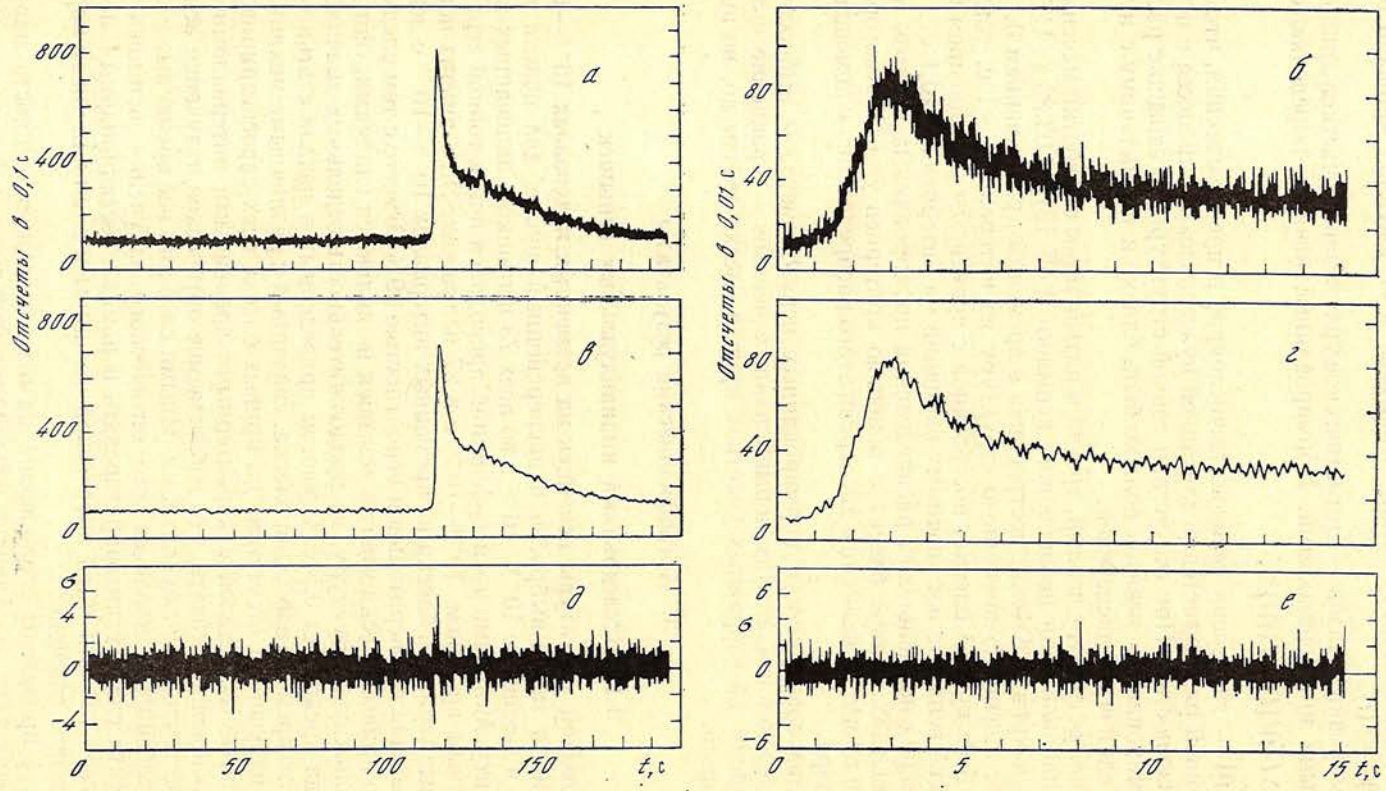


Рис. 6. Кривые блеска быстрой вспышки Wolf 424 19.03.83 UT 1958, построенные с начальным временным разрешением 0,1 с (*а*) и 0,01 с (*б*), соответствующие кривые, сглаженные по 11 окнам (*в*, *г*), и нормированные невязки (*д*, *е*)

Таблица 4

Ограничения на относительную мощность переменного компонента блеска вспышек (%)

Звезда *	Временной диапазон (с), метод анализа			
	$10^{-6}-10^{-5}$, y_2-функции **	$10^{-5}-10^{-3}$, y_2-функции ***	$10^{-3}-10^{-2}$, d_2-функции	$10^{-2}-10^{-1}$, d_2-функции, выбросы, дисперсионный анализ
V577 Mon (7)	8	3,5/40	1,5/15	0,5/8
Wolf 424 (14)	15	6,5/75	2,0/20	1,0/13
UV Cet (3)	15	5,5/65	2,0/20	1,0/12
CN Leo (3)	20	6,0/70	2,0/20	1,0/15

* В скобках указано число вспышек, проанализированных методами y_2- и d_2-функций.

** Ограничения относятся к всплескам.

*** Слева от косой черты ограничения для редких всплесков, справа — для плавных флуктуаций. Доверительная вероятность всех ограничений около 99%.

вспышек в их оптическом излучении преобладает непрерывная эмиссия [23]. Именно здесь можно ожидать обнаружение эффектов нетеплового излучения. К сожалению, показатели цвета $U-B$ и $B-V$ непрерывного излучения таковы, что оно попадает в область двуцветной диаграммы ($U-B$, $B-V$), где локализуются излучения разного характера, так что колориметрические наблюдения не позволяют однозначно определить природу такой эмиссии [24]. Эксперимент МАНИЯ дает возможность нового подхода в этой диагностической задаче.

Рассмотрение кривых блеска вспышек, записанных на магнитную ленту, позволило нам отобрать 65 вспышек с уверенно зарегистрированной фазой возгорания. Для таких событий мы определили продолжительности передних фронтов, т. е. длительности той фазы возгорания вспышки, в течение которой происходит нарастание блеска с максимальной и мало меняющейся скоростью; при этом исключались наблюдавшиеся в самом начале некоторых вспышек плавные подъемы яркости, которые, как показали Бопп и Моффетт [23], обусловлены излучением в эмиссионных линиях.

Полученные оценки времени быстрого возгорания вспышек показали, что на каждой из четырех интенсивно исследовавшихся нами вспыхивающих звезд было зарегистрировано по одной вспышке с длительностью переднего фронта менее 1 с. На рис. 6—9 даны кривые блеска этих вспышек: Wolf 424 19.03.83 г. UT 1958, V577 Mon 23.12.82 г. UT 2204, UV Cet 18.12.84 г. UT 1809 и CN Leo 19.01.85 г. UT 0303. Рисунки показывают, что во всех этих вспышках время нарастания блеска определенно превышает 0,1 с и составляет 0,3—0,8 с.

С другой стороны, в рамках тепловой газодинамической модели вспышек звезд типа UV Кита [25, 1] минимальная продолжительность

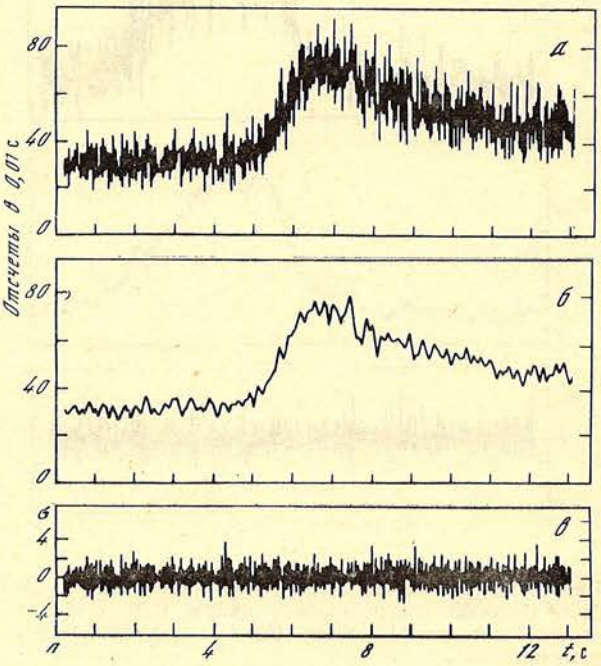


Рис. 7. Кривая блеска быстрой вспышки V577 Mon 23.12.82 UT 2204, построенная с окном 0,01 с (*а*) и сглаженная по 11 окнам (*б*), *в* — нормированные невязки

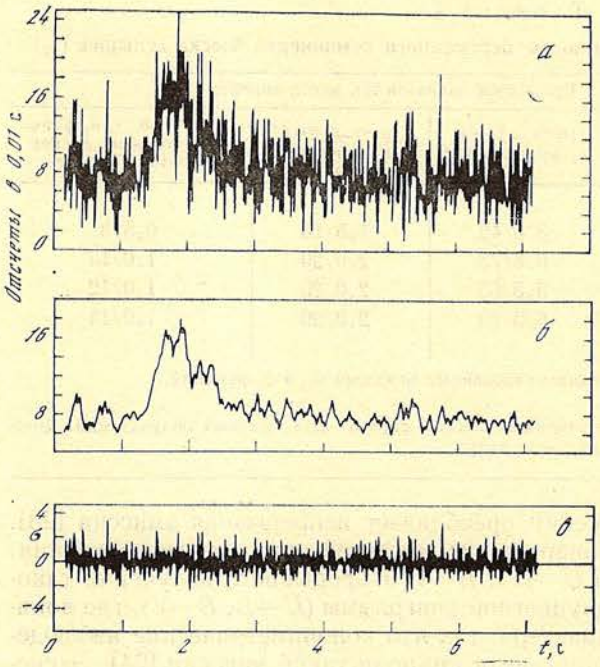


Рис. 8. Кривая блеска быстрой вспышки UV Cet 18.12.84 UT 1809, построенная с окном 0,01 с (*а*) и сглаженная по 11 окнам (*б*), *в* — нормированные невязки

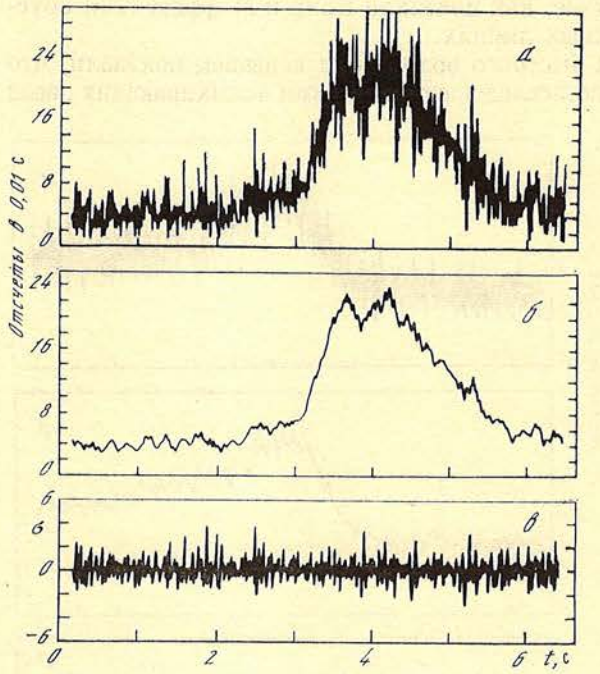


Рис. 9. Кривая блеска быстрой вспышки CN Leo 19 01.85 UT 0303, построенная с окном 0,01 с (*а*) и сглаженная по 11 окнам (*б*), *в* — нормированные невязки

переднего фронта вспышки с точностью до множителя 2—3 определяется временем перемещения фронта ударной волны на расстояние порядка высоты однородной атмосферы в ее более плотные слои [8]:

$$\tau_{\min} = V_s/Mg, \qquad (6)$$

где V_s — скорость звука в невозмущенной нижней хромосфере, M — число Маха и g — ускорение силы тяжести на поверхности звезды. Для хромосфер красных карликовых звезд V_s=8 км/с. Число Маха в ударной волне, возбуждающей оптическую вспышку, согласно [1] не может превосходить 30. Используя эти оценки и приведенные в обзоре Родонó [26] значения ускорения силы тяжести на поверхности изученных нами звезд, мы вычислили теоретические минимальные продолжительности нарастания блеска вспышек и сопоставили их с продолжительностями стадии крутого подъема блеска перечисленных выше быстрых вспышек, зарегистрированных на БТА, и быстрой вспышки EV Lac 24.02.84 г. UT 1703, зарегистрированной на астрофизической станции «Астрон» [27] (рис. 10). Рисунок показывает, что эти наблюдаемые продолжительности достаточно близки к теоретическим предельным величинам, но ни в одном случае не оказываются меньше этих предельных значений.

Таким образом, рассмотрение минимальных продолжительностей нарастания блеска вспышек не дает указаний на наблюдения проявлений нетепловых механизмов излучения даже на самой ранней стадии развития самых быстрых вспышек, но согласуется с выводами тепловой газодинамической модели.

Очень быстрые вспышки звезд типа UV Кита. На красных карликовых звез-

дах неоднократно регистрировались очень быстрые всплески яркости с полной продолжительностью до 2—3 с. Несколько таких событий недавно были описаны Цветковым и др. [28] и Залиняном и Товмасяном [29]. То обстоятельство, что временно́е разрешение в традиционных патрульных наблюдениях со стандартными фотоэлектрическими фотометрами сравнимо с характерным временем таких вспышек, не позволяло сколько-нибудь подробно исследовать эти явления, а иногда даже ставило под сомнение их реальность.

При патрульных наблюдениях с астрофизической станции «Астрон», проводившихся с временным разрешением 0,61 с, 24.02.84 г. была зарегистрирована упоминавшаяся выше сильная вспышка EV Lac. Максимум блеска этой вспышки был достигнут на первом же кадре телеметрии, а вообще это событие было заметно лишь на четырех последовательных кадрах. Следовательно, время полного затухания этой вспышки не превосходило 2,4 с. Продолжительность затухания быстрых вспышек UV Cet 18.12.84 г. UT 1809 и CN Leo 19.01.85 г. UT 0303, зарегистрированных на БТА, не превосходила 1,5 и 2—3 с соответственно.

Таким образом, не подлежит сомнению, что среди вспышек звезд типа UV Кита встречаются весьма скоротечные события, которые затухают в оптическом диапазоне за несколько секунд. Рассмотрим этот экспериментальный результат подробнее.

Как известно, попытки представить кривые блеска вспышек в рамках чисто релаксационного процесса после мгновенного выделения энергии в самом начале вспышки не дали положительных результатов [30]. Но эта попытка относилась к довольно продолжительным вспышкам с характерным временем затухания порядка десятка минут, и нельзя исключить, что в случае самых быстрых вспышек мы действительно имеем дело с однократным выделением энергии и ее последующей диссипацией. Поскольку продолжительность фазы затухания даже у самых быстрых вспышек превышает 0,1—1 с, можно утверждать, что определяющими на этой фазе являются тепловые процессы [8]. Сегодняшний теоретический уровень понимания звездных вспышек еще не позволяет указать конкретный механизм, ответственный за спад блеска после максимума. Тем не менее ясно, что характерное время любого из таких процессов должно быть не больше длительности фазы затухания вспышки. Это обстоятельство позволяет оценить электронную плотность в излучающей плазме вспышки. Так, если вспышки минимальной продолжительности оптически тонки, то время высвечивания нагретой за фронтом ударной волны плазмы определяется временем рекомбинации:

$$t_{\text{рек}}=1/C(T_e)n_e, \tag{7}$$

где $C(T_e)$ — коэффициент рекомбинации и n_e — электронная плотность. Поскольку $t_{\text{рек}}<t_{\text{спада}}\approx 1$ с, то при электронной температуре $T_e=10\,000$ К получаем

$$n_e>2\cdot 10^{12}\ \text{см}^{-3}. \tag{8}$$

Но согласно гидродинамической модели вспышки [25] за указанные времена идущая вниз ударная волна проходит несколько десятков своих толщин, так что электронная плотность во вспышке $n_e \gtrsim 6\cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Эта оценка согласуется с результатами спектроскопического анализа вспышек звезд типа UV Кита [30] и математического моделирования таких процессов [25].

Когда оптическая толщина плазмы вспышки велика, излучение вспышки должно быть чернотельным. Если пренебречь отклонениями от изотермичности внутри излучающего объема движущегося газа, то высвечивание запаса тепловой энергии в этом случае описывается уравнением

$$\frac{d}{dt}(nkTl)=-\sigma T^4, \tag{9}$$

где n — полная плотность высвечивающегося вещества, T — его температура и l — геометрическая толщина. Интегрируя (9), получаем

$$nl=\left(\frac{1}{T^3}-\frac{1}{T_0^3}\right)^{-1}\frac{3\sigma t}{k}. \tag{10}$$

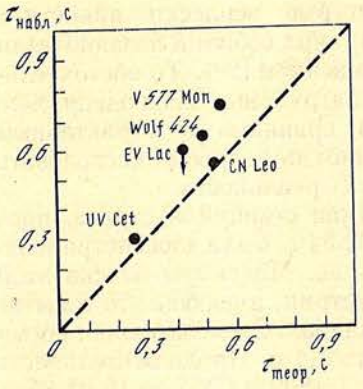


Рис. 10. Сравнение длительности наблюдаемых передних фронтов быстрых вспышек и теоретических предельно малых времен возгорания вспышек в рамках газодинамической модели

Для вспышки EV Lac оценен лишь верхний предел $\tau_{набл}$

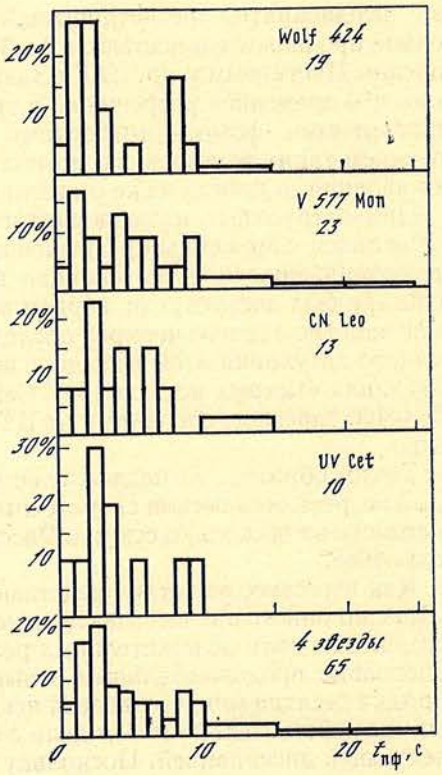


Рис. 11. Гистограмма распределения длительностей передних фронтов $t_{пф}$ вспышек

Под названием звезды указано число вспышек

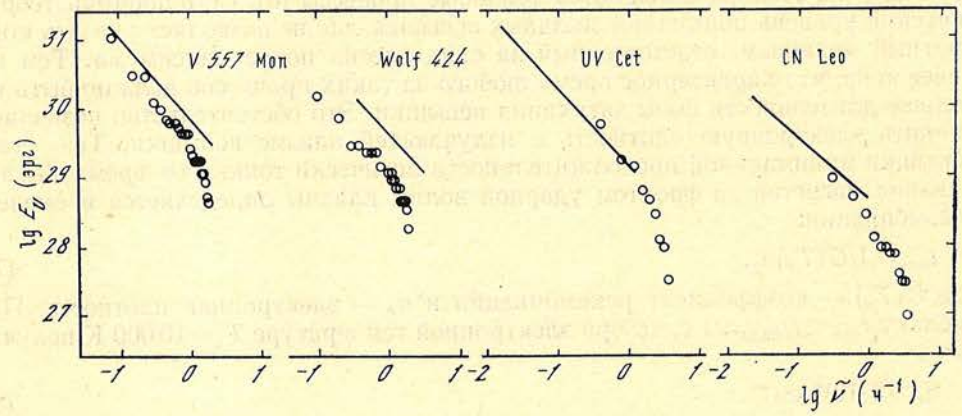


Рис. 12. Энергетические спектры вспышек

Прямые линии соответствуют наблюдениям с телескопами умеренных размеров, кружки — вспышкам, зарегистрированным на БТА

Если за $t \leqslant 1$ с происходит остывание от $T=8500$ К — такая оценка температуры чернотельного излучения вспышек следует из наблюдений Мохнацкого и Зирина [31] — до, скажем, $T=5000$ К, то число атомов в столбе единичного сечения должно составлять

$$nl \leqslant 2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}. \qquad (11)$$

Напомним, что согласно Гринину и Соболеву [32] колориметрические и спектрофотометрические особенности сильных вспышек могут быть представлены излучением оптически плотного газа, когда величина поверхностной плотности заключена в диапазоне значений от 10^{21} до 10^{24} см$^{-2}$.

Удовлетворительное согласие найденных нами ограничений для параметров вспышек с оценками соответствующих величин, полученными ранее из анализа наблюдений и модельных расчетов, делает весьма правдоподобной гипотезу

о том, что время жизни самых коротких вспышек звезд типа UV Кита определяется тепловыми релаксационными процессами в нагретом газе вспышки. Следовательно, результаты наших наблюдений не дают оснований ожидать, что на этих звездах могут происходить существенно более скоротечные оптические вспышки, т. е. вспышки с характерным временем заметно меньше 0,1—1 с.

3.2. Статистические свойства вспышек

Статистика времен возгорания вспышек. Как уже упоминалось, для 65 вспышек с уверенно зарегистрированной фазой возгорания мы определили длительности передних фронтов. Распределения вспышек по этому параметру представлены на рис. 11. Рисунок показывает, что в подавляющем большинстве случаев длительности передних фронтов вспышек не превышают 10 с, причем в распределениях намечается максимум на 2—3 с, особенно хорошо заметный на суммарной гистограмме. Ранее один из нас [33], анализируя кривые блеска около 200 вспышек UV Cet, зарегистрированных на разных телескопах с временны́м разрешением не лучше 1 с, нашел, что максимум в распределении вспышек по продолжительности возгорания падает на 20—30 с. Столь существенное различие в положениях максимумов обусловлено, по-видимому, худшим временны́м разрешением прежних наблюдений и тем обстоятельством, что в указанном анализе рассматривалось полное время возгорания вспышек, а не только их крутые передние фронты.

Вычисления коэффициентов корреляции для вспышек V577 Mon и Wolf 424 (23 и 20 событий соответственно) между длительностью переднего фронта и светимостью вспышки в максимуме блеска и между длительностью переднего фронта и полным излучением вспышки не обнаружили значимых корреляций между этими временны́ми и энергетическими параметрами вспышек. Аналогичный результат был получен ранее [33] по неоднородным выборкам вспышек нескольких в. з.

Энергетические спектры вспышек. Одна из основных статистических характеристик вспышечной активности звезд типа UV Кита — энергетический спектр вспышек: зависимость средней частоты вспышек, в ходе которых излучается определенная энергия, от величины этой энергии. Для уменьшения эффекта ограниченной выборки обычно рассматривают интегральный, а не дифференциальный спектр, т. е. статистическую зависимость средней частоты вспышек с энергией, превышающей некоторый уровень, от величины этого уровня. Как показали многочисленные исследования (см., например, обзор Бёрна [34], работу Гершберга и Шаховской [19] по в. з. в окрестностях Солнца и исследование Коротина и Краснобабцева [35] по в. з. в звездных скоплениях), зависимость этой так называемой накопленной частоты вспышек от энергии в области не слишком слабых вспышек может быть аппроксимирована степенной функцией

$$\tilde{\nu}(E>E_0)\propto E_0^{-\beta}. \qquad (12)$$

В области вспышек малых энергий число регистрируемых событий резко уменьшается относительно величин, ожидаемых при экстраполяции (12). Этот «завал» энергетического спектра обусловлен, по-видимому, неполнотой данных из-за наблюдательной селекции [36].

На рис. 12 представлены энергетические спектры вспышек четырех в. з., построенные по нашим наблюдениям на БТА. Для определения полных энергий излучения (в полосе U) вспышек по их эквивалентным продолжительностям P мы использовали данные о видимых звездных величинах и параллаксах, приведенные в сводке Петтерсена [37]. Прямые линии на графиках соответствуют участкам энергетических спектров вспышек, расположенным выше изломов, эти спектры были построены по ранее выполненным патрульным наблюдениям рассматриваемых звезд [19]. Сопоставим соответствующие пары таких спектров.

Два энергетических спектра вспышек V577 Mon основаны на выборках сравнимого объема и, как показывает рис. 12, весьма сходны: близки энергии максимальных зарегистрированных вспышек и практически совпадает наклон

линейных частей спектров, т. е. величины спектральных индексов β. Сдвиг одного спектра относительно другого по оси абсцисс означает, что в наших наблюдениях средние частоты вспышек были примерно вдвое ниже, чем в наблюдениях Кункеля [14].

Энергетический спектр вспышек Wolf 424, построенный ранее по наблюдениям Моффетта [17], основан на выборке, вдвое меньшей нашей, и его параметры определяются весьма неуверенно. Тем не менее рис. 12 позволяет констатировать достаточное сходство двух энергетических спектров вспышек этой звезды, но в 2—3 раза меньшую среднюю частоту вспышек во время наблюдений на БТА; Дойл и Батлер [38] также обнаружили существенно более низкий уровень вспышечной активности Wolf 424, чем тот, что был зафиксирован Моффеттом.

Энергетический спектр вспышек UV Cet был построен ранее по обширной, но весьма неоднородной совокупности наблюдательных данных. Тем не менее наша небольшая выборка дала энергетический спектр, который хорошо «сшивается» с прежним. Следует заметить, что мы не включали в эту статистику самую мощную из зарегистрированных на БТА вспышек UV Cet — вспышку 18.12.84 г. UT 1607, поскольку для нее оценен лишь нижний предел P. Эта вспышка является одной из мощнейших среди вспышек этой звезды, обнаруженных за многие десятки часов наблюдений, и не может быть характерной для сравнительно короткого времени патрулирования этой звезды на БТА.

Наша выборка вспышек CN Leo тоже невелика и тоже хорошо продолжает энергетический спектр вспышек, построенный ранее для этой звезды по наблюдениям Кункеля [14] и Моффетта [20].

Существенно, что самые быстрые вспышки UV Cet и CN Leo, зарегистрированные на БТА, характеризуются столь малыми величинами E_U, до которых ранее проследить энергетические спектры вспышек не удавалось.

О минимальных энергиях звездных вспышек. При рассмотрении вспышечной активности звезд типа UV Кита особый интерес представляют предельно слабые вспышки.

Как уже упоминалось, среди вспышек на красных карликах встречаются события, на 2—4 порядка величины более мощные, чем самые сильные вспышки на Солнце. Но важно знать, сдвинут ли в целом диапазон энергий вспышек на звездах в область больших энергий или этот диапазон на звездах существенно шире, чем на Солнце, и достигает значений $E_{опт} \sim 10^{26} \div 10^{27}$ эрг, соответствующих солнечным субвспышкам. Здесь уместно напомнить, что активные области вообще и магнитные поля с напряженностью в 2—3 кГс в частности занимают на в. з. гораздо большую долю поверхности, чем на Солнце [39, 40] и в этих звездных активных областях «упаковка» активных структур более плотная, чем на Солнце [41]. Описанные выше энергетические спектры вспышек абсолютно наиболее слабых звезд типа UV Кита, где удается обнаружить и самые слабые звездные вспышки, показывают, что такие вспышки на звездах достаточно близки по энергиям к наиболее слабым вспышкам на Солнце.

Далее, если воспользоваться соотношением (12) для вычисления полных энергетических потерь в. з. на излучение вспышек, то обнаруживается, что для $\beta > 1$ интеграл

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} E\left(-\frac{d\tilde{\nu}}{dE}\right) dE \propto \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-\beta} dE \qquad (13)$$

расходится при $E_{min} \to 0$. Для в. з. низкой светимости спектральный индекс действительно несколько превышает единицу, и указанный формальный результат означает, что если E_{min} достаточно мала, а экстраполяция (12) до таких слабых вспышек справедлива, то именно слабые вспышки должны содержать бóльшую часть полных энергетических потерь звезды на излучение вспышек. Очевидна важность этих оценок для понимания общей энергетики вспышечной активности звезд, а недавно они приобрели и вполне конкретное приложение.

Дело в том, что сперва была обнаружена близость мощности полного излучения звездных корон в мягком рентгеновском излучении к усредненной по

времени мощности оптического излучения звездных вспышек [19, 38], а затем была найдена и тесная временна́я корреляция вспышек мягкого рентгеновского излучения и всплесков в линии H_γ [42]. При обсуждении этих экспериментальных результатов была выдвинута идея о непосредственном нагреве корон звездными вспышками, причем складывается мнение, что такой нагрев должны производить самые слабые вспышки, которые не регистрируются индивидуально, но полная энергия которых должна быть сравнима с суммарной энергией сильных, регистрируемых отдельно вспышек. Вопрос о возможности столь большого энергосодержания в микровспышках можно рассмотреть с двух сторон.

С одной стороны, если постулировать, что энергетический спектр вспышек имеет вид (12) с постоянным спектральным индексом вплоть до вспышек минимальной энергии, то, поскольку $\beta \approx 1$,

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E\nu(E)\,dE \approx \mathrm{const} \cdot \lg(E_{\max}/E_{\min}), \tag{14}$$

т. е. равные в логарифмической шкале интервалы энергий содержат одинаковую суммарную энергию вспышек. Следовательно, если индивидуальные вспышки регистрируются в диапазоне от 10^{32-34} до 10^{27} эрг, то, чтобы содержать сравнимую полную энергию, микровспышки должны существовать в диапазоне от 10^{27} до 10^{20-22} эрг. Но вспышки с энергией 10^{22} эрг не обнаруживаются даже на Солнце.

С другой стороны, суммарную энергию микровспышек можно оценить непосредственно с помощью наших наблюдений на БТА. Действительно, если время релаксации нагретого во вспышке газа составляет несколько секунд, то все микровспышки независимо от их энергии и частоты появления должны вносить вклад в переменный компонент излучения звезды на интервалах 1—10 с. На кривых блеска звезд V577 Mon, Wolf 424 и UV Cet мы выделили небольшие участки, свободные от следов индивидуальных вспышек, и, пользуясь описанным выше методом анализа, оценили ограничения сверху на относительную мощность этого переменного компонента S; при этом предполагалось, что он имеет характер плавных флуктуаций, что естественно ожидать при сложении эффектов многих микровспышек. В результате мы получили $S(1 \div 10\ \text{с}) < 0{,}02 \div 0{,}03$. Но согласно данным табл. 2 и 3 отнесенная к постоянной светимости звезды и усредненная по времени патрулирования мощность индивидуально зарегистрированных вспышек — величина $\Sigma P/T$ — составляет для четырех в. з. от 0,03 до 0,06. Следовательно, $\Sigma P/T > S$.

Таким образом, суммарная энергия микровспышек заведомо не превышает существенно суммарную энергию вспышек, регистрируемых как отдельные события, и нагрев звездных корон микровспышками не может быть более эффективным, чем нагрев сильными вспышками.

Заключение

Крупнейший 6-м телескоп и измерительный комплекс МАНИЯ дали нам возможность провести нетрадиционные фотометрические наблюдения вспыхивающих звезд типа UV Кита, в ходе которых были зарегистрированы многие десятки вспышек с временны́м разрешением до долей микросекунды. Эти наблюдения позволили обнаружить явления, которые находятся на пределе возможностей классических исследований таких объектов либо совершенно недоступны для сколько-нибудь подробного изучения традиционными методами. Количественный анализ собранных данных позволяет сформулировать следующие выводы.

1. Кривые блеска вспышек звезд типа UV Кита не обнаруживают тонкой структуры на интервалах менее 0,1 с, которую можно было бы отнести за счет нетепловых механизмов генерации оптического излучения вспышек.

2. Минимальные временны́е интервалы значимых вариаций блеска составляют 0,3—0,8 с и характеризуют длительность передних фронтов вспышек; эти величины согласуются с предсказаниями газодинамической модели вспышек на красных карликовых звездах.

3. Продолжительность минимальных по времени значимых деталей в максимумах и на спаде кривых блеска заведомо превышает 0,5 с.

4. Обнаружены звездные вспышки с полной длительностью в 2—3 с, время затухания таких быстрых вспышек определяется, по-видимому, временем релаксации нагретого во вспышке газа.

5. На самых слабых в. з. удалось зарегистрировать вспышки, сравнимые по энергетике с солнечными субвспышками.

6. Полученное ограничение на суммарную мощность микровспышек показывает, что их влияние на нагрев звездных корон должно быть не бо́льшим, чем эффект сильных, отдельно регистрируемых звездных вспышек.

Мы глубоко благодарны Н. И. Шаховской за уточнение энергетических спектров вспышек звезд, построенных по прежним патрульным наблюдениям, С. А. Чеху — за участие в разработке программы анализа кривых блеска, С. Н. Митроновой и А. В. Журавкову — за помощь в наблюдениях, М. М. Кацовой, М. А. Лившицу и В. П. Гринину — за обсуждение полученных результатов и Н. В. Краснобабцевой — за изготовление иллюстраций.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Кацова М. М., Лившиц М. А.* // Вспыхивающие звезды и родственные объекты/Под ред. Л. В. Мирзояна. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986. С. 183—191.
2. *Moffett T. J.* // Nature. Phys. Sci. 1972. Vol. 240. P. 41—43.
3. *Gershberg R. E., Shakhovskaya N. I.* // Ibid. 1973. Vol. 242. P. 85—86.
4. *Kodaira K., Ichimura K., Nishimura S.* // Publ. Astron. Soc. Japan. 1976. Vol. 28. P. 665—674.
5. *Lang K. B., Bookbinder J., Golub L., Davis M. M.* // Astrophys. J. 1983. Vol. 272. L 15—L 18.
6. *Beskin G. M., Neizvestnyj S. I., Pimonov A. A.* et al. // Instrumentation for astronomy with large optical telescopes/Ed. C. M. Humphries. Dordrecht: Reidel, 1982. P. 181—184.
7. *Бескин Г. М., Неизвестный С. И., Плахотниченко В. Л.* и др. // Вспыхивающие звезды и родственные объекты/Под ред. Л. В. Мирзояна. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986. С. 60—67.
8. *Бескин Г. М., Гершберг Р. Е., Журавков А. В.* и др. // Письма в Астрон. журн. 1988. Т. 14. С. 156.
9. *Бескин Г. М., Гершберг Р. Е., Плахотниченко В. Л.* и др. // Там же. С. 233—239.
10. *Неизвестный С. И., Пимонов А. А.* // Сообщ. САО. 1978. № 23. С. 56—67.
11. *Пимонов А. А.* // Там же. 1979. № 25. С. 31—38.
12. *Kunkel W. E.* // Inform. Bull. Var. Stars. 1968. N 294.
13. *Шаховская Н. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1973. Т. 47. С. 111—117.
14. *Kunkel W. E.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1973. Vol. 25. P. 1—36.
15. *Nelson C. J., Robinson R. D., Slee O. B.* et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1979. Vol. 187. P. 405—419.
16. *Pettersen B. R.* // Activity in red dwarf stars/Eds. P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: Reidel, 1983. P. 239—241.
17. *Moffett T. J.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1973. Vol. 164. P. 11—20.
18. *Moffett T. J., Helmken H. F., Spangler S. R.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1978. Vol. 90. P. 93—95.
19. *Gershberg R. E., Shakhovskaya N. I.* // Astrophys. Space Sci. 1983. Vol. 95. P. 235—253.
20. *Moffett T. J.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1974. Vol. 29. P. 1—42.
21. *Шварцман В. Ф.* // Сообщ. САО. 1977. № 19. С. 5—38.
22. *Плахотниченко В. Л.* // Там же. 1983. № 38. С. 29—80.
23. *Bopp B. W., Moffett T. J.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 185. P. 239—252.
24. *Гершберг Р. Е.* // Вспыхивающие звезды малых масс. М.: Наука, 1978. 128 с.
25. *Кацова М. М., Косовичев А. Г., Лившиц М. А.* // Астрофизика. 1981. Т. 17. С. 285—300.
26. *Rodono M.* // M-stars. / Eds. H. R. Johnson, F. Querci. NASA SP-492. P. 409. 1987.
27. *Гершберг Р. Е., Петров П. П.* / Вспыхивающие звезды и родственные объекты/Под ред. Л. В. Мирзояна. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986. С. 38—42.
28. *Tsvetkov M. K., Antov A. P., Tsvetkova A. G.* // Commun. Konkoly Obs. Hung. Acad. Sci. 1986. N 86. P. 423—424.
29. *Zalinian V. P., Tovmassian H. M.* // Ibid. P. 435—436.
30. *Гершберг Р. Е.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1974. Т. 51. С. 117—125.
31. *Mochnacki S. W., Zirin H.* // Astrophys. J. 1980. Vol. 239. L 27—L 31.
32. *Гринин В. П., Соболев В. В.* // Астрофизика. 1977. Т. 13. С. 587—603.
33. *Gershberg R. E.* // Astrophys. Space Sci. 1972. Vol. 19. P. 75—92.
34. *Byrne P. B.* // Activity in red dwarf stars/Eds. P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: Reidel, 1983. P. 157—174.
35. *Коротин С. А., Краснобабцев В. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С. 131—143.

36. *Чугайнов П. Ф.* // Там же. 1972. Т. 46. С. 14—24.
37. *Pettersen B. R.* // Catalogue of flare star data. Rep. N 46. Inst. Theor. Astrophys. Blindern — Oslo, 1976.
38. *Doyle J. G., Butler C. J.* // Nature. 1985. Vol. 313. P. 378—380.
39. *Saar S. H., Linsky J. L.* // Astrophys. J. 1985. Vol. 299. L 47—L 50.
40. *Saar S. H., Linsky J. L., Beckers J. M.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 302. P. 777—784.
41. *Linsky J. L.* // Activity in red dwarf stars/Eds. P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: Reidel, 1983. P. 39—60.
42. *Butler C. J., Rodono M., Foing B. H., Haisch B. M.* // Nature. 1986. Vol. 321. P. 679—682.

УДК 524.33

ПЕРЕМЕННОСТЬ BE-ЗВЕЗДЫ EM ЦЕФЕЯ. I. РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В 1985—1986 ГГ.

Н. Х. Миникулов, А. Е. Тарасов

На основании наблюдений линейной поляризации в системе *UBVRI* Be-звезды EM Cep, выполненных в 1985—1986 гг. в Крымской астрофизической обсерватории, показано, что линейная поляризация изменяется с периодом 0,806 сут, найденным ранее по переменности блеска звезды. Кривые изменения степени поляризации во всех спектральных полосах имеют два максимума, на фазах 0,0 и 0,5, причем максимум поляризации приходится на минимум блеска звезды. Формы кривых изменения степени поляризации сходны во всех спектральных полосах, и их амплитуды составляют 0,10—0,15%. Обнаружены медленные изменения от сезона к сезону, такие, что в 1986 г. средняя величина поляризации во всех полосах уменьшилась на 0,2% по сравнению с 1985 г.

Переменность поляризации с периодом 0,806 сут можно объяснить эффектом фарадеевского вращения плоскости поляризации при томпсоновском рассеянии в оболочке. Это приводит к зависимости степени поляризации излучения от фазы вращения объекта. Такой механизм возможен, если принять модель EM Cep, сходную с моделью для известной B-звезды с оболочкой σ Ori E.

THE VARIABILITY OF BE-STAR EM CEPHEI. I. THE RESULTS OF 1985—1986 POLARIMETRIC OBSERVATIONS, by *N. H. Minikulov, A. E. Tarasov.*— Using the observations of *UBVRI* linear polarization of Be-star EM Cep, carried out at the Crimean observatory in 1985—1986 we show, that the linear polarization varies with the period 0.806 days which had been found earlier from star brightness variations. The curves of polarization degree variations in all spectral bands show two maxima on 0.0 and 0.5 phases, the polarization maximum coincides with the minimum of star brightness. The shapes of polarization curves are similar in all spectral bands and their amplitudes are 0.10—0.15%. Slow variations from season to season are found. The mean value of polarization in 1986 decreased in all bands by 0.2% as compared with 1985.

The polarization variability with the period 0.806 days might be interpreted by Faraday rotation of the polarization plane at Thompson scattering in the envelope. It leads to the dependence of the degree of polarization on the phase of rotation. Such a mechanism is possible if we adopt the model for EM Cep similar to the known model for a B star with the envelope for σ Ori E.

EM Cep (HD 208394) находится в рассеянном звездном скоплении NGC 7160. Переменность ее блеска с амплитудой $\Delta V=0{,}1^m$ и периодом 0,80624 сут обнаружена Линдсом [1]. Он указал, что звезда может быть отнесена к контактным затменным двойным. Дальнейшее изучение фотометрической переменности проводилось многими авторами. Отметим большие ряды наблюдений Рачковской [2, 3]. Из них следует, что кривая блеска EM Cep при периоде 0,806 сут имеет два почти одинаковых минимума и значительно меняется от цикла к циклу. Брейнхорст и Каримие [4] отметили постоянство периода и привели уточненную эфемериду

$$\text{Min I}=\text{J. D}_{hel}2440134{,}7327+0{,}806187\ E.$$

По данным Юсуги и Фукуды [5] EM Cep имеет ранний спектральный тип B1 IVe и $v\sin i=290$ км/с. Спектральные наблюдения Рачковской [6] показывают эмиссию в H_α умеренной интенсивности и двухкомпонентный профиль,

Таблица 1

J. D. 2446000+	Фильтр	*P*, %	σ	θ, град	σ	Число измерений
1	2	3	4	5	6	7
1985 г.						
279,468	*U*	2,224	0,042	43,1	0,5	4
	B	2,340	0,029	43,5	0,3	
	V	2,459	0,044	43,3	0,5	
	R	2,204	0,034	43,1	0,4	
	I	1,987	0,043	42,8	0,6	
279,496	*U*	2,386	0,027	43,2	0,3	8
	B	2,426	0,020	43,0	0,2	
	V	2,368	0,029	42,7	0,4	
	R	2,161	0,025	41,9	0,3	
	I	1,894	0,026	41,3	0,2	
279,521	*U*	2,291	0,038	43,8	0,5	4
	B	2,412	0,028	43,0	0,3	
	V	2,399	0,034	43,8	0,2	
	R	2,180	0,035	43,3	0,5	
	I	1,929	0,051	41,3	0,8	
280,443	*U*	2,239	0,028	42,6	0,4	8
	B	2,316	0,015	43,2	0,1	
	V	2,246	0,017	42,9	0,2	
	R	2,052	0,014	42,1	0,2	
	I	1,854	0,020	41,5	0,3	
280,472	*U*	2,206	0,022	42,9	0,3	8
	B	2,259	0,016	43,4	0,2	
	V	2,226	0,019	42,6	0,2	
	R	2,017	0,019	42,4	0,1	
	I	1,844	0,022	41,5	0,3	
280,499	*U*	2,165	0,023	43,8	0,3	8
	B	2,300	0,017	43,3	0,2	
	V	2,252	0,020	42,9	0,1	
	R	2,026	0,015	42,5	0,2	
	I	1,795	0,018	41,7	0,3	
280,528	*U*	2,223	0,034	42,5	0,4	8
	B	2,292	0,017	42,9	0,2	
	V	2,286	0,027	42,8	0,3	
	R	2,034	0,016	42,1	0,2	
	I	1,838	0,022	41,2	0,3	
281,374	*U*	2,224	0,028	43,4	0,4	8
	B	2,334	0,019	42,7	0,2	
	V	2,276	0,023	42,4	0,2	
	R	2,062	0,022	42,1	0,2	
	I	1,864	0,027	40,6	0,4	
281,403	*U*	2,243	0,024	42,9	0,3	8
	B	2,329	0,019	43,2	0,2	
	V	2,296	0,027	42,8	0,3	
	R	2,094	0,023	42,1	0,3	
	I	1,904	0,028	41,4	0,4	
281,437	*U*	2,224	0,029	42,4	0,4	8
	B	2,310	0,028	42,7	0,3	
	V	2,279	0,027	42,7	0,3	
	R	2,004	0,021	42,3	0,3	
	I	1,974	0,032	41,2	0,5	
281,465	*U*	2,297	0,028	42,7	0,3	8
	B	2,376	0,020	43,2	0,2	
	V	2,364	0,024	42,6	0,2	
	R	2,099	0,018	41,9	0,2	
	I	1,937	0,023	42,2	0,3	
289,478	*U*	2,490	0,033	42,8	0,4	8
	B	2,567	0,018	42,9	0,1	
	V	2,488	0,019	42,7	0,2	
	R	2,268	0,015	42,4	0,2	
	I	2,052	0,020	41,8	0,3	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
289,509	*U*	2,476	0,028	42,2	0,3	8
	B	2,589	0,018	42,8	0,2	
	V	2,531	0,020	42,5	0,2	
	R	2,296	0,012	42,3	0,1	
	I	2,079	0,018	41,5	0,1	
289,537	*U*	2,519	0,028	42,1	0,2	8
	B	2,615	0,019	42,8	0,2	
	V	2,516	0,020	42,0	0,2	
	R	2,293	0,013	42,1	0,2	
	I	2,082	0,020	41,3	0,3	
302,443	*U*	2,226	0,028	42,0	0,3	4
	B	2,336	0,023	43,1	0,2	
	V	2,279	0,029	42,8	0,4	
	R	2,061	0,022	42,6	0,3	
	I	1,859	0,025	41,7	0,4	
302,460	*U*	2,213	0,046	42,3	0,6	4
	B	2,264	0,020	43,0	0,2	
	V	2,258	0,025	42,5	0,3	
	R	2,067	0,018	42,1	0,1	
	I	1,873	0,026	42,3	0,3	
302,575	*U*	2,282	0,054	42,8	0,2	3
	B	2,249	0,031	43,3	0,3	
	V	2,225	0,036	43,6	0,5	
	R	2,031	0,032	43,1	0,2	
	I	1,817	0,037	43,1	0,2	
305,364	*U*	2,235	0,032	44,5	0,4	4
	B	2,310	0,023	44,0	0,2	
	V	2,271	0,027	43,0	0,3	
	R	2,057	0,028	43,4	0,4	
	I	1,839	0,027	43,1	0,4	
305,413	*U*	2,240	0,028	42,5	0,3	4
	B	2,399	0,026	43,4	0,3	
	V	2,306	0,023	42,9	0,3	
	R	2,095	0,016	42,4	0,2	
	I	1,880	0,023	42,3	0,3	
308,292	*U*	2,264	0,029	42,8	0,3	4
	B	2,265	0,020	42,3	0,2	
	V	2,281	0,038	42,2	0,5	
	R	2,051	0,018	42,1	0,2	
	I	1,881	0,022	41,8	0,2	
308,314	*U*	2,220	0,022	42,5	0,3	8
	B	2,309	0,014	42,6	0,2	
	V	2,259	0,018	42,9	0,2	
	R	2,055	0,011	42,3	0,1	
	I	1,875	0,015	41,4	0,2	
308,341	*U*	2,205	0,022	43,1	0,2	8
	B	2,298	0,014	42,6	0,1	
	V	2,241	0,019	42,6	0,2	
	R	2,054	0,011	42,1	0,1	
	I	1,874	0,019	41,4	0,3	
308,370	*U*	2,194	0,023	43,2	0,3	8
	B	2,254	0,020	42,4	0,3	
	V	2,229	0,018	42,5	0,1	
	R	2,006	0,014	42,1	0,2	
	I	1,823	0,017	41,8	0,3	
308,397	*U*	2,151	0,026	42,7	0,4	8
	B	2,301	0,014	42,8	0,1	
	V	2,236	0,018	42,7	0,2	
	R	2,040	0,010	42,3	0,1	
	I	1,820	0,016	41,4	0,2	
308,420	*U*	2,252	0,033	43,0	0,4	4
	B	2,355	0,027	43,1	0,1	
	V	2,253	0,024	42,7	0,3	
	R	2,062	0,016	42,6	0,2	
	I	1,887	0,024	41,5	0,2	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1986 г.						
614,467	*U*	2,099	0,035	44,9	0,4	4
	B	2,249	0,031	43,4	0,1	
	V	2,152	0,034	42,9	0,4	
	R	1,815	0,022	41,9	0,3	
	I	1,602	0,031	42,3	0,4	
614,481	*U*	2,037	0,040	44,3	0,4	
	B	2,227	0,035	43,2	0,2	
	V	2,079	0,038	45,1	0,5	
	R	1,827	0,027	43,2	0,3	
	I	1,648	0,042	43,5	0,3	
623,435	*U*	2,004	0,056	45,4	0,8	3
	B	2,141	0,024	44,6	0,2	
	V	2,123	0,049	45,2	0,4	
	R	1,823	0,030	44,2	0,3	
	I	1,632	0,059	45,3	0,9	
623,498	*U*	2,014	0,038	46,4	0,5	4
	B	2,198	0,042	45,2	0,5	
	V	2,114	0,033	45,6	0,4	
	R	1,819	0,024	44,0	0,3	
	I	1,660	0,037	45,0	0,5	
623,517	*U*	2,027	0,031	44,5	0,4	4
	B	2,197	0,034	43,8	0,4	
	V	2,073	0,027	43,3	0,3	
	R	1,817	0,022	43,0	0,2	
	I	1,598	0,032	43,4	0,5	
629,402	*U*	1,983	0,032	43,4	0,3	4
	B	2,200	0,027	44,1	0,3	
	V	2,141	0,034	43,8	0,4	
	R	1,845	0,022	42,8	0,2	
	I	1,621	0,034	41,3	0,4	
629,446	*U*	1,991	0,037	44,8	0,5	4
	B	2,272	0,025	43,7	0,2	
	V	2,092	0,033	43,6	0,4	
	R	1,827	0,021	42,6	0,2	
	I	1,577	0,030	42,2	0,4	

типичный для Be-звезд, видимых с экватора. Наблюдения Рачковской [3] и Хилдич и др. [7] указывают на переменность интенсивностей фотосферных линий He I при постоянстве лучевых скоростей. Ими также отмечено, что поведение спектральной переменности нельзя объяснить двойственностью звезды. Гарманец [8] нашел, что наблюдавшаяся ранее переменность фотосферных линий He I имеет тот же период, что и фотометрическая переменность, и на основе анализа всех имеющихся наблюдений сделал заключение о сходстве EM Cep с известной магнитной B-звездой с оболочкой σ Ori E.

Наблюдательный материал

Поляриметрические наблюдения EM Cep выполнены в 1985—1986 гг. на 1,25-м зеркальном телескопе Крымской астрофизической обсерватории с пятиканальным *UBVRI* фотометром-поляриметром обсерватории Хельсинкского университета [9]. Этот прибор позволяет проводить измерения линейной поляризации в пяти широких цветовых полосах с эффективными длинами волн 0,36; 0,44; 0,53; 0,69 и 0,83 мкм, близкими к стандартным полосам системы *UBVRI*. Наблюдения выполнены с 15″ диафрагмой. Дальнейшая обработка результатов наблюдений производилась с учетом инструментальной поляризации, определенной по неполяризованным звездам из списка [10]. Точность определения инструментальной поляризации составила 0,01—0,02% во всех полосах. Для каждой серии экспозиций вычислялись средневзвешенные значения параметров

поляризации и их средние ошибки, определявшиеся двумя способами: по статистике зарегистрированных квантов и по дисперсии отдельных наблюдений, включающих от трех до восьми измерений длительностью 3,5 мин каждое. В окончательный результат входила максимальная из этих ошибок. Полученные таким образом средние значения степени поляризации P и позиционного угла θ с их средними ошибками и числом измерений N приведены в табл. 1.

Для учета межзвездной поляризации EM Cep мы провели наблюдения ряда звезд в окрестностях переменной звезды в скоплении NGC 7160, членом которого является EM Cep. Результаты этих измерений даны в следующем разделе.

Учет межзвездной поляризации

Наблюдаемая поляризация EM Cep является суперпозицией межзвездной и собственной поляризации. Для детального исследования последней следует прежде всего определить и учесть межзвездную составляющую. Тот факт, что EM Cep является членом рассеянного звездного скопления NGC 7160, значительно облегчает учет межзвездной поляризации. Для изучения распределения поляризации в окрестностях переменной звезды нами выбрано несколько наиболее ярких членов скопления из каталога Хоаг и др. [11]. В табл. 2 приведены результаты наших измерений. Назначения столбцов: 1-й — номер звезды из каталога Хоаг и др., далее V, $B-V$, $U-B$ — блеск и показатели цвета из того же каталога, 5-й столбец — спектральная полоса, 6—9-й столбцы — величины степени поляризации и позиционные углы с их ошибками, в столбце 10 дано число измерений n для каждой звезды.

Распределение на небе величин и направлений поляризации в полосе V для звезд табл. 2 изображено на рис. 1. Из него следует, что в пределах рассматриваемой области неба направления плоскости колебаний θ_0 близки для всех наблюдавшихся звезд и заключены в пределах 40—48°. Это позволяет достаточно надежно определить направление межзвездной поляризации. Сложнее найти величину степени межзвездной поляризации P. Она изменяется от звезды к звезде в широких пределах, например в фильтре V от 0,67 до 1,65%. Более того, зависимость поляризации от длины волны различна для различных звезд. Сходную зависимость от длины волны, а также величины поляризации имеют звезды 3, 7 и 1, 4, причем к последней группе можно отнести и саму EM Cep.

Таблица 2

№ [11]	V	$B-V$	$U-B$	Фильтр	P, %	σ	θ, град	σ	n
1	6,69	0,24	—0,57	U	1,422	0,015	46,9	0,2	8
				B	1,419	0,009	47,1	0,1	
				V	1,313	0,019	48,0	0,2	
				R	1,190	0,013	47,6	0,1	
				I	0,970	0,015	48,2	0,2	
3	8,92	0,17	—0,46	U	0,718	0,034	46,6	0,4	12
				B	0,731	0,014	41,4	0,2	
				V	0,669	0,024	48,4	0,2	
				R	0,532	0,024	46,7	0,2	
				I	0,476	0,021	45,5	0,2	
4	7,90	0,07	—0,73	U	1,796	0,062	39,9	0,4	12
				B	1,819	0,036	40,5	0,3	
				V	1,643	0,043	41,3	0,3	
				R	1,362	0,044	39,5	0,3	
				I	1,206	0,052	40,3	0,4	
7	10,01	0,15	—0,49	U	0,615	0,070	46,5	0,6	10
				B	0,676	0,068	38,5	0,7	
				V	0,679	0,070	40,0	0,7	
				R	0,532	0,033	38,7	0,6	
				I	0,576	0,059	43,5	0,7	

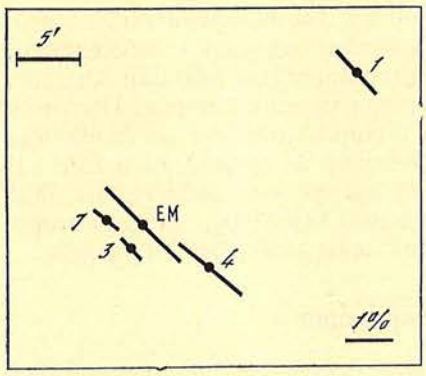


Рис. 1. Карта распределения величин и направлений линейной поляризации звезд в полосе V в окрестностях EM Cep по наблюдениям из табл. 2 (номера звезд — по каталогу [11])

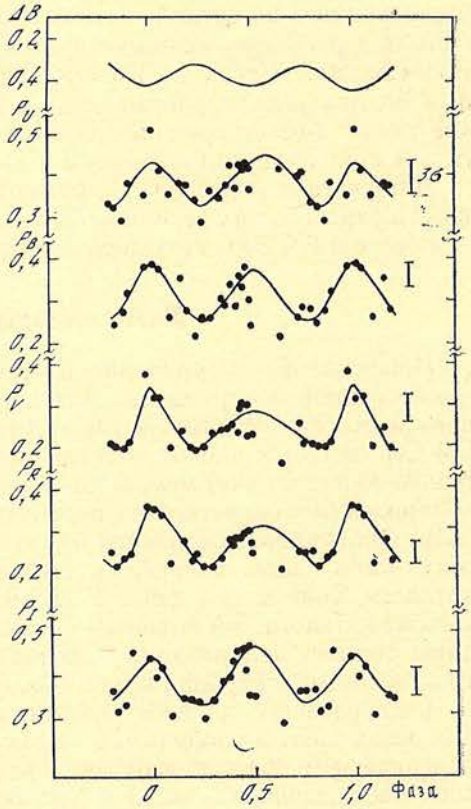


Рис. 2. Изменения степени линейной поляризации P у EM Cep в системе $UBVRI$ с периодом 0,806187 сут

Вверху — средняя фотометрическая кривая блеска в полосе B по данным [2, 3]. Справа — средние ошибки наблюдений в каждой спектральной полосе

Для учета межзвездной составляющей нами далее использовались наряду с EM Cep звезды 1, 4. Применялась методика, описанная ранее Шаховской и др. [12] для учета межзвездной поляризации у Be-звезды V725 Tau.

Вероятно, все наблюдаемые нами звезды имеют собственную и межзвездную составляющие поляризации, причем собственная поляризация может быть переменна во времени. Метод, описанный в [12], выделяет из наблюдений постоянную составляющую P_x, согласно формуле Серковского

$$P_x/P_{max}=\exp(-k\ln^2(\lambda_{max}/\lambda_x)),$$

где $k=1{,}15$. Величины P_{max} и λ_{max} определяют величину и положение максимума поляризации. В области EM Cep по данным Серковского [13] максимум межзвездной поляризации приходится на $\lambda=0{,}5$ мкм. Единственным условием, накладываемым на собственную поляризацию при применении этого метода, является постоянство направления поляризации во всех фотометрических полосах. Как видно из табл. 2, для звезд окрестностей и самой EM Cep это условие близко к выполнению.

Данный метод мы применили дважды. Во-первых, мы вычислили межзвездную поляризацию по самой EM Cep по данным за 1985—1986 гг. В силу того, что у звезды может быть не изменившаяся за время наших наблюдений составляющая собственной поляризации, данный метод даст только верхнюю границу межзвездной поляризации. Результаты вычислений при $\lambda_{max}=0{,}5$ мкм дали величину межзвездной составляющей поляризации

$P_0=2{,}180\pm0{,}018\%$; $\theta_0=44{,}0\pm0{,}2°$.

Затем мы вычислили межзвездную поляризацию по средним за сезон наблюдениям EM Cep в 1985 и 1986 гг. и по звездам 1 и 4. По этим данным имеем

$P_0=2{,}09\pm0{,}12\%$; $\theta_0=44{,}3\pm1{,}6°$.

Как видим, в обоих случаях мы получили близкие результаты. Поэтому далее учет межзвездной поляризации производился по данным, полученным с использованием звезд окрестностей.

Результаты наблюдений

Наблюдения EM Сер, выполненные в течение двух сезонов, 1985 и 1986 г., показали сложный характер переменности поляризации. Можно выделить две составляющие: медленные изменения от сезона к сезону, и быстрые — от ночи к ночи.

А. Быстрая переменность. Хорошо известно, что у EM Сер присутствует быстрая фотометрическая переменность с периодом 0,806187 сут амплитудой до $0{,}3^m$ [5]. Возможно также и присутствие спектральной переменности с этим же периодом. Поэтому можно ожидать переменность поляризации за такое же время. На рис. 2 представлены изменения степени поляризации P в полосах $UBVRI$ в 1985 г., освобожденные от межзвездной составляющей и свернутые с периодом 0,806187 сут. Из рис. 2 следует, что переменность поляризации имеет сходную форму во всех полосах, с двумя максимумами на фазах 0,0 и 0,5, причем фазы максимумов поляризации совпадают с минимумами блеска звезды. Амплитуда кривых во всех полосах примерно одинакова и составляет 0,10—0,15%. Недостаточное количество данных за 1986 г. не позволяет выявить наличие и характер переменности в этом году, поэтому из дальнейшего анализа быстрой переменности эти данные были исключены.

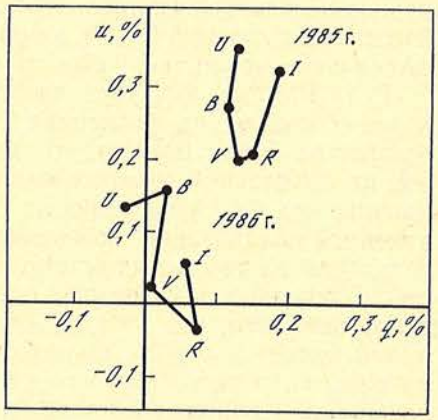


Рис. 3. Диаграмма безразмерных параметров Стокса q и u EM Сер в 1985 и 1986 гг.

Б. Медленная составляющая переменности. Наблюдения 1985 и 1986 гг. показали заметное различие средней поляризации EM Сер в эти сезоны. Изменилась как величина поляризации P, так и позиционный угол θ. На рис. 3 представлены усредненные за сезон результаты наблюдений в виде диаграммы безразмерных параметров Стокса q и u. Из рисунка видно, что поляризация в 1986 г. уменьшилась в среднем на 0,2% по сравнению с 1985 г.

Обсуждение результатов

Анализируя результаты наших поляриметрических наблюдений, можно сделать следующие выводы.

1. Параметры линейной поляризации EM Сер изменяются с периодом фотометрической переменности 0,806187 сут.

2. Кривые изменения степени поляризации во всех фильтрах имеют два минимума и максимума за период, как при переменности блеска звезды. Причем изменения поляризации находятся в антикорреляции с изменениями блеска, так что в моменты минимума блеска на фазах 0,0 и 0,5 достигается максимум поляризации. Амплитуда этой переменности для всех полос составляет 0,10—0,15%.

3. Присутствуют медленные изменения линейной поляризации от сезона к сезону. Отмечено заметное, на 0,2%, уменьшение среднего уровня поляризации в 1986 г. по сравнению с 1985 г.

Согласно Аллену [14] радиус звезды спектрального типа B1 IVe составляет $6{,}5R_\odot$. Предполагая, что период 0,806 сут является периодом вращения звезды, получим, что скорость на поверхности звезды должна быть около 400 км/с. Она заметно меньше критической для звезд этого спектрального типа. Из наблюдений по данным Юсуги и Фукуды [5] $v \sin i = 290$ км/с. Отсюда угол наклона оси вращения к картинной плоскости около 45°. Как отмечалось вначале, Гарманец [8] на основании фотометрической и спектральной переменности пришел к выводу, что EM Сер принадлежит к группе быстровращающихся магнитных B-звезд с неоднородным распределением гелия по поверхности

звезды. Прототипом этих звезд является хорошо известная B-звезда с оболочкой σ Ori E. У подобного типа звезд наблюдаются дипольные магнитные поля напряженностью до нескольких килогаусс. Грот и Хунгер [15] предложили модель σ Ori E, в которой минимумы блеска вызываются затмением диска звезды двумя вращающимися синхронно с вращением звезды и контролируемыми дипольным магнитным полем облаками. Ранее Кемп и Герман [16] нашли переменность линейной поляризации σ Ori E, синхронную с периодом изменения блеска и амплитудой 0,10% в фильтре *B*. Эти изменения поляризации весьма схожи с переменностью наблюдаемой нами у EM Cep.

Если EM Cep, как указывает Гарманец, является Be-звездой с магнитным полем и модель, предложенная Гротом и Хунгером для σ Ori E, качественно применима и для EM Cep, то, анализируя результаты наших поляриметрических наблюдений, можно сделать предварительные заключения о возможной причине подобной переменности. Гнедин и Силантьев [17,18] приводят расчеты линейной поляризации, возникающей в результате томпсоновского рассеяния излучения на свободных электронах в оптически тонкой оболочке в присутствии дипольного магнитного поля. Интегральная поляризация возникает вследствие того, что участки оболочки с разными направлениями силовых линий магнитного поля по-разному деполяризуют рассеянное оболочкой излучение из-за фарадеевского вращения плоскости поляризации. Для случая оптической глубины оболочки $\ll 1$ и дипольного магнитного поля ими показано, что степень линейной поляризации пропорциональна $\sin^2\alpha$, где α — угол между направлением на наблюдателя и осью магнитного диполя. Для EM Cep в моменты фотометрических минимумов, вызываемых затмением звезды уплотненными частями оболочки, происходит увеличение степени поляризации именно в тот момент, когда угол α между направлением на наблюдателя и осью магнитного диполя близок к 90°, т. е. силовые линии перпендикулярны лучу зрения и деполяризации излучения практически не происходит — $\sin^2\alpha$ максимален.

Таким образом, предполагая модель EM Cep, близкую к модели σ Ori E, можно качественно описать наблюдаемую переменность поляризации и блеска, затмением звезды двумя уплотненными частями оболочки, контролируемыми дипольным магнитным полем.

Заключение

В результате анализа измерений линейной поляризации Be-звезды EM Cep, выполненных в 1985—1986 гг. в системе *UBVRI*, найдены изменения поляризации с периодом фотометрической переменности звезды 0,806187 сут. Кривые изменения степени поляризации во всех спектральных полосах имеют два максимума на фазах 0,0 и 0,5, причем они приходятся на минимумы блеска звезды. Амплитуды переменности составляют 0,10—0,15% во всех полосах. Обнаружены также медленные изменения поляризации от сезона к сезону, такие, что в 1986 г. средний уровень поляризации уменьшился на 0,2% по сравнению с 1985 г. Переменность поляризации с периодом 0,806187 сут можно объяснить эффектом деполяризации излучения, рассеянного оболочкой быстровращающейся звезды, в присутствии дипольного магнитного поля. Такой механизм возможен, если принять для EM Cep модель, сходную с моделью известной B-звезды с оболочкой и дипольным магнитным полем σ Ori E.

Авторы выражают благодарность доктору В. Пиирола (Хельсинкский университет, Финляндия) за предоставление возможности использования пятиканального фотометра-поляриметра, а также Н. М. Шаховскому и Ю. С. Ефимову за постоянное внимание к работе в процессе ее выполнения.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Lynds C. R.* // Astrophys. J. 1959. Vol. 130. P. 603—610.
2. *Рачковская Т. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1975. Т. 53. С. 168—186.
3. *Рачковская Т. М.* // Там же. 1976. Т. 55. С. 100—111.
4. *Breinhorst R. A., Karimie M. T.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1980. Vol. 92. P. 432.
5. *Usugi A., Fucuda T.* Revised catalogue of stellar rotational velocities. Kyoto (Japan): Univ. Kyoto, 1982.

6. *Рачковская Т. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1977. Т. 56. С. 11—15.
7. *Hilditch R. V., McLean B. J., Reid I. N.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 200. P. 1153—1159.
8. *Harmanec P.* // Bull. Astron. Inst. Czechosl. 1984. Vol. 35. P. 193—202.
9. *Piirola V.* // Ann. Acad. Sci. Fennicae. 1975. Ser. AVI. N 418.
10. *Serkowski K.* Methods of experimental physics/Ed. N. Carleton. N.Y.: Acad. Press, 1974. Vol. 12. Pt. A. P. 301—414.
11. *Hoag A. A., Johnson M. L., Iriarte B.* et al. // Publ. Naval Obs. 1961. Vol. 27. Pt. vii. P. 474.
12. *Шаховская Н. И., Шаховской Н. М., Бесковная Н. Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 75. С. 120—136.
13. *Serkowski K., Mathewson D. S., Ford V. L.* // Astrophys. J. 1975. Vol. 196. P. 261—290.
14. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. С. 295.
15. *Groote D., Hunger K.* // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 116. P. 64—74.
16. *Kemp J. C., Herman L. C.* // Astrophys. J. 1977. Vol. 218. P. 770.
17. *Гнедин Ю. Н., Силантьев Е. А.* // Письма в Астрон. журн. 1970. Т. 6. С. 344—349.
18. *Gnedin Yu. N., Silant'ev N. A.* // Astrophys. Space Sci. 1984. Vol. 102. P. 375—395.

УДК 524.33+524.352

ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ ЛЕБЕДЯ 1975 Г. (V 1500 Cyg) В 1982—1986 ГГ.

Е. П. Павленко

Телевизионные фотометрические исследования Новой Лебедя 1975 г. (V1500 Cyg) проведены в 1982—1986 гг. на 0,5-метровом телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в эпоху ослабления ее блеска до 16,5—17,5^m (V). Зарегистрировано увеличение периода переменности 0,139 сут на $2\cdot10^{-6}$ сут по сравнению с 1978 г. Обнаружена зависимость показателей цвета $B-V$ и $V-R$ от фазы периода.

THE TV-PHOTOMETRY OF NOVA CYGNI 1975 (V1500 Cyg) IN 1982—1986, by *E. P. Pavlenko.*— The TV-photometrical investigation of V1500 Cyg were carried out in 1982—1986 at the 0.5-m telescope of the Crimean observatory. The mean brightness of the star decreased to 16.5—17.5^m (V). It is detected that the period of 0.139^d variability increased by $2\cdot10^{-6}$ days as compared with the period observed in 1978. The color indexes $B-V$ and $V-R$ are found to be dependent on the phase of the period.

Новая Лебедя 1975 г. (V1500 Cyg) занимает особое место среди новых звезд. Ее отличают большая амплитуда вспышки (около 19^m), периодичность изменений блеска сразу же после вспышки и большие колебания величины этого периода в течение первых двух лет. Практически все внимание наблюдателей Новой в 1975—1978 гг. было приковано к изменениям периода. Наблюдения проводились, как правило, либо в каком-то одном широкополосном фильтре, либо в интегральном свете. Последние зарубежные фотометрические исследования Новой были выполнены Семенюк и др. [1, 2] в 1979 и 1981 гг. в системе B или близкой к ней. Хатчингсом [3] в 1977—1978 гг. проведены спектроскопические наблюдения. Он исследовал зависимость эквивалентных ширин и лучевых скоростей эмиссионных линий He II λ4686, а также H_β, H_γ, H_δ от фазы периода. На основании полученных данных он пришел к выводу, что двойная система V1500 Cyg содержит: 1) белый карлик с массой $\sim$1,1 $M_\odot$; 2) теряющий массу компонент главной последовательности с массой $\sim$0,5 $M_\odot$; 3) высокосветящийся диск неоднородной яркости (причем более темная его часть обращена к красному компоненту) и 4) локализованные области эмиссионных линий, чьи скорости свидетельствуют о больших движениях масс внутри системы.

В Крымской обсерватории ведутся регулярные наблюдения Новой с 1976 г. [4—8] в различных цветовых системах: континууме вблизи λ$\sim$5600 Å, V, B или BVR. Их цель — фотометрические исследования нестационарных процессов, происходящих в системе V1500 Cyg в эпоху значительного ослабления ее блеска ($\bar{V}\sim17^m$).

Наблюдения

Наблюдения V1500 Cyg проводились на 0,5-м телескопе МТМ-500 с помощью высокочувствительной телевизионной трубки ЛИ 804 в течение 51 ночи с 1982 по 1986 г. Регистрация изображений велась различными методами: фотографическим [4—8] или путем ввода данных в ЭВМ [9]. Данные регистрировались либо в фотометрической системе V, либо одновременно в системе B, V, либо последовательно в системе B, V, R (табл. 1). Фотометрическая ка-

Таблица 1

Сводка наблюдений Новой Лебедя 1975 г.

Год	Число ночей	Разрешение, мин	Метод регистрации	Фотометрическая система
1982	7	3—6	Фото	V
1983	18	3—6	То же	V
1984	13	3—8	» »	V
1985	4	3—6	» »	V
1985	3	6—12	ЭВМ	B и V одновременно
1985	1	6—12	Фото	B и V одновременно
1986	5	5—12	То же	B, V, R последовательно

либровка проводилась с помощью изображений искусственных звезд известной яркости [10] при цифровом методе регистрации и с помощью ряда вторичных стандартных звезд в окрестности Новой при фотографировании. Внеатмосферные значения блеска этих звезд были определены путем фотометрического сравнения с известными B, V, R величинами звезд скопления NGC 188 [11, 12]. При выносе за атмосферу использовались средние коэффициенты экстинкции в Крыму [13]; данные также исправлялись за ошибку поля [9]. Переход из инструментальной системы в стандартную проводился с помощью соотношений

$$V=1{,}08v-0{,}10(b-v)+C_1, \qquad R=1{,}08r-0{,}06(v-r)+C_2,$$

$$B=1{,}08b-0{,}11(b-v)+C_3,$$

где V, R, B — внеатмосферные величины блеска в стандартной системе, v, r, b — в инструментальной, C_1, C_2, C_3 — константы.

Блеск каждой звезды сравнения был вычислен усреднением отдельных оценок, полученных по трем-шести ночам. Отдельная оценка блеска в свою очередь являлась средней из четырех оценок за ночь.

Для определения внешней точности наблюдений, зависящей от звездной величины $\sigma(m)$, данные блеска звезд сравнения были упорядочены по возрастанию их яркости. Образованный диапазон яркости был разбит на небольшие интервалы таким образом, чтобы каждый из них охватывал блеск двух-трех звезд. В этих интервалах в системе BVR определялась среднеквадратичная ошибка $\sigma(m_p)$ по формуле

$$\sigma(m_p)=\pm\sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{l}\sum_{i=1}^{n_k}(m_{ik}-\overline{m}_k)^2}{N-l-1}},$$

где $m_p=\left(\sum_{k=1}^{l}\overline{m}_k\right)\Big/ l$, p — номер интервала, l — число звезд в интервале, n_k — число ночей, m_{ik} — звездная величина k-й звезды, определенная в i-ю ночь

$$\overline{m}_k=\sum_{i=1}^{n_k} m_{ik}/n_k; \quad N=\sum_{k=1}^{l} n_k.$$

По данным $\sigma(m_p)$ методом наименьших квадратов определена внешняя точность оценок блеска вторичных стандартов в зависимости от звездной величины $\sigma(m)$.

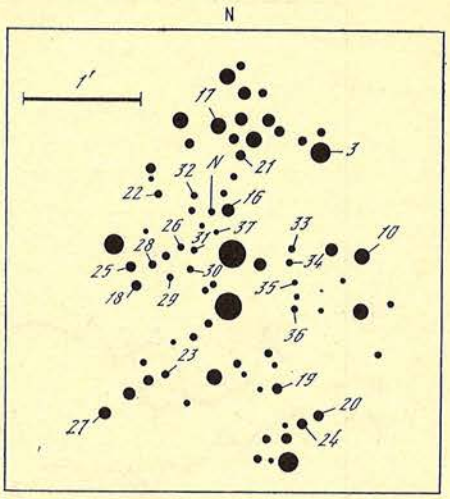


Рис. 1. Карта окрестности Новой Лебедя 1975 г.

На рис. 1 представлена поисковая карта окрестности Новой, а в табл. 2 — внеатмосферные величины блеска звезд сравнения и точность их определения. Некоторые данные о звездах 1—27 были опубликованы ранее [4, 6, 8]. В первом столбце таблицы дан порядковый номер звезды, в столбцах 2—4 — внеатмосферные величины блеска в системе V, B, R соответственно с ошибками определения. В скобках указаны предыдущие оценки блеска [8]. Расхождение данных — в пределах ошибок. Не исключено также, что некоторые из этих звезд могут оказаться переменными. Справа в таблице приведены также внеатмосферные звездные величины более ярких звезд в системе R по наблюдениям 1978 г.

Внутренняя точность оценок блеска Новой изменяется от $\pm 0{,}07^m$ для 16^m до $\pm 0{,}15^m$ для 18^m.

Таблица 2

Внеатмосферные звездные величины звезд сравнения

Номер звезды	$V \pm \sigma_V/\sqrt{n}$	$B \pm \sigma_B/\sqrt{n}$	$R \pm \sigma_R/\sqrt{n}$	Номер звезды	$R \pm \sigma_R/\sqrt{n}$
16	$15{,}48 \pm 0{,}06^m$ ($15{,}48^m$)	$16{,}37 \pm 0{,}07^m$	$14{,}86 \pm 0{,}05^m$	2	$12{,}02 \pm 0{,}07^m$
17	$15{,}91 \pm 0{,}07$ (15,92)	$16{,}68 \pm 0{,}08$	$15{,}23 \pm 0{,}06$	3	$13{,}47 \pm 0{,}08$
18	$16{,}32 \pm 0{,}07$ (16,19)	$17{,}07 \pm 0{,}08$	$15{,}58 \pm 0{,}08$	4	$14{,}13 \pm 0{,}10$
19	$16{,}35 \pm 0{,}07$ (16,44)	$17{,}43 \pm 0{,}07$	$15{,}61 \pm 0{,}07$	5	$13{,}20 \pm 0{,}08$
20	$16{,}57 \pm 0{,}07$ (16,48)	$17{,}43 \pm 0{,}07$	$15{,}82 \pm 0{,}08$	7	$13{,}95 \pm 0{,}10$
21	$16{,}79 \pm 0{,}09$ (16,63)	$17{,}57 \pm 0{,}09$	$15{,}91 \pm 0{,}07$	10	$13{,}77 \pm 0{,}09$
22	$16{,}69 \pm 0{,}07$ (16,67)	$17{,}53 \pm 0{,}08$	$15{,}90 \pm 0{,}07$	11	$13{,}48 \pm 0{,}08$
23	$16{,}87 \pm 0{,}07$ (16,73)	$18{,}03 \pm 0{,}09$	$16{,}09 \pm 0{,}08$	13	$12{,}88 \pm 0{,}08$
24	$16{,}90 \pm 0{,}07$ (16,93)	$18{,}18 \pm 0{,}08$	$15{,}94 \pm 0{,}08$	14	$13{,}04 \pm 0{,}08$
25	—	$17{,}75 \pm 0{,}07$	$16{,}17 \pm 0{,}08$	15	$13{,}36 \pm 0{,}09$
26	$17{,}13 \pm 0{,}08$ (17,06)	—	$16{,}17 \pm 0{,}07$		
27	$17{,}12 \pm 0{,}08$ (17,15)	$18{,}19 \pm 0{,}10$	$16{,}22 \pm 0{,}08$		
28	$17{,}96 \pm 0{,}11$	—	$16{,}56 \pm 0{,}09$		
29	$17{,}66 \pm 0{,}09$	—	$16{,}45 \pm 0{,}09$		
30	$18{,}08 \pm 0{,}10$	—	$16{,}95 \pm 0{,}09$		
31	$17{,}71 \pm 0{,}09$	—	$16{,}43 \pm 0{,}09$		
32	$17{,}94 \pm 0{,}08$	—	$16{,}58 \pm 0{,}09$		
33	—	—	$16{,}36 \pm 0{,}09$		
34	$17{,}94 \pm 0{,}08$	—	—		
35	$17{,}94 \pm 0{,}07$	—	$16{,}98 \pm 0{,}10$		
36	$18{,}50 \pm 0{,}11$	—	—		
37	$18{,}35 \pm 0{,}11$	—	—		

Кривые блеска и цвета V 1500 Cyg

Полученные оценки блеска и показателей цвета Новой использовались для построения кривых блеска согласно соотношению

$$\mathrm{Min} = \mathrm{JD}_{\mathrm{hel}}\,2443696{,}4827 + 0{,}1396131^{\mathrm{d}} \cdot E,$$

где E — номер цикла. На рис. 2 приведены кривые блеска в фотометрической системе V для каждой ночи наблюдений 1982—1984 гг. Светлыми кружками

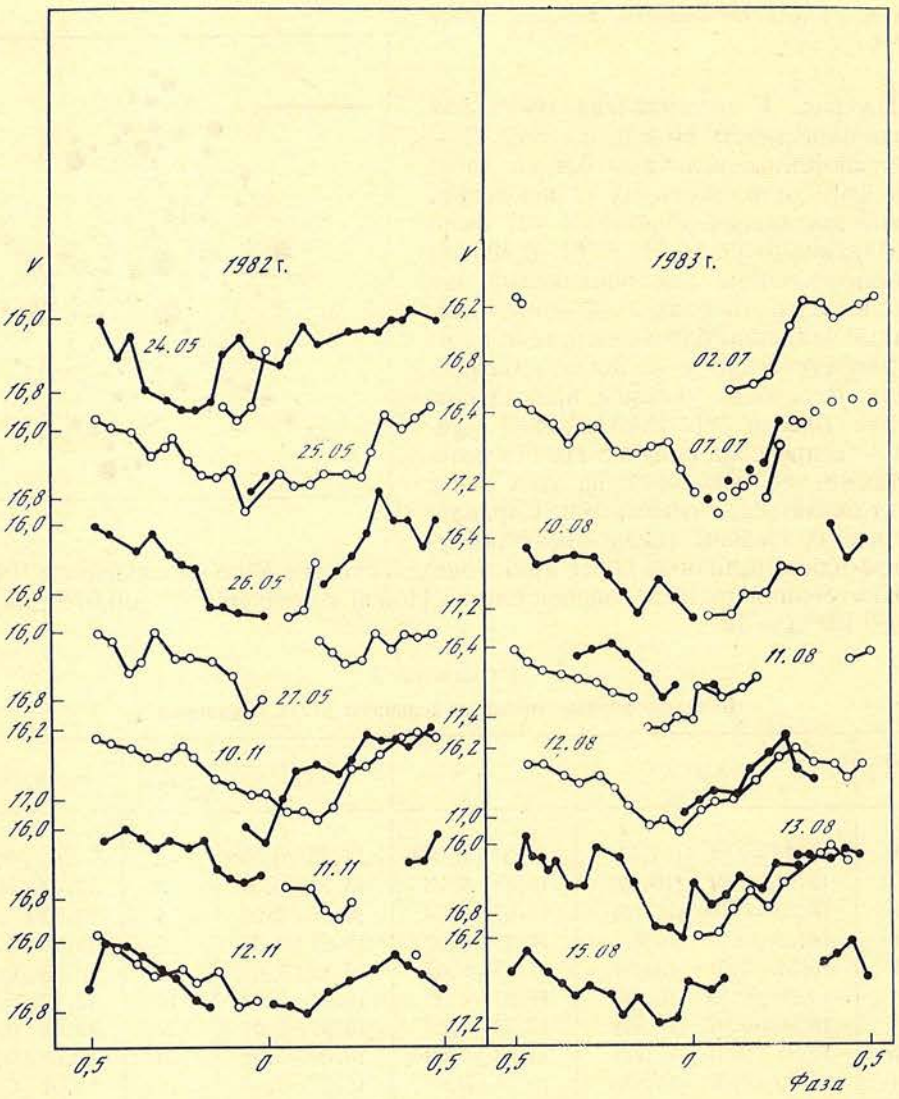
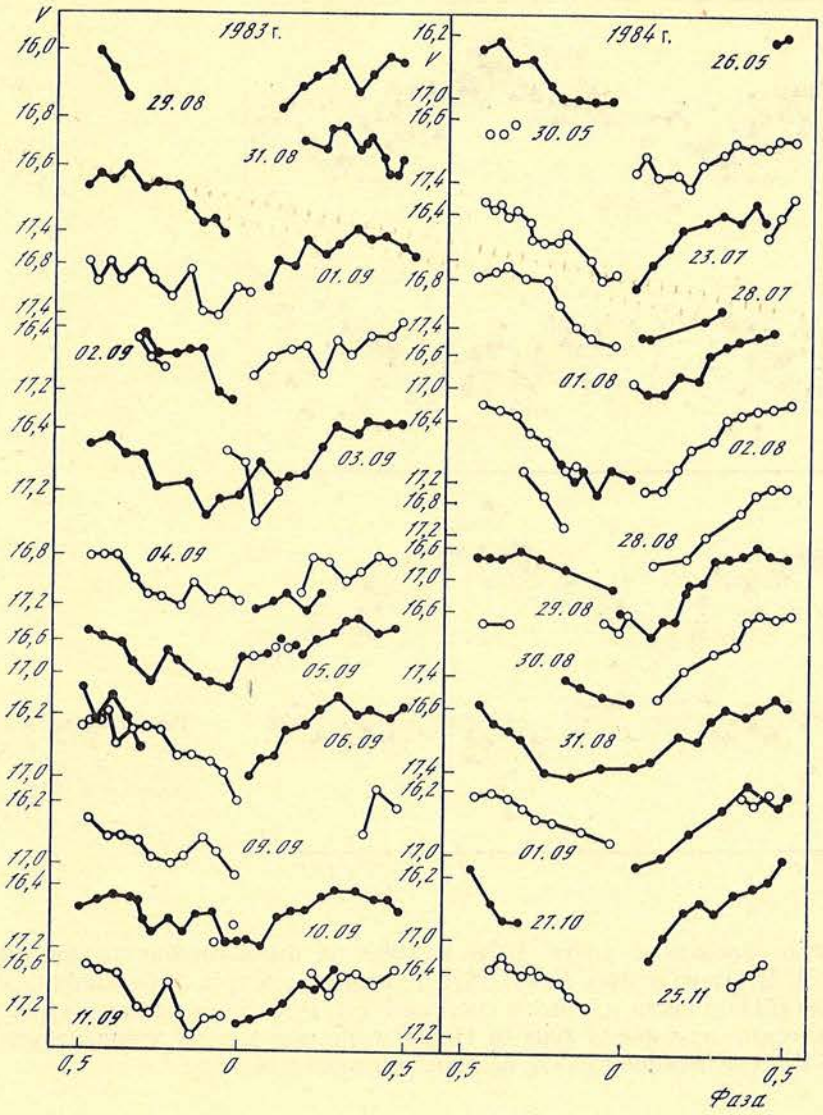


Рис. 2. Индивидуальные кривые блеска V 1500 Cyg в системе *V* в 1982—1984 гг.

обозначены данные нечетного, темными — четного цикла. Это сделано с целью анализа систематических различий изменений блеска Новой в соседних циклах.

Кривые блеска показывают значительные изменения формы и средней яркости от ночи к ночи — явление, на которое указывали и другие наблюдатели [2, 14, 15]. Причем возрастание блеска происходит в большинстве случаев быстрее, чем ослабление, что также было замечено ранее [15]. Однако систематической разницы формы кривых в соседних циклах, как отмечалось прежде [4—6], не обнаружено. Возможно, небольшие различия кривых теперь скрыты возросшими ошибками наблюдений по сравнению с наблюдениями, выполненными во время большей яркости Новой.

Менее многочисленные наблюдения следующих лет приведены на рис. 3, 4 одинаковыми значками независимо от четности цикла. На рис. 3 изображены данные, полученные в 1985 г. в системе *V*. Другая группа наблюдений, выполненных в 1985 и 1986 гг., представлена на рис. 4: данные получены в результате одновременной (1985 г.) и последовательной регистрации (1986 г.) блеска Новой в системе *B*, *V*. Рис. 4 показывает, что показатель цвета *B*—*V* также изменяется с фазой периода (цикла): в минимумах блеска излучение системы Новой становится более голубым.



На рис. 5 представлены изменения показателя цвета $V—R$ с фазой периода для 1978 и 1986 гг. По мере приближения к минимуму блеска величина $V—R$ возрастает. Амплитуда этих изменений в 1986 г. больше, чем в 1978 г.; средняя величина $V—R$ практически не изменилась и равна $V—R \approx 0{,}8^m$.

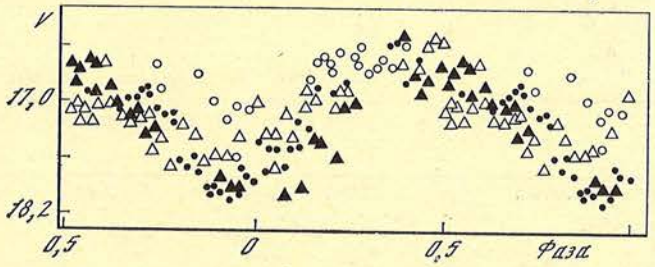


Рис. 3. Кривая блеска V1500 Cyg в системе V в 1985 г.

Различными значками обозначены данные, относящиеся к разным ночам

На рис. 6 собраны имеющиеся сведения о цветовых изменениях V1500 Cyg в течение цикла начиная с момента, когда блеск ее в системе V стал слабее 14^m. Данные приведены в виде средних кривых блеска и показателей цвета $B—V$ и $V—R$ (точки получены в результате усреднения отдельных оценок в каждом интервале фаз периода при разделении его на 10 интервалов).

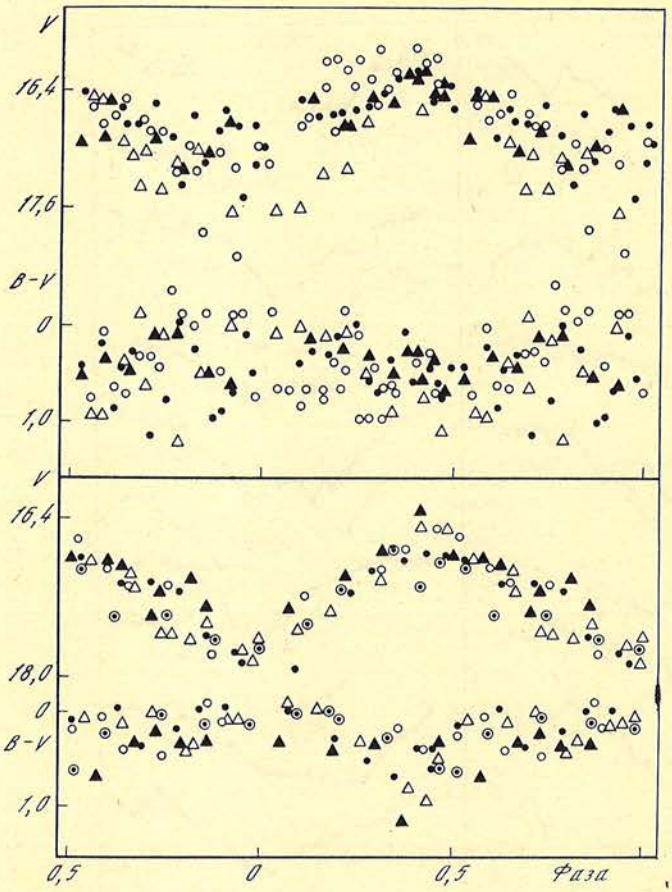


Рис. 4. Кривые блеска в системе V и показатели цвета $B—V$ в 1985 г. (вверху) и 1986 г. (внизу)

Обозначения те же, что на рис. 3

Кривые блеска и цвета 1978 и 1980 гг. были опубликованы нами ранее [6, 7]. В вычислениях $B—V$ 1979 г. использовались наблюдения Семенюк в системе B [1] и наши данные в системе V [7]. Рис. 6 показывает, что короткопериодические изменения блеска Новой сопровождаются уменьшением величин $B—V$ и увеличением $V—R$ вблизи минимумов блеска.

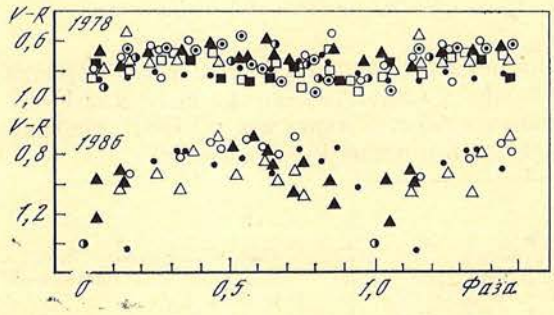
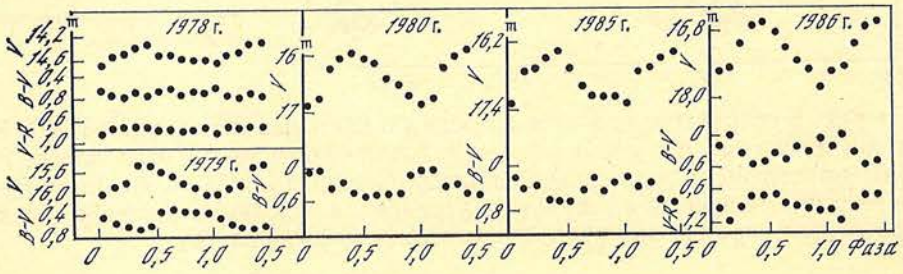


Рис. 5. Изменения показателя цвета $V—R$ с фазой периода в 1978 и 1986 гг.

Обозначения те же, что на рис. 3

Рис. 6. Средние кривые блеска V и показателей цвета $B — V$ и $V — R$



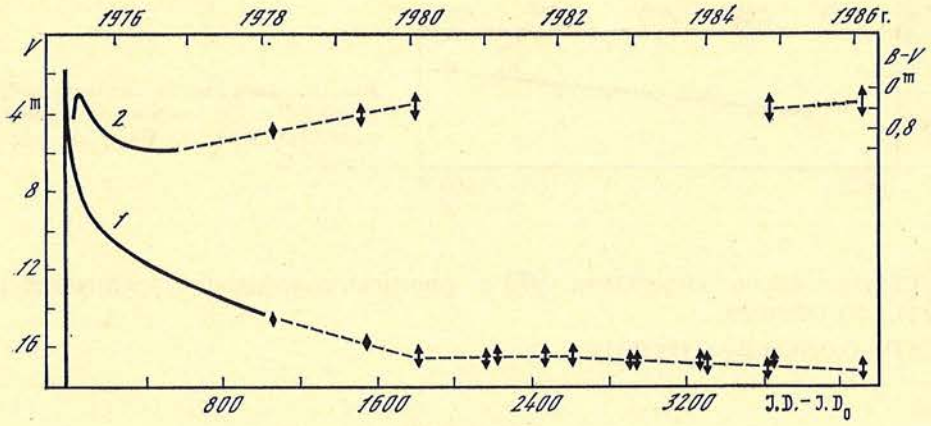


Рис. 7. Изменения среднего блеска в системе V (*1*) и средней величины показателя цвета $B-V$ (*2*) в зависимости от времени, прошедшего после максимума блеска $J.D._0$

Эволюционные изменения среднего блеска Новой и показателя цвета $B-V$ даны на рис. 7. Сплошными линиями проведены: *1* — изменение блеска в системе V согласно Патерсону [16], *2* — показателя цвета $B-V$ согласно Архиповой и Зайцевой [17]; штриховая линия проведена по нашим данным. Стрелочками указана амплитуда короткопериодических изменений блеска и показателей цвета. По мере увеличения V от 14 до 17^m амплитуда короткопериодических изменений блеска возрастает от 0,3 до 1^m; при этом $B-V$ уменьшается от 0,7 до $0{,}3^m$, а амплитуда этих изменений увеличивается от 0,15 до $\sim 0{,}5^m$.

Изменения периода

На основе представленных рядов наблюдений были определены гелиоцентрические моменты максимумов блеска (табл. 3). Моменты минимумов блеска характеризуются большей погрешностью из-за нестационарных процессов в системе и поэтому в таблице не даны.

На рис. 8 приведены средние для отдельных групп наблюдений величины $O-C$, вычисленные по моментам максимумов (данные об экстремумах 1978—1981 гг. и частично 1982 г. опубликованы раньше [6, 18]). Расчетные моменты максимумов вычислены по эфемериде [2]: $\mathrm{Max} = J.D._{hel} 2443369{,}6546 + (0{,}1396131 \pm 0{,}0000003^d)E$.

Таблица 3

Гелиоцентрические моменты максимумов блеска V1500 Cyg в 1982—1986 гг.

J. D.$_{hel}$ 2440000+				
1982 г.	1983 г.	1984 г.	1985 г.	1986 г.
5230,3448^d	5523,3848^d	5905,3743^d	6265,4228^d	6761,2015^d
5257,2808	5558,4344	5915,4239	6268,3673	6761,3383
5284,2241	5559,4019	5939,3612	6291,3935	6762,1807
5285,2033	5560,3846	5942,3536	6292,3713	6763,2897
5286,1712	5579,3598	5943,3397	6294,4713	6764,2689
	5580,3571	5944,3196	6325,3245	6769,1612
	5581,3154	5945,3009	6325,4704	
	5582,3183	5945,4210	6327,4308	
	5583,2724	6001,2833		
	5584,3828	6030,1834		
	5588,2961	5847,4247		
	5589,2885			
	5663,2532			
	5674,1688			

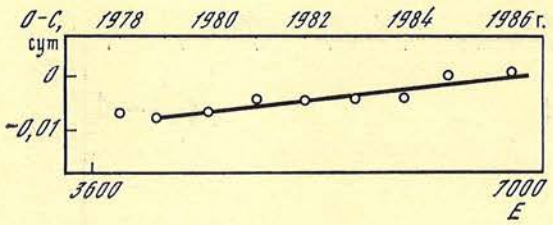


Рис. 8. Зависимость разности наблюденных и вычисленных моментов максимумов блеска $O—C$ от номера цикла E

Из рисунка видно, что вблизи 1979 г. произошло небольшое увеличение периода, составившее

$$\Delta P = 0{,}0000020 \pm 0{,}0000005^{d}.$$

Обсуждение

Процессы нестационарности и двойной период. Отмеченные изменения среднего блеска, амплитуды и формы кривых блеска от цикла к циклу свидетельствуют о нестационарных процессах в двойной системе, в частности в газовом диске, находящемся в стадии формирования (как известно, стадия постновой характеризуется увеличением массы диска от 0 до $\sim 10^{-5}\,M_{\odot}$ [19]).

Ранее систематические различия формы кривых блеска соседних циклов давали нам повод считать орбитальным периодом удвоенную величину цикла. Приводимые кривые 1982—1986 гг. показывают отсутствие таких различий, в том числе систематической разницы глубин соседних минимумов; показывают одинаковый характер цветовых изменений в каждом цикле. Сейчас уменьшение яркости Новой и ухудшение в связи с этим точности наблюдений в минимумах блеска делает возможные различия незначимыми. Тем не менее кажется более вероятным считать орбитальным периодом величину одного цикла изменения блеска (3,35ч). Это предположение усиливается существующим эмпирическим соотношением между нормальными показателями цвета $(B—V)_0$ и орбитальными периодами P в эпоху ослабления блеска:

$$(B-V)_0 = \underset{\pm 0{,}018}{0{,}140}P\,(\text{ч}) - \underset{\pm 0{,}10}{0{,}56}, \quad \sigma = 0{,}13 \qquad [19].$$

Средняя величина $B—V$ Новой в это время равна $\sim 0{,}3^{m}$, что с учетом межзвездного поглощения (по разным оценкам $E_{B-V} = 0{,}15 \div 0{,}50^{m}$ [20, 21] лучше согласуется с $P = 3{,}35$ ч, чем с $P = 6{,}7$ ч.

Короткопериодические изменения блеска и цвета. В системе V1500 Cyg с наклонением орбиты $i = 60°$ [22] может возникать частное затмение диска, которое, однако, не обеспечит наблюдаемую амплитуду его изменения (1^{m} и более в 1986 г.). В этом случае может быть эффективной предположенная Хатчингсом неравномерная яркость диска с темной стороной, обращенной к красному компоненту. Тогда устойчивая асимметрия кривых блеска может свидетельствовать об ориентации темной и яркой частей относительно линии, соединяющей центры компонентов. Разница длительности возрастания и ослабления блеска (0,10—0,15) P соответствует смещению темной области относительно центра затмения на 50—60° в сторону вращения системы.

Для объяснения особенностей цветовых изменений Новой требуются дополнительные наблюдения в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра.

Изменение периода. Как известно, величина орбитального периода Новой Лебедя сразу после вспышки претерпела значительные изменения: уменьшение на 2% с сентября 1975 г. по октябрь 1976 г., увеличение на 1% к 1977 г. Вопреки утверждениям о его стабилизации [15] период продолжал изменяться, только величина изменений после 1977 г. стала во много раз меньшей: к 1978 г. период уменьшился на $4 \cdot 10^{-6}$ сут [2], а к 1979 г., как показывают представленные здесь данные, увеличился на $2 \cdot 10^{-6}$ сут. Это изменение может быть

вызвано переносом вещества от менее к более массивному компоненту системы в предположении, что процесс переноса массы консервативен [23]:

$$\frac{\dot{P}}{P}=\frac{3\dot{M}_1(M_1-M_2)}{M_1M_2},$$

где M_1 и M_2 — массы красного и белого карлика соответственно; $\dot{P}$ — величина изменения периода, $\dot{M}_1$ — величина потери массы красным карликом ($\dot{M}_1<0$). Отсюда, взяв данные M_1 и M_2 Хатчингса, получим $\dot{M}_1=-4\cdot10^{-6}\,M_\odot$.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить А. Н. Абраменко за постоянный интерес к работе и подготовку аппаратуры к наблюдениям, В. В. Прокофьеву — за полезное обсуждение результатов и Л. И. Филатову за помощь в оформлении статьи.

Май 1987 г.

Литература

1. *Lanning H. H., Semeniuk J.* // Acta Astronomica. 1981. Vol. 31. P. 175—184.
2. *Kruszewski A., Semeniuk J., Duerbeck H. W.* // Ibid. 1983. N 3—4. P. 339—344.
3. *Hutchings J. B.* // Astrophys. J. 1979. Vol. 230. P. 162—166.
4. *Абраменко А. Н., Прокофьева В. В.* // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 510—514.
5. *Павленко Е. П., Прокофьева В. В.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1981. Т. 64. С. 67—72.
6. *Абраменко А. Н., Павленко Е. П.* // Там же. 1983. Т. 66. С. 183—192.
7. *Павленко Е. П.* // Там же. Т. 67. С. 50—54.
8. *Павленко Е. П.* // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9. С. 222—226.
9. *Абраменко А. Н., Прокофьева В. В., Бондарь Н. И.* и др. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 000.
10. *Абраменко А. Н., Павленко Е. П., Прокофьева В. В.* // Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел. Киев: Наук. думка, 1985. С. 184—187.
11. *Sandage A. B.* // Astrophys. J. 1962. Vol. 135. P. 333—348.
12. *Медведев В. Г., Павленко Е. П., Прокофьева В. В.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С. 122—130.
13. *Зайцева Г. В., Лютый В. М.* // Астрон. цирк. 1973. Т. 775. С. 1—2.
14. *Patterson J.* / Astrophys. J. 1978. Vol. 225. P. 954—962.
15. *Kemp J. C., King R., Parker T. E.* et al. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1979. Vol. 91. P. 214—217.
16. *Patterson J.* / Astrophys. J. 1979. Vol. 231. P. 789—797.
17. *Архипова В. П., Зайцева Г. В.* Астрон. цирк. 1978. № 1005. С. 4—6.
18. *Павленко Е. П.* Там же. 1982. № 1239. С. 3—4.
19. *Vogt N.* Astron. Ges. Mitt. 1982. N 57. S. 79—118.
20. *Neff J. S., Smith V. V., Ketelsen D. A.* Astrophys. J. Suppl. 1978. Vol. 38, N 2. P. 89—117.
21. *Страйжис В., Калитис Р., Суджюс И.* // Бюл. Вильнюс. обс. 1979. № 52. P. 3—17.
22. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е.* // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 488—493.
23. *Pringle J. E.* // Interacting binary stars. Cambridge. 1985. P. 1—20.

УДК 520.1; 520.16

БЫСТРЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ АТМОСФЕРНОЙ ЭКСТИНКЦИИ. I. ОДНОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ АТМОСФЕРНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В ЧЕТЫРЕХ ДЛИНАХ ВОЛН

В. Б. Никонов, Н. И. Бондарь, А. Б. Букач

Приведены результаты наблюдений атмосферной экстинкции в четырех участках спектра с временным разрешением 20 с, выполненных на 70-см и 125-см телескопах КАО в октябре — декабре 1982 г. Обнаружено, что быстрые изменения экстинкции происходят одновременно во всех участках спектра, а их амплитуда возрастает в коротковолновую область.

SHORT-TIME VARIATIONS OF THE ATMOSPHERIC EXTINCTION. I. SIMULTANEOUS OBSERVATIONS OF THE E XTINCTION VARIATIONS AT FOUR WAVE

LENGTHS, by *V. B. Nikonov, N. I. Bondar', A. B. Bukach.*— We present the results of the observations of atmospheric extinction in four spectral regions with high-time resolution (20^s) carried out at the 70-cm and 125-cm telescope of the Crimean Astrophysical Observatory in October—December 1982. It is found, that the rapid variations of extinction occur simultaneously in all spectral regions and their amplitude increases in a blueward direction.

Проведение наземных астрофизических исследований звез невозможно без учета атмосферной экстинкции, которая вносит значительный вклад в результирующую погрешность наблюдений. Изучению изменений атмосферной экстинкции в течение больших промежутков времени, например в течение ночи, и их учету при наблюдениях и обработке посвящено много публикаций. Быстрые изменения с характерным временем минуты и доли минут стали изучаться в последние годы в связи с интересом к колебательным явлениям, происходящим в земной атмосфере, но факт таких изменений был отмечен, например, еще в [1, 2].

Целью наших наблюдений является изучение быстрых изменений экстинкции, в частности исследование вопроса, происходят ли эти изменения одновременно во всех областях спектра и какова их относительная длительность и амплитуда.

Наблюдения и методика обработки

Исследование быстрых изменений экстинкции проведено на пятиканальном сканирующем спектрометре [3], установленном на 70-см телескопе АЗТ-8, в октябре 1982 г. и сканирующем спектрометре АСП-38 125-см телескопа АЗТ-11 в ноябре и декабре того же года. Программа наблюдений строилась следующим образом. Величина атмосферной экстинкции определялась по формуле

$$\alpha(t) = \frac{1}{X_t}\left[m(\lambda_i) - m_0(\lambda_i)\right], \qquad (1)$$

где X_t — воздушная масса в момент времени t, $m(\lambda_i)$ — наблюдаемая звездная величина в длине волны λ_i, $m_0(\lambda_i)$ — внеатмосферное значение звездной величины в длине волны λ_i, вычисленное по методу Смарта [4].

Каретка пятиканального сканера устанавливалась неподвижно так, чтобы вырезаемый выходной целью спектральный интервал (~24 Å) приходился на участки непрерывного спектра, свободные от спектральных линий. Регистрация велась в режиме счета фотонов в четырех фиксированных полосах с центрами на длинах волн 3472, 4568, 6032 и 7868 Å. В каждом канале установлен свой фотоумножитель: EMI 6256 B для коротковолнового канала и ФЭУ-79 для остальных. Фотоумножители установлены так, что изображение спектра проектируется на всю площадь фотокатода. Непрерывная регистрация данных выполнялась в течение одного часа с дискретностью 20 с (время экспозиции одного отсчета 16 с, время записи 4 с). Отсчеты темнового тока фотоумножителей, фона неба и стандартного источника (РЛИ) записывались в течение 5—6 мин в начале и в конце каждого массива.

Обработка данных выполнялась по следующему алгоритму. Определялось текущее значение $m(\lambda_i)$ в каждой длине волны по формуле

$$m(\lambda_i) = -2{,}5 \lg \frac{N(\lambda_i, t) - \bar{N}_\Phi}{\bar{N}_L - \bar{N}_T}, \qquad (2)$$

где $N(\lambda_i, t)$ — текущий отсчет от звезды, $\bar{N}_\Phi$, $\bar{N}_L$, $\bar{N}_T$ — среднее значение фона неба, РЛИ и темнового тока. Прежде чем приступить к циклу наблюдений, была проведена работа по оценке влияния гидировки на точность регистрации. Процесс гидирования заключался в том, что звезда удерживалась в диафрагме в центре проектируемого креста. При таком гидировании ошибка регистрируемой скорости счета в 1—3-м каналах не превышала 1%, в 4-м канале 4%. При смещении звезды на размер своего изображения (в среднем 3″) происходит смещение изображения спектра на 2,8 Å, что также не может оказать влияния на точность регистрации выбранных участков непрерывного спектра.

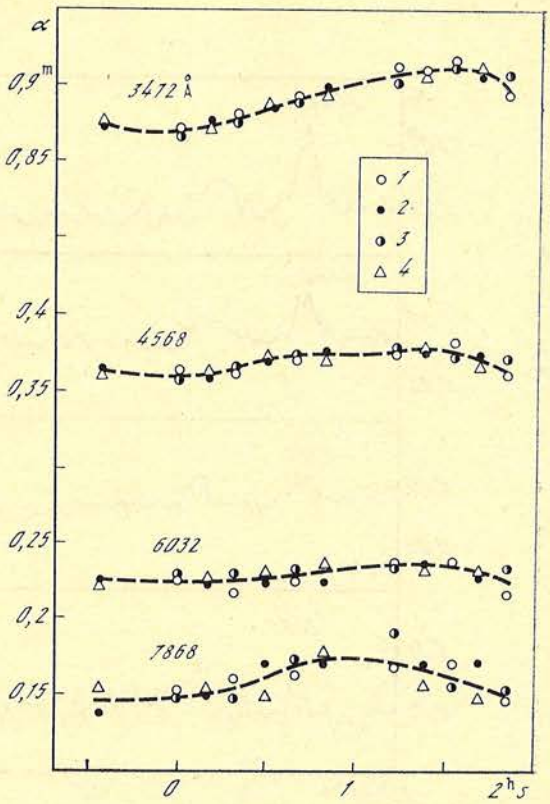


Рис. 1. Ход атмосферной экстинкции в течение ночи 22—23.10 1982 г. по измерениям блеска двух звезд

Измеренные значения коэффициента экстинкции: *1* — для 68 Tau, *2* — 48 Cas; интерполированные значения: *3* — 68 Tau, *4* — 48 Cas (s — звездное время)

Для каждого момента времени определялось значение экстинкции $\alpha_i(t)$ во всех регистрируемых длинах волн по (1). Значения внеатмосферной монохроматической звездной величины наблюдаемой звезды $m_0(\lambda_i)$ в инструментальной системе для каждого канала определены методом Смарта. Напомним вкратце этот метод. Для двух звезд, 1 и 2, имеем общеизвестные соотношения

$$m_{0\lambda}^{(1)} = m_\lambda^{(1)} - \alpha_\lambda(t_1) X_1,$$

$$m_{0\lambda}^{(2)} = m_\lambda^{(2)} - \alpha_\lambda(t_2) X_2.$$

Умножая первое уравнение на X_2, а второе на X_1, вычитая второе из первого и учитывая, что согласно предположенной одновременности $\alpha_\lambda(t_1) = \alpha_\lambda(t_2)$, делим полученную разность на X_2, и находим искомое соотношение

$$m_{0\lambda}^{(1)} - \eta m_{0\lambda}^{(2)} = m_\lambda^{(1)} - \eta m_\lambda^{(2)}, \qquad (3)$$

где $\eta = X_1/X_2$.

Условие квазиодновременности обоих наблюдений обеспечивается тем, что для каждого реального наблюдения одной звезды находится соответствующее ему по времени наблюдение другой звезды, интерполированное по полученным линиям Буге. Легко видеть, что в результате получается n—2 условных уравнения (3), решение которых методом наименьших квадратов и дает искомые значения внеатмосферного инструментального блеска обеих звезд. Следует отметить, что применение метода Смарта требует отсутствия так называемого азимутального эффекта экстинкции. В наблюдениях в качестве восходящей звезды была выбрана 48 Cas ($m_V = 4{,}54^m$, A4 V), в качестве заходящей звезды 68 Tau ($m_V = 4{,}28^m$, A3 V). Полученные в процессе определения внеатмосферного блеска 48 Cas и 68 Tau графики хода экстинкции для всех четырех длин волн приведены на рис. 1. Видно, что ход экстинкции в течение ночи одинаково хорошо определялся по обеим звездам как непосредственно из наблюдений, так и при интерполяции. В длине волны 7868 Å согласие несколько хуже, что обусловлено более низкой точностью регистрации. Внутренняя точность определения значений $m_0(\lambda)$ для обеих звезд составила $0{,}01^m$. Быстрые колебания экстинкции исследовались по наблюдениям звезды 48 Cas.

Анализ результатов

В октябре 1982 г. было получено 12 массивов, дающих представление о ходе экстинкции со временем в четырех участках спектра (рис. 2). Точность определения значений экстинкции вычислялась с учетом вклада каждого пара-

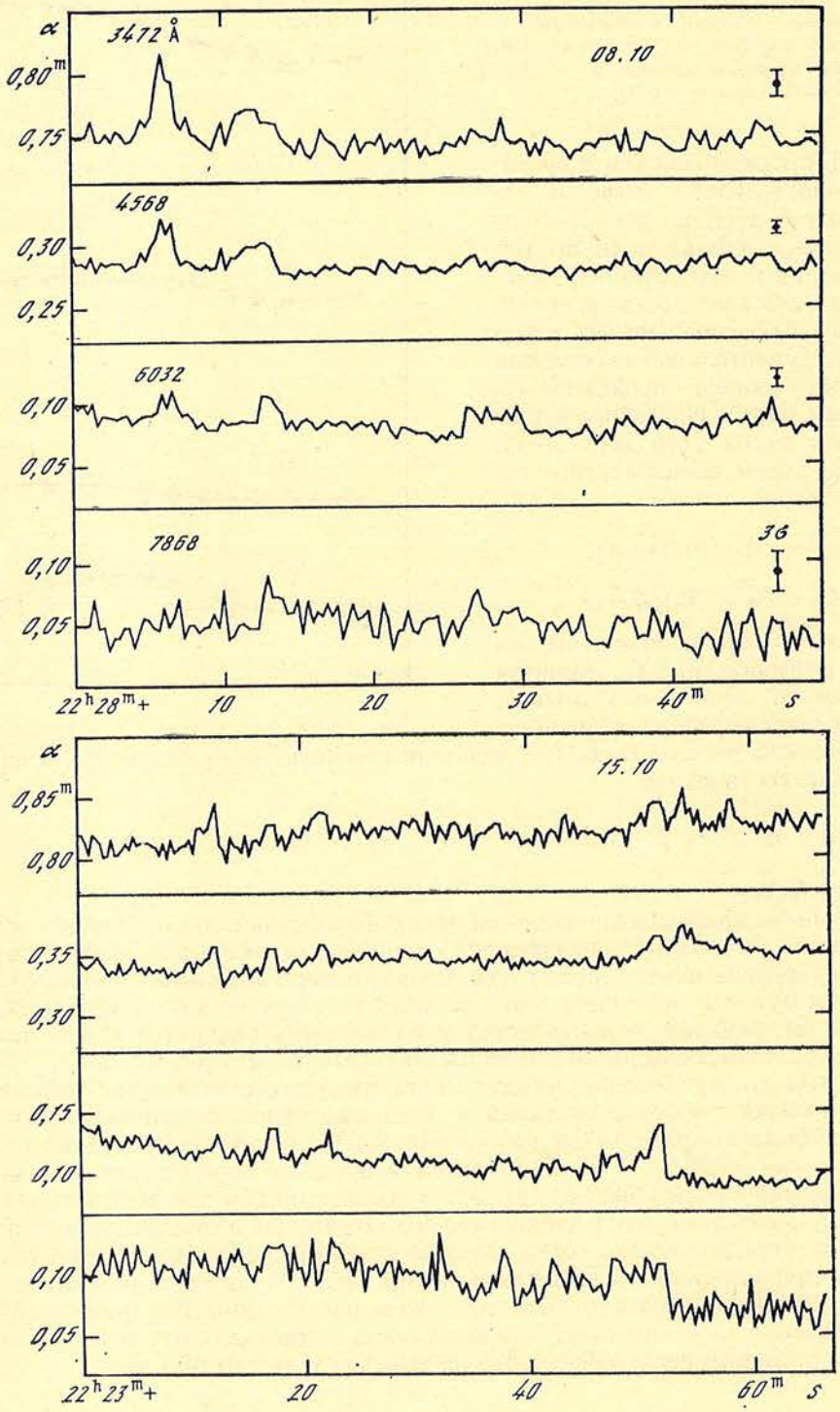
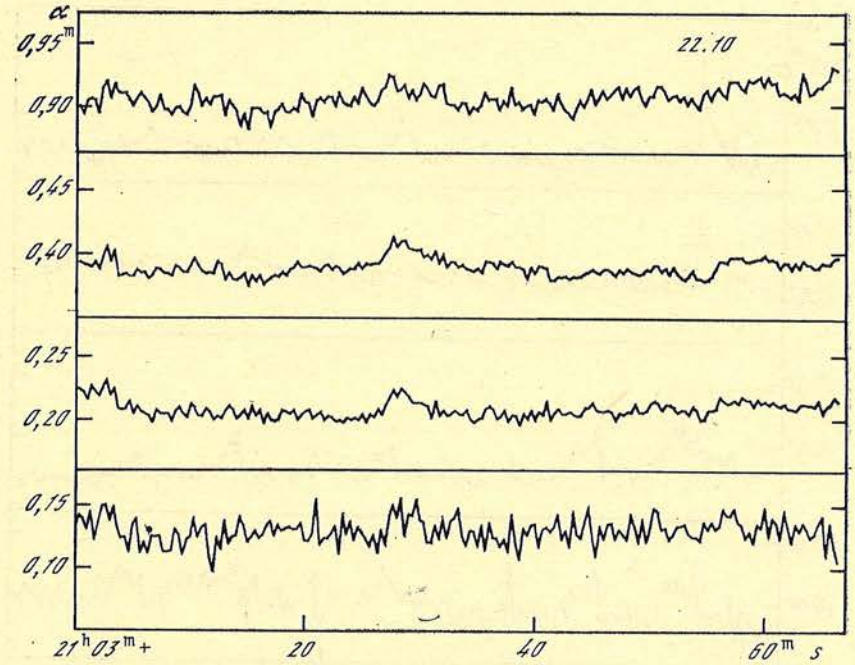
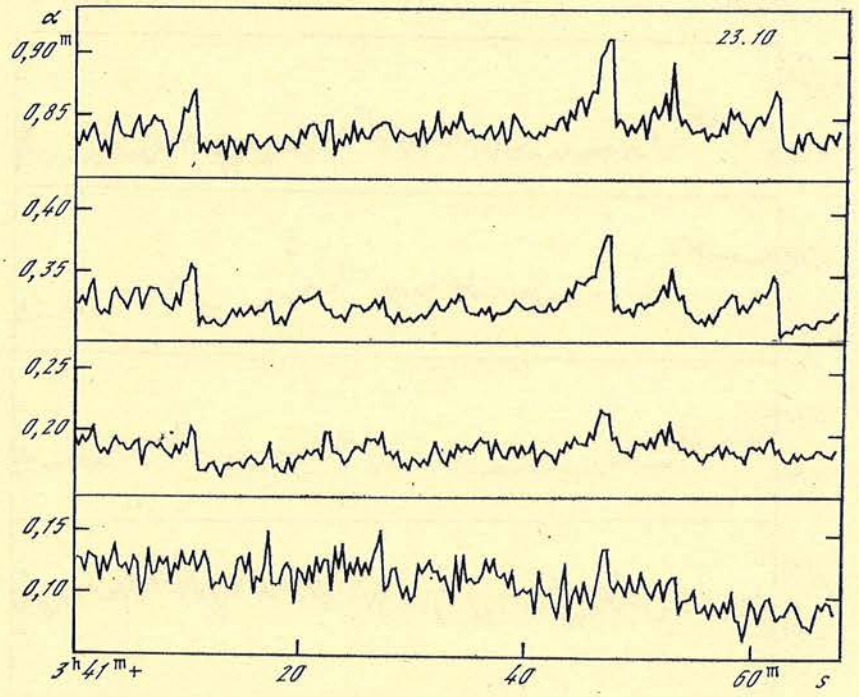


Рис. 2. Изменения атмосферной экстинкции в четырех длинах волн в октябре 1982 г.

Представлено 12 массивов: 08.10 — один, 15.10 — один, 22—23. 10 — три, 24—25. 10 — пять и 27—28. 10 — два массива; по оси ординат отложен коэффициент экстинкции в звездных величинах, по оси абсцисс — звездное время в минутах


α
0,95m
0,90
0,45
0,40
0,25
0,20
0,15
0,10
22.10
21h03m+
20
40
60m
s


α
0,90m
0,85
0,40
0,35
0,25
0,20
0,15
0,10
23.10
3h41m+
20
40
60m
s

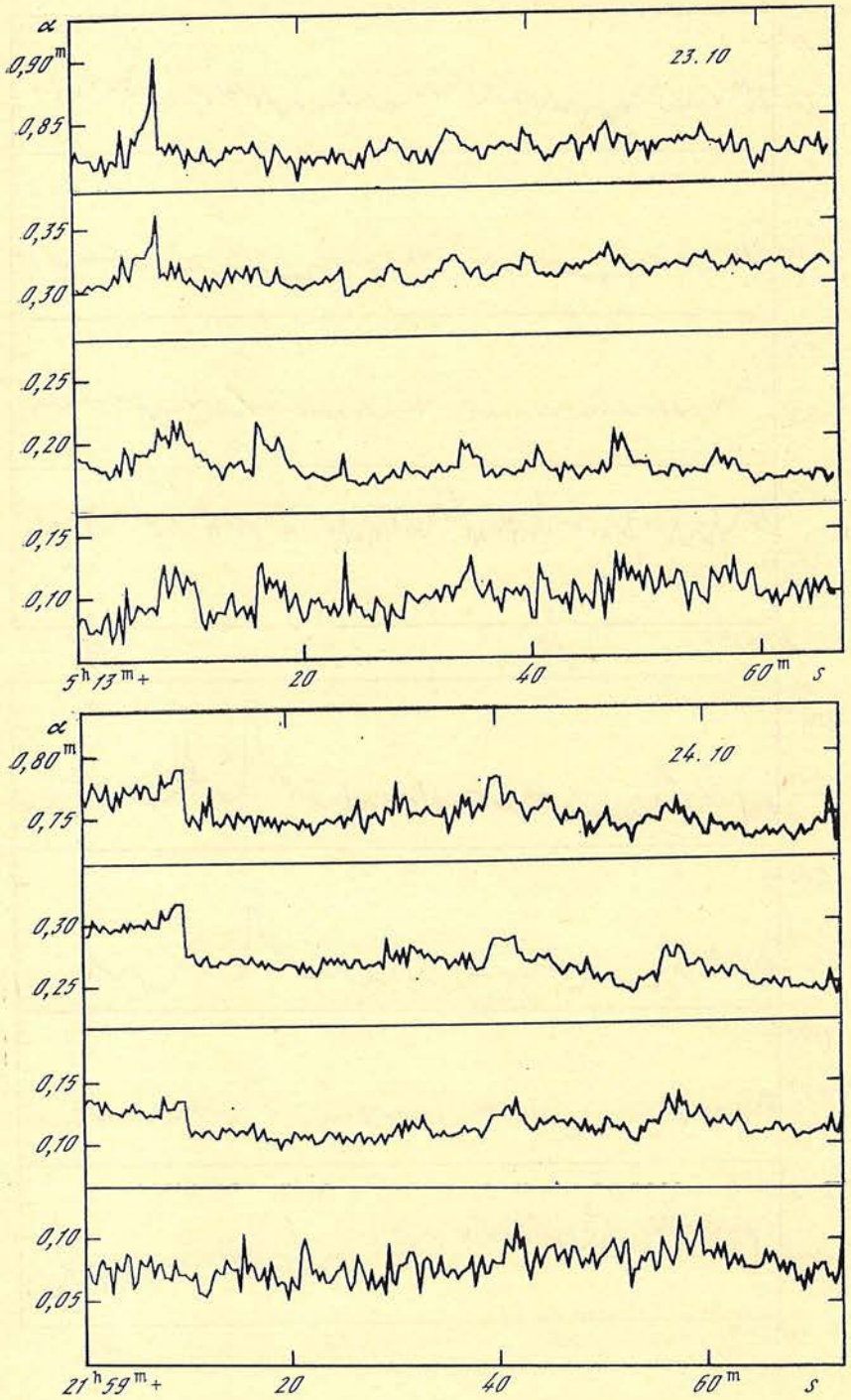


Рис. 2 (продолжение)

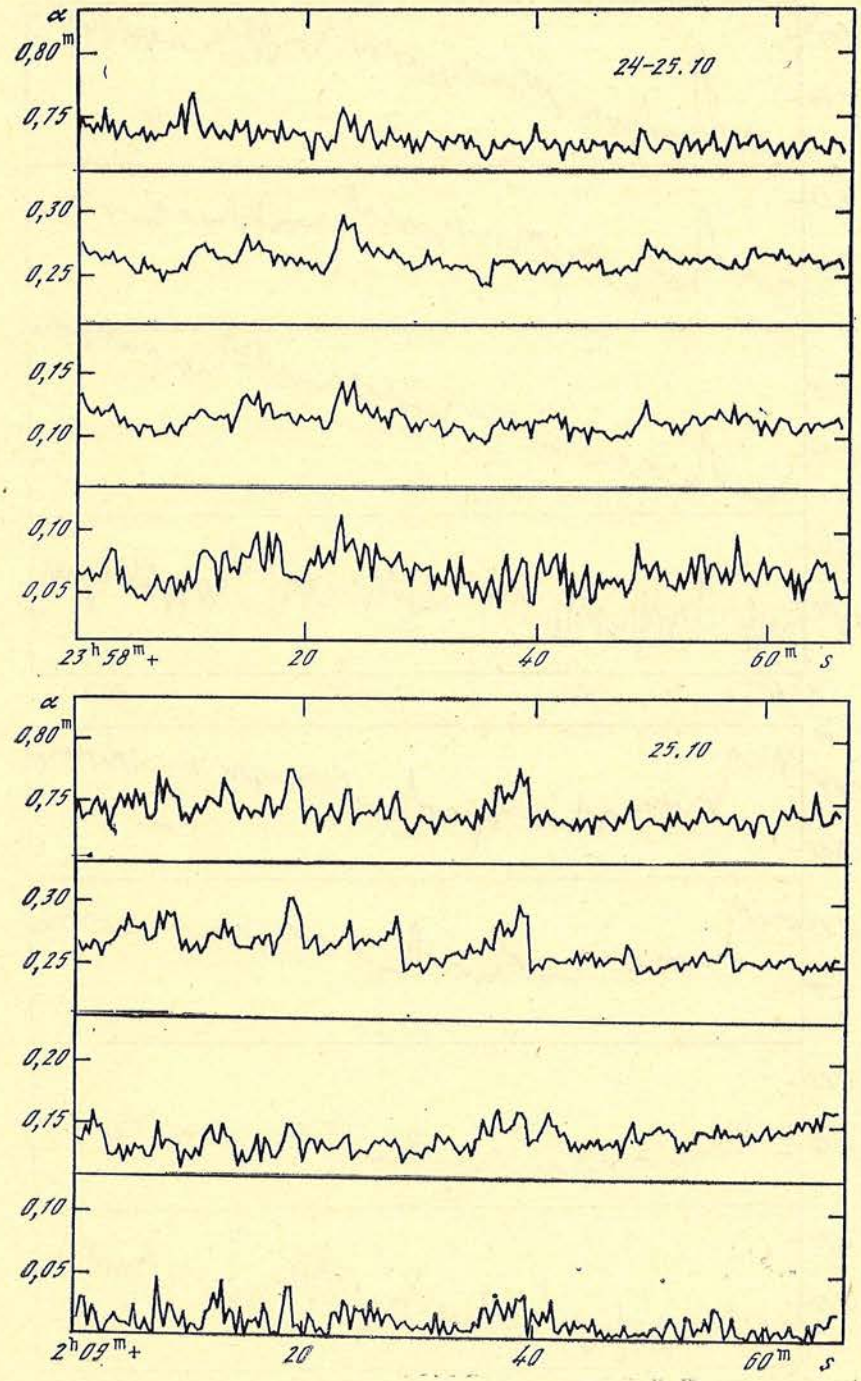


Рис. 2 (продолжение)

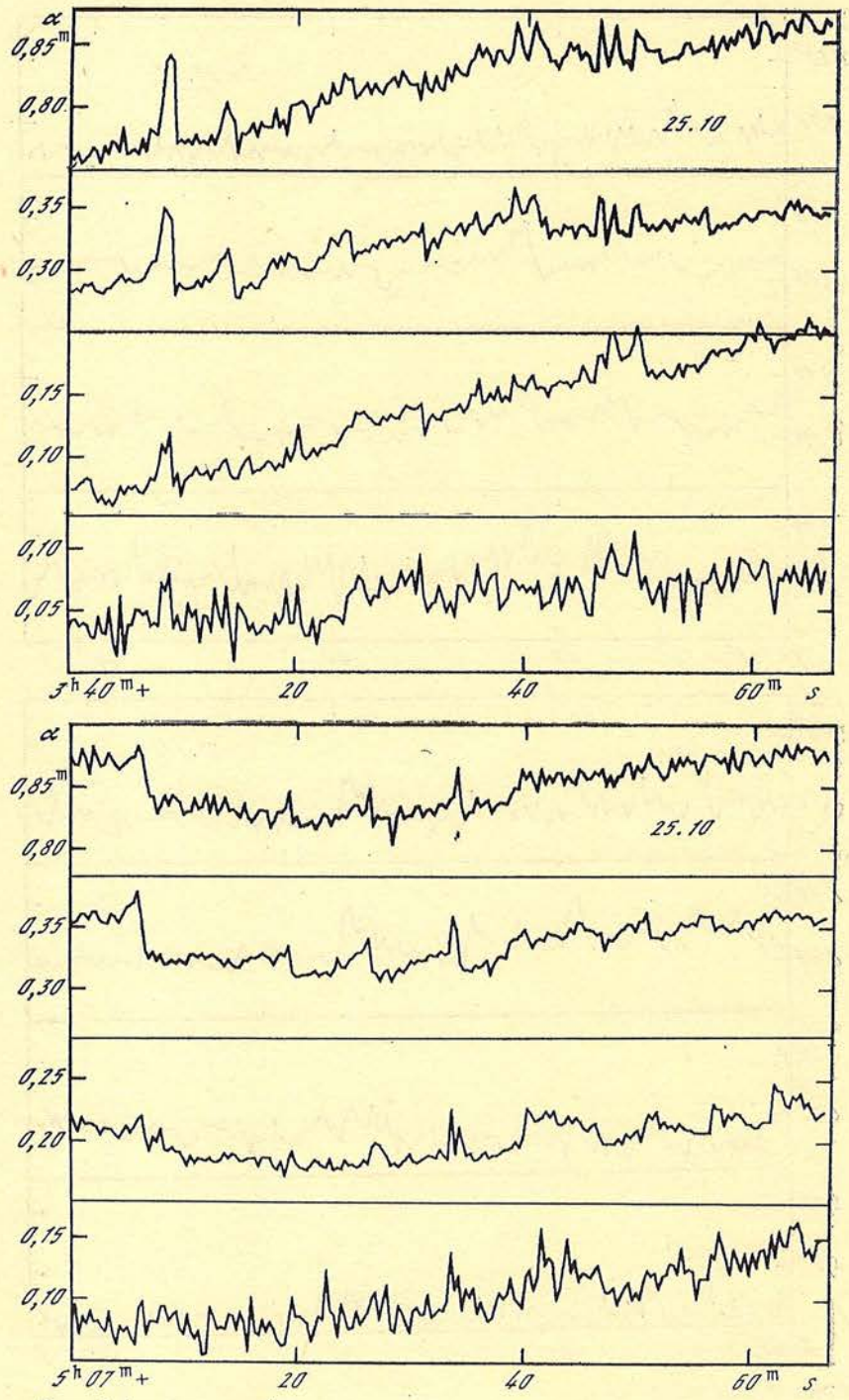
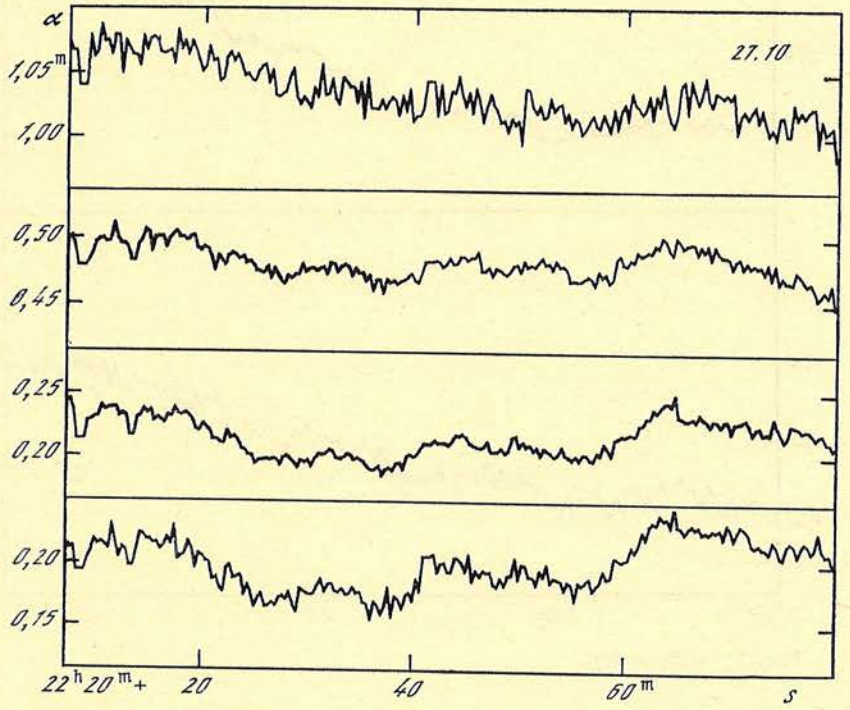


Рис. 2 (продолжение)



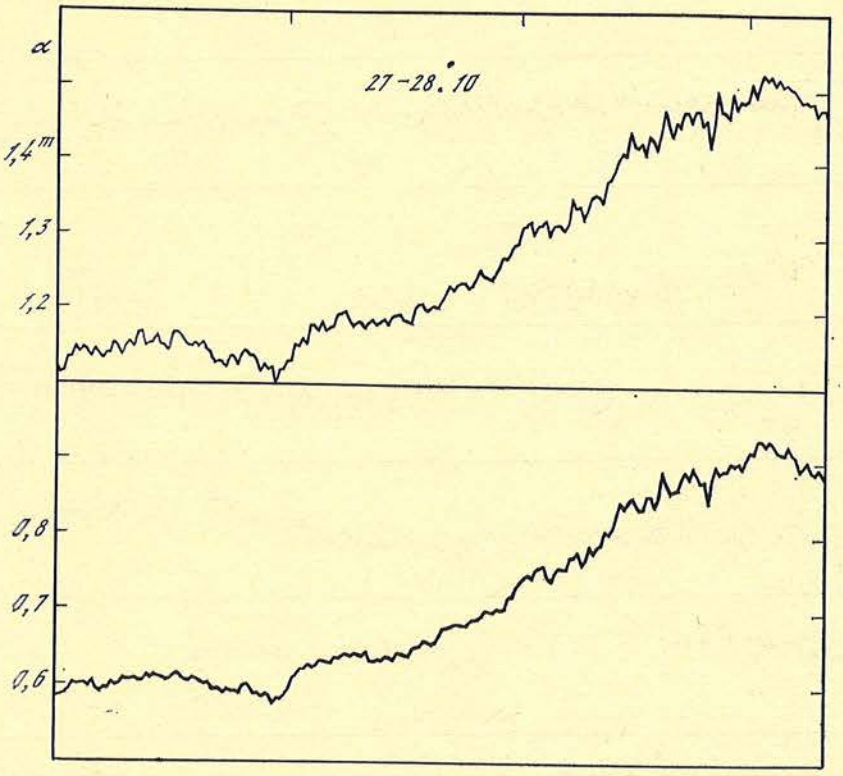


Рис. 2 (продолжение)

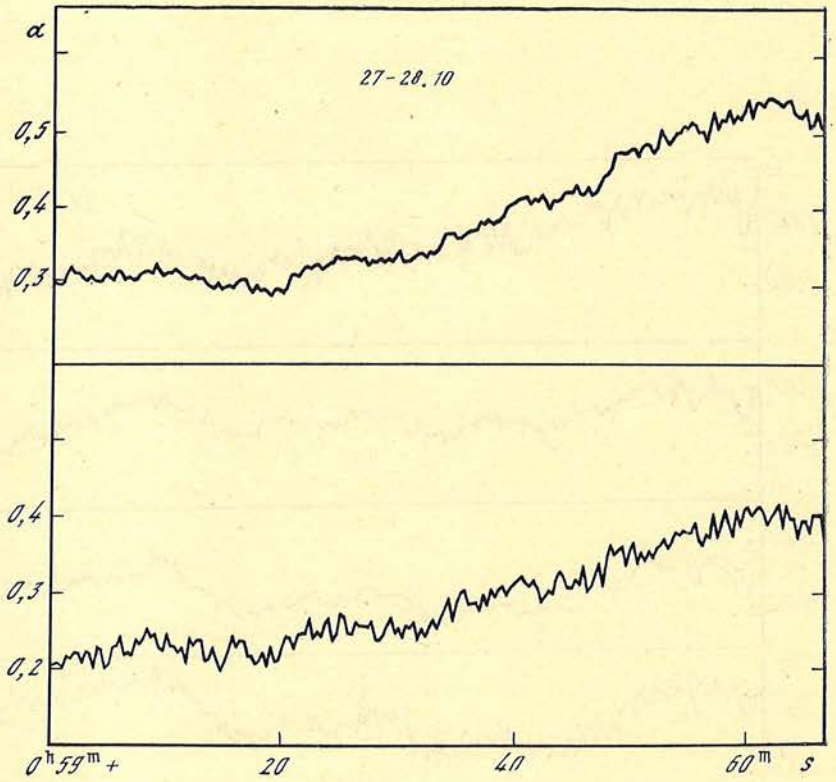


Рис. 2 (окончание)

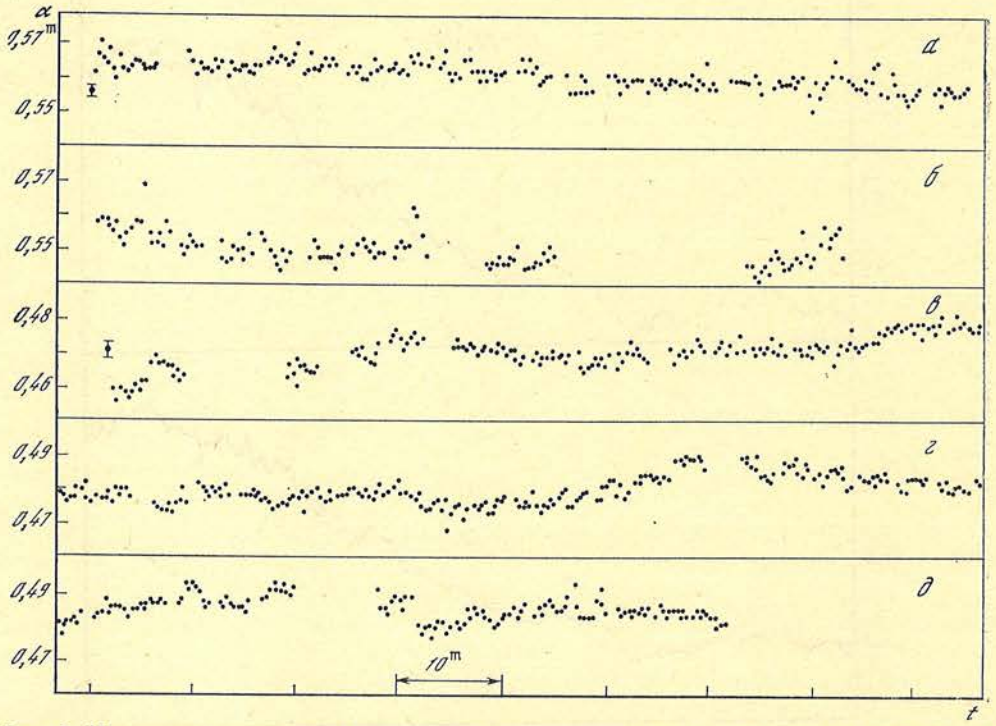


Рис. 3. Изменение атмосферной экстинкции, полученное 12.11 (*а*, *б*) и 24.12 1982 г. (*в*—*д*) на телескопе АЗТ-11 в длине волны 4568 Å

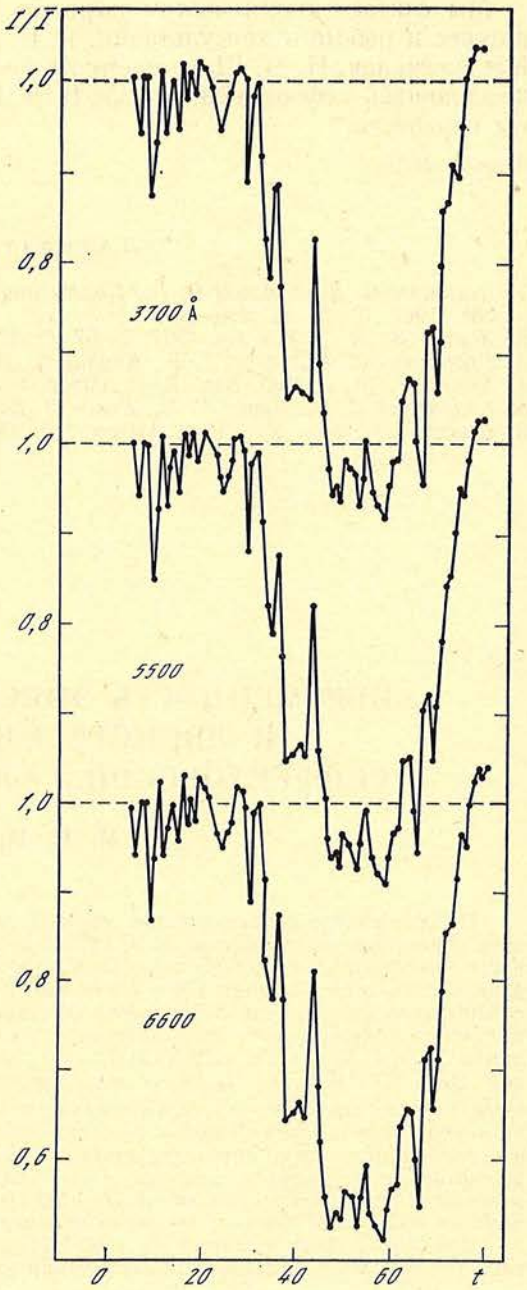


Рис. 4. Изменение наблюдаемого потока от звезды в синей, видимой и красной части спектра на телескопе АЗТ-8 при прохождении цирруса

По оси ординат — нормированная] к среднему значению скорость счета, по оси абсцисс — время в условных единицах (всего 12 мин)

метра расчетной формулы (1). Вкладом ошибок фона и темнового тока можно было пренебречь, и результирующая погрешность вычислялась с учетом ошибок, вносимых при измерении отсчетов от звезды и РЛИ. Для длин волн 3472 и 4568 Å σ_α не превышала 1%, в красной части спектра ошибки достигали 5—7%. Расчет ошибок описанной системы регистрации подробно рассмотрен в [5]. Там же рассмотрен вопрос о роли референтного канала и изменении отсчетов при гидировании и прохождении циррусов. При исследовании пятиканального сканера были проведены специальные наблюдения, которые показали, что при прохождении цирруса ослабление регистрируемого потока происходит синхронно во всех каналах и является нейтральным (рис. 4). Характер изменения оценок $m(\lambda_i)$ за счет гидирования и в случае прохождения циррусов и значения среднеквадратичных ошибок σ_α в каждой длине волны были учтены при анализе полученных результатов. Графики хода экстинкции показали, что изменения ее величины наблюдаются как в течение 10—15 мин, так и за более короткое время. Характерно одновременное изменение экстинкции во всех длинах волн с амплитудой, возрастающей в коротковолновую часть спектра. Являются ли эти изменения характерными для каждой ночи или они возникают в случае общего ухудшения прозрачности, сказать пока трудно. На более коротких интервалах времени изменения прозрачности наблюдаются, по-видимому, в любую ночь, амплитуда таких изменений около $0{,}01^m$.

Аналогичные изменения прозрачности наблюдались Кларком [6] в двух узкополосных интерференционных фильтрах с высоким временны́м разрешением.

Наблюдения более высокой точности выполнены на спектрофотометре АСП-38 в длине волны $\lambda = 4568$ Å с шириной выходной щели 20 Å и экспозициями 20 с. Результаты представлены на рис. 3. Подтверждается наличие быстрых изменений экстинкции с небольшой амплитудой — около одной сотой звездной величины. Проведение этой серии наблюдений дает в основном качественную картину быстрых изменений экстинкции. Исследование временны́х характеристик прозрачности атмосферы будет продолжено.

Мы считаем своим долгом выразить благодарность В. И. Бурнашеву за интерес к работе и консультации, Р. Е. Гершбергу и В. П. Гринину за ценные замечания, Н. М. Шаховскому за помощь в наблюдениях, Е. А. Лиморенко за помощь в оформлении статьи, Б. А. Бурнашевой за составление программы обработки.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Некрасова С. В., Никонов В. Б., Полосухина Н. С., Рыбка Е.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1962. Т. 27. С. 228—240.
2. *Жилин В. М.* // Там же. 1977. Т. 57. С. 82—86.
3. *Границкий Л. В., Букач А. Б., Каплин Ю. В.* и др. // Там же. 1979. Т. 60. С. 185—196.
4. *Smart W. M.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1934. Vol. 98. P. 839.
5. *Границкий Л. В., Букач А. Б., Букач Н. И.* // ВИНИТИ, № 4545—80 Деп.
6. *Clarke D.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1980. Vol. 190. P. 641—648.

УДК 524.7—1/—8

ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И ДВОЙСТВЕННОСТЬ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

И. И. Проник

По литературным источникам собраны данные наблюдений эмиссионного спектра ядра сейфертовской галактики NGC 1275, которые ранее служили для поисков переменности эмиссионных линий по временнóй шкале месяцы и годы. Наибольшее количество данных относится к линиям $H\beta$ и 4959+5007 Å [O III], данные получены фотографически со спектрографами и фотоэлектрически со сканером в период 1971—1984 гг. Анализ всего материала показал, что в этом интервале времени отмечалось изменение интенсивности линии $H\beta$ в 4—5 раз, а линий [O III] — в 3 раза. При этом отношение интенсивности линий $H\beta$ и [O III] $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ менялось в пределах от 2 до 7, т. е. в промежутке значений, известных для типов Sy 1 и Sy 2. Признаки типа Sy 1 ядро имело при яркости в фотометрической системе V (5″)$<13{,}8^m$, а признак типа Sy 2 — при V (5″)$\geqslant 13{,}8^m$. В первом случае корреляция между интенсивностью линий $H\beta$ и [O III] отсутствует, а во втором — коэффициент корреляции достигает $r=0{,}76\pm0{,}08$. Сделано предположение, что данные о переменности эмиссионных линий $H\beta$ и [O III] не противоречат двойственности ядра галактики NGC 1275, один из компонентов имеет тип Sy 1, а второй — тип Sy 2.

Изменения яркости линий $H\beta$ и [O III] в шкале времени месяцы свидетельствует о том, что область возникновения этих линий не больше светового месяца, или 10^{17} см.

THE VARIABILITY OF EMISSION LINES AND SEYFERT GALAXY NGC 1275 NUCLEUS DUPLICITY, by *I. I. Pronik*. All the observational data on the emission spectrum of Seyfert galaxy 1275 nucleus previously used to search for the variability of emission lines within the time scale of months and years have been compiled. The most of published data relate to $H\beta$ and 4959+5007 Å [O III] lines obtained photographically with spectrographs and photoelectrically with a scanner during 1971—1984. The analysis of the material in whole showed, that within the considered time scale the intensity of $H\beta$ line changed four-fivefold and [O III] lines — threefold. The intensity ratio $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ of $H\beta$ and [O III] lines varied from 2 to 7, i.e. within the interval of the values established for Sy 1 and Sy 2 types. The nucleus has the indication of Sy 1 type when its brightness in the photometrical system is $V<13.8^m$, and Sy 2 type when the nuclear brightness is $V\geqslant 13.8^m$. In the first case the correlation between $H\beta$ and [O III] lines intensities is absent, whereas in the second case the coefficient of correlation is $r=0.76\pm0.08$. It is assumed that the data on the variability of emission lines $H\beta$ and [O III] do not contradict to the NGC 1275 nucleus duplicity, one of its components being of Sy 1 and the other of Sy 2 type.

Brightness variability of $H\beta$ and [O III] lines within the time scale of months evidences that the region of their emission is not less than one light month, or 10^{17} cm.

Переменность излучения ядра сейфертовской галактики NGC 1275 впервые была обнаружена в оптическом континууме более 20 лет назад, а затем в течение последующих 10 лет — во всем диапазоне длин волн от радио- до рентгеновской области. В табл. 1 приведены ссылки на пионерские исследования по

Таблица 1

Пионерские работы по исследованию переменности излучения ядра галактики NGC 1275

Излучение	Год опубликования	Авторы, ссылки
Оптический континуум	1968	Барнес [1]
	1969	Петерсон [2]
ИК	1971	Хозов [3]
	1972	Рике и Лоу [4]
Сантиметровый радиодиапазон	1972	Келлерман [5]
Эмиссионные линии	1974	И. Проник [6]
Х-лучи	1981	Ротшильд и др. [7]

переменности излучения этого ядра. Модель ядра неизвестна. Предполагается, что ядро представляет собой сверхмассивное тело, аккрецирующее вещество из межгалактического пространства. Но конкретных сведений об этом пекулярном образовании практически нет. Есть надежда, что частично их можно будет получить, опираясь на данные о переменности излучения ядра в разных участках спектра. В настоящее время таких данных в некоторых диапазонах длин волн накоплено достаточно много.

Амплитуда переменности потока ядра в фотометрической системе V в диафрагме 5″ по результатам наблюдений в течение 12 лет составляет 2^m, или 6,3 раза [8], в сантиметровом диапазоне длин волн в шкале времени несколько лет — более чем 6 раз [7, 9—11], в инфракрасном диапазоне за 25 сут 2,6 раза, а за 4 сут 1,35 раза [4]. При большой нестационарности ядра галактики NGC 1275 во всем наблюдаемом участке спектра следовало ожидать изменение со временем физических условий в газовой составляющей ядра, которые найдут отражение в переменности эмиссионных линий спектра излучения ядра. Такая переменность во временно́й шкале месяцы и годы была нами обнаружена по наблюдениям спектров ядра, полученным на 2,6-м телескопе им. Г. А. Шайна в 1971—1972 гг. [6]. В дальнейшем попытки исследовать переменность эмиссионных линий на этой временно́й шкале делались рядом авторов. Полученные ими выводы противоречивы. Мы проанализировали данные этих исследований. Результаты анализа показали, что переменность линий в спектре ядра галактики NGC 1275 имеет место, и ее характер не противоречит двойственности ядра. Результаты приведены ниже

К настоящему времени получены также некоторые результаты, свидетельствующие о возможных изменениях эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 за время порядка суток и даже часов [12—15]. Но эти наблюдения мы не будем здесь обсуждать.

Данные наблюдений переменности эмиссионных линий в спектре излучения ядра галактики NGC 1275 во временно́й шкале месяцы и годы

Анализ эмиссионного спектра излучения ядра галактики NGC 1275 с целью поиска переменности эмиссионных линий проведен по крайней мере в 11 статьях. Они перечислены в табл. 2 в хронологическом порядке. Заключения о

Таблица 2

Работы по исследованию переменности эмиссионного спектра излучения ядра галактики NGC 1275

Авторы, ссылки	Год опубликования	Заключение о наличии переменности	Авторы, ссылки	Год опубликования	Заключение о наличии переменности
И. Проник [6]	1974	+	Бриггс, Снайдерс, Боксенберг [22]	1982	+
И. Проник [16]	1974	+	В. Дорошенко, В. Теребиж [23]	1983	—
В. Дорошенко, В. Теребиж, К. Чуваев [17]	1976	—	К. Чуваев [24]	1985	—
И. Проник [18]	1976	+	Н. Меркулова, И. Проник [15]	1987	+
И. Проник [19]	1977	+			
Кингхем, О'Коннел [20]	1979	+			
И. Проник [21]	1980	+			

переменности линий разные: в трех из них переменность отрицается, в восьми получен положительный результат. Авторами первой группы статей являются Дорошенко, Теребиж и Чуваев [17, 23, 24], а второй — И. Проник [6, 16, 18, 19, 21], Кингхем и О'Коннел [20], Бриггс, Снайдерс и Боксенберг [22], Меркулова и И. Проник [15]. Только в четырех из перечисленных в табл. 2 статьях имеется материал, достаточный для сравнений и анализа.Три из них выполнены со спектрографами фотографическим методом [21, 23, 24], а одна — фотоэлектрическим методом со спектрофотометром [15]. Результаты же, полученные в [20, 22], можно сформулировать очень кратко. За 10 лет, которые прошли с момента наблюдения ядра галактики NGC 1275 Андерсоном [25] до момента наблюдений Кингхемом и О' Коннелом [20] произошли изменения ширин линий 4959 и 5007 Å [O III] в 2 раза, интенсивность линии H_β при этом изменялась на 60%. По материалу наблюдений ультрафиолетового спектра ядра галактики NGC 1275 Бриггс и др. [22] сделали заключение, что «...переменность как в континууме, так и в эмиссионных линиях NGC 1275 быстрая и сложная». Ниже мы проанализируем только данные [15, 21, 23, 24].

Вначале обратимся к материалу, полученному фотографическим методом со спектрографами [21, 23, 24]. Некоторые сведения об обстоятельствах получения материала и о нем самом содержатся в табл. 3. В последнем столбце таблицы помещены среднеквадратичные ошибки эквивалентных ширин эмиссионных линий σ. Видно, что наблюдения во всех случаях были проведены примерно в одно и то же время 1971—1982 гг. за интервал времени от 8 до 11 лет. Скважность в наблюдениях была также одинаковой: чаще месяцы, реже — дни. Но выводы в этих работах оказались разными. В [21] нами исследовалось поведение со временем относительных интенсивностей восьми водородных и запрещенных линий и бленд. Был сделан вывод о существовании переменности водородных линий с характерным временем 2—3 года и запрещенных линий с характерным временем 6 лет и 1 год. Было показано, что между переменными относительными интенсивностями запрещенных линий существует определенная связь, которая может указывать на повторяемость со временем переменных физических условий зоны свечения этих линий. Были получены также свидетельства, что изменения относительных интенсивностей запрещенных линий коррелируют с изменениями потока ядра галактики в сантиметровом диапазоне длин волн. Авторы [23, 24] анализировали поведение со временем эквивалентных ширин эмиссионных линий, главным образом H_β и 4959 Å, 5007 Å [O III]. Был сделан вывод об отсутствии изменений яркости этих линий со временем.

Посмотрим, не могли ли некоторые различия в обстоятельствах наблюдений, перечисленных в табл. 3, повлиять на выводы [21] и [23, 24]. В случаях [23, 24] употреблялась дисперсия в основном 100 Å/мм в сочетании с ЭОП, в [21] 380—570 Å/мм без ЭОП. Несмотря на большую разницу в дисперсии, в последнем случае разрешение спектров было раза в 1,5—2,0 ниже, чем в предыдущих случаях. Такое различие в разрешении не могло сказаться на резуль-

Таблица 3

Обстоятельства наблюдений эмиссионного спектра излучения ядра NGC 1275

Авторы, ссылка	Интервал времени наблюдений	Ширина щели спектрографа	Дисперсия, Å/мм	Наличие ЭОП	Наблюдавшиеся эмиссионные линии, дублеты, бленды	σ, %
И. И. Проник [21]	14.10 1971 г.— 11.04 1978 г.	2″	380 и 570	Нет	3727+29, [O II]	15
					3869, [Ne III]	15
					4069+76, [S II]	20
					4861, H_β	20
					4959+5007, [O III]	10
					6300+64, [O I]	10
					6548+63+84, H_α+[N II]	10
					6717+31, [S II]	25
В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж [23]	08.01 1972 г. — 07.03 1981 г.	3—4″	55 и 100	Есть	4861, H_β	
					4959, 5007, [O III]	
					6300, 6364, [O I]	20—30
					6548+63+84, H_α+[N II]	
					6717+31, [S II]	
К. К. Чуваев [24]	1972—1982 гг.	1,6—2,0″	100	Есть	4861, H_β	20—25
					4959+5007, [O III]	15

татах наблюдений, поскольку величины наблюдаемых эквивалентных ширин линий были достаточно большими: 10—200 Å. Обсудим теперь влияние различий ширин щелей спектрографов, использованных при наблюдениях. Ориентация щелей во всех случаях была одинаковой — по прямому восхождению. В нашем случае [21] щель всегда равнялась 2″, в случаях [23, 24] употреблялась разная ширина щели: от 1,6 до 4″. В [26] было показано, что контраст ядра на фоне окружающих его частей галактики NGC 1275 очень велик: в фотометрической системе *V* доля излучения ядра от общего излучения галактики в диафрагме 5″ составляет в максимуме блеска ядра более 95%, а в минимуме блеска — около 70%. Отсюда можно сделать вывод о том, что при наблюдениях со щелями от 1,6 до 4″ независимо от яркости ядра регистрируется спектр неразрешенного ядра галактики. Качество изображения в таких обстоятельствах также не играет роли, оно сказывается только на выборе величины экспозиции.

Ошибки наблюдений для линий H_β и [O III] во всех трех случаях оказались примерно одинаковыми: для первой линии 20—25%, для пары линий [OIII] 10—15%.

Теперь обратимся к обстоятельствам фотоэлектрических наблюдений ядра галактики NGC 1275 [15]. Они получены со сканирующим микрофотометром, работающим в режиме счета фотонов на 1,25-м телескопе АЗТ-11. Входная диафрагма при наблюдениях равнялась 10″, выходная щель сканера 80 Å. Получены значения потоков ядра в линии H_β и 4959+5007 А [O III] и центральной области галактики диаметром 10″ в участке непрерывного спектра, расположенном в 100 Å в красную сторону от линий [O III]. Все значения потоков выражены в общей относительной шкале. Наблюдения проводились в течение 12 ночей 1982—1984 гг. Среднеквадратичная ошибка одного значения потока в эмиссионных линиях и непрерывном спектре ядра и центральной области галактики не превышала 10%.

Из всего накопленного материала по эмиссионным линиям в спектре излучения ядра галактики NGC 1275 для анализа мы взяли только ту часть, которая относится к линиям H_β и 4959+5007 Å [O III] (N_1+N_2), потому что только для этих линий имеются относительно длинные ряды наблюдений.

Переменность ядра галактики NGC 1275 в линиях H_β и 4959+5007 Å [O III] по данным разных авторов

Обсудим сначала результаты фотографических наблюдений со спектрографами. Сравнение проводилось по датам и по степени яркости ядра галактики.

На рис. 1 показано изменение со временем отношений $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ из работ [21] и [23]. Видно, что результаты определения этих отношений разными авторами в близкие даты совпадают в пределах ошибок наблюдений, указанных в табл. 3. Анализ изменений $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ будет проведен ниже.

Все имеющиеся в [21, 23, 24] эквивалентные ширины линий H_β и [O III] 4959+5007 Å мы сопоставили с яркостью ядра галактики. Систематические измерения яркости центральной области галактики NGC 1275 в диафрагме 27″ проводятся Лютым [8]. Но даты наблюдений спектров ядра и *UBV*-наблюдений Лютого не всегда совпадают. Это обстоятельство уменьшает выборку данных для сравнения. Окончательная выборка данных, которая нами употреблялась в дальнейшем, содержит 62 пары величин $W_{H\beta}$ и $W_{[O\,III]}$, наблюденных со скважностью месяцы, реже дни (табл. 4, где n — число ночей наблюдений).

Таблица 4

Выборка данных для исследования переменности эмиссионного спектра излучения ядра галактики NGC 1275

Авторы	n
И. И. Проник [21]	31
В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж [23]	7
К. К. Чуваев [24]	24
Всего	62

Таблица 5

Соотношение между значениями интенсивностей линий [O III] и H_β по данным разных авторов

Работа	n	Зависимость
[21] (ЗТШ)	56	$I'_{[O\,III]}=2{,}61\ I'_{H\beta}$
[24] (ЗТШ)	24	$I''_{[O\,III]}=2{,}1\ I''_{H\beta}$
[15] (АЗТ-11)	85*	$I'''_{[O\,III]}=1{,}64\ I'''_{H\beta}$

* Число наблюдений за 12 ночей.

При сравнении необходимо иметь звездные величины центральной области галактики для одинаковой по размеру диафрагмы. Но, к сожалению, величины *V* приводятся для диафрагмы разных размеров: у Дорошенко и Теребижа — для 27″, у Чуваева — для 5″. Мы для сравнения приняли величину диафрагмы 5″, поскольку яркость центральной области галактики в такой диафрагме ближе к яркости ядра, чем яркость галактики в диафрагме 27″. Поэто-

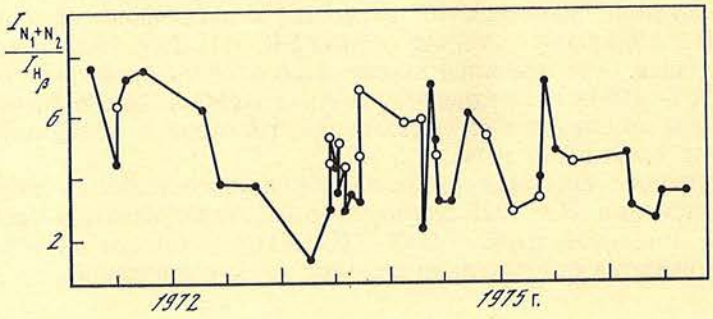
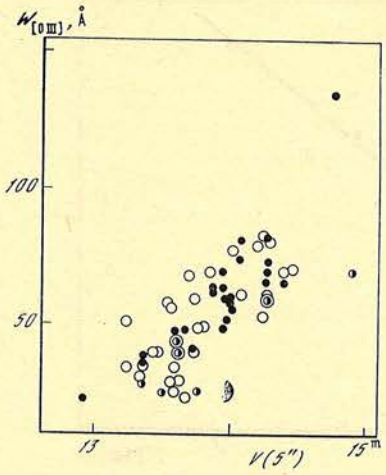


Рис. 1. Сопоставление отношений $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$, полученных И. И. Проник [21] (точки) и Дорошенко, Теребижем [23] (кружки) в разные даты наблюдений



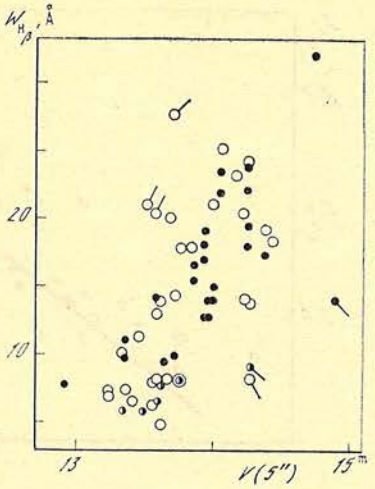


Рис. 2. Соотношение эквивалентных ширин линий 4959+5007 Å [O III] и яркости ядра галактик в фотометрической системе V (5″) по данным разных авторов

Темные кружки — данные Чуваева (24), светлые — И. Проник (21), полутемные — Дорошенко и Теребижа (23)

Рис. 3. Соотношение эквивалентных ширин линий H_β и яркости ядра галактики в фотометрической системе V(5″)

Обозначения те же, что на рис. 2

му все величины V (27″) для всех дат из составленного нами списка данных были пересчитаны на V (5″). При этом пересчете использовались результаты многоапертурных наблюдений ядра галактики NGC 1275 Засова и Лютого [27].

На рис. 2 сопоставлены величины $W_{[O\,III]}$ и V(5″) из [21, 23, 24]. При этом значения $W_{[O\,III]}$, приведенные в [24], мы уменьшили в 1,2 раза, так как в этом случае общее согласие всех $W_{[O\,III]}$ на рис. 2 оказалось наилучшим. Вопрос, в каком из списков величины $W_{[O\,III]}$ имеют систематические отличия, мы оставили открытым, поскольку исследование систематических различий не входило в нашу задачу. В дальнейшем везде величины $W_{[O\,III]}$ из [24] употреблялись с принятой поправкой. Рис. 2 показывает, что величины $W_{[O\,III]}$ во всех трех случаях согласуются в пределах ошибок, указанных в табл. 3. Видно, что между величинами $W_{[O\,III]}$ и V(5″) существует корреляция. Коэффициент корреляции $r=0{,}65\pm0{,}10$. При этом среднеквадратичное уклонение одного значения $W_{[O\,III]}$ от среднего значения составляет 32%, что более чем в 2 раза превышает ошибку определения $W_{[O\,III]}$, приведенную в табл. 3.

На рис. 3 сопоставлены величины W_{H_β} и V(5″). Видно, что систематических различий в определениях W_{H_β} разными авторами нет, но есть сильно «отскочившие» точки. Мы исключили из дальнейшего рассмотрения шесть таких точек, на рис. 3 они отмечены черточками. Оставшиеся 56 точек на рис. 3 хорошо удовлетворяют общему соотношению W_{H_β}—V(5″). Коэффициент корреляции этих величин равен $r=0{,}61\pm0{,}08$. Среднеквадратичное уклонение одного значения W_{H_β} от среднего значения, так же как и в случае $W_{[O\,III]}$, примерно в 2 раза превосходит ошибку измерения W_{H_β}, приведенную в табл. 3.

На рис. 2 и 3 каждому из значений W соответствует значение V(5″). По этим величинам W и V(5″) мы вычислили $I_{[O\,III]}$ и I_{H_β}. Отметим, что амплитуда изменения V(5″) несколько меньше амплитуды яркости собственно ядра галактики в системе V, поэтому амплитуды вычисленных нами величин $I_{[O\,III]}$ и I_{H_β} меньше их действительных амплитуд. Различие в амплитудах можно оценить, если принять согласно [26], что в минимуме блеска ядра галактики на ядро приходится 70% света в диафрагме 5″, а в максимуме блеска 95%. Видно, что амплитуда изменения яркости собственно ядра галактики по крайней мере на 40% больше амплитуды наблюдаемого изменения яркости центральной

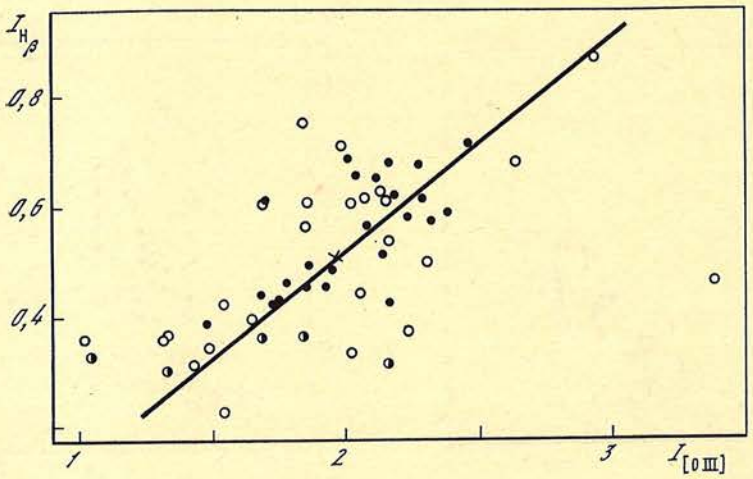
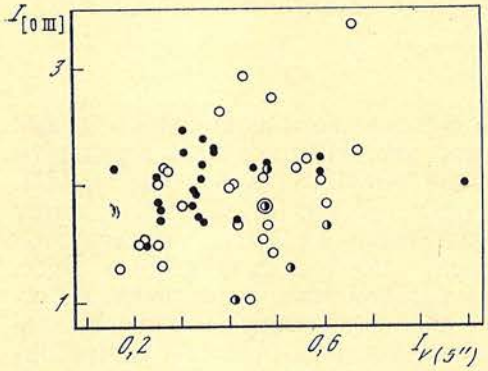


Рис. 4. Соотношение интенсивностей линий H_β и 4959+5007 Å [O III] по данным разных авторов

Обозначения те же, что на рис. 2. Крестик — среднее арифметическое, прямая — средняя линия между прямыми регрессии



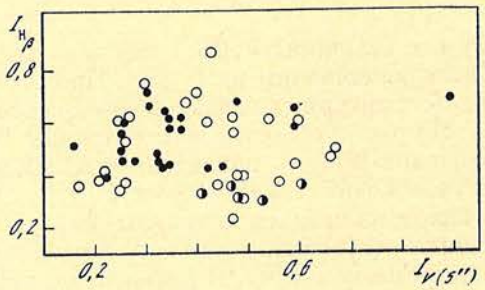


Рис. 5. Сопоставление яркости линий [O III] и непрерывного спектра ядра галактики по данным разных авторов

Обозначения те же, что на рис. 2

Рис. 6. Сопоставление яркости линии H_β и непрерывного спектра ядра галактики по данным разных авторов

Обозначения те же, что на рис. 2

области галактики в диафрагме 5″. Это важно иметь в виду при дальнейшем рассмотрении материала.

На рис. 4 показано соотношение вычисленных величин I_{H_β} и $I_{[O III]}$. Видно, что I_{H_β} меняется не менее чем в 3,5 раза, а $I_{[O III]}$ — в 3 раза, что существенно превосходит ошибки определения эквивалентных ширин этих линий. Видно также, что переменные величины I_{H_β} и $I_{[O III]}$ слабо коррелируют. Напомним, что наличие корреляции между значениями W_{H_β} и $W_{[O III]}$ было отмечено ранее по данным наблюдений спектров ядра галактики NGC 1275 в январе 1977 г. на 6-м телескопе [13, 14]. Коэффициент корреляции величин I_{H_β} и $I_{[O III]}$ равен $r=0{,}52\pm0{,}11$.

Были определены средние линии между прямыми регрессии величин I_{H_β} и $I_{[O III]}$ по всей выборке данных, отдельно по данным Чуваева [24] и отдельно по фотоэлектрическим наблюдениям [15]. Такая линия, полученная по всей выборке данных, показана на рис. 4, и все они в аналитическом виде — в табл. 5. Из таблицы видно, что во всех трех случаях получается близкое соот-

ношение: $I_{H\beta} \sim 2I_{[O\,III]}$. Наличие такого соотношения показывает, что в изменениях $I_{H\beta}$ и $I_{[O\,III]}$ есть синхронная составляющая, которая существовала все время в период с 1971 по 1984 г. Соотношение $I_{[O\,III]}$ и $I_{H\beta}$, полученное нами, может иметь практическое значение при исследовании переменности этих линий в спектре ядра галактики NGC 1275.

Интересно было сопоставить изменения $I_{[O\,III]}$ и $I_{H\beta}$ с изменениями потока ядра галактики в непрерывном спектре. Эти сопоставления приведены на рис. 5 и 6. Видно, что между изменениями яркости ядра в линиях H_β, [O III], с одной стороны, и континууме, с другой стороны, связи нет. Точно такой же результат получен был ранее по фотоэлектрическим данным [15].

Переменность относительных интенсивностей линий H_β и [O III] в спектре ядра галактики NGC 1275

Рассмотрим теперь степень переменности часто употребляемого отношения интенсивностей $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$, величина которого, в частности, является одним из критериев классификации сейфертовского ядра галактики. На рис. 7 это отношение сопоставлено с $I_{H\beta}$ и приведена кривая const/$I_{H\beta}$, которая дает возможность убедиться, что отношение $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ повторяет кривую const/$I_{H\beta}$. Таким образом, на переменное отношение $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ влияют не только изменения интенсивности линии H_β, но также и изменения интенсивностей запрещенных линий. Интересно отметить, что на этот рисунок мы нанесли все 62 точки нашей первоначальной выборки данных, включая и шесть «отскочивших» точек, «выброшенных» после анализа рис. 3. Последние неплохо удовлетворяют общей зависимости $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$—$I_{H\beta}$, занимая экстремальные положения. Согласно рис. 7 интенсивность линии H_β меняется примерно в 4,5 раза, а $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ — в 3,5 раза. Среднее значение отношения $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ по 62 точкам равно 4,1; полная амплитуда его изменений — от 2 до 7, но большая часть точек располагается в области значений $3{,}0 \leqslant I_{[O\,III]}/I_{H\beta} \leqslant 4{,}5$. В табл. 6 наблюдаемые значения $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ сопоставлены со средними значениями этих отношений, известных для ядер типов Sy 1 и Sy 2 согласно Адамсу и Видману [28]. Как видно по этому переменному параметру, ядро галактики NGC 1275

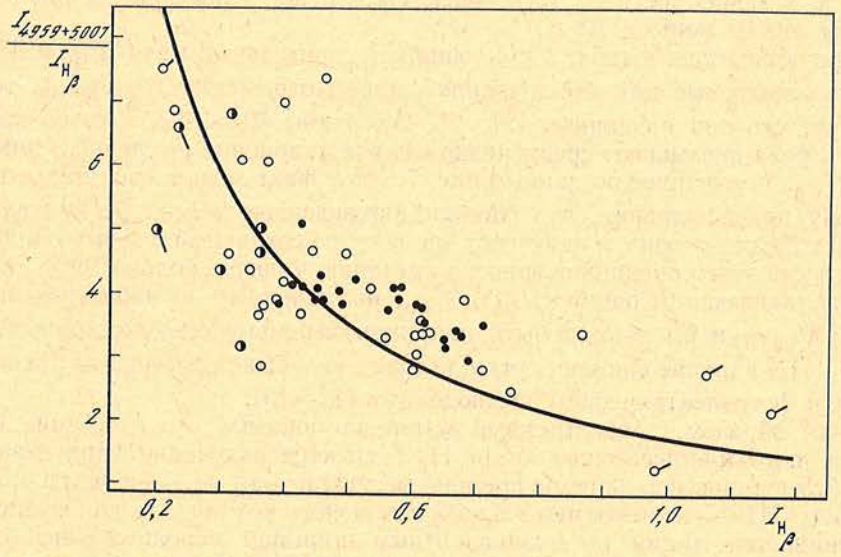


Рис. 7. Сопоставление отношений $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ и интенсивности линии H_β в спектре ядра галактики

Обозначения те же, что на рис. 3. Кривая линия — const/$I_{H\beta}$

Таблица 6

Объект	$\lg(I_{5007}/I_{H\beta})$	Автор
Sy 1	От −0,6 до +0,4	Адамс, Видман [28]
Sy 2	От +0,6 до +1,3	Адамс, Видман [28]
NGC 1275	От +0,2 до +0,7	И. Проник — наст. работа

занимает промежуточное положение между типами Sy 1 и Sy 2, принимая временами положение то одного, то другого типа.

Обратимся снова к рис. 7. Рассмотрим область кривой в интервале $3{,}5 \leqslant I_{[O\,III]}/I_{H\beta} \leqslant 7{,}5$. Здесь расположено 70% всех имеющихся точек, и разброс точек около среднего значения относительно небольшой. Коэффициент корреляции величин $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ и $I_{H\beta}$ в этой области равен $r=0{,}68\pm0{,}11$. Среднеквадратичное уклонение значений $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ от среднего составляет ±15%. Точки кривой, расположенные вне интервала $3{,}5 \leqslant I_{[O\,III]}/I_{H\beta} \leqslant 7{,}5$, имеют большой разброс на кривой, здесь область экстремальных значений $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ и $I_{H\beta}$. Мы просмотрели значения эквивалентных ширин $W_{H\beta}$ и $W_{[O\,III]}$, по которым получены $I_{H\beta}$ и $I_{[O\,III]}$ и затем отдельно тех из них, которые соответствуют $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$, расположенным внутри и вне рассмотренного выше интервала значений. Оказалось, что величины эквивалентных ширин в этих двух группах практически не отличаются по величине. Это обстоятельство означает, что ошибки величин $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$ в обеих группах должны быть одинаковыми, а дисперсия их значений в области $3{,}5 \leqslant I_{[O\,III]}/I_{H\beta} \leqslant 7{,}5$ обусловлена ошибками метода определения W_λ. Специально проведенные лабораторные исследования подтвердили это предположение. Спектры лампы накаливания, сфотографированные одновременно со спектрами полого катода, давали искусственный эмиссионный лабораторный спектр. Такие спектры шириной 0,1 мм были получены на эмульсии А-700 Ф при спектральной дисперсии 560 Å/мм. Измерение спектров показало, что среднеквадратичное уклонение одного значения отношений эквивалентных ширин двух линий (или интенсивностей) составляет 13—17% в зависимости от того, имеются или нет в выборке эквивалентные ширины линий меньше 10 Å.

Если обратиться к табл. 3 и по ошибкам, приведенным для $W_{H\beta}$ и $W_{[O\,III]}$, оценить ожидаемые при наблюдениях ошибки отношений $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$, то оказывается, что они по данным [21, 23, 24] равны 30—40%, т. е. по крайней мере в 2 раза превышают среднеквадратичное уклонение от среднего значения $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$, полученное по данным рис. 7. Этот факт может свидетельствовать в пользу предположения, что ошибки, приведенные в табл. 3, не являются чисто ошибками метода, а включают элемент, не связанный с этими ошибками. Вероятность этого предположения по критерию Фишера больше 99%. Элементом, увеличивающим ошибки $I_{[O\,III]}/I_{H\beta}$, вычисленные по наблюдаемым значениям $W_{[O\,III]}$ и $W_{H\beta}$, может быть, например, переменность эмиссионных линий H_β и [O III] в шкале времени сутки, которая уже была отмечена по фотографическим и фотоэлектрическим наблюдениям [12—15].

Таким образом, рассмотренный материал показал, что в течение 1971—1984 гг. потоки эмиссионных линий H_β в спектре излучения ядра галактики NGC 1275 изменялись в шкале времени месяцы и годы не менее чем в 4,5 раза, а линий [O III] — не менее чем в 3 раза («не менее» потому, что для вычисления интенсивностей линий по эквивалентным ширинам использовались потоки центральной области галактики в диафрагме 5″, которые имеют меньшую амплитуду переменности, чем потоки ядра галактики). В изменениях интенсивностей линий существует как синхронная, так и несинхронная составляющие. Это обстоятельство позволяет сделать предположение, что области возникно-

вения линий H_β и [O III] близки в пространстве, но полностью не совпадают. Размер области свечения каждой из линий равен примерно световому месяцу $\sim 8 \cdot 10^{16}$ см. Этот же материал показывает, что переменность линий H_β и [O III] не исключается также и в шкале времени порядка одних суток.

Переменность эмиссионных линий и двойственность ядра галактики NGC 1275

Основываясь на данных радиоинтерферометрических наблюдений на волне 1,35 см, а также факте «двугорбости» профилей эмиссионных линий оптического спектра излучения ядра галактики NGC 1275, Шкловский предположил двойственность ее сейфертовского ядра [29]. При этом была показана возможность «быстрой и, скорее всего, независимой переменности обоих компонентов ядра NGC 1275». В этом предположении расстояние между ядрами равняется примерно 1 пк. Признаки независимых переменных компонентов излучения ядра галактики NGC 1275 в фотометрической системе *UBV* пытались обнаружить Комберг и Лютый [30]. Фотометрическое и спектрофотометрическое исследование ядра галактики NGC 1275 в оптическом диапазоне показало, что оно не «точечное», что размер его может быть порядка угловой секунды, или 350 пк. Были получены данные, которые позволили сделать предположение о двойственности ядра галактики NGC 1275, компоненты которого — переменные ядра сейфертовского типа, но расстояние между ними большое — порядка 350 пк [26, 31].

Обратимся к рис. 7 и табл. 6. Изменение отношений $I_{[O\,III]}/I_{H_\beta}$ со временем в интервале между значениями, принятыми для ядер типа Sy 1 и Sy 2, также не противоречат предположению о двойственности ядра галактики NGC 1275. При этом возможно, что одно из ядер имеет тип Sy 1, а второе — тип Sy 2. Первое проявляет себя, когда интенсивность линии H_β бывает наиболее высокой, а второе — когда интенсивность линии H_β бывает низкой. Если предположить, что яркость одного или обоих ядер меняется, что обычно имеет место у обоих типов сейфертовских ядер, то временами одно из ядер бывает ярче другого, и тогда более четко проявляются его свойства. Чтобы посмотреть, как изменяются относительные интенсивности $I_{[O\,III]}/I_{H_\beta}$ с яркостью ядра галактики, мы разделили весь имеющийся у нас материал на две части так, что в каждую часть вошла примерно половина данных. При этом оказалось, что в одну половину вошли те данные, для которых ядро было слабее, а во вторую — ярче $V(5'')=13{,}8^m$ ($V(27'')=12{,}6^m$). Анализ соотношений, показанный на рис. 4 и 7 отдельно для каждой части данных, можно сделать по рис. 8 и 9. Обнаруживаются интересные подробности этих соотношений.

На рис. 8 видно, что при относительно низкой яркости ядра $V(5'')>13{,}5^m$ степень корреляции величин $I_{[O\,III]}$ и I_{H_β} высокая: $r=0{,}76\pm0{,}08$, в то время как при относительно высокой яркости ядра $V(5'')<13{,}5^m$ она практически отсутствует: $r=0{,}42\pm0{,}16$. Вспомним, что по всей выборке данных мы получили для этих величин $r=0{,}52\pm0{,}11$.

Рис. 9 не показывает такого четкого разделения для случаев яркого и слабого ядра NGC 1275, как это было на рис. 8, но некоторые особенности отметить все же стоит. Вся кривая $I_{[O\,III]}/I_{H_\beta}$ кажется сдвинутой для случая слабого ядра в сторону меньших значений I_{H_β}. Самые низкие значения отношений $I_{[O\,III]}/I_{H_\beta}$ бывают в тех случаях, когда ядро имеет относительно высокую яркость. Иначе говоря, свойства ядра как типа Sy 1 проявляются, когда яркость ядра в континууме и в линии H_β бывает относительно большой. Отсюда можно предположить, что ядро типа Sy 1 достигает в среднем больших яркостей при изменении блеска в системе *V*, чем ядро типа Sy 2. При этом свойства ядра типа Sy 2 лучше проявляются при относительной слабой общей яркости ядра NGC 1275. Комбинация рис. 8 и 9 позволяет предположить, что именно для ядра типа Sy 2 имеет место более четкая корреляция величин $I_{[O\,III]}$ и I_{H_β}. Это может свидетельствовать о том, что линии [O III] и H_β возникают в одной и той же области газовой оболочки этого ядра. Такая особенность как раз известна для одиночных ядер типа Sy 2.

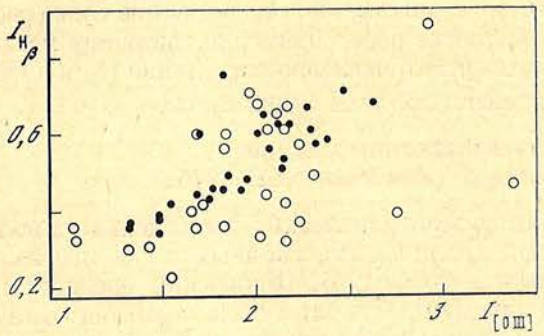


Рис. 8. Сопоставление интенсивностей линий H_β и [O III] в спектре ядра галактики для разных яркостей ядра

Темные кружки $V(5'')>13{,}8^m$, светлые — $V(5'')<13{,}8^m$

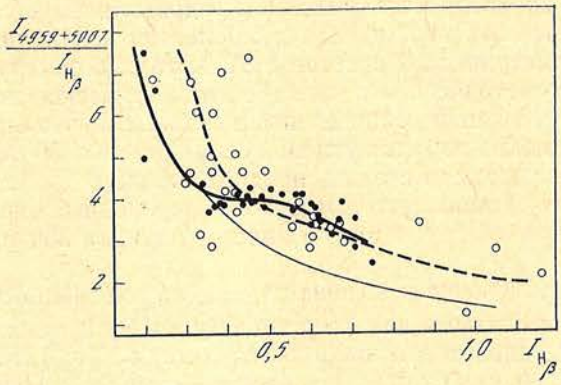


Рис. 9. Сопоставление отношений $I_{[O\,III]}/I_{H_\beta}$ и интенсивности линии H_β для разных яркостей ядра галактики

Темные кружки и жирная линия — $V(5'')>13{,}8^m$, светлые кружки и штриховая линия — $V(5'')<13{,}8^m$, тонкая линия — $const/I_{H_\beta}$

Наличие в галактике NGC 1275 двух ядер сейфертовского типа хорошо объясняет также и отсутствие корреляции между яркостями линий H_β и [O III], с одной стороны, и корреляции их с яркостью непрерывного спектра ядра (см. рис. 5, 6) — с другой. Разные переменные ядра и их газовые оболочки вносят разное количество света в общее наблюдаемое излучение ядра NGC 1275. Доля каждого из ядер в общем излучении в линиях и континууме различна. В этих условиях корреляции интенсивностей линий и континуума может и не быть.

При построении модели двойного ядра галактики NGC 1275 Шкловский опирался на данные о двойном радиоисточнике в центре этой галактики (3C 84), расстояние между компонентами которого равно примерно 1 пк, а размер каждого из ядер 0,3 пк. Относительную скорость движения компонентов ядра он принял исходя из величины раздвоения профилей эмиссионных линий H_β и [O III] примерно 600—800 км/с [29]. Используя известное соотношение для двойного объекта $\mathfrak{M}=\pi v^2 R/G$, где $\mathfrak{M}$ — суммарная масса в граммах, v — скорость орбитального движения в см/с, R — расстояние между объектами в см, а G — гравитационная постоянная в см³/с², он получил массу ядра равной $3\cdot10^8\,\mathfrak{M}_\odot$, приняв во внимание, что наблюдаемые величины скорости и расстояния между компонентами меньше действительных вследствие эффекта проекции. При размере ядра 0,3 пк такая большая масса свидетельствует о том, что ядро галактики NGC 1275 — компактный объект типа «магнитоида» или сверхмассивной черной дыры.

Фотометрические исследования [26, 31] показали, что расстояние между компонентами двойного ядра галактики NGC 1275 может быть равно или больше 350 пк. Тогда масса центрального тела равна $5\cdot10^{10}\,\mathfrak{M}_\odot$. В этом случае существует несколько возможностей: либо в центре NGC 1275 находится сверхмассивная черная дыра или магнитоид с массой $5\cdot10^{10}\,\mathfrak{M}_\odot$, либо около сейфертовского ядра существует массивное скопление звезд размером 350 пк и массой $\sim5\cdot10^{10}\,\mathfrak{M}_\odot$. В последнем случае массу ядра по нашим данным оценить нельзя. Концентрация звезд в такого рода скоплении больше $3\cdot10^3$ звезд/пк³. Для сравнения приведем массу центральной линзы нашей Галактики, которая при радиусе 600—700 пк равна $3\cdot10^{10}\mathfrak{M}_\odot$ [32]. Видно, что при примерно в 2 раза меньшей массе линза Галактики в 3,7 раза больше околоядерного скопления галактики NGC 1275, следовательно, концентрация звезд в последнем примерно в 100 раз выше, чем в линзе Галактики. Маловероятно, что концентрация звезд в околоядерном скоплении была бы равномерна по его радиусу, скорее всего, она растет к центру. В таком случае можно ожидать, что в центре скоп-

ления около сейфертовского ядра галактики NGC 1275 имеется массивный керн, состоящий из звезд. Согласно теории [33, 34] керн массой $10^8\ \mathfrak{M}_\odot$ и радиуса 1—3 пк может «питать» сейфертовское ядро галактики.

Ноябрь 1986 г.

Литература

1. *Barnes T. G.* // Astrophys. Lett. 1968. Vol. 1. P. 171.
2. *Peterson B. A.* // Ibid. 1969. Vol. 3. P. 103.
3. *Хозов Г. В.* // Астрон. цирк. 1971. № 607.
4. *Rieke G. H., Low F. J.* // Astrophys. J. 1972. Vol. 177. P. L 115.
5. *Kellerman K. J.* // IAU Symposium N 44. P. 190.
6. *Проник И. И.* // Астрон. журн. 1974. Т. 51. С. 457.
7. *Rothschild R. E., Baity W. A., Warscher A. P., Wheaton W. A.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 243. P. L 9.
8. *Лютый В. М.* // Письма в Астрон. журн. 1980. Т. 6. С. 223.
9. *Pauliny-Toth I. I., Preuss E., Witzell A.* et al. // Nature. 1976. Vol. 259. P. 17.
10. *Kellerman K. I., Pauliny-Toth I. I.* // Astron. J. 1973. Vol. 78. P. 828.
11. *Schilizzi R. T., Kohen M. H., Romney J. D.* et al. // Astrophys. J. 1975. Vol. 201. P. 263.
12. *Меркулова Н. И., Проник И. И.* // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 245.
13. *Меркулова Н. И., Проник И. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 68. С. 93.
14. *Меркулова Н. И., Проник И. И.* // Там же. 1985. Т. 71. С. 160.
15. *Меркулова Н. И., Проник И. И.* // Там же. 1987. Т. 77. С. 135.
16. *Проник И. И.* // Астрон. журн. 1974. Т. 51. С. 1204.
17. *Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю., Чуваев К. К.* // Астрофизика. 1976. Т. 12. С. 417.
18. *Проник И. И.* // Астрон. журн. 1976. Т. 53. С. 251.
19. *Проник И. И.* // Там же. 1977. Т. 54. С. 260.
20. *Kingheam K. A., O'Konnel R. W.* / Astron. J. 1979. Vol. 84. P. 1537.
21. *Проник И. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1980. Т. 61. С. 131.
22. *Briggs S., Snijders M., Boksenberg A.* // Nature. 1982. Vol. 300. P. 336.
23. *Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю.* // Тр. ГАИШ. 1983. Т. 55. С. 64.
24. *Чуваев К. К.* // Письма в Астрон. журн. 1985. Т. 11. С. 803.
25. *Anderson K.* // Astrophys. J. 1970. Vol. 162. P. 743.
26. *Метик Л. П., Проник И. И.* // Астрофизика. 1985. Т. 23. С. 451.
27. *Засов А. В., Лютый В. М.* // Астрон. журн. 1973. Т. 50. С. 253.
28. *Adams Th., Weedman D.* // Astrophys. J. 1975. Vol. 199. P. 19.
29. *Шкловский И. С.* // Письма в Астрон. журн. 1978. Т. 4. С. 493.
30. *Комберг Б. В., Лютый В. М.* // Там же. 1980. Т. 6. С. 7.
31. *Метик Л. П., Проник И. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 80.
32. *Марочник Л. С., Сучков А. А.* Галактика. М.: Наука, 1984. С. 153.
33. *Илларионов А. Ф., Романова М. М.* Препр. ИКИ № 1088, 1986.
34. *Илларионов А. Ф., Романова М. М.* Препр. ИКИ № 1134, 1986.

УДК 523.858

НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ H_β И [O III] λ 4959 + 5007 Å В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275 НА ТЕЛЕСКОПЕ АЗТ-11 В 1982—1987 ГГ.

Н. И. Меркулова, Л. П. Метик, И. И. Проник

Приводятся результаты наблюдений переменности ядра галактики NGC 1275 на телескопе АЗТ-11 со спектрофотометром АСП-338 в области эмиссионных линий H_β, [O III] λ 4959+5007 Å и непрерывного спектра, проведенных в 1982—1987 гг. в Крымской астрофизической обсерватории (входная диафрагма 10″, выходная щель $\Delta\lambda$=80 Å). Всего было получено 375 оценок блеска галактики за 32 ночи. Анализ усредненных за каждую ночь данных показал, что за все время наблюдений поток излучения в континууме в диафрагме 10″ менялся примерно в 2 раза, а потоки излучения ядра галактики в эмиссионных линиях — примерно в 3 раза.

OBSERVATIONS OF H_β AND [O III] λ4959+5007 Å EMISSION LINES VARIABILITY IN THE SPECTRUM OF NGC 1275 GALAXY NUCLEUS OBSERVED AT AZT-11 TELESCOPE IN 1982—1987, by *N. I. Merkulova, L. P. Metik, I. I. Pronik*.— The results

of photoelectrical observations of H_β, [O III] λ4959+5007 Å lines and continuum variability are discussed. The data are obtained at the 1.25-m telescope AZT-11 equipped with a scanner ASP-38 (entrance diaphragm 10″ and the slit Δλ=80 Å) of the Crimean observatory. The total number of measurements (375) were averaged for each of 32 nights. It is concluded, that the continuum flux within 10″ diaphragm varies twice, while the emission lines in the spectrum of NGC 1275 nucleus vary thrice.

С целью продолжения исследований обнаруженной ранее переменности относительных интенсивностей как водородных, так и запрещенных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 [1] мы начали в 1982 г. наблюдения нескольких сейфертовских галактик на 1,25-м телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории. Результаты наблюдений с ноября 1982 г. по март 1984 г. приводятся в [2]: за 12 ночей была получена 101 оценка блеска ядра галактики NGC 1275 в области линии H_β, дублета [O III] λ4959+5007 Å и в непрерывном спектре. Был сделан вывод о том, что изменения потоков в континууме и в эмиссионных линиях существенно превышают ошибки измерений. С марта 1984 г. по февраль 1987 г. за 20 ночей мы получили 274 оценки блеска ядра этой галактики в тех же спектральных интервалах. Учитывая, что при наблюдениях галактик данные за одну ночь и даже за месяц, как правило, осредняются (например, [3]), мы приводим усредненные за сутки и месяцы изменения потоков в континууме и в эмиссионных линиях за весь период.

Наблюдения проводились со сканирующим спектрофотометром АСП-38, работающим в режиме счета фотонов. Диаметр входной диафрагмы равен 10″, что предъявляет высокие требования к качеству гидирования. Так как видимый размер ядра галактики NGC 1275 определяется в основном качеством изображения (а в ночи наших наблюдений оно было не хуже 3″), то установка ядра на центр диафрагмы не представляет труда. Точность гидирования оффсетного фотогида, удерживающего галактику в диафрагме, лучше 1″. Вопрос о влиянии положения галактики NGC 1275 в диафрагме размером 10″ на точность измеряемых потоков излучения рассматривался нами достаточно подробно в [4]. Показано, что если смещение этой галактики внутри диафрагмы не превышает ±3″ от ее центра, то изменения потоков излучения галактики как в непрерывном спектре, так и в эмиссионных линиях в среднем не превышают 5%, а при смещении до ±4″ ошибки доходят до 10%.

Анализ возможных инструментальных ошибок, связанных, в частности, с точностью установки дифракционной решетки в заданную область спектра, описан в [5], где показано, что принятая нами методика позволяет регистрировать потоки излучения от галактики с точностью не хуже 5—10%.

Наблюдения проводились дифференциальным методом по отношению к одной или двум звездам сравнения, взятым из списка В. М. Лютого [6]. Основной звездой сравнения, к которой приведены все результаты наблюдений, является звезда С2 ($V=12{,}31^m$, $B-V=0{,}58^m$). С октября 1986 г. мы наблюдаем также звезды С1 ($V=10{,}50^m$, $B-V=0{,}22^m$) и С3 ($V=12{,}82^m$, $B-V=0{,}41^m$) для контроля основной звезды сравнения. Необходимо отметить, что звезда С2 более 10 лет используется В. М. Лютым в качестве основной звезды сравнения, и за это время подозрений о ее переменности не возникло. В наших наблюдениях отношения потоков излучения от двух звезд сравнения постоянны с точностью в среднем 1—2%, а разброс единичных измерений не превышает 10% (в случаях неустойчивых атмосферных условий). Все звезды сравнения расположены не далее 7′ от галактики.

Перед началом наблюдений делались контрольные сканы для проверки шкалы длин волн спектрофотометра. Один из таких сканов можно видеть на рис. 1 в [2]. Во время наблюдений выходная щель спектрофотометра, равная 80 Å, последовательно центрировалась на три области спектра, которые с учетом красного смещения галактики NGC 1275 приходились на области линий H_β, дублета [O III] λ4959+5007 Å и на область непрерывного спектра, расположенную на расстоянии 100 Å в красную сторону от дублета [O III]. Более подробно методика наблюдений описана в [2]. Отметим только, что время накопления сигнала, равное 100—200 с, обеспечивало полученную по статистике квантов среднеквадратичную ошибку одного измерения соответственно 3—2%. Об-

Данные наблюдений ядра галактики NGC 1275

Дата	n	I_c/I_*	σ	σ, %	$I_{H\beta}/I_*$	σ	σ, %	$\frac{I_{[O\,III]}}{I_*}$	σ	σ, %
12—13.11 1982 г.	12	0,203	0,003	1,4	0,056	0,004	6,6	0,188	0,004	2,1
18—19.12 1982 г.	1	0,176			0,042			0,163		
06—07.01 1983 г.	12	0,220	0,004	1,7	0,072	0,004	6,3	0,234	0,007	3,0
03—04.09 1983 г.	5	0,203	0,005	2,3	0,055	0,008	15,4	0,190	0,004	2,1
04—05.09 1983 г.	10	0,210	0,003	1,6	0,069	0,002	3,5	0,208	0,003	1,4
06—07.09 1983 г.	12	0,172	0,008	4,5	0,028	0,002	8,1	0,076	0,007	9,2
02—03.10 1983 г.	2	0,226	0,004	1,8	0,077	0,006	7,8	0,235	0,013	5,5
06—07.12 1983 г.	2	0,234	0,020	8,5	0,060	0,002	4,1	0,193	0,017	8,8
03—04.01 1984 г.	22	0,218	0,002	0,9	0,061	0,003	5,6	0,206	0,007	3,4
03—04.02 1984 г.	11	0,223	0,003	1,4	0,071	0,003	4,8	0,218	0,005	2,3
04—05.02 1984 г.	7	0,226	0,005	2,4	0,070	0,099	13,4	0,231	0,009	3,9
05—06.03 1984 г.	5	0,229	0,006	2,6	0,071	0,007	10,4	0,229	0,004	1,7
15—16.01 1985 г.	6	0,246	0,009	3,7	0,068	0,006	9,1	0,239	0,013	5,4
16—17.09 1985 г.	10	0,164	0,009	5,5	0,054	0,006	11	0,124	0,009	7,3
13—14.11 1985 г.	1	0,159:			0,031:			0,115:		
14—15.11 1985 г.	4	0,198	0,008	4,0	0,062	0,006	9,4	0,176	0,008	4,5
06—07.12 1985 г.	44	0,269	0,002	0,6	0,073	0,002	2,9	0,233	0,002	0,9
07—08.12 1985 г.	18	0,275	0,002	0,9	0,072	0,003	3,8	0,235	0,003	1,3
08—09.12 1985 г.	30	0,271	0,002	0,7	0,072	0,003	4,2	0,223	0,003	1,3
09—10.12 1985 г.	2	0,228	0,004	1,8	0,065	0,036	55	0,214	0,008	3,7
07—08.02 1986 г.	14	0,223	0,002	1,1	0,048	0,003	6,2	0,192	0,006	3,1
08—09.10 1986 г.	3	0,251	0,006	2,4	0,075	0,007	9,3	0,249	0,008	3,2
10—11.10 1986 г.	5	0,247	0,013	5,3	0,066	0,005	7,6	0,228	0,017	7,4
11—12.10 1986 г.	22	0,224	0,003	1,4	0,057	0,004	7,0	0,211	0,005	2,4
13—14.10 1986 г.	12	0,215	0,003	1,4	0,064	0,006	9,4	0,198	0,007	3,5
11—12.11 1986 г.	8	0,204	0,006	2,9	0,047	0,006	12	0,170	0,007	4,1
04—05.12 1986 г.	2	0,148	0,006	4,0	0,016	0,004	25	0,060	0,008	13
05—06.12 1986 г.	4	0,212	0,005	2,4	0,060	0,006	10	0,224	0,005	2,3
06—07.12 1986 г.	29	0,234	0,004	1,7	0,064	0,004	6,2	0,241	0,005	2,1
07—08.12 1986 г.	22	0,237	0,003	1,3	0,057	0,004	7,0	0,225	0,005	2,2
08—09.12 1986 г.	12	0,249	0,003	1,2	0,078	0,006	7,7	0,247	0,008	3,2
04—05.02 1987 г.	14	0,231	0,004	1,7	0,067	0,006	9,0	0,228	0,009	3,9

щее время накопления сигнала складывалось из десяти измерений при времени накопления каждого измерения 10—20 с, что позволяло вычислить среднеквадратичную ошибку непосредственно и по отклонениям от среднего отсчета в этой группе. Среднеквадратичные ошибки, вычисленные двумя способами, были примерно одинаковы. Фон неба измерялся во всех трех исследуемых спектральных областях на расстоянии 5′ к северу от галактики. Зенитные расстояния NGC 1275 во время наблюдений не превышали 60°. За одну ночь получали от 1 до 44 измерений яркости галактики во всех трех интервалах спектра. Соответственно полное время наблюдений за одну ночь составляло примерно от получаса до 10 ч.

После учета фона неба вычислялись отношения интенсивностей отдельных областей спектра ядра галактики NGC 1275 и звезды сравнения C2: I_1/I_*, I_2/I_* и I_3/I_*, а затем — $(I_1-I_3)/I_* \sim I_{H_\beta}/I_*$ и $(I_2-I_3)/I_* \sim I_{[O\,III]}/I_*$, принимаемые нами в качестве относительных интенсивностей линии H_β дублета [O III] (по отношению к интенсивности звезды сравнения), $I_3/I_* \sim I_c/I_*$ — относительная интенсивность непрерывного спектра и звезды сравнения. Заметим, что I_{H_β}/I_* и $I_{[O\,III]}/I_*$ — значения для ядра галактики, а I_c/I_* — всей ее центральной области размером 10″. Вычисленные среднеквадратичные ошибки этих отношений не превышали соответственно 11; 10 и 5%.

Результаты наблюдений содержатся в таблице. После даты наблюдений следует число измерений n блеска галактики в данную ночь, по которому производилось усреднение. Наблюдательный материал представлен в виде средних за ночь относительных интенсивностей континуума I_c/I_*, линии H_β — I_{H_β}/I_* и дублета [O III]—$I_{[O\,III]}/I_*$ со своими среднеквадратичными ошибками σ. Из таблицы видно, что относительная интенсивность дублета [O III] сравнима с интенсивностью континуума, в то время как интенсивность линии H_β существенно меньше. Это, в частности, приводит к большим ошибкам определения интенсивности линии H_β. Двоеточием отмечены наблюдения, полученные при посредственных метеоусловиях. Среднеквадратичные ошибки средних значений за ночь не превышают для континуума 8,5%, для дублета [O III] 12% и даже в случае линии H_β 10%, т. е. лежат в пределах среднеквадратичных ошибок величин, вычисленных для одного измерения.

На рис. 1 приведена зависимость потоков излучения в областях дублета [O III] и континуума. Определения по малому числу наблюдений (одно или два) взяты в скобки. Мы выделили значения, полученные в соседние ночи: светлыми кружками показаны значения за четыре ночи (с 06 по 10.12 1985 г., см. таблицу), а косыми крестиками — значения соответствующих величин за пять ночей — с 04 по 09.12 1986 г. Остальные наблюдения нанесены темными кружками. Видно, что потоки в континууме и в дублете [O III] показывают значительную переменность от ночи к ночи, укладывающуюся тем не менее в общую закономерность. Коэффициент корреляции для этой зависимости равен $K=+0{,}86\pm0{,}05$.

На рис. 2 показаны изменения потока излучения в линии H_β в зависимости от изменений континуума. Коэффициент корреляции в этом случае почти такой же, как и в предыдущем: $K=+0{,}81\pm0{,}06$. Таким образом, можно сказать, что с увеличением потока в непрерывном спектре растет и поток в эмиссионных линиях H_β и [O III] λ4959+5007 Å.

Во многих работах, посвященных наблюдениям галактики NGC 1275, рассматривается зависимость изменений эквивалентных ширин или относительных интенсивностей линии H_β и дублета [O III]. Из рис. 3 видно, что с увеличением потока в линии H_β растет также поток излучения в области дублета [O III], причем коэффициент корреляции в этом случае равен $K=+0{,}92\pm0{,}03$. Для величин потоков линий H_β и [O III] выполняется соотношение $I_{[O\,III]} \sim 3{,}2 I_{H_\beta}$. По данным фотографических наблюдений, выполненных на 2,6-м телескопе ЗТШ с 1971 по 1984 г., усредненных за несколько суток, получено соотношение $I_{[O\,III]} \sim 2{,}6\ I_{H_\beta}$ [7]. Различия могут быть обусловлены как временными изменениями потоков излучения, так и тем фактом, что на ЗТШ измеряются эквивалентные ширины эмиссионных линий, а на АЗТ-11 — потоки в спектральных областях ($\Delta\lambda=80$ Å), соответствующих этим линиям.

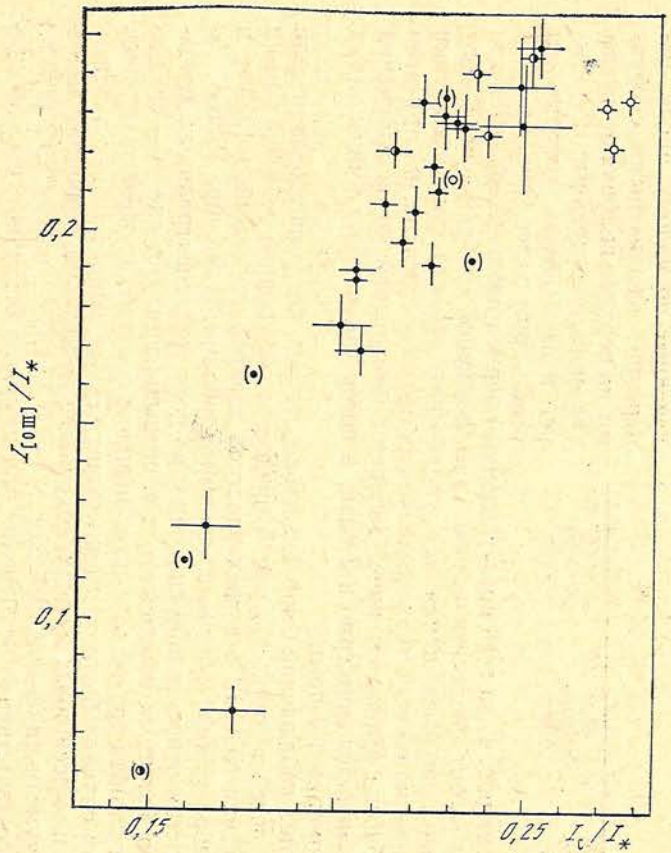
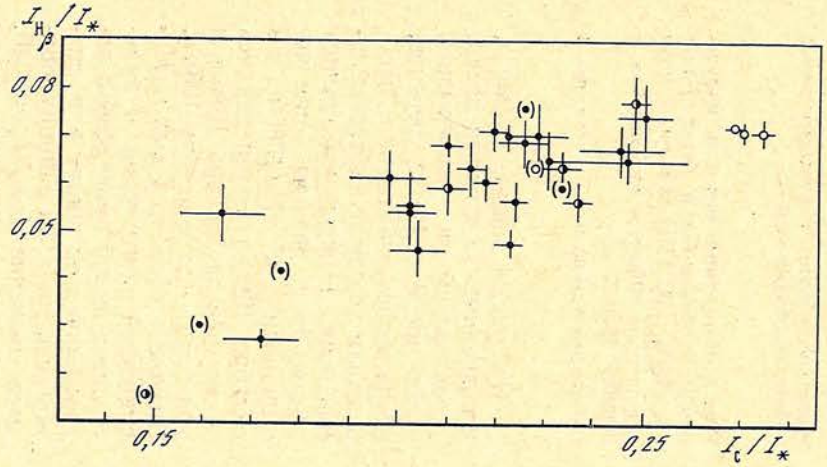


Рис. 1. Соотношение относительных интенсивностей непрерывного спектра I_c/I_* и дублета [O III]—$I_{[O\,III]}/I_*$

Горизонтальные и вертикальные черточки — среднеквадратичные отклонения средних значений за ночь



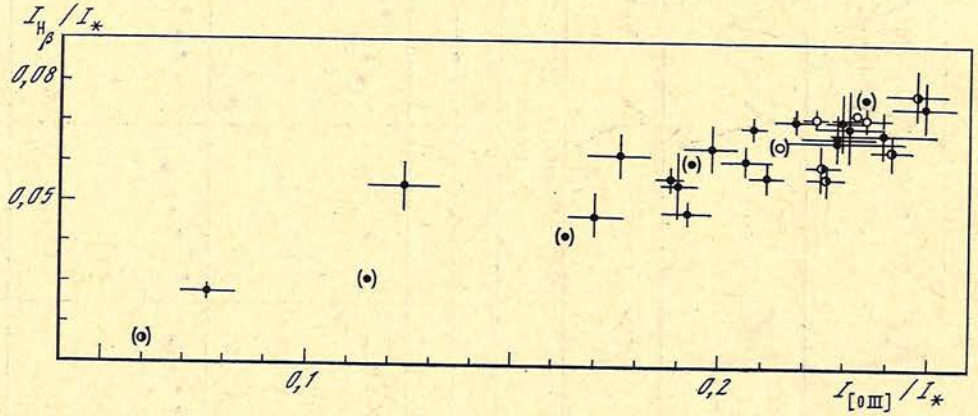


Рис. 2. Соотношение между относительными интенсивностями континуума I_c/I_* и линии O H_β—I_{H_β}/I_* (обозначения те же, что на рис. 1)

Рис. 3. Зависимость между относительными интенсивностями линии H_β и дублета [O III] λ4959+5007 Å (обозначения те же, что на рис. 1)

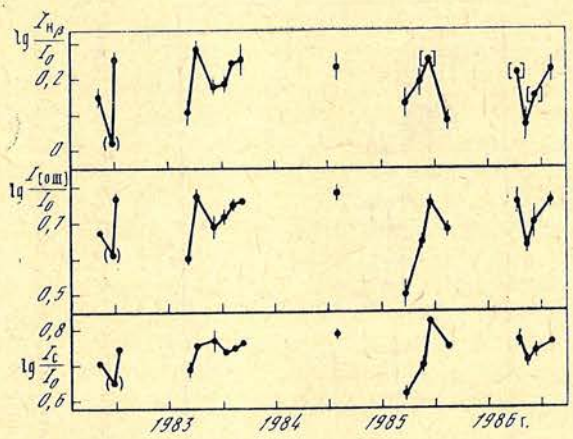


Рис. 4. Изменения со временем усредненных за месяц средних значений потоков в континууме и в эмиссионных линиях H_β и [O III] в относительных единицах ($I_c = I/I_* = 0{,}040$; см. текст)

Вертикальные черточки определяют размер среднеквадратичных ошибок

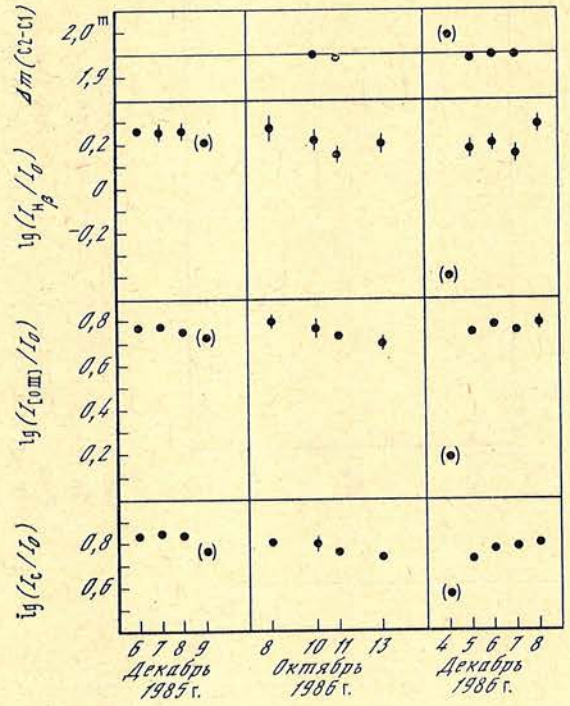


Рис. 5. Изменения потоков излучения от континуума и эмиссионных линий H_β и [O III] от ночи к ночи для декабря 1985 г. и для октября и декабря 1986 г.

Обозначения и масштаб те же, что на рис. 4

На рис. 4 данные таблицы, усредненные за каждый месяц, представлены в непрерывной шкале времени. Из 18 месяцев, когда велись наблюдения, 12 содержали по одной наблюдательной ночи, дважды усреднялись по две ночи, дважды — по четыре ночи (в декабре 1985 г. и в октябре 1986 г.), усреднялись пять ночей за декабрь 1986 г. и три ночи — за сентябрь 1983 г. Значения относительных интенсивностей континуума и эмиссионных линий приведены в логарифмической шкале и в едином масштабе. За единицу принято значение $I_0 = I/I_* = 0{,}040$. В круглые скобки заключены неуверенные определения, полученные по малому числу измерений. Квадратными скобками на верхнем графике отмечены значения, усредненные по четырем и пяти ночам, которые мы рассмотрим далее (рис. 5).

Как видно из рис. 4, за весь представленный период наблюдений интенсивности не показывают систематического хода изменений со временем. Имеют место спорадические уменьшения или увеличения яркости ядра галактики почти одновременно во всех трех исследуемых областях спектра, но при этом уменьшения блеска выражены ярче. За время наблюдений поток излучения в континууме менялся примерно в 2 раза, а поток излучения в эмиссионных линиях — примерно в 3 раза.

В ряду наших наблюдений было несколько случаев, когда наблюдения шли по нескольку ночей подряд. На рис. 5 представлены средние за ночь потоки от ядра галактики NGC 1275 в трех участках спектра для декабря 1985 г. и октября, декабря 1986 г., взятые со своими ошибками. В октябре 1986 г. галактика вела себя относительно спокойно: во всех трех спектральных диапазонах не было значимых изменений (т. е. превышающих 3σ, где σ — среднеквадратичная ошибка среднего за ночь значения соответствующей величины). В двух других случаях были отмечены существенные изменения как в континууме, так и в эмиссионных линиях, доходящие до 40%. Наибольшие изменения в континууме были 08—09.12 1985 г., 04—05.12 1986 г. и 07—08.12 1986 г.: 10σ, 9σ и 4σ соответственно. Изменения континуума в остальные ночи не пре-

вышали 3σ от средних за ночь значений. Для линии H_β значимыми являются изменения, происшедшие между 04 и 05.12 1986 г. (5σ) и между 07 и 08. 12 того же года (4σ). Изменения относительных интенсивностей дублета [O III], превышающие 3σ, произошли между 07 и 08. 12 1985 г. (4σ), между 04 и 05.12 (10σ) и между 07 и 08.12 1986 г. (4σ). Таким образом, изменения от ночи к ночи могут быть достаточно велики, что приводит к большим среднеквадратичным отклонениям средних значений потоков излучения за месяц как в континууме, так и в эмиссионных линиях. Соответственно относительно большие среднеквадратичные ошибки средних за ночь потоков излучения могут быть обусловлены их изменением в течение ночи. Но мы этот вопрос не рассматриваем.

На верхнем графике рис. 5 приведены значения Δm (C2—C1), полученные по отношениям потоков от двух звезд сравнения C2 и C1 для соответствующих ночей наблюдений. Для всех определений, кроме одного, разброс значений не превышает 1%. И только 04—05.12 1986 г., когда было всего одно измерение, ошибка составила 5%.

Таким образом, потоки излучения от ядра галактики NGC 1275 в области континуума и в области эмиссионных линий H_β и [O III] λ4959+5007 Å, усредненные за ночь наблюдений, меняются как от ночи к ночи, так и за месяцы, и эти изменения существенно превосходят ошибки измерений. При этом с возрастанием потока излучения в континууме возрастает поток в эмиссионных линиях. С увеличением потока в линии H_β растет и поток в области дублета [O III].

За все время наблюдений отмечены изменения потока в непрерывном спектре в диафрагме 10″ примерно в 2 раза, а ядра галактики в эмиссионных линиях — примерно в 3 раза. Изменения от ночи к ночи в отдельных случаях доходили до 40% (4—10σ). Отметим, что по фотографическим наблюдениям К. К. Чуваева и И. И. Проник за период с 1971 по 1984 г. интенсивность линии H_β менялась примерно в 4 раза, а [O III] — в 3 раза [7].

Авторы благодарны Н. М. Шаховскому за помощь в наблюдениях и постоянное внимание к работе, Г. Н. Шараповой и В. Т. Жоголевой — за помощь в изготовлении рисунков.

Май 1987 г.

Литература

1. *Меркулова Н. И., Проник И. И.* // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 245.
2. *Меркулова Н. И., Проник И. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 135.
3. *Чуваев К. К.* // Письма в Астрон. журн. 1985. Т. 11. С. 803.
4. *Меркулова Н. И., Метик Л. П., Проник И. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 144.
5. *Меркулова Н. И.* // Там же. 1986. Т. 75. С. 175.
6. *Лютый В. М.* // Письма в Астрон. журн. 1980. Т. 6. С. 223.
7. *Проник И. И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78.

УДК 524.7; 524.33, 530.12

ОСЦИЛЛЯЦИИ КОМПАКТНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ С ПЕРИОДОМ 160,01 МИН И ВОЗМОЖНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ[1]

В. А. Котов, В. М. Лютый*

Прежний анализ [5] *UBV*-фотометрии квазара 3C 273 и сейфертовской галактики NGC 4151, позволивший обнаружить у них следы «повсеместных» осцилляций с периодом P_0=160,0101 (±1)^m, распространен на активные ядра других галактик. Период P_0 впервые был открыт на Солнце [1, 7], а впоследствии была выдвинута гипотеза [6] о его космо-

[1] Публикуется в дискуссионном порядке.

* Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва.

логическом происхождении. Такой же в пределах ошибок период обнаружен еще у трех объектов: NGC 1275 (период 160,0094 ($\pm 8)^m$), NGC 3516(160,0100 ($\pm 9)^m$) и NGC 7469 (159,98($\pm 3)^m$) — с более или менее случайным распределением фаз и относительными полными амплитудами изменения блеска (2—4) %. Периодический эффект не может быть объяснен ни погрешностями наблюдений, ни какими-либо артефактами процедуры обработки материала. Для NGC 4151 результат подтверждается анализом рентгеновских данных, полученных на спутниках «Ariel-5» и EXOSAT [11, 12].

Подчеркивается, что вопрос об истинной природе 160^m-осцилляций Солнца с их «повсеместными» проявлениями до сих пор остается открытым. Теперь же теория встречается с еще большей трудностью, поскольку одно и то же значение периода наблюдается у далеких объектов, имеющих разные скорости удаления.

Следуя [5, 7], мы предполагаем, что период P_0 может иметь статус предпочтительного временнóго масштаба во Вселенной. Последний, по-видимому, позволяет избежать сингулярности, существующей в стандартной космологии Большого взрыва.

THE 160.01 MINUTES OSCILLATIONS OF COMPACT EXTRAGALACTIC OBJECTS AND PLAUSIBLE COSMOLOGICAL CONSEQUENCES, by *V. A. Kotov, V. M. Lyuty.*— The previous analysis [5] of *UBV*-photometry of quasar 3C 273 and Seyfert galaxy NGC 4151 is extended to nuclei of other Seyferts in search for oscillations with a «ubiquitous» period $P_0 = 161.0101\ (\pm 1)^m$. The period has been originally discovered in the Sun [1, 7] and subsequently was claimed [6] to be of cosmological significance. Now we find the presence of the same period, within errors, for three more Seyferts: NGC 1275 (period 160.0094 ($\pm 8)^m$), NGC 3516 (160.0100($\pm 9)^m$) and NGC 7469 (159.98($\pm 3)^m$) — with more or less random scattering of phases and total relative amplitudes (2—4)%. It is argued that the periodic effect can be accounted for by neither observational biases nor some artefacts in the reduction procedure. For the NGC 4151 the results is strongly supported by analysis of X-ray data obtained on board the Ariel-5 and EXOSAT satellites [11, 12].

It is pointed out that true nature of solar 160^m-oscillations with its seemingly universal character is still an open question. Now the theory apparently encounters with a greater difficulty because one and the same period is observed in a set of distant objects having various recession velocities.

Following to discussions [5, 7] it is hypothesized that P_0-period may have a status of a preferred time-scale for the Universe. The latter can possibly help us to avoid a singularity present in the standard big-bang cosmology.

Осцилляции с периодом $P_0 = 160{,}0101\ (\pm 1)^m$ обнаружены [2] во флуктуациях лучевой скорости фотосферы [1, 2], а также во временнóй последовательности хромосферных вспышек на Солнце [3]. Недавно они найдены и в вариациях блеска таких далеких объектов, как ядра сейфертовских галактик и квазар 3C 273 [4, 5]. Удивительный факт совпадения периодов и высокая статистическая достоверность полученных результатов ($\gtrsim 3{,}5\sigma$) позволяют говорить о возможном *космологическом* происхождении «универсальных» 160^m-осцилляций [4—6]. Время существования 160^m-периода по оценке [4, 5] оказывается равным $\sim 16 \cdot 10^9$ лет, что делает 160^m-осцилляцию свидетелем «рождения» Вселенной в эпоху так называемого Большого взрыва (если он имел место; см. ниже). В [5] высказана в связи с этим гипотеза о том, что период P_0 может представлять собой некоторую константу, аналогичную постоянной Хаббла $H_0 \approx 60$ км·с$^{-1}$·Мпк$^{-1}$.

Для более глубокого понимания природы периода P_0 и его роли для звезд (колебания Солнца; распределение периодов пульсаций короткопериодических звезд и периодов вращения тесных двойных звезд, см. [7]) и, вероятно, Вселенной в целом исключительно важен анализ фотометрических данных других внегалактических объектов (квазаров, объектов типа BL Lac и ядер сейфертовских галактик, которые объединяются сейчас под общим названием активных ядер галактик (АЯГ)).

Разумные предположения о механизмах генерации энергии в АЯГ требуют существования в них компактных сверхмассивных объектов [8], размеры (гравитационные радиусы) которых по порядку величины могут быть сравнимы с величиной $L = cP_0 \sim 20$ а. е. (c — скорость света). Это делает небезосновательным поиск периодических вариаций блеска с периодами несколько часов, в частности периода P_0.

---

[2] Число в скобках соответствует стандартной ошибке последних значащих цифр.

1. Сейфертовская галактика[3] NGC 3516

UBV-фотометрия выполнена одним из авторов (В. Л.) в 1968—1986 гг. с диафрагмой 14″. Всего получено 217 фотоэлектрических измерений блеска в каждом из трех фильтров — относительно звезды сравнения. Все моменты наблюдений приводились к Солнцу.

Для выделения переменного излучения компактного источника (ядра) относительно звездного фона галактики применена методика, предложенная Холоневским [9].

Для этого *UBV*-величины переводятся в потоки (мы использовали абсолютную калибровку О'Делла и др. [10]), и строятся зависимости F_U и F_B от F_V. В пространстве потоков $\{F_U, F_B, F_V\}$ — вектор, соответствующий полному излучению, является суммой векторов, соответствующих излучению постоянного источника (звездная составляющая галактики) и переменного компактного источника.

Минимальный поток, зарегистрированный за 19 лет наблюдений, принимался за постоянное излучение звезд галактики. При этом для NGC 3516 показатели цвета подложки получились равными $(B-V)_0=0{,}84\pm0{,}05^m$, $(U-B)_0=0{,}26\pm0{,}15^m$, что соответствует ее хаббловскому типу $SB0_a$; таким образом, в минимуме блеска вклад переменного источника действительно очень мал. Зависимость F_U, F_B от F_V для NGC 3516 показана на рис. 1.

Поскольку распределение энергии в спектре переменного источника близко к плоскому [9], амплитуда переменности потоков примерно одинакова в фильтрах *UBV* (в звездных величинах она максимальна в *U*). Тогда можно усреднить измерения в трех фильтрах, что почти в 2 раза уменьшит случайные флуктуации яркости.

Вычисленные вариации трех потоков F_U, F_B, F_V были усреднены, и средние значения потока F нанесены на график как функция времени. Оказалось, что только для 24% от общего числа $N=217$ средних точек нельзя было учесть и исключить медленный тренд. Для остальных 166 точек тренд можно было удовлетворительно представить в виде отрезков прямых линий. Дальнейшему анализу подвергнуты 166 остатков «измерения минус линейный тренд», ΔF_i, где $i=1, 2, \ldots, N$ — номер точки. Среднеквадратичное отклонение полученного временнóго ряда $\Delta F_i/\langle F\rangle$ составляет 0,069 в относительных единицах ($\langle F\rangle$ — среднее значение потока); метод дальнейшего анализа подробно описан в [5].

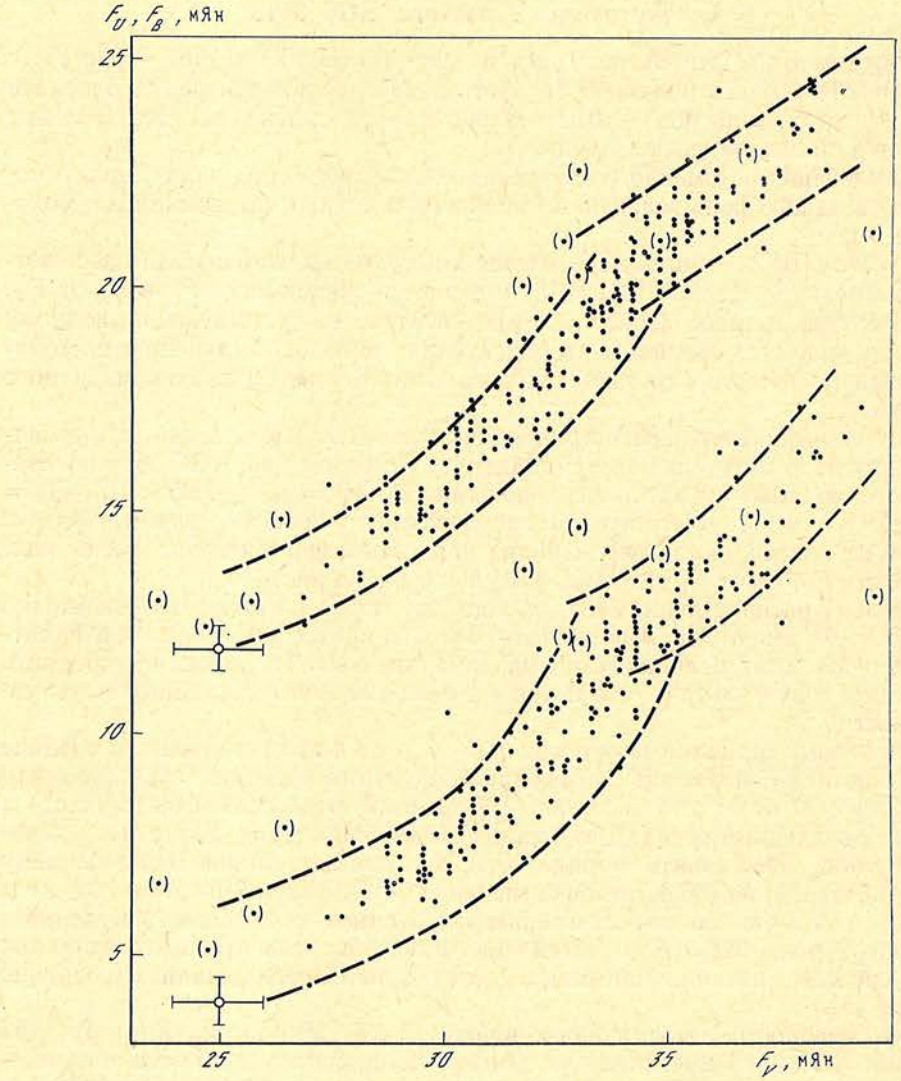
Спектр мощности относительных вариаций $\Delta F_i/\langle F\rangle$ потока F_{UBV} от ядра галактики NGC 3516 вычислен для достаточно широкого диапазона частот — от 104,113 до 104,234 мкГц,— более широкого, чем для NGC 4151 и квазара 3C 273 в [5]. Практическое разрешение по частоте временнóго ряда $\sim$1/18 (год$^{-1}$)$\sim 2\cdot10^{-3}$ мкГц; фактически спектр вычислен с более мелким шагом $\Delta\nu\approx10^{-4}$ мкГц. Спектр показан на рис. 2, где самый мощный пик, с амплитудой 5,2σ, отвечает периоду $160{,}007^m(\pm5)$ и в пределах ошибок совпадает с периодом $P_0=160{,}0101^m$. Заметно, однако, что этот пик, по-видимому, двойной: $P_1=160{,}011^m(\pm2)$ и $P_2=160{,}005^m(\pm3)$ с амплитудами $\sim$4,7σ и $\sim$5,2σ соответственно. Об этом говорит большая ширина пика: она примерно вдвое больше, чем ширина любого другого пика в спектре и в 5 раз превышает эффективное разрешение массива $\Delta\nu\sim2\cdot10^{-3}$ мкГц. Видно также, что другие пики, в обе стороны от главного пика, расположены более или менее симметрично, что может быть вызвано распределением наблюдательных «окон» (группировкой наблюдений во времени). Отметив четыре пары ближайших пиков по обе стороны от пика $\sim160{,}007^m$ и определив соответствующие им периоды

$160{,}0376^m$—$159{,}9873^m$; $160{,}0536^m$—$159{,}9677^m$;
$160{,}0637^m$—$159{,}9532^m$; $160{,}0747^m$—$159{,}9430^m$

(определены со средней ошибкой $\pm0{,}0024^m$), для центра симметрии системы «сателлитных» пиков находим

$$P=160{,}0101\,(\pm9)^m,$$

[3] Всюду в статье авторы подразумевают, что 160^m-периодичность связана с компактными ядрами галактик.



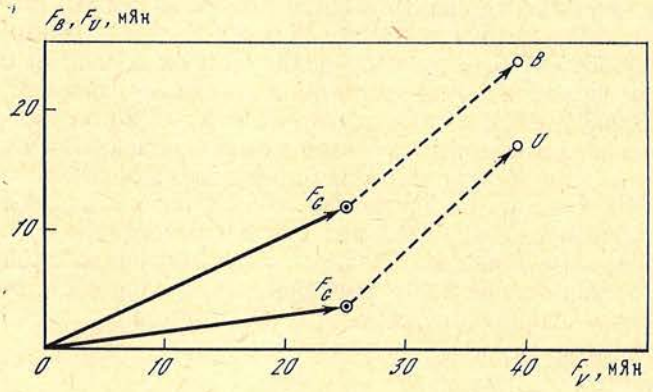


Рис. 1. Зависимость потока переменного излучения ядра сейфертовской галактики NGC 3516 в фильтрах B (вверху) и U (внизу) от потока в фильтре V (светлыми кружками отмечены принятые минимальные значения потоков переменного источника; точки в скобках — неуверенные определения величины потоков) и схема сложения потоков постоянного и переменного излучения. Вектором F_G обозначено постоянное излучение звездной составляющей галактики

что находится в удивительном согласии со значением P_0. Одновременно заключаем, что именно этот период ответствен за систему сателлитных пиков. Пик $P_2=160{,}005^m$ может быть или реальным, или случайно возникшим из-за неравномерности временнóго ряда и скважности наблюдений. (Интересно отметить, что период биений $P_1P_2/(P_1-P_2)=10(\pm 6)$ лет; такой квазипериод дей-

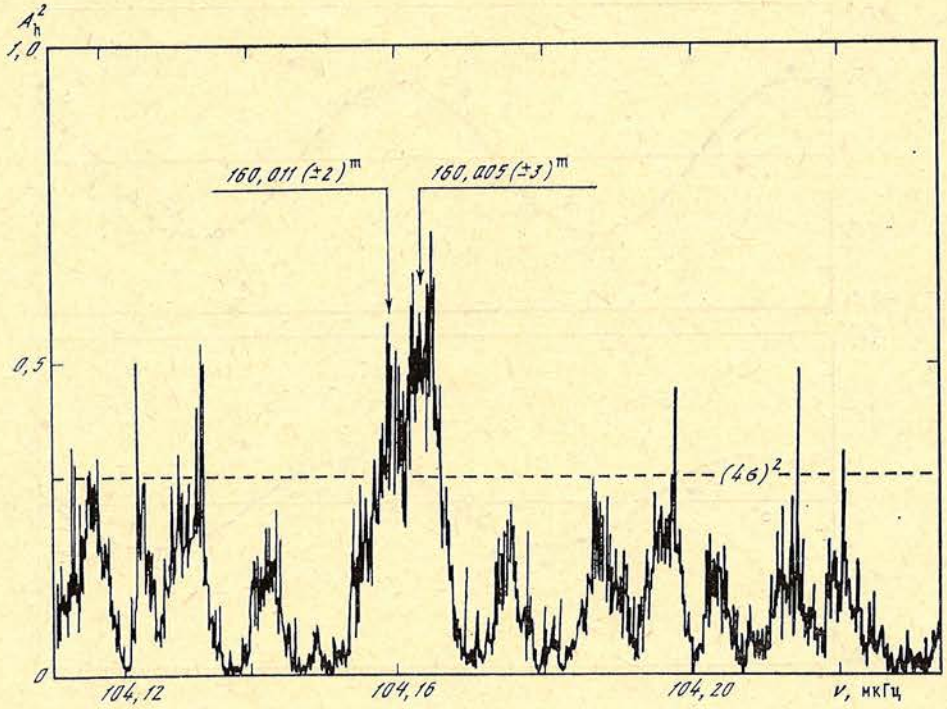


Рис. 2. Спектр мощности вариаций блеска ядра галактики NGC 3516, вычисленный методом наложения эпох (1968—1986 гг.)

По вертикали —квадрат гармонической амплитуды в произвольных единицах (то же на других аналогичных рисунках)

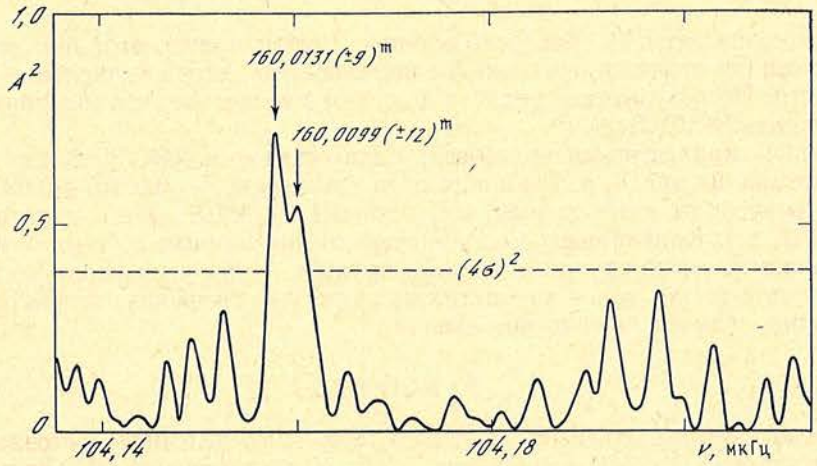


Рис. 3. Спектр мощности для ядра NGC 3516, вычисленный методом прямого фурье-преобразования (1968—1986 гг.)

ствительно наблюдается в изменениях блеска данной галактики за 19-летний интервал наблюдений.)

Спектр мощности вычислен также методом прямого фурье-преобразования — см. рис. 3, где самый высокий пик отвечает периоду $\sim 160{,}01^m$; структура менее существенных пиков отличается от структуры пиков на рис. 2, что является следствием различного проявления скважности и неравномерности временнóго ряда на вид спектра мощности (структура сателлитных пиков) в методе наложенных эпох и методе прямого фурье-преобразования.

Главный пик на рис. 3 также двойной: $P = 160{,}0131\,(\pm 9)^m$ и $160{,}0099\,(\pm 12)^m$. Второй пик, высота которого соответствует достоверности $\sim 4{,}7\sigma$, в пределах

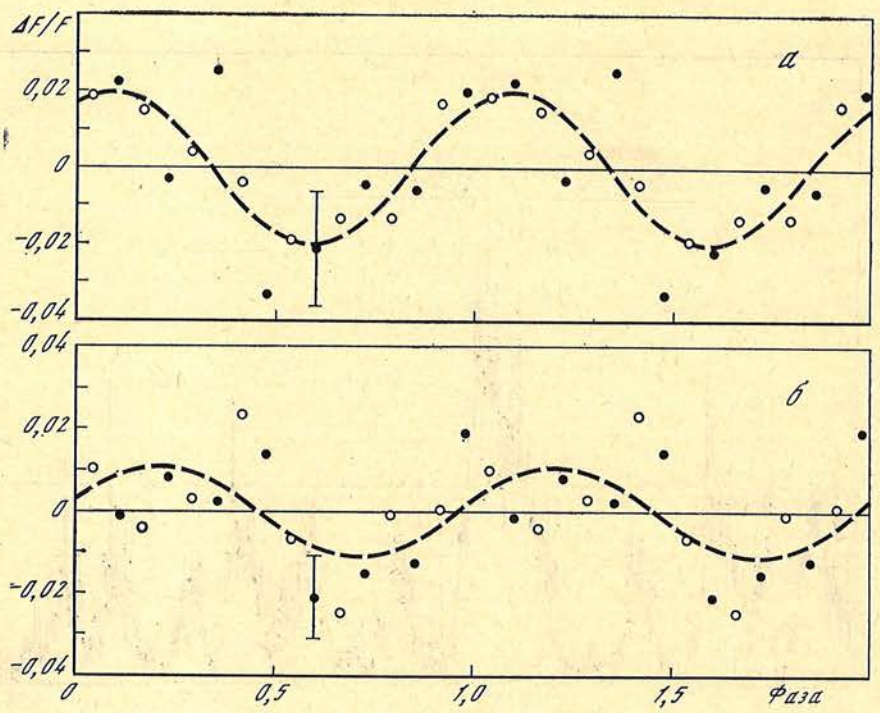


Рис. 4. Средние кривые блеска ядер галактик NGC 3516 (*а*) и NGC 1275 (*б*) для периода $160{,}0101^m$ (1968—1986 гг.)

Штриховая кривая — синусоида, вычисленная методом фурье-преобразования; вертикальная черточка соответствует типичной ($\pm\sigma$) среднеквадратичной ошибке (то же на других аналогичных рисунках)

ошибки совпадает с P_0. Согласно обоим спектрам именно этот пик основной, его высота (значимость) и положение не зависят от метода вычисления спектра мощности. По результатам рис. 2 и 3 делаем заключение, что истинное значение периода $160{,}0100(\pm 9)^m$.

Средняя кривая изменения блеска ядра галактики NGC 3516 для периода P_0 показана на рис. 4, *а*. Гармоническая амплитуда $A_h=0{,}0197\pm0{,}0057$, максимум синусоиды соответствует моменту $00^h14^m\pm8^m$UT (здесь и далее эпоха 01.01 1974 г.). Кривая построена при усреднении данных по восьми фазовым интервалам (темные кружки); светлые кружки — при усреднении со сдвигом на $^1/_6$ периода (то же — на других аналогичных графиках, кроме рис. 8, *б*, где период делился на семь интервалов).

2. NGC 1275

Наблюдения выполнены В. Лютым в 1968—1986 гг.; число фотоэлектрических измерений $N=341$ в фильтрах U, B, V с диафрагмой 27″. Вычисление средних потоков F и удаление медленных трендов были сделаны по методике, описанной выше. Окончательный массив состоит из 204 определений $\Delta F_i/\langle F\rangle$ со среднеквадратичным отклонением 0,0516 в относительных единицах.

В 1969 г. в течение трех ночей, J. D. 2440509, ...510 и ...515, наблюдения сделаны почти непрерывно в течение 2,24—4,45 ч за ночь. Всего было получено 36 UBV-измерений за суммарный временной интервал около 10 ч.

Средняя кривая $\Delta F_i/\langle F\rangle$ с периодом P_0 для этих трех ночей приведена на рис. 5, *а*, где каждая точка представляет собой скользящее среднее за $^3/_{16}$ периода. Амплитуда синусоидальной кривой $A_h=0{,}032\pm0{,}010$, момент максимума: $00^h36^m\pm7^m$UT. Средняя кривая для остальных 168 точек приведена на рис. 5, *б*; $A_h=0{,}0068\pm0{,}0073$, максимум гармонической кривой соответствует $00^h32^m\pm30^m$UT. Фазы максимумов двух кривых, таким образом, совпадают. Амплитуды сильно различаются, что обусловлено, по-видимому, переменностью

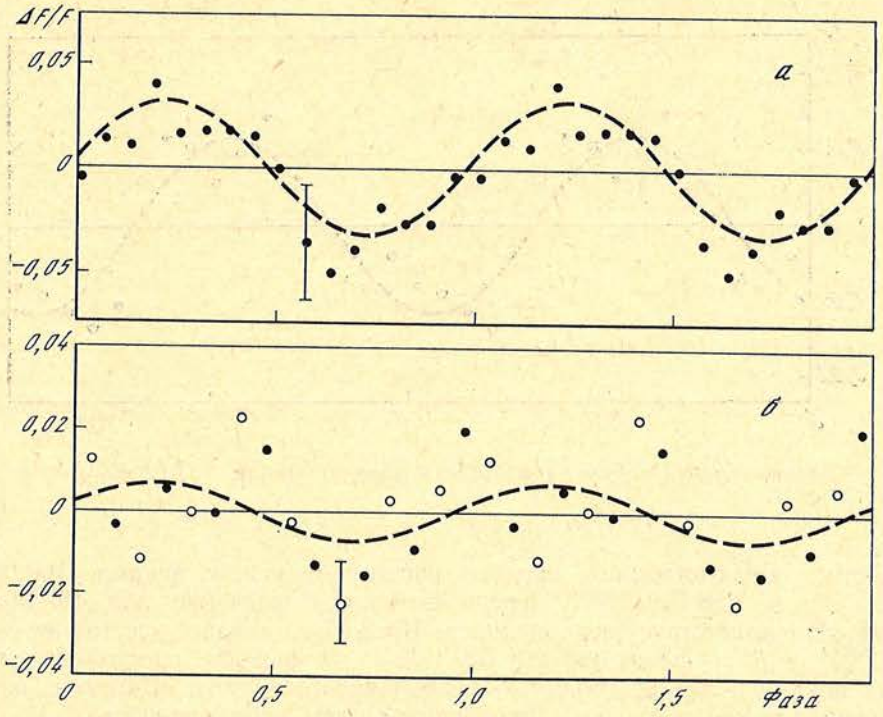


Рис. 5. Средние кривые блеска ядра галактики NGC 1275, построенные по наблюдениям в течение трех ночей 1969 г. (*а*) и по остальным отдельным измерениям блеска в 1968—1986 гг. (*б*) для периода $160{,}0101^{m}$

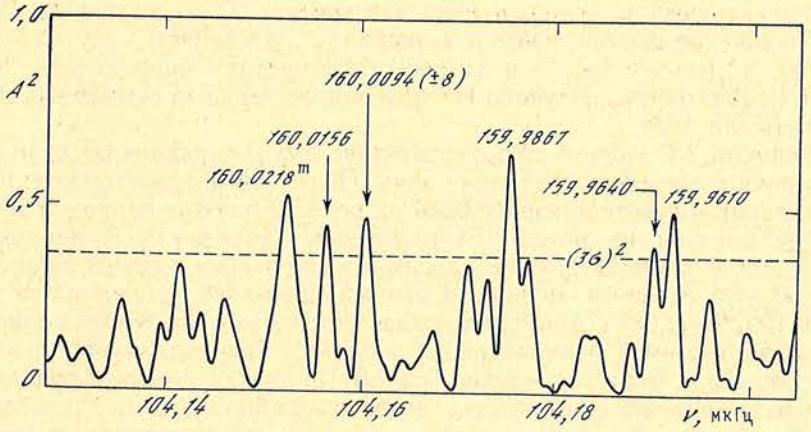


Рис. 6. Спектр мощности вариаций блеска ядра галактики NGC 1275 (1968—1986 гг.)

эффекта со временем, а также разнородностью данных на верхнем и нижнем рисунках: квазинепрерывные измерения в течение ночи (*а*) и одно-два измерения в ночь (*б*) соответственно.

Общая кривая блеска, построенная по всем 204 значениям $\Delta F_i/\langle F\rangle$, показана на рис. 4, *б*. Гармоническая амплитуда $A_h=0{,}0107\pm0{,}0068$, момент максимума $00^h33^m\pm17^m$UT.

Спектр мощности, вычисленный прямым фурье-преобразованием, показан на рис. 6. Один из шести пиков, превышающих уровень значимости 3σ, соответствует периоду $160{,}0094\ (\pm8)^m$, совпадающему в пределах ошибки с P_0. Высота этого пика $\sim3{,}4\sigma$. Появление остальных пиков, превосходящих уровень 3σ, можно в принципе объяснить: 1) присутствием годичного квазипериода в распределении наблюдений (эффект скважности) и 2) существованием характерного времени $\sim(8\pm2)$ лет в изменении блеска галактики («период» ее ак-

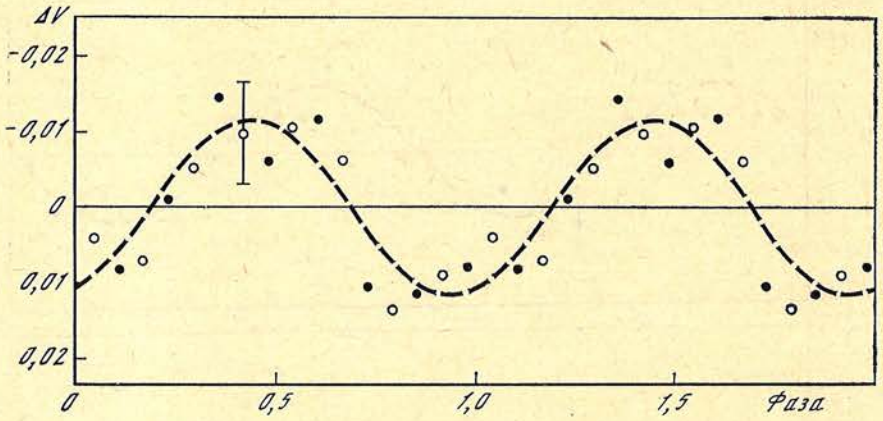


Рис. 7. Средняя кривая блеска в фильтре V ядра галактики NGC 7469 для периода $160{,}0101^m$

тивности). Действительно, среднее расстояние между пиками $160{,}0094^m$; $159{,}9867^m$ и $P' \approx 159{,}9623^m$ (средневзвешенное значение для 159,9640 и $159{,}9610^m$) соответствует периодичности $\Pi \approx 2{,}07$ г.; среднее расстояние между $160{,}0094^m$ и P' — периодичности $\Pi \approx 1{,}03$ г., а среднее расстояние между тремя пиками в районе $160{,}01^m$ — периодичности $\sim 7{,}9$ г. (Заметим, однако, что вопрос о достоверности и физическом смысле расщеплений $\sim (2{,}1\ \text{г.})^{-1}$ и $\sim (7{,}9\ \text{г.})^{-1}$ остается, конечно, открытым).

3. NGC 7469

Фотоэлектрические измерения с диафрагмой 27″ сделаны В. Лютым в 1986 г. в течение восьми ночей в интервале J. D. 2446651 — ... 728 квазинепрерывно, в течение 1,5—3 ч за ночь. Наблюдения проводились в одном фильтре V. Всего было получено 116 измерений блеска за суммарный интервал времени около 18 ч.

Из величин ΔV галактики (относительно звезды сравнения) отдельно для каждой ночи вычиталось среднее за ночь. Полученные 116 остатков, имеющих среднеквадратичное отклонение 0,0256 зв. вел., свернуты с периодом $160{,}0101^m$, результат показан на рис. 7. Гармоническая амплитуда P_0-периодичности равна $A_h = 0{,}0115 \pm 0{,}0030$, фаза максимума синусоиды соответствует моменту UT $01^h10^m \pm 6^m$. В спектре мощности, вычисленном в [4], основной пик отвечает периоду $159{,}98 \pm 0{,}03^m$ с формальной значимостью $\sim 4{,}8\sigma$. Контрольная звезда не показала значимой периодичности около 160^m-периода, причем, что самое важное, если для ядра галактики $A_h \approx 0{,}0115$, то для контрольной звезды по наблюдениям в те же самые восемь ночей $A_h < 0{,}003$ зв. вел. для периода P_0, т. е. наблюдаемая переменность блеска контрольной звезды (по атмосферным, инструментальным или иным причинам) относительно звезды-стандарта не превосходила по амплитуде 0,3%, тогда как амплитуда периодической переменности блеска ядра галактики почти в 4 раза больше (!).

4. NGC 4151

Средняя кривая блеска объекта для периода $160{,}0101^m$, приведенная в [5] по наблюдениям 1968—1986 гг. в фильтре U, показана на рис. 8, *а*. Гармоническая амплитуда $A_h = 0{,}014 \pm 0{,}004$ зв. вел., фаза *минимума* блеска соответствует $02^h41^m \pm 8^m$UT.

Для этой галактики имеется ряд измерений, выполненных в 1975—1977 гг. на специализированном рентгеновском спутнике «Ариэль-5» [11] в диапазоне энергий 2—10 кэВ. Средняя кривая изменения рентгеновского потока для периода P_0, построенная в [4] на основе 219 отдельных измерений, выполненных на этом спутнике в интервале J. D. 2442516—2443587 (почти три года на-

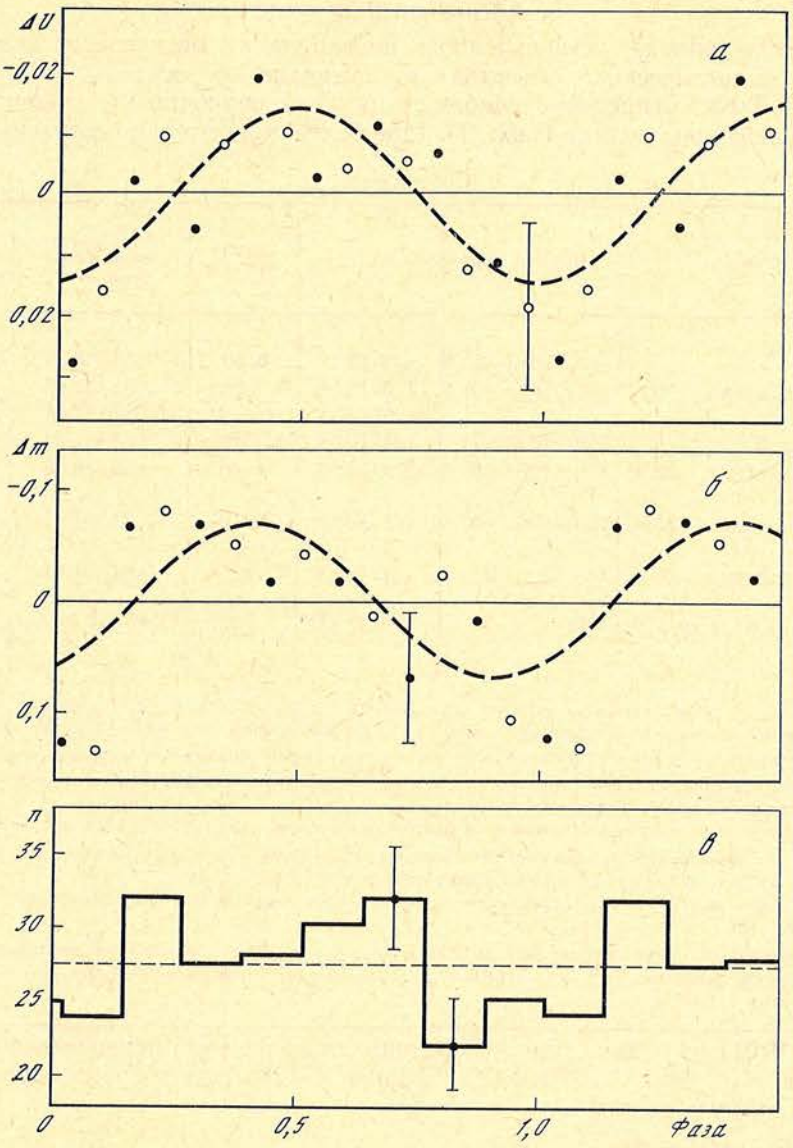


Рис. 8. Средние кривые изменения потока излучения галактики NGC 4151 в фильтре U, 1968—1986 гг. (*а*) и в рентгеновском диапазоне по данным спутников «ARIEL-5», 1975—1977 гг. (*б*) и EXOSAT, 1983 г. (*в*) (период $160{,}0101^m$, n — скорость счета)

блюдений), приведена на рис. 8, *б*. Гармоническая амплитуда $A_h = (6{,}6 \pm \pm 3{,}4)\%$, момент минимума синусоиды: $02^h26^m \pm 13^m$UT; последний в пределах ошибок совпадает с минимумом оптической кривой.

Рентгеновский поток этой же галактики в диапазоне энергий 0,04—2,0 кэВ измерялся 11.07 1983 г. другим спутником — EXOSAT — в течение ~5,8 ч непрерывно [12]. В $10^h25^m \pm 10^m$UT было зарегистрировано существенное падение потока, продолжавшееся около 40 мин. Для периода $160{,}0101^m$ этот минимум соответствует эпохе (01.01 1974 г.) $02^h29^m \pm 10^m$UT, что совпадает с минимумами оптической и рентгеновской кривых на рис. 8, *а*, *б*. Результат свертки рентгеновских наблюдений EXOSAT [12] с периодом P_0 показан на рис. 8, *в*; минимум полученного распределения рентгеновского потока соответствует моменту $02^h30^m \pm 10^m$UT.

Таким образом, рентгеновские данные двух спутников подтверждают факт P_0-периодичности колебаний излучения NGC 4151, причем все три результирующие кривые говорят о практически синхронном (в среднем) изменении оптического и рентгеновского потоков.

5. Абсолютный период?

Значения периода, установленного по вариациям оптического излучения пяти внегалактических объектов и имеющие относительную точность $\sim 4\cdot 10^{-4}$—$5\cdot 10^{-6}$, в пределах ошибок совпадают с периодом P_0, найденным ранее по колебаниям Солнца (табл. 1). Еще более поразительно согласие между

Таблица 1

Объект	Период, мин	A_h	Достоверность	Фаза максимума излучения **	Ссылка
Солнце	160,0101 (±1) *	$\sim 5\cdot 10^{-6}$	6,8σ	0,48±0,10	[1, 3, 7]
Ядро галактики NGC 4151***	160,0099 (±5) *	$1{,}3\cdot 10^{-2}$ ($6{,}6\cdot 10^{-2}$)	3,8σ (~3σ)	0,51±0,05 (0,42±0,08)	[5] [4]
Квазар 3C 273	160,0105 (±7)	$1{,}4\cdot 10^{-2}$	3,4σ	0,08±0,04	[5]
Ядро галактики NGC 3516	160,0100 (±9) *	$2{,}0\cdot 10^{-2}$	4,7σ	0,09±0,05	—
Ядро галактики NGC 1275	160,0094 (±8)	$1{,}1\cdot 10^{-2}$	3,4σ	0,21±0,11	—
Ядро галактики NGC 7469	159,98 (±3)	$1{,}1\cdot 10^{-2}$	~4,8σ	0,44±0,04	[4]
Объект типа BL Lac, Mrk 421****	160?	$1{,}3\cdot 10^{-2}$	~2σ	0,80±0,06 (?)	—

* Наиболее точное значение периода для Солнца, найденное на основе анализа временнóй последовательности хромосферных вспышек [3]. По измерениям доплеровской скорости и яркости фотосферы период равен $160{,}0100\,(\pm 6)^m$ и $160{,}0109\,(\pm 10)^m$ соответственно. Для NGC 4151 и 3516 среднее значение периода в спектрах мощности, вычисленных (а) методом наложения эпох и (б) прямым фурье-преобразованием.

** Фазы максимумов потока оптического и рентгеновского (для NGC 4151) потока излучения определены по гармоническим кривым для периода $P_0 = 160{,}0101^m$ и начальной эпохи 00^h00^mUT 01.01 1974 г. Моменты наблюдений всех объектов приведены к Солнцу.

*** В скобках для NGC 4151 приведены значения, определенные по рентгеновскому излучению (см. рис. 8).

**** Данные о 160^m-периодичности Mrk 421 предварительные. Они получены из анализа отдельных измерений, выполненных в 1983—1984 гг. [13], а также Г. Жуковым [14] в 1975—1976 гг. и В. Лютым в 1987 г.

$P_0 = 160{,}0101\,(\pm 1)^m$ для Солнца и средним значением ($\bar{P}$) периода для четырех объектов: NGC 4151, 3C 273, NGC 3516 и NGC 1275, для которых период определен наиболее точно:

$$\bar{P} = 160{,}0100\,(\pm 4)^m.$$

Полная амплитуда изменений блеска составляет $\sim (2$—$4)\%$; она существенно зависит, по-видимому, от состояния активности объекта, и в периоды длительных ослаблений блеска относительная амплитуда 160^m-вариаций может быть в несколько раз меньше, чем в интервалах повышенного блеска (это более или менее отчетливо наблюдается, например, в случае NGC 4151 и NGC 1275).

Расстояния d' до четырех объектов определяются независимо от их красного смещения z: для NGC 3516, 4151 и 7469 — по диаметру и принадлежности к скоплению галактик [4], для квазара 3C 273 и галактики NGC 1275 — на основе кросс-корреляционного анализа вариаций оптического и радиопотока и измерениях размеров радиоструктуры [15, 16]. Поскольку значение периода $P_\odot = P_0$ в пределах ошибки совпадает с наблюдаемым периодом ядра галактики NGC 4151, в [4, 5] была выдвинута гипотеза, что период $P_0 \equiv P$ изменяется во времени со скоростью $\dot{P} \equiv dP/dt \sim 2{,}0\cdot 10^{-14}$ с/с. Предполагается, что истинный период в системе покоя галактики NGC 4151 в то время, когда свет был испущен объектом, был короче, чем P_0, на величину $\Delta P = P_0 v/c \approx 0{,}523^m$, так что, со временем увеличиваясь, он становится равным P_0 (v — скорость удаления объекта) [4].

[4] Если, конечно, природа P_0 одна и та же для Солнца и ядра далекой галактики.

В табл. 2 для всех четырех объектов приведены интересующие нас в данном аспекте параметры: d', Δt (транспортное время света), v, $\dot{P}$. Все четыре значения $\dot{P}$ в пределах ошибки ($\sim$30%), связанной в основном с ошибкой расстояния d', совпадают между собой, и в среднем $\dot{P} \approx (2{,}0 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-14}$ с/с.

Таблица 2

Объект	d', Мпк	Δt, год	v, км/с	$\dot{P}$, с/с
NGC 4151	15	$4{,}9 \cdot 10^7$	$\sim$980	$\sim 2{,}0 \cdot 10^{-14}$
NGC 7469	55	$1{,}8 \cdot 10^8$	$\sim$5000	$\sim 2{,}8 \cdot 10^{-14}$
NGC 1275	115	$3{,}8 \cdot 10^8$	$\sim$5300	$\sim 1{,}4 \cdot 10^{-14}$
3C 273	850	$2{,}8 \cdot 10^9$	$\sim$43 700	$\sim 1{,}6 \cdot 10^{-14}$

Наблюдаемый период $P = 160{,}0101^m$ оказывается не зависящим ни от z, ни от расстояния до объекта, ни от его массы (табл. 3). Период невозможно интер-

Таблица 3

Объект	z	d^*, Мпк	$\lg (M/M_\odot)^{**}$	v, км/с	Экваториальные и галактические координаты			
					$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	l	b
Солнце	0	0	0	0	—	—	—	—
NGC 4151	0,0033	16 (15)	8,3	980	12^h08^m	+39,6°	155,1°	+75,1°
3C 273	0,1580	728 (850)	10,4	43 700	12 26	+02,3	286,6	+64,7
NGC 3516	0,0088	44 (38)	8,4	2630	11 03	+72,8	133,2	+42,4
NGC 1275	0,0178	88 (115)	8,4	5300	03 16	+41,3	150,6	—13,3
NGC 7469	0,0167	83 (55)	8,2	4970	23 00	+08,6	83,4	—45,6

* Расстояния d здесь определены по красному смещению для постоянной Хаббла $H_0 = 60$ км·с$^{-1}$·Мпк$^{-1}$. В скобках даны расстояния, определенные другими методами (см. текст).

** M — масса центрального источника в ядре (сверхмассивная черная дыра?). В таблице приводится средняя масса, определенная разными методами: соответствие ширин разрешенных линий параболической скорости [32], рентгеновская переменность и соответствие параболической скорости ширин небулярных линий [O III] [33] и соответствие минимального времени оптической переменности (компонент I) эффективному диаметру области, а компонента III (медленная переменность) — кеплеровскому вращению.

претировать как проявление какого-либо неизвестного геофизического эффекта по следующим причинам (см. также [5]): а) он присутствует во временно́й последовательности начальных моментов хромосферных вспышек на Солнце по данным мировой сети обсерваторий; здесь исключено всякое влияние флуктуаций прозрачности и рефракции земной атмосферы; б) контрольные звезды в пределах ошибок не показывают периодичности P_0 [4, 5]; в) кривые блеска NGC 4151 и квазара 3C 273 находятся в противофазе, что делает несостоятельными ссылки на геофизику: оба объекта находятся в пределах $^1/_9$ большого круга небесной сферы, т. е. имеют сравнительно близкие координаты на небе; г) P_0-периодичность галактики NGC 4151 отчетливо обнаруживается в данных рентгеновского спутника «Ариэль-5» [4] и, по-видимому, в данных другого спутника — EXOSAT, т. е. с помощью инструментов, находящихся за пределами земной атмосферы и вращающихся вокруг Земли с периодами, не кратными 24 ч; д) период колебаний Солнца близок к $^1/_9$ среднесолнечных суток, $160{,}0000^m$; в случае внегалактических объектов, если бы эффект был обусловлен гипотетической геофизической причиной, ожидаемая периодичность должна быть близкой к $^1/_9$ сидерических суток, $159{,}5631^m$, что значительно отли-

чается от $P_0=160{,}0101^m$; фактическое разрешение по периоду рассматриваемых временны́х рядов длительностью 19 лет составляет $\leqslant 0{,}001^m$.

Привлекательным, хотя и весьма дискуссионным объяснением наблюдаемой «универсальности» периода P_0 нам представляется идея (1) о его возможной космологической природе и (2) о периоде P_0 как своеобразной временно́й константе, аналогичной постоянной Хаббла H_0 [4, 5]. Последняя в простой космологической модели, как известно, определяет возраст Вселенной $T=H_0^{-1}\sim$ $\sim(10—20)\cdot10^9$ лет.

6. О «возрасте» Вселенной

Согласно общей теории относительности (ОТО) шкала времени относительна: единого, одинакового для любых систем отсчета и, следовательно, для Вселенной в целом, времени нет. Темп времени (а также частота всякого осциллятора, модель любого геометрического или временно́го масштаба) зависит от скорости движения наблюдателя и от гравитационного поля. Важно также помнить, что, наблюдая далекие от нас объекты, мы, по существу, смотрим как бы «в прошлое», что делает проблему еще более нетривиальной.

Время t, которое мы научились определять в Солнечной системе, однако, принято распространять на всю наблюдаемую Вселенную. Более того, неявно утверждается, что Вселенная в целом имеет *определенный* возраст, который в различных эволюционных моделях принимается равным $\sim(10—20)\cdot10^9$ лет.

Понятно также, что если введено понятие «возраст», то необходимо сформулировать и затем в различных контекстах расшифровывать тесно связанный с ним термин «начало Вселенной». Современная космология такое «начало» находит в виде «Биг бэнга», или Большого взрыва (Б. в.). Но закономерен вопрос: существует ли в природе *идеальный* осциллятор для измерения такого «единого» времени и «единого» возраста Вселенной?

Известно, что первоначально определенное Хабблом значение H_0 (564 км·с$^{-1}$·Мпк$^{-1}$) было почти на порядок больше принимаемого в настоящее время ($\sim$60 км·с$^{-1}$·Мпк$^{-1}$). Уже тогда, около 50 лет назад, обратили внимание на тот факт, что возраст Вселенной, определенный по параметру расширения, $\sim2\cdot10^9$ лет, значительно меньше возраста шаровых скоплений.

Наиболее часто цитируется значение $T\sim16\cdot10^9$ лет. Однако сейчас, похоже, опять повторяется ситуация полувековой давности: эта величина не согласуется с новыми оценками возраста некоторых шаровых скоплений. Для скопления NGC 2298 в [17], в частности, получена величина $(17\pm1{,}5)\cdot10^9$ лет. Согласно Сэндиджу и др. [18] в качестве среднего возраста шаровых скоплений следует принять $(16{,}4\pm3{,}3)\cdot10^9$ лет. Это находится на границе принимаемого в настоящее время возраста Вселенной и настораживает, ибо более естественной выглядела бы ситуация, в которой возраст скоплений был бы существенно меньше T (имеются в виду классические старые скопления).

Авторы [19] отмечают, что вообще согласно всем недавним исследованиям шаровых скоплений их возраст $(15—18)\cdot10^9$ лет; возраст Галактики по данным ядерной космохронологии составляет сходную величину $\sim(11{,}6—24{,}6)\cdot10^9$лет.

В то же время для H_0 сейчас принимается значение от 50 до 100 (в единицах км·с$^{-1}$·Мпк$^{-1}$). Одна из самых поздних оценок, приведенная в [20] на основе анализа расстояний до 77 галактик в области ядра сверхскопления в Геркулесе, приводит к значению $H_0=105\pm11$. Для возраста Вселенной тогда получаем $T\sim(9{,}3\pm1{,}0)\cdot10^9$ лет, что находится еще в большем противоречии с возрастом шаровых скоплений.

Проблема возраста не снята, по-видимому, для самого Солнца и даже для Земли. Современная теория внутреннего строения и эволюции Солнца утверждает, что за время эволюции, $\sim4{,}7\cdot10^9$ лет, его светимость возросла примерно на 35%. Это находится в серьезном противоречии с моделями палеоклимата Земли и геологическими данными (см. обсуждение проблемы в [21]); последние говорят о том, что при уменьшении солнечной постоянной на несколько процентов возникло бы полное обледенение Земли, которое уже не могло бы прекратиться при последующем росте энергоотдачи Солнца.

Современные палеонтологические исследования отодвинули время воз-

никновения жизни на Земле до 3,8 млрд. лет назад (уже тогда в океане присутствовали синезеленые водоросли). Как и при каких условиях смогли в те времена на Земле появиться одноклеточные, если ее возраст всего лишь 4,7 млрд. лет?

Некоторые геологи на основе изучения докембрийских толщ также приводят независимые аргументы в пользу того, что общепринятый возраст Земли занижен и на деле, по-видимому, может составлять 6—13 млрд. лет или больше; указывается, например, что возраст некоторых метеоритов составляет ~9 млрд. лет [22][5], что вдвое превышает канонический возраст Солнечной системы.

7. Шкала времени и сингулярность

Как известно, для фотона, движущегося со скоростью света, время «отсутствует»: он как бы движется вместе со временем. Тем не менее мы приписываем, например, фотонам 3-градусного фонового излучения некий определенный возраст ~16 млрд. лет, вытекающий из представления о Б. в., зная, что «возраст для самих фотонов» остается неопределенным. То же самое относится к возрасту черных дыр: когда происходит гравитационный коллапс, для внешнего наблюдателя время на поверхности черной дыры «останавливается», «замирает», т. е. коллапс становится как бы «вечным». Можно ли при этом распространять нашу «земную» шкалу времени на всю наблюдаемую Вселенную?

На основе того факта, что $P_0H_0 \sim 2\cdot10^{-14}$ — безразмерная константа, в [5] получено следующее уравнение для изменения со временем t «постоянной» Хаббла $H(t)$:

$$dH(t)/dt = -H^2(t), \tag{1}$$

которое можно считать неким «космологическим» выражением. Оно *свободно* в отличие от уравнений современной космологии от такого параметра, как «средняя плотность Вселенной» ρ.

Интегрируя (1), получаем

$$H(t) = H_0(1+H_0t)^{-1}, \tag{2}$$

$$P(t) = P_0(1+H_0t), \tag{3}$$

где t — время, измеряемое в нашей сопутствующей системе координат, причем полагается $t=0$ для настоящего момента ($t<0$ для прошлого и $t>0$ для будущего). Графики зависимостей (2), (3) приведены на рис. 9. Видно, что при t, стремящемся к $-H_0^{-1}$ (т. е. к моменту ~16 млрд. лет в прошлом), постоянная Хаббла асимптотически стремится к бесконечности, что фактически соответствует сингулярному состоянию вещества в так называемой «начальной» стадии эволюции Вселенной. При этом период $P(t)$ стремится к нулю. С течением времени для $t \gg -H_0^{-1}$ хаббловский параметр уменьшается обратно пропорционально t, а $P(t)$ растет линейно со временем, так что всегда $P(t)H(t)=\text{const}$.

Поскольку имеется некоторый *масштаб* для измерения времени, $P_0 = 160{,}0101^{\text{m}}$, интересно узнать, какой вид примут функции $H(t)$, $P(t)$, если время измерять в новых временны́х единицах $P(t)$; для этого введем временной масштабный фактор $S \equiv P(t)$. Произведя в (1) замену t на новую переменную $\tau = t/S$, получаем

$$H(\tau) = H_0e^{-\psi\tau}, \tag{4}$$

$$P(\tau) = P_0e^{\psi\tau}, \tag{5}$$

где $\psi = P_0H_0 \sim 2\cdot10^{-14}$. Обе зависимости показаны на рис. 10: параметры $H(\tau)$ и $P(\tau)$ изменяются экспоненциально с ростом «нормированного» времени τ и, что особенно важно отметить, не имеют, по-видимому, сингулярностей.

Наиболее популярный вариант космологии, основанный на идее Б. в. и фридмановском решении уравнений Эйнштейна, имеет сингулярную точку.

[5] Заметим, однако, что между специалистами по геохронологии существуют расхождения в интерпретации данных и методах оценки возраста Земли.

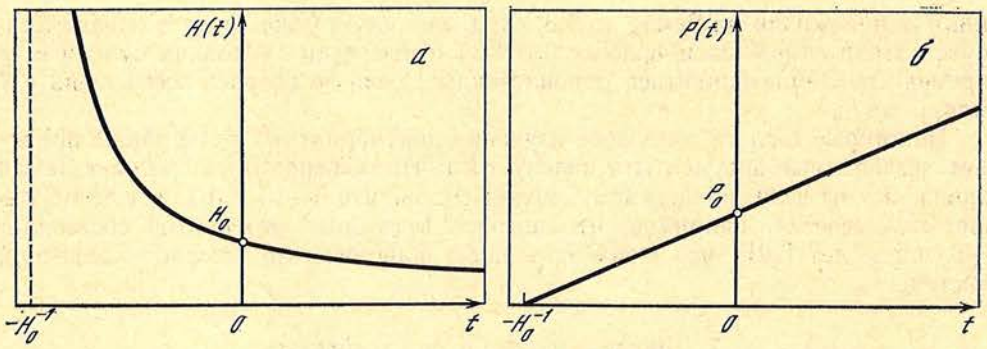


Рис. 9. Ход со временем параметра Хаббла $H(t)$ (*а*) и периода $P(t)$ (*б*) (см. текст)

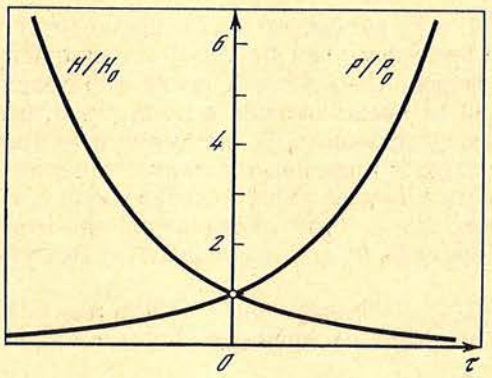


Рис. 10. Период P и хаббловский параметр H как функции «нормированного» времени $\tau = t/P(t)$

Предполагается, что именно из сингулярной точки Вселенная начала свое существование, расширяясь и поныне.

Основные два факта, на которых базировалась космология до открытия фонового микроволнового излучения, были: 1) примерная изотропия распределения галактик при рассмотрении крупномасштабной структуры Вселенной; 2) закон Хаббла — красное смещение: удаление галактик от нас и друг от друга со скоростью, пропорциональной расстоянию. Однако, как отмечают Чандрасекар [23] и другие астрофизики, оба эффекта можно интерпретировать и без привлечения глубокой специальной теории (ОТО или современные развитые космологические теории); красное смещение, например, может быть следствием простого «разбегания», причем его центр («начало Вселенной») — в любой точке пространства, где находится наблюдатель.

В недавно появившемся исследовании Ла-Виолетт [24] на основе обширного анализа современных наблюдательных данных найдены новые свидетельства в пользу космологии, в которой Вселенная является стационарной, евклидовой и слабо эволюционирующей, в ней фотоны теряют малую часть своей полной энергии за время распространения в космосе. Модель стационарной Вселенной, имеющей евклидову геометрию и со «старением» фотонов, сравнивается в [24] с моделью расширяющейся Вселенной с параметром замедления $q_0=0$ и космологическим членом $\Lambda=0$ для типов космологических тестов. Сделано заключение, что модель со «старением» фотонов гораздо лучше согласуется с наблюдательными данными, чем модель расширяющейся Вселенной, причем для всех четырех тестов. Автором получены, таким образом, новые веские аргументы в пользу известной гипотезы «старения» фотонов, выдвинутой десятилетия назад в качестве альтернативного объяснения хаббловского расширения. Далее, если фридмановская модель расширяющейся Вселенной плохо согласуется с наблюдениями [24], то ставится под сомнение доплеровская интерпретация космологического красного смещения — один из главных аргументов гипотезы «Биг бэнга».

Что касается 3-градусного излучения, то автор [24], например, отмечает, что гипотеза «реликтового» происхождения фона не имеет твердого и безупречного обоснования. А именно, в теории Б. в. требуется такая начальная скорость расширения, чтобы за время эволюции Вселенной привести именно к фактору «покраснения» фонового излучения ~ 1500, приводящему к наблюдаемой температуре $T=2{,}75$ К. Недостаток теории (Б. в.) в том, что она не дает прочного, независимого от других предпосылок предсказания *начальных* скоростей расширения.

Серьезные проблемы в последние годы, по-видимому, возникли и в самой интерпретации происхождения фонового (микроволнового) излучения. Как отмечает Уилкинсон [25], при достигнутой чувствительности радиоизмерительной аппаратуры и угловом разрешении $\sim 10'$ в распределении 3-градусного фона должны были остаться «следы» первичных флуктуаций плотности, которые впоследствии привели к образованию скоплений галактик; но такие неоднородности фона не обнаружены (в эксперименте «Холод», в частности, установлен следующий верхний предел для мелкомасштабной (5—10′) анизотропии фона: $\Delta T/T_0 \leqslant 10^{-5}$ [26]), Для адиабатических возмущений в ранней Вселенной ожидаемая амплитуда флуктуаций $\Delta T/T_0 \approx {}^1/_3 \Delta\rho/\rho \geqslant 3 \cdot 10^{-4}$ (ρ — плотность вещества), что значительно выше предела обнаружения; поэтому автор обзора [25] допускает, что наши предположения о природе фона могут быть неверными (заметим, однако, что возникший конфликт теоретически может быть решен в моделях с холодной материей). Ряд авторов указывают также на следующую трудность с 3-градусным фоном. Последний информирует нас о состоянии Вселенной начиная с возраста $\sim 10^6$ лет (так называемый фотонный барьер Вселенной), когда началась эра доминирования вещества, сменившая эру радиационно-доминированной Вселенной. Но при угловом разрешении (инструмента) $\sim 6°$ части «фотонного барьера» не могли иметь между собой каузальной связи — даже при распространении сигналов со скоростью света. Непонятно тогда, каким образом излучение смогло оказаться изотропным вплоть до предела чувствительности $\Delta T/T_0 \sim 4 \cdot 10^{-5}$ и Вселенная оказалась в наблюдаемом сейчас тепловом равновесии? Проблема причинной связности Вселенной не поддается решению в рамках фридмановских моделей и до сих пор остается открытой. (Теоретики видят выход из проблемы в так называемой инфляционной модели Вселенной, где тепловое равновесие и крупномасштабная изотропия достигаются во время «инфляции».)

Требуют объяснения также обнаруженные недавно крупномасштабные неоднородности (достигающие ~ 700—900 км/с) в хаббловском потоке галактик. В связи с этим Линден-Белл [27] замечает, что, возможно, фундаментальная система координат, определяемая законом Хаббла, отличается от системы координат, связанной с 3-градусным фоновым излучением.

Насколько неуверенно отношение специалистов к «окончательному решению космологической проблемы», показывают выводы Тейлера [28], сделанные им на основе анализа возраста шаровых скоплений $t_{ск}$, значений z, которым они могут соответствовать, и оценок параметров H_0 и Ω_0 ($\Omega_0 = \rho/\rho_c$; $\rho_c = 3H_0^3/8\pi G$ — «критическая плотность» Вселенной, G — постоянная тяготения): 1) если инфляционный сценарий справедлив ($\Omega_0 = 1$), то стандартная модель может быть верной лишь при условиях $H_0 < 50$ и/или $t_{ск} < 16 \cdot 10^9$ лет; 2) значения $\Omega_0 = 0{,}1$, $H_0 = 50$ и $t_{ск} = 16 \cdot 10^9$ лет согласуются со стандартной моделью при условии $z \geqslant 5$; 3) если $H_0 \geqslant 75$, то стандартная модель несостоятельна, если $t_{ск} \geqslant 12 \cdot 10^9$ лет. (Большинство оценок параметра Хаббла дают $H_0 > 50$, а возраст многих шаровых скоплений превышает 15 млрд. лет. Некоторые космологи — см., например, [29] — сейчас полагают, что истинное значение параметра Хаббла близко к 100, а не к 50—60; такое значение означало бы, что расширение Вселенной началось всего лишь 10 млрд. лет назад, и тогда возникла бы еще бóльшая проблема для теории «Биг бэнга».)

Еще одно интересное обстоятельство. Фоновое рентгеновское излучение, которое, как предполагается, генерируется в дискретных источниках, показывает дипольную анизотропию, аналогичную таковой для 3-градусного фона. Этот факт свидетельствует о неоднородности распределения вещества на масштабах $\geqslant 3000$ Мпк. Поэтому Олдершоу [30] заключает, что Вселенная неоднородна на космологических расстояниях: неоднородность существует и на малых, и на самых больших наблюдаемых расстояниях. Таким образом, эмпирические факты, которые в свое время привели к парадигме «Биг бэнга», теперь начинают свидетельствовать о ее *ограниченности* в деталях. Последнее, считает автор [30], приводит к кризису космологии. Он считает небезупречными и попытки объяснить наблюдаемые неоднородности «фазовыми переходами», которые якобы имели место в эпоху $\sim 10^{-35}$ с после Б. в. и «разрешаются» объединенной теорией элементарных частиц; эти варианты теории

основываются на довольно произвольных предположениях и допущениях.

Альвен [31] замечает, что появление в расчетах бесконечных значений физических величин рассматривалось в свое время как естественное доказательство того, что теория неверна. А стандартная космологическая модель, основанная на ОТО и парадигме Б. в., как раз и ведет к бесконечным значениям плотности и давления — к неизбежной сингулярности «Биг бэнга»; тем не менее считается, что эти бесконечности реальны. (Справедливости ради отметим, однако, что сейчас многие космологи, особенно за рубежом, приходят к выводу, что недостатков у современной космологии гораздо больше, чем достоинств.)

Сингулярность есть сингулярность. До сих пор нет ответа на вопрос, что было до сингулярности; было ли время «до того» и как оно «текло»? Трудно привыкнуть к мысли, что когда-то была эпоха без пространства, времени и, следовательно, без наших привычных физических законов (?). Поэтому многие авторы предупреждают, что экстраполяция по времени от наблюдаемого сейчас состояния Вселенной назад, в прошлое, вплоть до «космологической сингулярности», требует большой осторожности в выводах и терпимости к иным взглядам и гипотезам. Как утверждает Олдершоу [30], парадигма «Биг бэнга» должна быть со временем заменена новой космологической парадигмой; с этим трудно не согласиться, если вспомнить, например, развитие теории гравитации от Ньютона до Эйнштейна и всю историю астрономии.

Мы не касаемся здесь достоинств современной космологии, их немало, и они хорошо известны. Поэтому наш краткий обзор преднамеренно односторонний: внимание акцентируется на нерешенных и спорных вопросах, слабых местах стандартной космологии Б. в. При этом мы основываемся на мнениях авторитетных астрофизиков, включая космологов. Акценты вполне логичны, ибо новое знание доступно только при концентрировании внимания не на преимуществах и сильных сторонах теории, а на ее недостатках и особенно на противоречиях.

В завершение краткого обзора проблемы целесообразно привести следующее высказывание Альвена [31], наводящее на глубокие размышления о роли наблюдательных фактов для становления новых гипотез и теорий: «Космология как наука должна идти по пути выяснения условий во все увеличивающихся областях пространства и времени; дискуссия же о возможной „первичной причине" относится к области философии или религии».

Заключение

У нас нет никаких оснований считать изложенные в разделах 1—4 факты следствием каких-либо ошибок. И тем не менее, рассматривая табл. 1, мы встречаемся с утверждениями, которые, на первый взгляд, лишены здравого смысла и должны быть классифицированы как *абсурдные*: 1) период $160{,}0101^m$, обнаруженный ранее в спектре мощности глобальных осцилляций *Солнца*, найден во флуктуациях блеска таких далеких объектов, как *квазар и ядра галактик*; 2) значения периода, определенные с максимальной точностью для пяти объектов, включая Солнце, совпадают между собой в пределах ошибок; 3) последнее оказывается не зависящим ни от расстояния до объекта, ни от скорости его удаления.

Влияние всяких земных, геофизических и статистических артефактов должно быть исключено (см. [3, 5, 7]). Прекрасным свидетельством реальности эффекта — P_0-периодичности — является обнаружение периода $160{,}010^m$ в данных рентгеновских спутников, регистрировавших поток излучения от галактики NGC 4151; спутники вращаются вокруг Земли с периодами, не кратными земным суткам (период $160{,}010^m \approx$ сут), и за пределами атмосферы. Против «земного» происхождения периодичности P_0 говорит и тот факт, что фазы 160^m-волн для разных объектов более или менее случайны (см. табл. 1).

Следует сделать еще несколько замечаний о 160-минутных осцилляциях, которые и помимо наблюдений внегалактических объектов говорят о *необычном статусе* периода P_0 для астрофизики:

1) в спектре длиннопериодных осцилляций Солнца пока обнаружен только один достоверный период, $160{,}0101^m$, сохраняющий фазовую когерентность на протяжении десятилетий;

2) убедительного теоретического объяснения 160^m-осцилляций Солнца не существует;

3) период 160^m является наилучшим общим кратным (соизмеримым) периодом для распределения периодов осевого вращения различных тел (преимущественно астероидов) Солнечной системы [7];

4) тот же период является наиболее характерным в смысле соизмеримости для периодов орбитального вращения тесных двойных систем Галактики [7];

5) период 160^m — наиболее характерный также в смысле соизмеримости или наилучшей кратности («резонансности»?) период для короткопериодических пульсирующих звезд (типа δ Sct и типа RR Lyr в шаровых скоплениях) [5, 7].

Но самое удивительное, конечно,— это обнаружение P_0 в колебаниях блеска ядер сейфертовских галактик и квазара. Здесь речь идет уже не о статистике (как в случае, например, короткопериодических звезд), а о *фотометрии*, одном из главных методов астрофизики, причем фотометрии наиболее массивных и одновременно очень компактных и наиболее загадочных объектов.

В табл. 3 для шести объектов (включая Солнце), периоды которых в пределах ошибок совпадают с $P_0 = 160{,}0101\,(\pm 1)^m$, приведены красные смещения z, расстояния до объекта d, логарифмы масс $M/M_\odot$ (здесь $M_\odot$ — масса Солнца), скорости удаления v, а также экваториальные (α, δ) и галактические (l, b) координаты. Видно, что внегалактические объекты более или менее случайно распределены на небесной сфере, поэтому можно сделать предварительное заключение, что величина периода не зависит от координат объекта; не зависит она также ни от скорости v (пределы изменения: от 0 до 43700 км/с), ни от массы $M/M_\odot$ (пределы изменения: от 1 до $\sim 10^{10}$). Амплитуда периодического эффекта, очевидно, зависит от массы: если для Солнца относительное изменение оптического потока излучения составляет $\sim 10^{-5}$—10^{-6}, то для компактных сверхмассивных внегалактических объектов она равна $\sim(1$—$2)\%$, т. е. на три-четыре порядка больше.

Некоторые справедливо обращают внимание на следующее обстоятельство. Все наблюдения были приведены к Солнцу, и периоды всех пяти внегалактических объектов совпали с периодом колебаний Солнца P_0. Но если привести наблюдения, например, к центру Галактики, исправив их за движение Солнца, то периоды не будут совпадать? Получается, что система отсчета, связанная с Солнцем,— особая система? Возникает очевидное противоречие с принципами ОТО и нашим мировоззрением, основанным на равноправии инерциальных систем отсчета.

Однако мы не можем не верить и эмпирическим фактам, изложенным выше. Объединив все вместе и учтя соответствующие уровни значимости ($\gtrsim 3{,}5\ \sigma$), получаем настолько достоверный факт «универсальных» 160^m-осцилляций, что никак нельзя уйти от попыток их интерпретации, сколько бы неожиданной, спекулятивной или даже «абсурдной» последняя ни представлялась.

Нас привлекает представление о периоде P_0 как о «космологическом» периоде, задающем некоторый фундаментальный временной масштаб (см. [5]). Если P_0 имеет космологическую природу (напомним, что произведение $P_0 H_0 \sim 2\cdot 10^{-14}$ — безразмерная константа), то, по-видимому, к списку таких параметров, как H_0, q_0, Ω_0, Λ, которые составляют предмет изучения космологии, надо добавить еще один, P_0? И далее, если принять космологический характер P_0, то в качестве логического продолжения следует допустить, что величина наблюдаемого периода P_0 не должна зависеть от выбора (инерциальной) системы координат (?), и тогда можно снять возражение оппонентов, указывающих на (кажущуюся) обособленность системы отсчета, связанной с Солнцем. Можно предполагать, что неизменность P_0 при переходе от одной системы отсчета к другой связана с одновременной «перенормировкой» шкалы времени (?) — процедурой, известной в ОТО.

Введение нормированного времени $\tau = t/P(t)$ предполагает, что сингулярность Б. в. есть не что иное, как «сконцентрированная бесконечность», ибо после нормировки сингулярность превращается в бесконечность экспоненты (см. рис. 10). Смысл перехода от t к τ, по-видимому, в том, что от *настоящего* момента $t=0$ мы переходим к изучению событий в *прошлом и будущем*. Возникающие при этом трудности кроются, очевидно, в причинно-следственных закономерностях мира. Многие космологи (в частности, Хокинг, Нарликар и др.) отмечают, что для раннего периода развития Вселенной мы даже само понятие времени (t) не можем удовлетворительно определить, а существование сингулярностей в ОТО и космологии может говорить вообще о неадекватности современной физической теории.

Механизм 160^m-осцилляций рассматриваемых объектов пока неизвестен. Значение периода, однако, оказывается весьма разумным, поскольку гравитационные радиусы r_g тел с массой 10^8—10^9 $M_\odot$ по порядку величины сопоставимы с «длиной волны» с $P_0 \sim 19$ а. е.:

$$r_g = 2\ GM/c^2, \tag{6}$$

что при $M \sim 10^9 M_\odot$ дает $r_g \sim 3 \cdot 10^{14}$ (см) и $r_g/c \sim 160$ (мин). Можно предположить, что на частотах, близких к c/r_g, возникают собственные осцилляции таких сверхмассивных тел. Подобные осцилляции, по-видимому, предсказываются в некоторых вариантах теории гравитации, в частности в рамках динамической (теоретико-полевой) трактовки гравитации [34] (В. В. Соколов, частное сообщение). Остается открытым, конечно, вопрос о том, почему именно период P_0 доминирует с поразительной независимостью ни от массы, ни от расстояния до объекта, ни от его скорости.

Последнее замечание относится к наблюдениям 3-градусного фона. Если P_0-осцилляции «универсальны» и имеют космологическую природу, то имеет смысл пытаться обнаружить их, например, во временны́х флуктуациях фонового излучения. О возможной амплитуде таких (гипотетических) флуктуаций пока ничего нельзя сказать, но достигнутая чувствительность аппаратуры, $\Delta T/T_0 \sim 3 \cdot 10^{-5}$ для пространственных флуктуаций, делает небесперспективной регистрацию именно *временны́х* флуктуаций. В связи с этим интересно замечание Парийского и Королькова [26] о том, что в эксперименте «Холод» по глубокому обзору неба с помощью радиотелескопа РАТАН-600 «... есть дрейфы на масштабах $\sim$ 1 ч, отождествить которые не удалось и амплитуда которых составляет 10—100 мК...»

Представляет интерес поиск 160^m-переменности в шаровых скоплениях, наиболее «старых» объектах Галактики, и, в частности, у наблюдаемых там рентгеновских источников (природа последних до сих пор неясна). В связи с этим примечательны опубликованные только что [35] результаты рентгеновских наблюдений шарового скопления М 15, выполненные на спутнике EXOSAT. Две записи, приведенные на рис. 1 в [35], по нашему мнению, показывают вариации потока излучения с периодом, близким к 160^m, но с сильно переменной амплитудой.

Мы с глубокой признательностью вспоминаем дискуссии с академиком А. Б. Северным, ушедшим от нас незадолго до опубликования этой статьи. Андрей Борисович с большим интересом относился ко всем стадиям нашей работы, советуя проявлять осторожность в выводах и одновременно находя столь ценные для нас слова одобрения.

Авторы благодарны В. В. Соколову за обсуждение результатов и С. А. Бондаренко, З. Д. Лютой, Г. Я. Смирновой за помощь в обработке материала, а также Д. Н. Рачковскому за предоставленную возможность применить разработанные им программы для ЭВМ.

14 апреля 1987 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87—89.
2. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 37—42.
3. *Котов В. А., Левицкий Л. С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 51.
4. *Лютый В. М.* // Письма в Астрон. журн. 1987. Т. 13.

5. *Котов В. А., Лютый В. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 78.
6. *Котов В. А.* // Там же. 1986. Т. 75. С. 90—113.
7. *Kotov V. A.* / Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101—113.
8. *Лютый В. М., Черепащук А. М.* // Астрон. журн. 1986. Т. 63. С. 897—913.
9. *Choloniewski J.* // Acta Astron. 1981. Vol. 31. P. 293—311.
10. *O'Dell S. L., Puschell J. J., Stein W. A., Warner J. W.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1978. Vol. 38. P. 267—286.
11. *Lawrence A.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1980. Vol. 192. P. 83.
12. *Whitehouse D. R., Cruise A. M.* // Nature. 1985. Vol. 315. P. 554—555.
13. *Xil Guang Zhong, Li Kai Hua, Bao Men Xien* et al. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1987. Vol. 67. P. 17—24.
14. *Zhukov G. V.* // Inform. Bull. Var. Stars. 1976. N 1156. P. 1—2.
15. *Комберг Б. В., Лютый В. М.* Препр. ИКИ № 705. 1982. С. 1—18.
16. *Комберг Б. В., Лютый В. М.* // Письма в Астрон. журн. 1980. Т. 6. С. 7—13.
17. *Alcaino G., Liller W.* // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 161. P. 61—69.
18. *Sandage A., Katem B., Sandage M.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1981. Vol. 46. P. 41—74.
19. *Bond J. R., van der Bergh S.* // Nature. 1986. Vol. 320. P. 489—490.
20. *Buta R. J., Corwin H. G.* Jr. // Astrophys. J, Suppl. Ser. 1986. Vol. 62. P. 283—299.
21. *Северный А. Б., Котов В. А.* / Наука в СССР. 1987. № 3.
22. *Косыгин Ю. А.* // Природа. 1986. № 12. С. 79—83.
23. *Chandrasekhar S.* // J. Astrophys. and Astron. 1980. Vol. 1. P. 33—45.
24. *LaViolette P. A.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 301. P. 544—553.
25. *Wilkinson D. T.* // Science. 1986. Vol. 232. P. 1517—1522.
26. *Парийский Ю. Н., Корольков Д. В.* // Итоги науки и техники. Астрономия. 1986. Т. 31. С. 73—197.
27. *Lynden-Bell D.* // Quart. J. Roy. Astron. Soc. 1986. Vol. 27. P. 319—327.
28. *Tayler R. J.* // Ibid. P. 367—382.
29. *de Vaucouleurs G.* // Nature. 1982. Vol. 299. P. 303.
30. *Oldershaw R. L.* // Astrophys. Space Sci. 1983. Vol. 92. P. 347—358.
31. *Alfven H.* // J. Astrophys. and Astron. 1984. Vol. 5. P. 79—98.
32. *Дибай Э. А., Лютый В. М.* / Письма в Астрон. журн. 1976. Т. 2. С. 230—234.
33. *Wandel A., Mushotzky R. F.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 306. P. L61—L65.
34. *Барышев Ю. В., Соколов В. В.* // Астрофизика. 1984. Т. 21. С. 361—365.
35. *Callanan P. J., Fabian A. C., Tennant A. F.* et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1987. Vol. 224. P. 781—789.

УДК 523

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ДВУХ КЛАССОВ РАДИОПУЛЬСАРОВ И ИХ ВЕРОЯТНОЙ ПРИРОДЕ

Б. М. Владимирский

Предложенное ранее [13, 14] разбиение радиопульсаров на два класса сопоставляется с различными классификационными схемами, обсуждавшимися в литературе (табл. 1). Из сопоставления следует, что существующие схемы классификации имеют много общего либо совпадают. Оказывается возможным разбить наблюдаемую популяцию на два класса. По ряду признаков пульсары первого класса («долгопериодические», «поздние», с высоким коэффициентом трансформации вращательной энергии в радиоизлучение), включающие $^2/_3$ всей наблюдаемой популяции, можно отождествить с объектами, прошедшими стадию аккреции в тесных двойных системах (табл. 2). Второй класс составляют нейтронные звезды, образовавшиеся в результате эволюции одиночных звезд либо возникшие в результате второй вспышки Сверхновой в двойной системе. Для представителей этого класса найдено, что их замедление не обусловлено магнитодипольными потерями, а их магнитные поля за время жизни $2 \cdot 10^6$ лет не затухают.

TO A POSSIBLE CLASSIFICATION OF RADIOPULSARS UNDER TWO TYPES ACCORDING TO THEIR NATURE, by *B. M. Vladimirsky*.— The earlier proposed [13, 14] classification of radiopulsars under two types has been correlated with various qualitative systems discussed in literature (table 1). The correlation shows, that the available systems are comparable or even similar. Thus the population of pulsars can be properly classified under two types. According to some intrinsic properties (long-term periodicity, «late» type, high coefficient of rotational energy transformation into radioemission) $^2/_3$ of the total population of the observed pulsars can be assigned to the 1 type identified as the objects that had undergone the accretion in close binary systems (table 2). The type 2 radiopulsars are neutron stars evolved either from single stars, or due to the second burst of supernova in the

binary system. For the samples of the latter type we have found, that the decrease of the rate cannot be explained in terms of magnetodipole losses and their magnetic fields during the lifetime of about $2 \cdot 10^6$ years do not damp.

В [13, 14] предложен классификационный параметр, разбивающий наблюдаемую популяцию радиопульсаров на два класса. Было показано, что в тех случаях, когда классификация может быть проведена надежно, два упомянутых класса пульсаров различаются по многим своим физическим и астрофизическим признакам. В частности, заметная доля радиопульсаров является, видимо, объектами, аналогичными пульсару в Крабовидной туманности 0531 +21 (пульсары, связанные с плерионами, тип П согласно [14]). Другой класс пульсаров (тип О) обладает признаками значительно более старых объектов. Их природу однозначно определить не удается.

Упомянутое разделение на два класса ниже сравнивается с другими классификационными схемами пульсаров, обсуждавшимися в литературе, а также анализируется вероятная природа и происхождение объектов этих классов.

1. Эмпирические классификации радиопульсаров

Первая попытка как-то классифицировать пульсары, разбив их на определенные группы, была предпринята спустя четыре года после открытия этих объектов [4]. Однако и сейчас большинство исследователей при анализе статистики пульсаров исходит из предположения об однородности наблюдаемой популяции (см., например, [3]).

Краткая сводка классификационных схем и классифицирующих параметров радиопульсаров представлена в табл. 1. Она не является вполне исчерпывающей, поскольку некоторые авторы затрагивали обсуждаемую проблему косвенно. Так, Дж. Вудворд [20] нашел, что «гиромагнитное отношение» для пульсаров (комбинация параметров $(P^3 \dot{P})^{1/2}$, отношение магнитного момента к механическому) резко возрастает для значения периодов $P > 0{,}5$ с. Одно из воз-

Таблица 1

Идея, признак или параметр, лежащие в основе классификации	Авторы, год, ссылка	Примечание
Морфология импульсов, наличие — отсутствие фазовой модуляции	Тэйлор, Хьюгенин, 1971 [4]	Признаки в качестве классифицирующих параметров не эффективны
Формальное разделение на «кластеры», использующее период и его производную	Клякотко, 1977 [5]; Фракассини и др., 1984 [6]	Полученное разбиение близко к классификации [11, 13]
Двойственность либо единичность предсверхновой	Бисноватый-Коган, Комберг, 1974 [7]; Кочхар, 1977 [8]; Манчестер, Тэйлор, 1977 [9]	Предполагалось, что после эволюции в составе двойной системы нейтронная звезда возобновляет радиоизлучение
Наблюдаемое распределение по периодам, $P \gtrsim 0{,}7$ с	Мнацаканян, 1979 [10]; Малов, 1982 [11, 12]	В значительной мере совпадает с разбиением на кластеры [6] и классификацией [13, 14]
Эффективность трансформации вращательной энергии в радиоизлучение $\gtrsim 5 \cdot 10^{-6}$	Владимирский, 1981 [13, 14]	Разбиение на две группы почти совпадает с [11, 12], истолкование аналогично [7, 15]
Положение пульсара на диаграммах $P - \dot{P}$ или $P - \sqrt{P\dot{P}}$	Алпар и др., 1982 [15]; Радхакришнан и Шукра, 1986 [16]	Схема совпадает с предложенной в [7—9]
Радиус нейтронной звезды, теоретические механизмы замедления, наблюдаемый период	Д. Хуан и др., 1983 [17, 18]	
Теоретический параметр $Q \lesssim 1$	Бескин и др., 1984 [19]	

можных истолкований этого эффекта согласно [20] — гипотеза о существовании двух различных классов пульсаров. М. Вивекананд и Р. Нараян [21] показали, что «ток» пульсаров в пространстве параметров P (период), $\dot{P}$ (производная периода) и L_R (радиосветимость) не сохраняется: требуется предположение «об инжекции» в популяцию пульсаров с большими ($P>0{,}5$ с) периодами. Очевидно, «инжектированные» пульсары целесообразно было бы выделить в особую группу.

При рассмотрении разного рода соображений, суммированных в табл. 1, нетрудно заметить, что большинство из предложенных схем оказывается очень близкими либо практически совпадают. Разбиение на две группы по наблюдаемому периоду, предложенное И. Ф. Маловым [11, 12], оказывается очень близким к делению по радиоизлучающей способности магнитосферы. Это видно, в частности, из рис. 1, где вертикальная линия $P=0{,}3$ с делит пульсары на «короткопериодические» и «долгопериодические» [22]. Как показано в [23], кластерный анализ [6], выделяющий три группы объектов: «ранние», «промежуточные» и «поздние» — приводит к следующему результату: пульсары группы «ранние» совпадают с группой П согласно [14]; группы «промежуточные» и «поздние» совпадают с группой О, выделяемой по высоким значениям радиоизлучающей способности магнитосферы [14]. Те же пульсары являются долгопериодическими по Малову [11, 12]; к этим последним необходимо также отнести объекты, родившиеся с периодами ~ 1 с согласно Мнацаканяну [10]. Они же, видимо, тождественны с группой «инжектированных» пульсаров [21]. По схеме Кочхара [8] такие пульсары эволюционировали в двойных системах. Пульсары этой группы составляют около $^2/_3$ каталога [24]. Поэтому именно к таким пульсарам относятся аргументы [25], свидетельствующие о рождении пульсаров с большими (порядка 1 с) начальными периодами. Таким образом, только схемы, развиваемые в [17, 18] и [19], невозможно, видимо, соотнести в полной мере с перечисленными в табл. 1 эмпирическими классификациями и соображениями о вероятном различии пульсаров, эволюционировавших как одиночные объекты и в двойных системах.

2. О вероятном существовании класса «раскрученных» пульсаров

Поскольку большинство звезд в Галактике являются компонентами двойных (или кратных) систем, заметная доля пульсаров должна образовываться в процессе эволюции тесных двойных массивных звезд. Общепринятый сценарий эволюции подобных систем в самых общих чертах сводится к следующему (см. в качестве обзора [1, 2]): на некотором этапе эволюции более массивный компонент вспыхивает как Сверхновая. Образовавшийся при этом пульсар не наблюдается как радиопульсар, ибо система, как правило, не распадается, и радиоизлучение пульсара экранируется ветром близкого второго компонента. В течение нескольких миллионов лет вращение пульсара замедляется (учитывая фазу «пропеллера» — до значения периода порядка минуты). Далее на замедлившийся пульсар начинается аккреция вещества со второго компонента, и система в течение относительно короткого времени (10^4—10^5 лет) может наблюдаться как рентгеновский источник. На заключительном этапе эволюции вспыхивает как Сверхновая и второй компонент. С высокой степенью вероятности система при этом распадается. В итоге образуется пара разлетающихся пульсаров.

Если пульсар, образовавшийся после первой вспышки Сверхновой и прошедший стадию аккреции, возобновляет радиоизлучение, то некоторые его свойства должны заметно отличаться от свойств пульсара, образовавшегося после второй вспышки Сверхновой (или возникшего в результате эволюции одиночной звезды). Существование особого класса «раскрученных» (recycled) пульсаров предполагалось многими авторами (см., например, [7—9]). Различия между «раскрученными» и «обычными среднестатическими» пульсарами могли бы состоять, в частности, в следующем.

1. Период для «раскрученных» пульсаров должен быть порядка «равновесного», т. е. такого, который был достигнут в конце стадии аккреции. Прибли-

женно период P должен подчиняться соотношнию $P \propto H^{6/7}$ (H — напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды).

2. Магнитное поле для «раскрученных» пульсаров могло бы быть в среднем меньше, чем для «обычных». Возможно, что напряженность его уменьшается как следствие аккреции [7]. Кроме того, если возобновившееся радиоизлучение зависит от периода по закону, аналогичному для «обычных» пульсаров, то имеет место «естественный отбор»: наблюдаются преимущественно объекты с относительно малыми периодами. Но такие пульсары должны обладать соответственно более слабыми полями.

3. Характеристический возраст пульсара, прошедшего стадию аккреции, понятно, не должен быть связан с его хронологическим возрастом (в отличие от «классических» объектов, для которых $\tau = {}^1/_2\, P/\dot{P}$ должен отражать его реальный возраст). Среднее расстояние «раскрученных» пульсаров от галактической плоскости (кинематический возраст) могло бы превышать эту величину для одиночных («обычных») пульсаров по двум причинам: во-первых, они удаляются от галактической плоскости, будучи компонентами двойной системы; во-вторых, они при прочих равных условиях должны жить дольше как радиоисточники из-за меньших в среднем значений напряженностей магнитного поля (меньших значений $\dot{P}$).

4. Вещество, попадающее на поверхность нейтронной звезды при аккреции, не только привносит момент, а также, возможно, влияет на напряженность магнитного поля. Оно существенным образом меняет химический состав поверхности — железная кора покрывается слоем водорода-гелия, что может повлиять на параметры магнитосферы и ее радиоизлучающие свойства.

Перечисленные свойства «раскрученных» пульсаров интересно сравнить со свойствами пульсаров класса О (они же «долгопериодические» [11], «поздние» + «промежуточные» [6]). Такое сопоставление проведено в табл. 2 (циф-

Таблица 2

Параметр	«Раскрученные» (recycled) пульсары	Долгопериодические пульсары (типа 0, «поздние» и «промежуточные»)
Периоды P	Периоды связаны соотношением типа $P \propto H^{6/7}$ с напряженностью магнитного поля H	Приближенно выполняется соотношение $P \propto H$, имеется два (возможно, больше) максимума в распределении по периодам (0,5; 1,3 с). Распределение не зависит от z (расстояния от галактической плоскости)
Возраст τ	Возраст τ не связан с хронологическим возрастом, нет малых значений τ	τ не зависит в среднем от z; нет корреляции с кинематическим возрастом, с периодом; нет значений $\tau < 2 \cdot 10^5$ лет
Среднее расстояние $\bar{z}$ от плоскости Галактики	$\bar{z}$ больше, чем для «одиночных» пульсаров; выше, чем для всей популяции в среднем	$\bar{z} = 0{,}44 \pm 0{,}08$ кпк (вся популяция в среднем 0,40 кпк, «одиночные» пульсары $0{,}21 \pm 0{,}05$)
Радиосветимость L_R, радиус видимости, коэффициент трансформации η	Неизвестны	L_R выше средней для всей популяции, значения η достигают экстремально высоких значений $\sim 10^{-2}$, наблюдаются до расстояний > 10 кпк
Магнитное поле $H_\perp$	Ниже, чем для популяции в целом?	Для уверенно отождествленных объектов доля пульсаров $\lg H < 12$ не менее 40% (этот показатель для «одиночных» пульсаров $< 30\%$)
Соотношение с другими объектами	Пространственное распределение аналогично таковому для рентгеновских источников I типа; если двойная система не распадается после второй вспышки, может быть компоненты двойной системы	Около 2,5% пульсаров является членами двойных систем

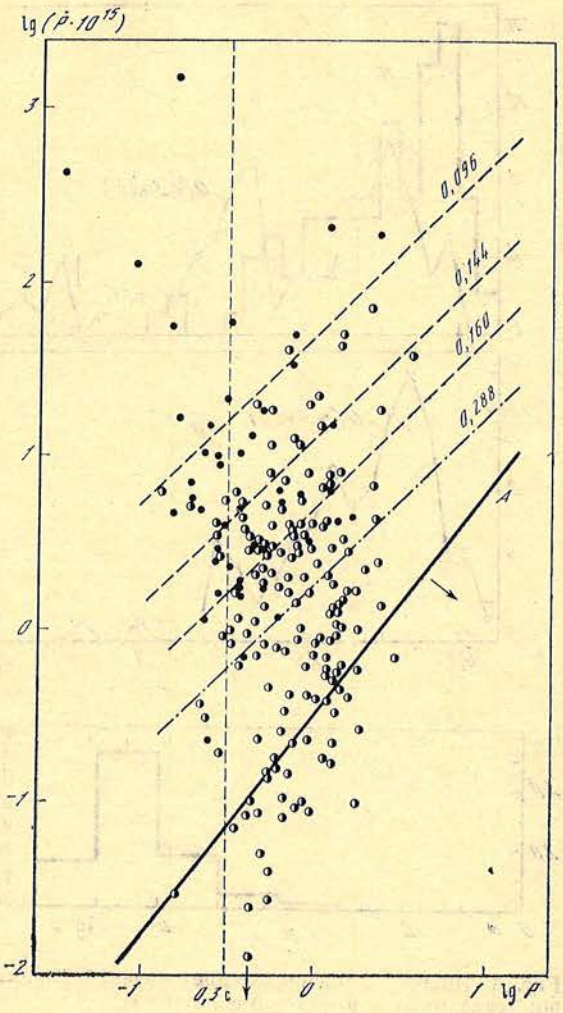
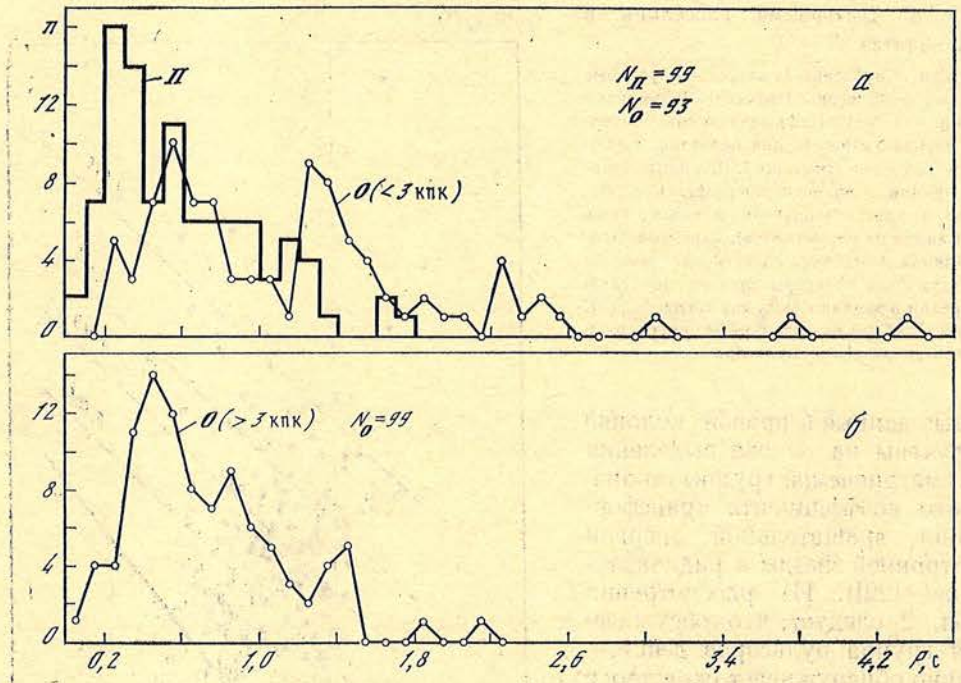


Рис. 1. Диаграмма рассеяния в координатах $P - \dot{P}$

Кружки — пульсары II класса, полутемные кружки — пульсары I класса. Штриховые линии — τ=const. Цифры около них — средние значения z (в кпк) для объектов, расположенных выше этих линий. Штрихпунктирная прямая — аналогичное разделение объектов I класса (значения z выше и ниже этой линии не различаются). Стрелкой около прямой A отмечена область, где должны располагаться пульсары, прошедшие стадию аккреции в двойных системах согласно [15]. Линия P=0,3 с разграничивает коротко- и долгопериодические пульсары

ровые данные в правой колонке получены на основе выделения рассматриваемой группы по значению коэффициента трансформации вращательной энергии нейтронной звезды в радиоизлучение [22]). Из рассмотрения табл. 2 следует, что обсуждаемая группа пульсаров действительно обнаруживает сходство с пульсарами, возобновившими радиоизлучение после прохождения стадии аккреции. Отмеченное сходство делается еще более разительным, если учесть, что к этой группе, несомненно, принадлежат пульсары — компоненты двойных систем (1913+16, 0820+0,2 и др.). Все известные шесть объектов такого рода располагаются в левом нижнем углу диаграммы (рис. 1). Вполне естественно предположить, что одиночные пульсары, расположенные в этой же области диаграммы, также прошли стадию аккреции [26]. Область, занятую на $P - \dot{P}$-диаграмме аккрецировавшими пульсарами, приближенно определили Алпар и др. [15] (отмечена на рис. 1 линией A). В этой области располагаются три десятка объектов, определенно относящихся к рассматриваемому типу. Еще одним аргументом, указывающим на тождественность рассматриваемого типа пульсаров с аккрецировавшими нейтронными звездами, оказывается возможность отыскать пары разлетающихся пульсаров [27].

Некоторые закономерности, отмеченные в табл. 2 как характерные особенности таких пульсаров, пока не поддаются истолкованию. В частности, неясно, почему для близких пульсаров этой группы (<3 кпк) наблюдаются два (возможно, три, см. рис. 2, *а*) максимума в распределении по периодам. Возможно, эффект имеет ту же природу, что и «изрезанность» распределения с повторяемостью 10 Гц ([28]. Требует объяснения и резкое (два порядка) увеличение радиоизлучающей способности магнитосферы после аккреции. Причины подобного эффекта, возможно, как-то связаны с изменением химического состава поверхности нейтронной звезды. Если это так, то необходимо предположить наличие особого механизма радиоизлучения; например, такого, как предложенный в [29], где интенсивность радиоизлучения пропорциональна концентрации атомов водорода в магнитосфере.



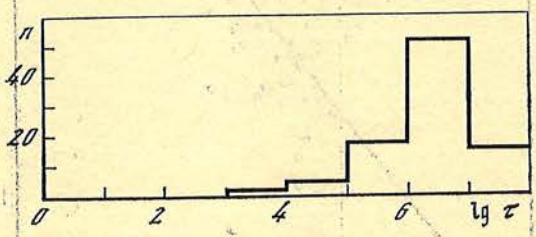


Рис. 2. Распределения по периодам пульсаров, прошедших стадию аккреции (класс I), для расстояний, не превышающих 3 кпк (*а*), и объектов, принадлежащих к I классу, но расположенных далее 3 кпк (*б*)

Гистограмма — распределение для пульсаров, связанных с плерионами (класс П)

Рис. 3. Частотное распределение значений характеристического возраста τ для пульсаров, связанных с плерионами (класс I)

К объектам списка табл. 4 добавлен пульсар 1509—58, расположенный в плерионе MSH 15—52, $n=100$

3. Группа пульсаров с «классическими» свойствами

Вторая группа пульсаров, выделяемая при классификации, обладает всеми чертами «классических» нейтронных звезд. Их свойства сведены в табл. 3. Список таких объектов представлен в табл. 4,5.

В табл. 4 собраны уверенно выделяемые пульсары типа П, в табл. 5 — вероятные (ненадежно классифицированные). В [14, 22] пульсары с подобными свойствами названы «плерионными» (П, «пи»), поскольку все известные пульсары, связанные с плерионами, 0531+21, 0833—45, 1509—58 и 0540—69, попадают в эту группу. Сюда же попадают пульсары, у которых обнаружены рентгеновские гало [30]. Все такие объекты обладают относительно низкой радиосветимостью и являются поэтому сравнительно близкими (~ 90% объектов табл. 4,5 расположены не далее 3 кпк). Их распределение по периодам является одновершинным, с максимумом близ 0,3 с, и не обнаруживает какой-либо структуры (см. рис. 2) [1]. Они образуют значительно более плоскую подсистему, чем аккрецировавшие пульсары, $\bar{z}=0{,}21\pm0{,}05$, и, если принять для скорости z-компоненты $V_z=75$ км/с [27], их средний возраст как радиоизлучающих объектов в каталоге [24] составляет всего $2\cdot10^6$ лет. Как показано в [14, 22], для таких пульсаров характеристический возраст близок к кинематическому и, несомненно, отражает реальный хронологический возраст этих объектов. Частот-

[1] Небольшой пик близ $P=0{,}55$ с на распределении П-пульсаров рис. 2, *а* исчезает, если рассматривать только надежно классифицированные объекты.

Таблица 3

Параметр	Значение и характеристика
Период P	Распределение одновершинное, с максимумом близ 0,3 с; имеется корреляция между P и τ; начальные значения лежат в пределах 12—20 мс
Расстояния d	Большинство объектов расположены не далее 3 кпк
Характеристический возраст $\tau \frac{1}{2} P/\dot{P}$	Значение τ возрастает с увеличением расстояния от галактической плоскости; $\tau_m \leqslant 2 \cdot 10^7$ лет (PSR 0950+08); частотное распределение τ сходно с распределением объектов, накапливающихся с постоянной скоростью $\sim 0{,}25 \cdot 10^{-5}$ кпк$^{-2}$·год$^{-1}$
Расстояние от галактической плоскости z	Средний кинематический возраст при $V_z = 75$ км/с $2 \cdot 10^6$ лет, $\bar{z} = 0{,}21 \pm 0{,}05$ (для уверенно классифицированных объектов табл. 4)
Импульсы	С увеличением z делаются более простыми (S), средняя поляризация меньше, чем для популяции в целом, и уменьшается с увеличением z (с увеличением τ); $W_e \propto P^{-1/2}$
Углы между осью вращения и осью магнитного диполя β	Углы, определяемые по ширине импульса и максимуму скорости изменения позиционного угла поляризации, обнаруживают тенденцию к увеличению с возрастом τ (увеличением z)
Магнитное поле $B_\perp$	Среди надежно классифицированных пульсаров не встречается $B < 2{,}5 \cdot 10^{11}$ Гс, B не обнаруживает связи с z
Радиосветимость L_R, коэффициент трансформации вращательной энергии η	В среднем меньше, чем для популяции в целом; $\eta \lesssim 10^{-6}$; $L_R \propto \tau^{-1}$
Связь с другими объектами, доля в наблюдаемой популяции	Связаны с плерионами, молодые объекты являются γ-источниками, не обнаружены в составе двойных систем; располагаются преимущественно в спиральных рукавах; $\sim 30\%$

ное распределение τ списка табл. 4,5 (рис. 3) весьма сходно с распределением по возрасту объектов, образующихся с постоянной скоростью. По порядку величина эта скорость составляет $0{,}25 \cdot 10^{-5}$ кпк$^{-2}$·год$^{-1}$. Если принять, как это обычно делается, что из-за ширины диаграммы наблюдается 20% пульсаров, а для галактоцентрических расстояний <10 кпк их концентрация в среднем вдвое выше, чем локальная, то частота появления подобных объектов составит 1 раз в 160 лет. Средняя величина расстояния от галактической плоскости $\bar{z}$ возрастает с увеличением характеристического возраста $\rho = {}^1/_2\, P/\dot{P}$ (что иллюстрируется, в частности, на рис. 1). Поэтому все параметры, изменяющиеся с z, можно считать изменяющимися во времени. В отличие от аккрецировавших пульсаров, описанных в предыдущем разделе, период в данном случае увеличивается с возрастанием z. Начальное значение периода у таких пульсаров должно быть мало. Это следует из принадлежности к обсуждаемой группе молодых объектов, связанных с плерионами, чьи периоды не превышают 0,15 с. Кроме того, для пульсаров этой группы имеет место значимая корреляция между τ и P: для первой половины списка табл. 4 с добавлением PSR 1509—58 коэффициент корреляции составляет $+0{,}5 \pm 0{,}1$. Если не обращать внимания на «тавтологический» характер связи (для пульсаров, проходивших аккрецию, она отсутствует), то имеет место зависимость P (с) $\propto \tau^{0{,}21 \pm 0{,}02}$ (годы), и начальные периоды для этих пульсаров должны лежать в пределах 12—22 мс. Таким образом, деление на описываемые типы пульсаров по наблюдаемому периоду [11, 12], возможно, является разделением по их начальному периоду.

Совершенно очевидно, что разрабатываемые теоретические модели нейтронных звезд и их магнитосфер следует сопоставлять с наблюдательными данными, относящимися к пульсарам именно этого класса, ибо только такие объекты после своего образования эволюционируют по своим внутренним законам. В связи с этим уместно отметить две следующие закономерности, видимо присущие рассматриваемому классу пульсаров.

1. Углы между осью вращения и осью магнитного диполя β определенно не уменьшаются с увеличением z (увеличением возраста). Напротив, они обна-

Таблица 4

№	PSR	P, с	№	PSR	P, с
1	0105+65	1,2837	24	1317—53	0,2797
2	0136+57	0,2724	25	1336—64	0,3786
3	0154+61	2,3517	26	1503—51	0,8407
4	0203—40	0,6305	27	1504—43	0,2868
5	0355+54	0,1564	28	1642—03	0,3877
6	0450+55	0,3407	29	1702—18	0,2990
7	0458+46	0,6385	30	1706—16	0,6531
8	0531+21	0,0331	31	1719—37	0,2362
9	0540+23	0,2460	32	1740—03	0,4446
10	0611+22	0,3349	33	1742—30	0,3674
11	0656+14	0,3849	34	1820—31	0,2841
12	0727—18	0,5102	35	1822—09	0,7690
13	0740—28	0,1668	36	1842+14	0,3755
14	0833—45	0,0892	37	1914+09	0,2703
15	0853—33	1,2675	38	1915+13	0,1946
16	0906—17	0,4016	39	1916+14	1,1809
17	0919+06	0,4306	40	1929+10	0,2265
18	0922—52	0,7463	41	1930+22	0,1444
19	0950+08	0,2531	42	1946—25	0,9576
20	1001—47	0,3071	43	2021+51	0,5298
21	1055—52	0,1971	44	2151—56	1,3737
22	1221—63	0,2165	45	2327—20	1,6436
23	1237—41	0,5122			

Таблица 5

№	PSR	P, с	№	PSR	P, с
1	0149—16	0,8327	31	1604—00	0,4218
2	0402+61	0,5946	32	1612+07	1,2068
3	0403—76	0,5453	33	1648—17	0,9734
4	0559—05	0,3960	34	1701—75	1,1910
5	0756—15	0,6823	35	1707—53	0,8992
6	0823+26	0,5307	36	1756—22	0,4610
7	0834+06	1,2738	37	1806—53	0,2610
8	0840—48	0,6444	38	1811+40	0,9311
9	0844—35	1,1161	39	1839+09	0,3813
10	0905—51	0,2536	40	1907+00	1,0169
11	0923—58	0,7395	41	1907+10	0,2836
12	0941—56	0,8081	42	1922+20	0,2378
13	0943+10	1,0977	43	1924+16	0,5798
14	1014—53	0,7696	44	1937—26	0,4029
15	1112+50	1,6565	45	1940—12	0,9724
16	1114—41	0,9432	46	1943—29	0,9594
17	1133+16	1,1879	47	1953+50	0,5189
18	1133—55	0,3647	48	2020+28	0,3434
19	1143—60	0,2734	49	2123—67	0,3258
20	1325—43	0,5327	50	2152—31	1,0300
21	1358—63	0,8428	51	2217+47	0,5385
22	1449—64	0,1795	52	2224+65	0,6825
23	1454—51	1,7483	53	2310+42	0,3494
24	1508+55	0,7397	54	2321—61	2,3475
25	1510—48	0,4548			
26	1530+27	1,1248			
27	1540—06	0,7091			
28	1541—52	0,1786			
29	1552—23	0,5326			
30	1558—50	0,8642			

Таблица 6

Значения β	$\beta_1 < 20°$	$\beta_1 \geqslant 20°$	$\beta_2 < 40°$	$\beta_2 \geqslant 40°$
$\bar{z}$ (n)	0,21 (47)	0,29 (42)	0,10 (13)	0,22 (9)
Статистическая значимость различий по критерию Ван-дер-Вардена	0,01		0,05	

руживают тенденцию к увеличению с возрастанием z. Это видно из табл. 6, где подсчитаны средние значения β_1 (оценка по ширине импульса) и β_2 (оценка по максимуму скорости изменения позиционного угла поляризации), затабулированные в [31]. Средняя скорость увеличения β, оцененная по наклону на диаграмме β — τ, по порядку величины $\sim 2°/10^6$ лет. Увеличение угла β с возрастом противоречит предположению о том, что основным механизмом замедления пульсаров являются магнитодипольные потери. Если реализуется именно такой вид потерь, должно наблюдаться «выстраивание» (уменьшение β). Если тенденция к увеличению β в функции z (или τ) реальна, то это согласуется с существованием «токовых» потерь [32].

2. Величина $\sqrt{P\dot{P}}$ не обнаруживает уменьшения с возрастанием z. В этом легко убедиться, сравнивая распределение указанной величины для больших ($z \geqslant 0{,}2$ кпк) и малых ($z < 0{,}2$ кпк) расстояний от галактической плоскости объектов табл. 4. Тождественность упомянутых распределений указывает на ототсутствие распада магнитного поля в шкале миллионов лет.

Заключение

Представленные выше данные и соображения позволяют сформулировать следующие основные выводы.

1. Имеющиеся в настоящее время эмпирические классификационные схемы радиопульсаров обнаруживают много общего. Они позволяют разбить наблюдаемые объекты на два класса.

2. Первый, более многочисленный класс радиопульсаров — с относительно большими периодами (>0,5 с) и высокими радиоизлучающими свойствами магнитосферы ($\eta > 10^{-5}$) — обладает признаками пульсаров, возобновившими радиоизлучение после прохождения стадии аккреции в двойных системах.

3. Второй выделяемый класс радиопульсаров включает нейтронные звезды, образовавшиеся в результате эволюции одиночных массивных звезд либо возникшие после второй вспышки Сверхновой в двойной системе. В процессе эволюции этих объектов угол между осью вращения и осью магнитного диполя не уменьшается, а магнитное поле не затухает.

Автор признателен И. Ф. Малову за возможность использовать полученные им оценки углов между осью вращения и осью магнитного диполя до их публикации.

Декабрь 1986 г.

Литература

1. *Юнгельсон Л. Р., Масевич А. Г.* // Итоги науки и техники. Сер. астрон. 1982. Т. 21. С. 27.
2. *van den Heuvel E. P. J.* // Accretion-driven stellar X-ray sources. Cambridge Univ. Press, 1983. P. 303.
3. *Lyne A. G., Manchester R. N., Taylor J. H.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1985. Vol. 213. P. 613.
4. *Taylor J. H., Huguenin G. R.* // Astrophys. J. 1971. Vol. 167. P. 273.
5. *Клякотко М. А.* // Письма в Астрон. журн. 1977. Т. 3. С. 129.
6. *Fracassini M., Pasinetti L. E., Raffaelli G.* // Proc. course and workhop on plasma astrophysics. Varenna (Italy), 1984. ESA SP-207. P. 315.

7. *Бисноватый-Коган Г. С., Комберг Б. В.* // Астрон. журн. 1974. Т. 51. С. 373.
8. *Kochhar R. R.* // Nature. 1977. Vol. 270. P. 39.
9. *Манчестер Р., Тэйлор Дж.* Пульсары. М.: Мир, 1980. С. 170.
10. *Мнацаканян М. А.* // Астрофизика. 1979. Т. 15. С. 515.
11. *Малов И. Ф., Сулейманова С. А.* // Там же. 1982. Т. 18. С. 107.
12. *Малов И. Ф.* // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 252.
13. *Vladimirsky B. M.* // Papers 17th cosmic ray conf. P., 1981. Vol. 1. P. 38.
14. *Владимирский Б. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 192.
15. *Alpar M. A., Cheng A. F., Ruderman M. A., Shaham J.* // Nature. 1982. Vol. 300. P. 728.
16. *Radhakrishnan V., Shukre C. S.* // Astrophys. Space Sci. 1986. Vol. 118. P. 329.
17. *Huang J. H., Huang K. L.* // Astron. and Astrophys. 1983. Vol. 117. P. 205.
18. *Huang J. H., Huang K. L., Peng Q. H.* / Ibid. 1985. Vol. 148. P. 391.
19. *Beskin V. S., Gurevich A. V., Istomin Yd. N.* // Astrophys. Space Sci. 1984. Vol. 102. P. 301.
20. *Woodward J. F.* // Astrophys. J. 1978. Vol. 225. P. 574.
21. *Vivekanand M., Narayan R.* // J. Astrophys. and Astron. 1981. Vol. 2. P. 315.
22. *Владимирский Б. М.* // Астрофизика. 1987.
23. *Fracassini M., Maggi P., Pasinetti L. E., Raffaelli G.* // Proc. intern. course and workshop on plasma Astrophys. 1986. ESA SP. (to be published).
24. *Manchester R. N., Taylor J. H.* // Astron. J. 1981. Vol. 86. P. 1953.
25. *Герасимов С. А., Нешпор Ю. И., Степанян А. А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 629.
26. *Srinivasan G., van den Heuvel E. P. J.* // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 108. P. 143.
27. *Владимирский Б. М.* // Астрофизика. 1984. Т. 21. С. 535.
28. *Котов В. А., Владимирский Б. М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77.
29. *Mao Xinjie, Tong Yi* // Astrophys. Space Sci. 1986. Vol. 124. P. 187.
30. *Cheng A. F., Helfand D. J.* // Astrophys. J. 1983. Vol. 271. P. 271.
31. *Малов И. Ф.* // Астрофизика. 1986. Т. 24. С. 507.
32. *Бескин В. С., Гуревич А. В., Истомин Я. Н.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 401.

УДК 524.7

О МОЛЕКУЛЯРНОМ ОБЛАКЕ, СВЯЗАННОМ С ШАРПЛЕСС 252

Л. Хайкала

Проведены исследования отдельных участков массивного молекулярного облака, связанного с областью H II Шарплесс 252, при помощи измерений в линиях молекул ^{12}CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, $NH_3(1,1)$, $NH_3(2,2)$ и HCO^+. В ядре молекулярного облака обнаружены два локальных максимума, расположенных на расстоянии 2′ друг от друга. Условия возбуждения и лучевые скорости в максимумах различны. В ядре облака наблюдается обращение сильной линии HCO^+.

ON THE MOLECULAR GAS ASSOCIATED WITH SHARPLESS 252, by *Haikala L.*— Selected positions in the massive molecular cloud associated with the H II region Sharpless 252 have been studied by means of ^{12}CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, $NH_3(1,1)$, (2,2) and HCO^+ molecular line measurements. Two local maxima lying only 2′ apart were found in the molecular cloud core. The excitation conditions and radial velocities associated with the maxima are different. A strong HCO^+ line reversal is observed in the cloud core.

Область H II Шарплесс 252 (S252, диаметр 0,5°) лежит в плоскости Галактики в направлении галактического антицентра на расстоянии 2,2 кпк. Основным источником ионизации области является звезда HD 42088 спектрального класса O6, 5 V. В направлении области H II находятся два звездных скопления (главное S252 и малое S252) [1]. Возраст скоплений порядка 1 (S252 главное) и 6 млн. лет (S252 малое), оба они связаны с областью H II S252 [2]. Фелли и др. [3] обнаружили на частотах 1415 и 4995 МГц шесть небольших тепловых радиоисточников (S252, A, B, C, D, E и F). Эти источники совпадают по положению с небольшими туманностями, видимыми в проекции на диффузную и протяженную область H II. Объект S252 C представляет собой мощный фронт ионизации между молекулярным облаком и областью H II. Лада и Вуден [4] провели картирование на площадке 1,0×1,5° молекулярного облака, связан-

ного с S252, по излучению в линиях ^{12}CO и ^{13}CO с угловым разрешением 3′. Вблизи объекта S252A в 4′ обнаружен источник мазерного излучения H_2O.

Наблюдения молекулярных линий. Наблюдения плотного ядра молекулярного облака вблизи S252 A, окрестностей фронта ионизации S252 F, а также источников S252 C и E проводились следующим образом. В линиях ^{12}CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, I (1→0) при помощи 14-м телескопа FCRAO (Five College Radio Astronomy Observatory) (FWHP-45″), источники S252 A, F (в наблюдениях участвовали П. Фриберг и К. Маттила); в линиях NH_3 ($(I, K) = (1, 1)$ (2,2)) — 100-м телескопа в Эффельсберге (ФРГ) (FWHP-43″), S252 A, F (Х. Хенкель и К. Маттила); в линиях ^{12}CO, ^{13}CO, $C^{18}O$ I (1→0) — 20-м телескопа в Онсала (Швеция) (FWHP-30″), S252 A, C, E, F (Л. Е. Б. Джахансон и К. Маттила); в линиях HCO^+ I (1→→0)—14-м телескопа в Метсахови (Финляндия) (FWHP-1′): S252 A, F. Интерпретация полученных данных упрощается благодаря тому, что применявшиеся в наблюдениях инструменты имели близкие размеры диаграммы направленности на уровне половинной мощности (FWHP).

Наблюдения в линии CO. Отдельные спектры CO, наблюдавшиеся в различных областях молекулярного облака, показаны на рис. 1. Ширина линии ^{12}CO меняется: в западном участке облака линии широкие (пять верхних спектров), а в S252 C и E узкие. В двух последних областях явно видно присутствие второго компонента линии. На спектрах линии ^{13}CO видны различия в скоростях, соответствующих центрам линий, в зависимости от положения наблюдаемой точки. В ядре облака наблюдаются два компонента линии, различающиеся по скорости (три верхних спектра). Эти компоненты видны особенно четко при наблюдениях NH_3 (см. ниже). В положении 5 плоская вершина линии ^{12}CO и сильная линия ^{13}CO (по сравнению с линией ^{12}CO) свидетельствуют о вероятном самообращении линии ^{12}CO. Широкие крылья линии ^{12}CO в этой точке не являются следствием плохой аппроксимации уровня континуума. Линии $C^{18}O$, NH_0 (1,1) и HCO^+ регистрируются в этих положениях на той же лучевой скорости, что и линия ^{13}CO. Присутствие компонентов с разными скоростями и условиями возбуждения (см. ниже) затрудняет интерпретацию спектров молекулярных линий, поэтому приведенные ниже величины физических параметров облака должны приниматься лишь как грубые оценки.

Ядро облака. По данным наблюдений точек, расположенных через интервал 45″, были построены карты области размерами 6′×4′ в излучении линий всех молекул. Контурные карты интегральных интенсивностей линий ^{12}CO и ^{13}CO (рис. 2, *а* и *б*) показывают очень различающиеся структуры. Интенсивность линии ^{12}CO достигает максимума вблизи мазера H_2O (указанного звездочкой) на расстоянии 45″ к востоку от S252 A, в то время как линия ^{13}CO имеет максимум на расстоянии 2′ к юго-востоку от положения мазера. Карты в линиях молекул, для наблюдения которых в эмиссии требуются высокие плотности молекул на луче зрения ($C^{18}O$, рис. 2, *в*) или плотные области возбуждения (NH_3 и HCO^+, рис. 2, *д* и *е* соответственно), показывают хорошее согласие между собой по структуре. В частности, оба максимума, выделенные в линиях ^{12}CO и ^{13}CO, видны и на контурных картах, построенных для молекул $C^{18}O$, NH_3 и HCO^+.

Спектры линий NH_3 (1,1) и NH_3 (2,2) для точек вблизи мазера H_2O и около пика NH_3 показаны на рис. 3. В спектре, полученном около мазера, доминирует один компонент линии на лучевой скорости 9,2 км/с. В спектре для точки с максимальной интенсивностью линии NH_3 присутствуют два компонента линии на скоростях 9,2 и 8,1 км/с (см. рис. 4). Сравнение отношений линий NH_3 (1,1) и NH_3 (2,2) в этих положениях четко указывает на разную природу обоих максимумов: излучение перехода (2,2) значительно сильнее по сравнению с линией (1,1) в направлении на мазер, чем вблизи пика NH_3. Вращательная температура перехода (2,2) (оценка кинетической температуры), вычисленная по отношениям линий (1,1) и (2,2), равна 19 и 16 К в области локализации мазера и пика NH_3 соответственно. Оптическая толща для центральной группы сверхтонких компонентов равна 0,6 в обоих положениях. Данные по NH_3 показывают, что молекулярное облако обладает двумя компонентами. Холодное и плотное ядро облака находится вблизи пика NH_3 (или максимума ^{13}CO); его лучевая скорость равна 8,1 км/с. Теплый, но менее плотный компонент ассоциируется с мазером

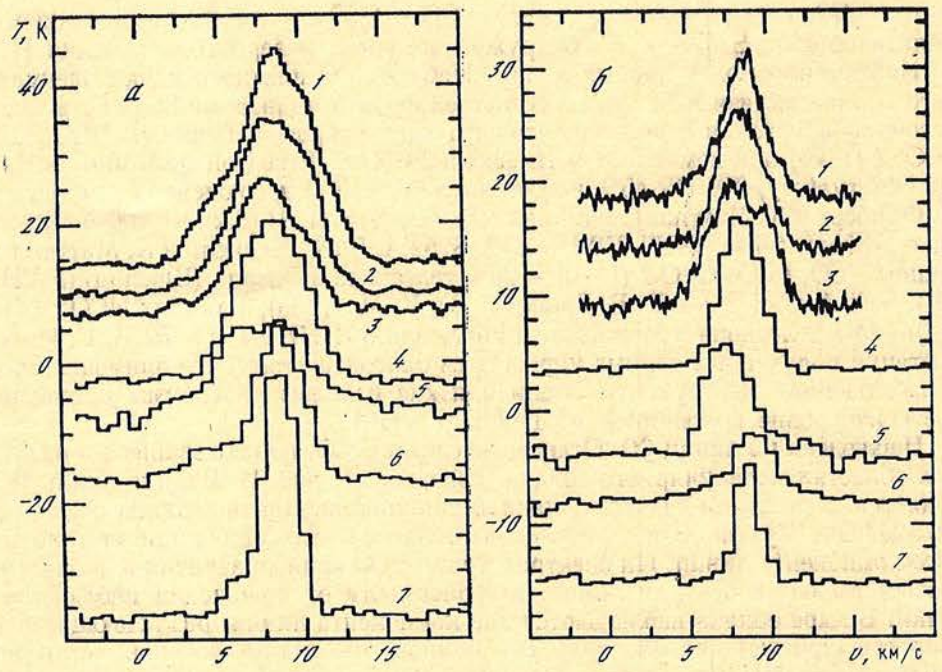


Рис. 1. Отдельные спектры ^{12}CO (*а*) и ^{13}CO (*б*), наблюдаемые в разных областях молекулярного облака

1 — мазер H_2O; *2* — пик антенной температуры в излучении NH_3 ($06^h 05^m 45{,}8^s$; $+20°38'50''$); *3* — $06^h 05^m 42{,}6^s$; $+20°37'20''$; *4* — S252 F ($06^h 05^m 53^s$; $+20°29'40''$); *5* — $06^h 48^m$; $+20°40'$; *6* — S 252 C; *7* — S 252 E

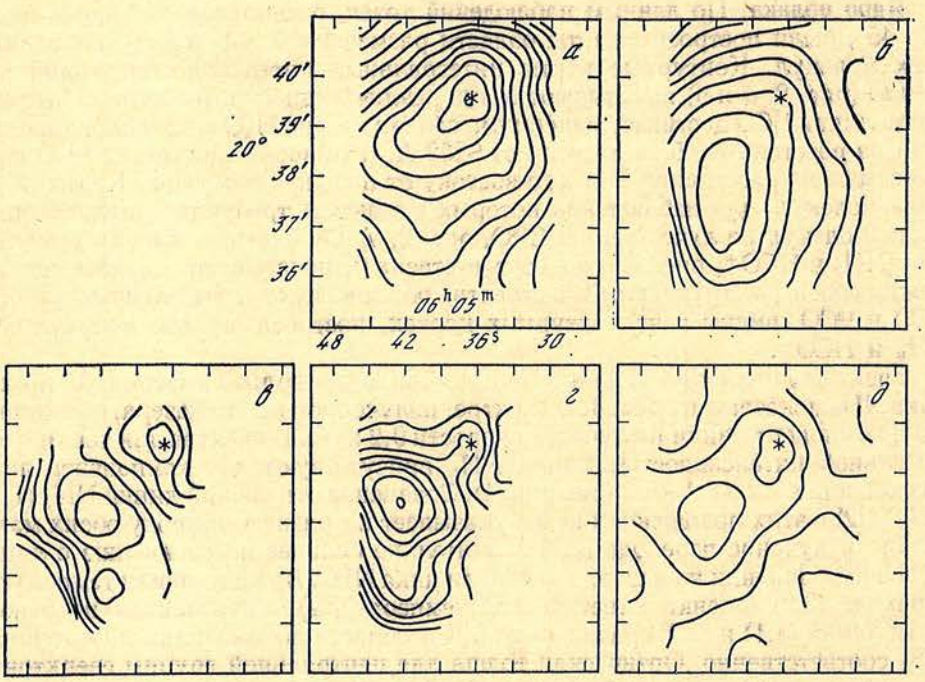


Рис. 2. Интегральное излучение в линии ^{12}CO (*а*), ^{13}CO (*б*), $C^{18}O$ (*в*), NH_3 (*г*) и HCO^+ (*д*) в относительных единицах

Звездочкой указано положение мазера H_2O. Угловое расстояние в 3′ соответствует приблизительно 2 пк. Координаты точек (прямое восхождение, склонение) даны на эпоху 1950,0

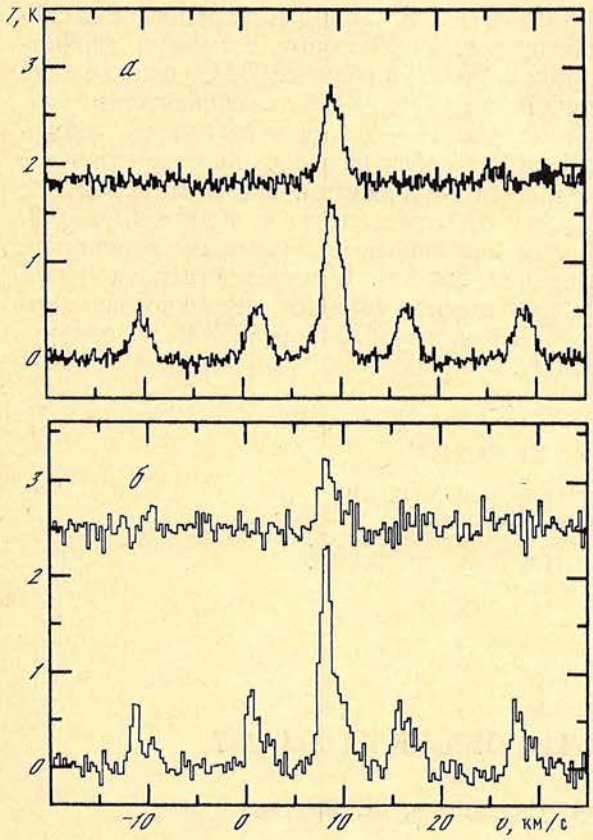
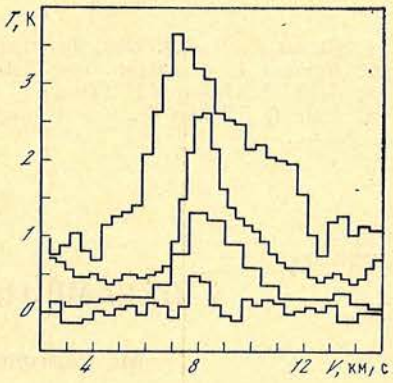


Рис. 3. Спектры NH_3 (1,1) и (2,2), наблюдаемые вблизи мазера (*а*) и в области максимума излучения в линии NH_3 (*б*)

Рис. 4. Спектры, наблюдаемые в области максимума линии NH_3

Линии сверху вниз соответствуют $H^{12}CO^+$, NH_3(1,1), $C^{18}O$ и $H^{13}CO^+$



H_2O (скорость равна 9,2 км/с). Двухкомпонентный состав облака с разными температурами возбуждения позволяет уверенно объяснить различие в структурах наблюдаемой эмиссии ^{12}CO и ^{13}CO (см. рис. 2, *а* и *б*).

Температура возбуждения ^{12}CO и оптическая глубина в центре линии ^{13}CO по данным наблюдений составляют 35 К, $\tau=0{,}5$ и 28 К, $\tau=0{,}7$ для мазера и положения максимума ^{13}CO соответственно.

Линии $H^{12}CO^+$ вблизи плотного ядра обладают очень сильным самопоглощением. Это явление подтверждается сравнением линии $H^{12}CO^+$ с линией редкого изотопа $H^{13}CO^+$ и оптически тонкими линиями $C^{18}O$ и NH_3. Эти линии показаны на рис. 4. Второй компонент (приблизительно 9 км/с) в линиях NH_3 и $C^{18}O$ соответствует скоростям линий, регистрируемых около мазерного источника. Как и следовало ожидать, линия $H^{13}CO^+$ расположена на той же лучевой скорости, что и основной компонент линий $C^{18}O$ и NH_3. Пик линии $H^{12}CO^+$ соответствует меньшей скорости, чем у оптически тонких линий. Это отличие не может быть объяснено неопределенностью, вносимой вторым компонентом.

S252 F. Эта область картировалась в линии ^{13}CO с угловым разрешением 40″. Диаметр области с повышенной плотностью составляет 4′ (2,5 пк), она соединена с ядром облака неким гребнем в непосредственной близости от S252 A, как уже демонстрировалось на карте в [4]. Максимум излучения ^{12}CO не совпадает с фронтом ионизации S252 F, как утверждалось в [4], а находится в точке с координатами $06^h05^m53^s$, $+20°29'40''$, т. е. на расстоянии около 4′ к западу и в 40″ к северу от него.

Линии вблизи фронта ионизации более симметричны, и оптические глубины ^{13}CO и NH_3 ($\tau(CO)\approx\tau(NH_3)\simeq0{,}9$) больше, чем в ядре облака. Температура возбуждения ^{12}CO составляет 27 К.

S252 C. По данным исследования в линии CO S252 C представляет собой протяженный объект ($3\times5'$) с резкой границей на востоке. Эта граница совпадает с яркой отражательной туманностью. Линия ^{12}CO имеет два компонента (см. рис. 1). Слабый компонент не меняется по телесному углу облака, поэтому, вероятно, он не связан с объектом S252 C. Температура возбуждения ^{12}CO

в центре S252 C составляет 27 K и τ (CO)=0,3. S252 C содержит группу звезд ранних спектральных классов (B0 и более поздние), которые, возможно, являются источниками возбуждения. Плотность молекул вблизи S252 C ниже, нежели около S252 A и F, так как линии ни NH_3 и HCO^+, ни $C^{18}O$ не обнаружены.

S252E. Ширина линии ^{12}CO (3 км/с, рис. 1) — наименьшая из всех, наблюдавшихся у объекта S252. Крыло линии наблюдается на протяжении всего объекта и, возможно, связано со слабым компонентом, видимым в S252 C. Температура возбуждения молекулы ^{12}CO составляет 35 K, и τ (CO)=0,3. Плотная туманность, совпадающая по положению с тепловым источником S252 E, содержит звезду B0 (названную 252 Sa). В туманности также находится группа слабых звезд [2]. Эта группа звезд является, вероятно, источником энергии для эмиссии в линии ^{12}CO. Как и в S252 C, в S252 E не обнаружено ни молекул $C^{18}O$, HCO^+, ни NH_3.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Pismis P.* // Bol. Obs. Tonanzintla. 1970. Vol. 5. P. 219.
2. *Haikala L.* // Astron. and Astrophys. 1986.
3. *Felli M., Habing H., Israel F.* // Ibid. 1977. Vol. 59. P. 43.
4. *Lada C., Woden D.* // Astrophys. J. 1979. Vol. 232. P. 158.

УДК 524.7

ПЕРЕМЕННОСТЬ ОБЪЕКТА OJ 287

М. Валтонен, А. Силланпяя, Л. Валтаоя

Представлены результаты изучения переменности объекта OJ 287. Наблюдения проводились как в оптическом диапазоне, так и на радиочастотах 22 и 37 ГГц. Результаты наших наблюдений объединены с данными других наблюдателей. Анализ всей совокупности данных за ~90 лет позволил сделать следующие выводы. 1, С 1981 по 1983 г. наблюдалась переменность с характерным временем 15 мин и амплитудой порядка 1%. 2. Вариации излучения с амплитудой ⩾10% потока происходят за время 1 сут и более. 3. Кросскорреляционный анализ радио- и оптических потоков излучения свидетельствует о наличии двух событий в радиодиапазоне, запаздывающих относительно оптических на 0,2 и на 0,9 г. 4. Оптические всплески излучения происходят с периодом 11,6 г., а оптические минимумы через 11,0 г. 5. Структуры оптических вспышек с характерной осцилляцией с периодом около 1 мес повторились в 1972 и 1983 гг. Эти данные были сопоставлены с современной математической моделью дисков с изменениями под действием приливных сил, что позволило создать предварительную модель объекта OJ 287.

VARIABILITY IN OJ 287, by *M. Valtonen, A. Sillanpää, L. Valtaoja.*— We present analysis of variability studies of OJ 287. Observations have been made in optical as well as at 22 and 37 GHz radio frequencies. Our observations have been combined with observations elsewhere and the following results have been obtained: 1) variability time scale of about 15 minutes was seen in 1981—1983 at about 1% level of flux; 2) at flux levels ⩾10 % the variations occur in time scales of one day or longer; 3) cross-correlation analysis of radio and optical fluxes show radio-optical time delays of events of about 0,2 and 0,9 years; 4) the optical outbursts have a periodic structure at intervals of 11,6 yr and optical minima indicate a period of 11,0 yr; and 5) the structure of the optical outburst pattern, with typical one month long oscillations, repeated itself in 1972 and 1983 outbursts. These data are combined with recent simulations of tidally perturbed disks to create a provisional model of OJ 287.

В сотрудничестве с Крымской астрофизической обсерваторией и Технологическим университетом Хельсинки нам удалось провести патрульные наблюдения объекта OJ 287 начиная с 1980 г. Это один из 20 объектов, включенных в программу наблюдений, и, как оказалось, наиболее интересный во многих отношениях источник.

В начале выполнения программы мы обратили внимание на объект OJ 287, так как он обладает очень быстрой переменностью (15 мин) с амплитудой около нескольких процентов. Поиск инструментального эффекта оказался безрезуль-

татным, но дальнейшие наблюдения в НРАО подтвердили присутствие 15,7-минутного периодического компонента. Во время четырех рядов радионаблюдений были получены спектры мощности с пиком на 15,7 мин. Вероятность того, что такое количество спектров мощности случайно имеет пики на данной частоте, не превышает 1 %. Детали этих исследований описаны в [1].

Переменность потока излучения с амплитудой 10 % и более в течение дня не представляют трудностей для регистрации [2]. Сравнение этих колебаний с оптической величиной объекта представляет несомненный интерес. Кросс-корреляционный анализ показывает, что: а) за оптическими событиями следуют два радиособытия и б) существуют две величины запаздывания: 0,2 и 0,9 г. На частотах менее 15 ГГц кросс-корреляционные пики ослабляются и соответствуют единственной величине запаздывания, равной примерно 0,5 г. [3]. Например, после мощной вспышки 1983 г., наблюдавшейся в оптическом диапазоне, последовали два радиомаксимума: первый — спустя $^1/_6$ г. и второй — спустя около $^7/_8$ г.

Оба максимума можно легко объяснить в рамках модели двойной струи («twin jet»). Оптическое событие, вероятно, связано с центром объекта, тогда как оба радиовсплеска, видимо, возникали на краях двойной струи после того, как возмущение от вспышки дошло до них. Предположим, что выброс релятивистский и что его ось образует угол θ с лучом зрения. Тогда отношение времен запаздывания Δt_1 (струя, направленная на нас) и Δt_2 (от нас) будет иметь вид

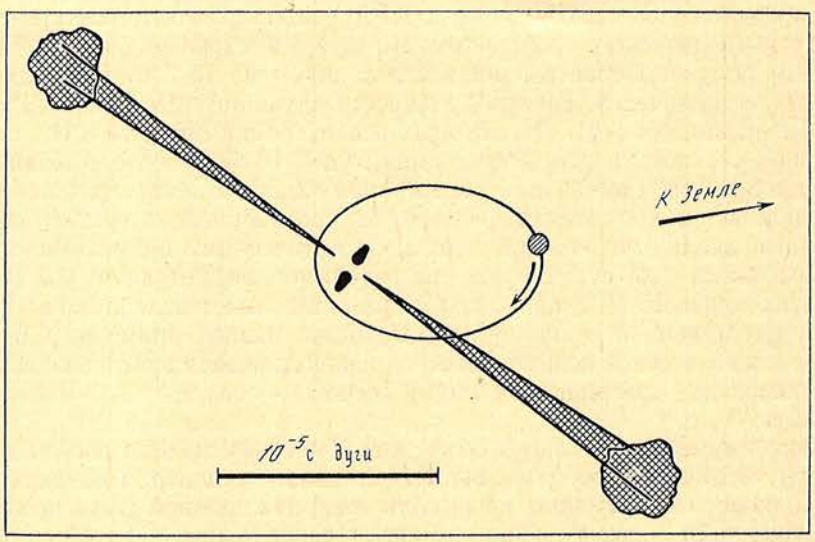
$$\Delta t_1/\Delta t_2 = (1 - \cos\theta)/(1+\cos\theta).$$

Принимая $\Delta t_1 = {}^1/_6$ г., $\Delta t_2 = {}^7/_8$ г., мы находим, что угол $\theta \approx 47°$, а длина струи равна $\sim$0,16 пк.

Анализ кривой блеска OJ 287 за $\sim$90 лет и данные современных наблюдений показывают, что оптические всплески происходят, по-видимому регулярно с интервалом 11,6 г. Можно предположить, что OJ 287 является двойной системой с данным периодом. Нижние пределы (минимумы) плотностей потоков, которые совпадают со спокойным состоянием, также происходят периодически, но с более коротким периодом $\sim$11,0 г. Если минимумы потока излучения представляют собой затмения, то мы вправе отнести различие периодов в 11,6 и 11,0 г. к релятивистской прецессии большой оси двойной системы. В этом случае можно полностью определить размеры системы: масса равна $5 \cdot 10^9$ масс Солнца, большая ось равна 0,1 пк [4]. Подобное объяснение естественно возникает в связи со структурой всплесков: резкое увеличение оптической яркости с последующим угасанием до нормальной видимой величины. Более того, подобное поведение повторяется от вспышки к вспышке [5]. Это четко согласуется с моделью втекания вещества к центру при приливном сближении самогравитирующих дисков: втекание возникает внезапно и постепенно затухает с осцилляцией скорости движения потока [6]. Если в центре диска существует черная дыра, то втекание вещества должно иметь прямое отношение к яркости системы.

Итак, мы приходим к следующей модели объекта OJ 287: это двойная система, состоящая из двух сверхмассивных черных дыр, каждая из которых окружена массивным газовым диском. Приливные столкновения во время сближения черных дыр при движении по орбите обусловливают перенос масс из дисков к черной дыре, и часть этой массы преобразуется в релятивистскую двойную струю. Тогда, если оптическое излучение поступает к нам из окрестности черной дыры (возможно, от струи), радиоизлучение формируется в двух компонентах на разных концах выброса. Эта модель системы иллюстрируется на рисунке. Две черные дыры с сопровождающими их аккрецирующими дисками образуют двойную систему с эксцентриситетом 0,7 и главной осью в 0,1 пк. Двойная струя зарождается около большей черной дыры и создает две радиоизлучающие области на расстоянии 0,16 пк от нее. Наблюдатель находится в плоскости орбиты двойной системы, но струи могут быть наклонены на неизвестный угол.

Следует отметить, что в нашей модели периоды вращения больших дисков находятся в пределах от месяца до года, а соответствующие периоды вращения малых дисков, возможно, равны одному дню и более. Следовательно, быстрые



Схематическое представление OJ 287 в модели, основанной на переменности потока

изменения потока могут происходить в системах небольших черных дыр и аккрецирующих дисков.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Valtaoja E., Lahto H., Teerikorpi P.* et al. A 15,7-min periodicity in OJ 287 // Nature. 1985. Vol. 314. P. 148—149.
2. *Valtaoja E.* Continuum monitoring of bright quasars // Quasars: Proc. 119 Symp. Intern. Astron. Union, Bangalore (India), Dec. 2—6, 1985/Ed. G. Swarup, V. K. Kapahi. Dordrecht e.a.: Reidel, 1986. P. 79—83.
3. *Valtaoja L., Sillanpää A., Valtaoja E.* The correlation between radio and optical variations in OJ 287. Prepr.
4. *Sillanpää A., Haarala S., Valtonen M.* Evidence for long time scale periodicity in OJ 287. Preprint. Turku Univ. (Finland).
5. *Sillanpää A., Teerikorpi P., Haarala S.* et al. Similar structures in the outbursts of OJ 287 in 1972 and 1983 // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 147. P. 67—70.
6. *Byrd G. G., Sundelius B., Valtonen M., Valtaoja L.* Tidal triggering of Seyfert galaxies and quasars: perturbed galaxy disk model versus observations // Ibid. 1986. Vol. 166. P. 75—82.

УДК 522.56

РАЗРАБОТКА ПРИЕМНИКА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА И ЕГО ЭЛЕМЕНТОВ В ХЕЛЬСИНКСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ ТЕХНОЛОГИИ

А. Ряйсянен, Й. Пелтонен, А. Лехто, Т. Толмунен, Й. Туовинен, Й. Маллат

Описаны результаты теоретических и экспериментальных работ по исследованию элементов радиометров миллиметрового диапазона волн: удвоителей частоты, смесителей, систем облучения антенн. Приведены основные параметры и блок-схема охлаждаемого радиометра, созданного для спектральных исследований в диапазоне 75—115 ГГц на 13,7-метровом радиотелескопе в Метсахови.

MILLIMETER WAVE COMPONENT AND RECEIVER DEVELOPMENT AT THE HELSINKI UNIVERSITY OF TECHNOLOGY, by *A. Räisänen, J. Peltonen, A. Lehto,*

T. Tolmunen, J. Tuovinen, J. Mallat.— Some results of theoretical and experimental studies of millimeter wave radiometer components (frequency multipliers, mixers and quasi-optical feed system) are presented. Main parameters and block diagram of cooled receiver developed for spectral line measurements in the range 75—115 GHz at the 14-m radio telescope in Metsahovi are described.

В настоящее время в Хельсинкском университете технологии большое внимание уделяется разработке элементов для малошумящих приемников на волну 3 мм. Эта работа включает в себя изучение умножителей частоты, смесителей и квазиоптических элементов, а также облучателей радиометра для использования на 13,7-метровом радиотелескопе в Метсахови.

1. Высокоэффективный удвоитель частоты миллиметрового диапазона волн на диодах Шоттки

Осуществлено как теоретическое, так и экспериментальное изучение эффективности и диапазона перестройки по частоте удвоителя частоты на перекрестных волноводах с полосы WR19 на WR10 [1, 2], как показано на рис. 1.

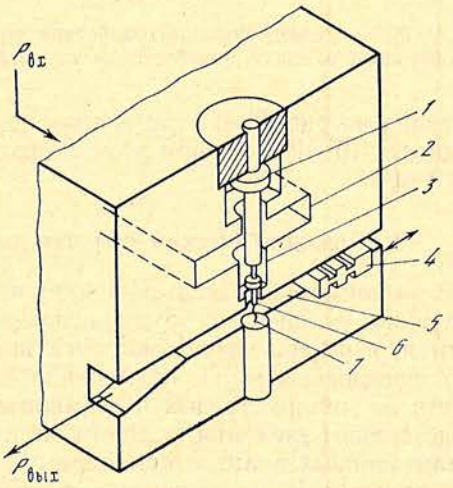


Рис. 1. Схема удвоителя частоты на перекрестных волноводах на частоту 100 ГГц

$P_{вх}$ и $P_{вых}$ — входной и выходной (с удвоенной частотой) сигналы. *1* — фильтр смещения, *2* — входной волновод, уменьшенный до $^1/_4$ номинальной высоты; *3* — низкочастотный фильтр; *4* — бесконтактный закорачивающий поршень; *5* — выходной волновод, уменьшенный до $^1/_2$ номинальной высоты; *6* — варактор Шоттки; *7* — контактная пружина

Теоретический коэффициент полезного действия удвоителя частоты зависит от параметров диода, напряжения смещения, входной мощности накачки. Зависимость эффективности удвоителя частоты от этих параметров изучалась при помощи ЭВМ Сигелом, Керром и Хвангом [3]. При анализе использовались параметры варактора типа VDO 10 (Farran Technology). Было найдено, что теоретический коэффициент полезного действия может достигать 70%, если входная мощность накачки умеренная (P_H=10 мВт) и напряжение обратного смещения довольно высоко (>6 В). В этом случае умножение почти чисто реактивное. Коэффициент полезного действия (КПД) понижается до 30—35 % с увеличением уровня входной мощности. В практических удвоителях частоты потери в волноводе и неоптимальное согласование конечных импедансов уменьшают эффективность.

Была создана масштабная модель удвоителя частоты на перекрестных волноводах, с помощью которой был измерен вносимый импеданс. В [1] исследуется эквивалентная структурная схема. Экспериментальный удвоитель частоты на частотах 75—116 ГГц создан с учетом результатов, полученных путем анализа на ЭВМ и измерений на масштабной модели.

К настоящему времени рабочие параметры удвоителя частоты измерялись в диапазоне выходных частот 74—96 ГГц. Эти измерения показали, что его КПД может быть больше 40 % при низком уровне входной мощности (< 20 мВт). Максимальный КПД (42 %) был достигнут на частоте 88,6 ГГц. КПД>30 % был получен в диапазоне частот от 75 до 96 ГГц при изменении уровня входной мощности от 2 до 20 мВт в зависимости от выбранной частоты. Эта зависимость

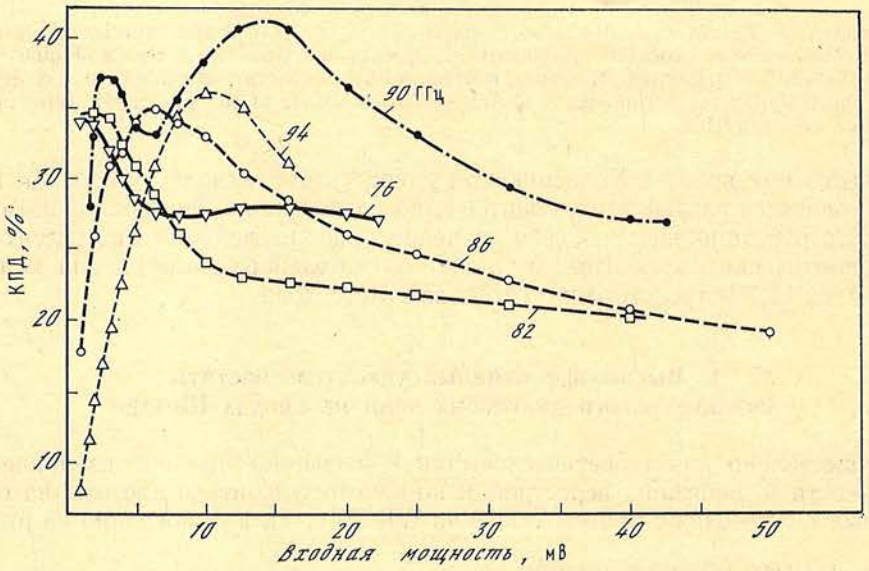


Рис. 2. Коэффициент полезного действия (КПД) экспериментального удвоителя частоты как функция входной мощности на нескольких частотах, указанных около линий

показана на рис. 2. В этом диапазоне частот может быть получена выходная мощность 10 мВт, но при этом необходим уровень входной мощности от 40 до 70 мВт.

2. Квазиоптический облучатель для миллиметрового приемника

В миллиметровом диапазоне длин волн (30—300 ГГц) обычную микроволновую технику становится трудно использовать, так как размеры элементов уменьшаются, а потери возрастают. Эти проблемы полностью или частично могут быть преодолены путем применения более подходящих квазиоптических устройств на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Наибольший интерес представляют элементы квазиоптических облучающих систем для приемников миллиметровых волн: это скалярные рупоры, линзы и антенные разделительные фильтры. Квазиоптическая система облучения для радиометра на частоту 90 ГГц [4] для радиотелескопа в Метсахови уже создана. Скалярный рупор был изготовлен таким образом, что он без линз заменил прямоугольные рупоры. Расчет этого облучателя базировался на методе Кларрикота и других [5]. Скалярный облучатель был изготовлен с применением метода гальванопластики. Некоторые проблемы гальванопластики были решены в процессе работы над облучателем [6]. Были измерены параметры скалярного облучателя с изготовленной квазиоптической системой на центральной частоте 90 ГГц: уровень боковых лепестков диаграммы направленности — 38 дБ, уровень кросс-поляризации — 35 дБ, обратные потери 40 дБ, коэффициент усиления $+27{,}7\pm$ $\pm 0{,}3$ дБ. На рис. 3 изображена диаграмма направленности облучателя на частоте 90 ГГц.

Были измерены шумовые температуры радиометра со скалярным и прямоугольным рупорами. Шумовая температура радиометра со скалярным облучателем была заметно ниже: максимальная разность при комнатной температуре составила около 40 К.

3. Охлаждаемый радиометр на 75—115 ГГц со смесителем на диодах Шоттки

Рабочий диапазон частот 3-мм смесителя на диодах Шоттки в Метсахови был расширен до 115 ГГц [4]. Блок-схема радиометра представлена на рис. 4.

Облучатель, циркулятор, волноводный смеситель и усилитель промежуточной частоты (УПЧ) установлены в гелиевой камере в вакуумном дьюаре

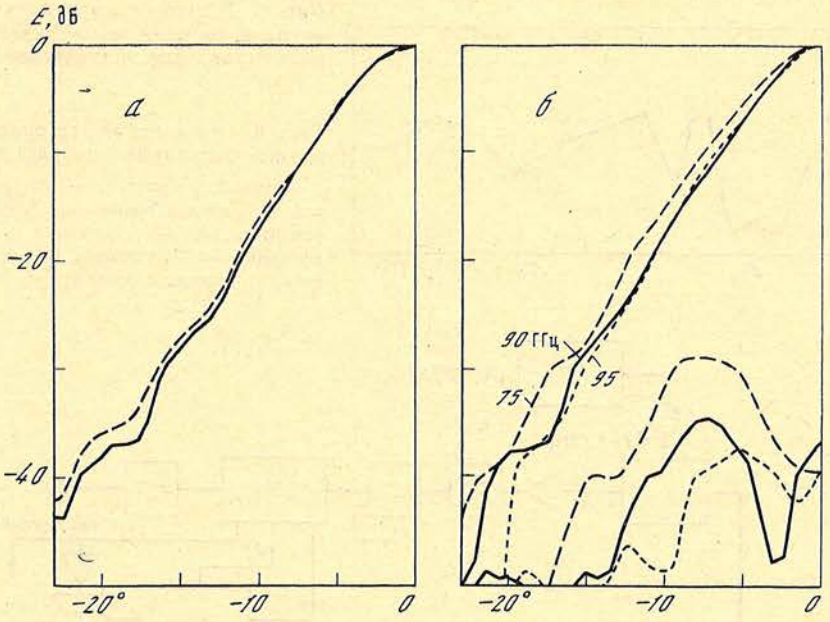


Рис. 3. Диаграмма направленности (ДН) скалярного облучателя

а — теоретическая (штриховая линия) и измеренная (сплошная) в плоскости вектора **E** на центральной частоте 90 ГГц; *б* — ДН в основной поляризации и кросс-поляризационная ДН (внизу) в сечении под углом 45° к вектору **E** на частотах 75, 90 и 95 ГГц

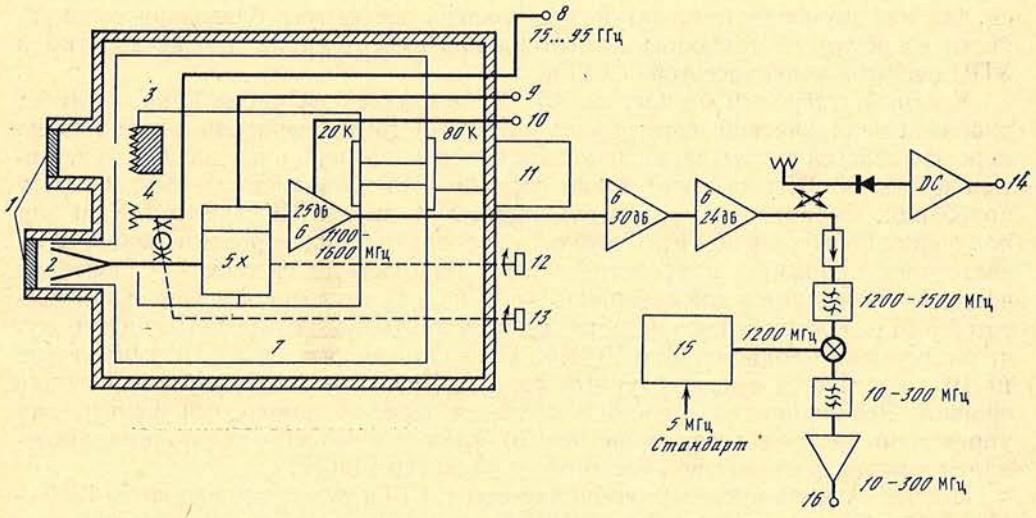


Рис. 4. Блок-схема радиометра на частоты 75—115 ГГц

1 — окна, *2* — облучатель, *3* — холодная нагрузка, *4* — кольцевой фильтр, *5* — смеситель, *6* — усилитель промежуточной частоты (УПЧ), *7* — радиационный экран, *8* — сигнал гетеродина, *9* — напряжение смещения смесителя, *10* — напряжение смещения УПЧ, *11* — охладитель замкнутого цикла, *12* — подстройка закорачивающего поршня, *13* — подстройка кольцевого фильтра, *14* — выходной сигнал для континуума, *15* — умножители частоты, *16* — выходной сигнал для спектральных измерений

при температуре 20 К. Из лабораторных измерений (рис. 5) следует, что шумовая температура радиометра в двойной полосе частот (основная и зеркальная) была меньше 130 К в диапазоне частот от 72 до 116 ГГц, при полосе УПЧ, равной 70 МГц. Минимальная шумовая температура приемника 68 К в полосе частот 77—78 ГГц. Элементы оптики добавляют около 10 К к общей шумовой температуре радиометра. При спектральных наблюдениях радиометр имеет шумовую температуру 150—300 К, так как зеркальная полоса не подавляет-

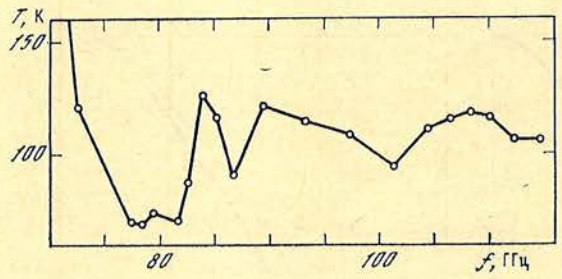
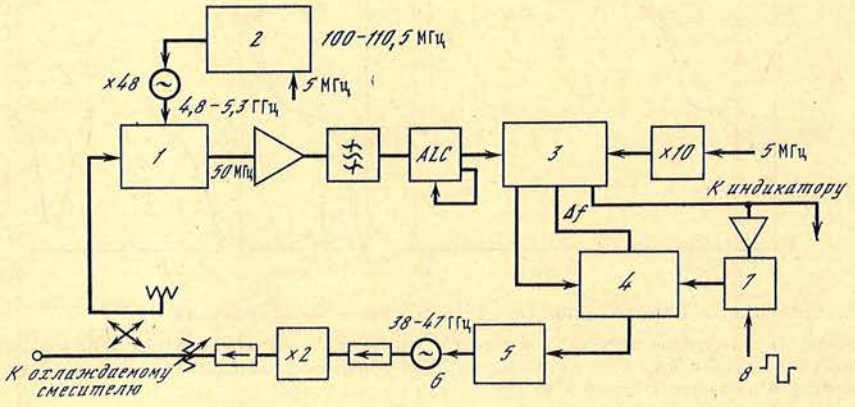


Рис. 5. Шумовая температура радиометра в двойной полосе частот с новым скалярным облучателем

Рис. 6. Блок-схема гетеродина со схемой регулирования частоты

1 — смеситель частот, *2* — синтезатор частот, *3* — квадратурный коррелятор, *4* — усилитель, *5* — напряжение смещения гетеродина, *6* — гетеродин, *7* — переключатель, *8* — импульс поиска



ся. Низкая шумовая температура радиометра достигнута благодаря совокупности современной технологии изготовления смесителя на диодах Шоттки и УПЧ с центральной частотой 1,4 ГГц.

Местный гетеродин на частоту 45 ГГц выполнен на диоде Ганна и имеет диапазон механической перестройки 4 ГГц. Частота генератора может плавно перестраиваться путем изменения напряжения смещения на диоде с чувствительностью 50 МГц на вольт таким образом, что позволяет удерживать фазу колебаний. Варакторный удвоитель частоты на диодах Шоттки применен для получения колебаний 90 ГГц. Требуется несколько генераторов для перекрытия частотного диапазона радиометра. Часть мощности, излучаемой удвоителем частоты, ответвляется для смешивания с 19-й (±4) гармоникой от сигнала с частотой 5 ГГц, поступающего от синтезатора частоты на 100—110 МГц, для получения промежуточной частоты 50 МГц. Стандартная частота 5 МГц умножается на 10 и передается в квадратурный фазовый детектор для выработки сигнала ошибки. Это напряжение ошибки подается через узкополосный фильтр для управления частотой гетеродина (рис. 6). Иногда в качестве гетеродина применялся генератор с выходной частотой от 70 до 120 ГГц [7].

Полоса сигнала промежуточной частоты 1,4 ГГц сужается до полосы 1200—1500 МГц. Стандартная частота 5 МГц умножается для получения точной частоты 1200 МГц, после вычитания которой промежуточная частота 1,4 ГГц преобразуется в более низкую (10—300 МГц).

Акустико-оптический спектрометр (АОС) [8] предназначен для спектрального анализа. В качестве ультразвукового датчика служит кварц. Ширина полосы пропускания АОС составляет 100 МГц. Она может быть разделена на 830 разделенных каналов с разрешающей способностью по частоте 120 кГц.

4. Избыточные шумы охлаждаемого смесителя на диодах Шоттки

Шумы типичного радиометра миллиметровых волн, имеющего смеситель как первый каскад, состоят из шумов смесителя, местного гетеродина, усилителя промежуточной частоты и шумов, возникающих из-за потерь в волновод-

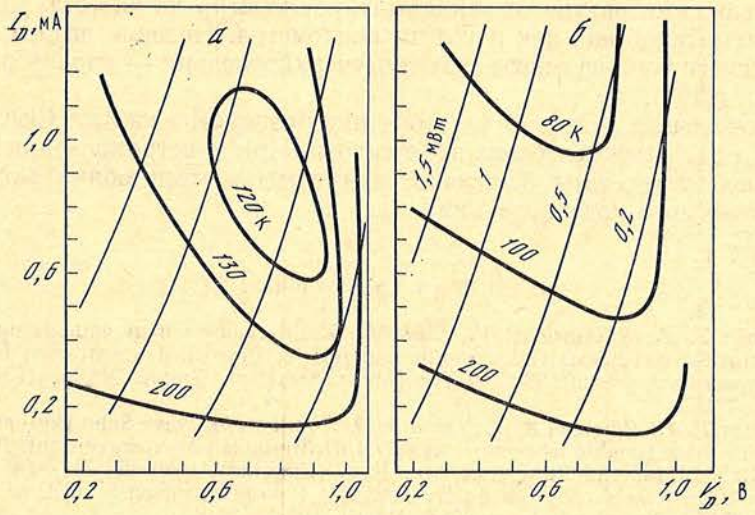


Рис. 7. Измеренная (*а*) и расчетная (*б*) зависимость шумовой температуры на частоте 91 ГГц от тока смещения на диоде

Расстояние короткозамыкающего поршня $^3/_8\lambda_в$. Уровни постоянной мощности гетеродина показаны тонкими линиями

ном тракте. Помимо теплового и дробового шумов смесителя, при высоких токах смесительного диода возникает шум горячих электронов и другие внутренние шумы [9].

Согласно некоторым сообщениям диоды Шоттки со смещением показывают быстрое увеличение шумов при превышении критических значений тока или электрического поля. Эффект возникновения избыточных шумов при работе радиометра пока что недостаточно описан. Хегази и другие в [10] предложили метод, включающий избыточный шум в классическую теорию, описанную Хелдом и Керри в [11].

Справедливость предложенной теории [10] проверялась в сравнении измерений, проводимых с охлаждающимся приемником на 90 ГГц, с математическим моделированием на ЭВМ. Шумовая температура радиометра измерялась на частоте 91 ГГц в зависимости от мощности местного гетеродина и напряжения смещения на диоде (изменяется ток диода или напряжение) в двух положениях короткозамыкающего поршня, соответствующих высокому и низкому импедансу смесительного диода. Изолятор устанавливается между смесителем и усилителем для получения неизменного шума промежуточной частоты. При расстояниях короткозамкнутого поршня, равных $^3/_8$ и $^5/_8$ $\lambda_в$ ($\lambda_в$ — длина волны в волноводе), оптимальные шумовые температуры были 115 и 170 К, когда токи диода составляли 0,85 и 0,4 мА, а напряжение на диоде 0,8 и 0,3 В соответственно. Вычисления сравнивались с измерениями на малых токах путем подгонки наиболее неопределенных параметров. В оптимальных точках расчеты отличались на 35 и 70 К, когда учитывался только тепловой и дробовый шумы (рис. 7). Таким образом, избыточный шум оказывает существенное влияние на параметры радиометра. Не зависящий от частоты избыточный шум [10] включался в расчеты. Избыточный шум, рассчитанный в зависимости от мощности местного гетеродина и напряжения смещения на диоде, существенно отличался от результатов измерений. Однако существует и некоторое сходство: избыточный шум тем выше, чем выше реактивная часть импеданса и ниже активная. В дальнейших исследованиях необходимо учитывать источники избыточного шума, зависящего от частоты.

Другие проекты

Изготавливается охлаждаемый смеситель на диодах Шоттки на частоты 40—50 ГГц. Этот смеситель — масштабная модель радиометра на частоты 75—115 ГГц. Предварительные исследования при комнатной температуре показывают,

что шумовая температура охлаждаемого радиометра на частотах 40—50 ГГц должна быть такой же, как и у 3-мм радиометра. Недавно начата работа по созданию смесителей на основе структур сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (СИС).

Первоочередная задача — изготовление радиометра на базе СИС на частоту 100 ГГц для радиотелескопа в Метсахови. При конструировании смесителя учитывались результаты измерений при помощи масштабных моделей [12] и математического моделирования [13].

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Tolmunen T. J., Räisänen A. V., Lehto A. O.* Efficiency versus embedding impedance of millimeter wave Schottky varactor multipliers. Proc. instrumentation for submillimeter spectroscopy conf., SPIE // The Intern. Soc. Opt. Engin. Wash., 1985. Vol. 598. P. 209—216.
2. *Tolmunen T. J., Räisänen A. V., Lehto A. O.* A millimeter wave Schottky-varactor doubler with a wide tunable frequency range // 16th European Microwave Conf. Proc., Microwave Exhibitions and Publishers Ltd. Kent (England), 1986. P. 241—246.
3. *Siegel P. H., Kerr A. R., Hwang W.* Topics in the optimization of millimeter-wave mixers // NASA Technical Paper 2287. March. 1984. 512 p.
4. *Räisänen A., Lehto A., Tiuri M., Lamb J.* Performance of a cryogenic 3 mm Schottky-mixer receiver on the Metsähovi 14 m radio telescope // Electron. Lett. 1983. Vol. 19, N 21. P. 892—894.
5. *Clarricoats P. J. B., Olver A. D.* Corrigated horns for microwave antennas. L.: Peter Peregrinus Ltd, 1984. 231 p.
6. *Tuovinen J.* A quasi-optical feed for a millimeter wave receiver (in Finnish). Master's Thesis. Helsinki: Univ. of Technol., 1986. 61 p.
7. *Carlstrom J. E., Plambeck R. L., Thornton D. D.* A continuously tunable 65—115 GHz Gunn oscillator // IEEE Trans. Microwave Theory Techniques. V. MTT-33. 1985. P. 610—619.
8. *Malkamäki L., Mattila K., Räisänen A.* et al. First 90 GHz spectral line observations with the Metsähovi 14 m telescope // Proc. ESO—IRAM—Onsala Workshop on (sub)-millimeter astronomy. Aspenäs (Sweden), 17—20 June 1985. P. 109—116.
9. *Kollberg E. L., Zirath H., Jelenski A.* Temperature-variable characteristics and noise in metal-semiconductor junctions // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. 1986. Vol. MTT-34. P. 913—922.
10. *Hegazi G., Jelenski A., Yngvesson S.* Limitations of microwave and millimeter-wave mixers due to excess noise / IEEE MTT-S, Int. Microwave Symposium Digest, 1985.
11. *Held D. N., Kerr A. R.* Conversion loss and noise of microwave and millimeter-wave mixers: Part 1. Theory, Part 2. Experiment // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. 1978. Vol. MTT-26. P. 49—61.
12. *Räisänen A. V., Crété D. G., Richard P. L., Lloyd F. L.* Wide band, low noise mm-wave SIS mixers with a single tuning element // Intern. J. Infrared Millimeter Waves. 1986. Vol. 7. N 12.
13. *Hicks R. G., Feldman M. J., Kerr A. R.* A general numerical analysis program for the superconducting quasiparticle mixer // NASA Technical Memorandum 86145. 1986. 69 p.

УДК 522.69

ИСПЫТАНИЕ С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРА СЛЕДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ И ИСПОЛНИТЕЛЬНЫХ МЕХАНИЗМОВ РАДИОТЕЛЕСКОПА В МЕТСАХОВИ

К. Куйттинен, Н. Холсти, С. Урпо

Радиолаборатория Хельсинкского университета технологии проводит радиастрономические исследования на 14-метровом радиотелескопе с системой облучения Кассегрена, расположенном на радиоастрономической станции в Метсахови. Исследования проводятся в основном в интервале частот 10—100 ГГц. Описаны испытания следящей системы с помощью компьютера и исполнительных механизмов радиотелескопа.

COMPUTER BASED TESTING OF THE TRACKING AND SERVO PERFORMANCE OF THE METSAHOVI RADIO TELESCOPE, by *K. Kuittinen, N. Holsti, S. Urpo.*—

Helsinki University of Technology, Radio Laboratory operates a 14 meter Cassegrain radio telescope at the Metsähovi Radio Research Station. The telescope is alt-azimuth mounted and it is used mainly for radio astronomy at frequency range 10—100 GHz. A computer based testing of the performance of the servo electronics is described in this report.

Начиная с 1975 г. в радиолаборатории Хельсинкского университета технологии ведутся исследования на 14-метровом радиотелескопе в радиоисследовательской станции Метсахови [1]. В радиоастрономических наблюдениях диаграмма направленности антенны должна следить за объектом с достаточной точностью. Общая ошибка наведения состоит из ошибок электронной системы слежения, нескорректированного смещения приемника относительно телескопа, гравитационных и температурных деформаций и других. Здесь обсуждаются только ошибки слежения, связанные с электронной системой.

Быстродействующая и высокоточная следящая система требуется, например, для реализации метода «ON—OFF» радиоастрономических наблюдений. В этих измерениях необходимо сократить время переустановки радиотелескопа из одного положения (ON) в другое (OFF). Характерные углы переустановки телескопа в Метсахови составляют от 3 до 30′.

Во время слежения за радиоисточником ошибки слежения модулируют сигнал и приводят к искусственному изменению интенсивности излучения источников. Этот тип ошибок особенно нежелателен, например, при исследованиях радиовсплесков на Солнце или колебаний его радиоизлучения.

1. Следящая система

Радиотелескоп в Метсахови снабжен отдельными следящими системами для движения по углу места и по азимуту. На рис. 1 показана упрощенная блок-схема системы слежения по одной координате. Сигнал от индикатора угла

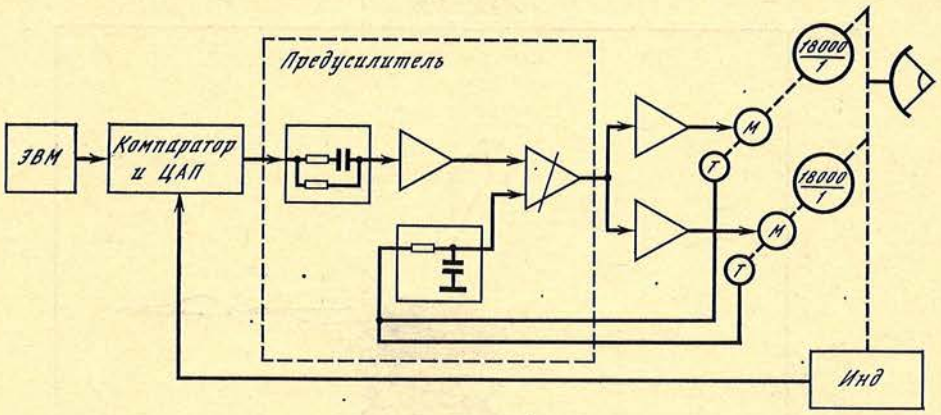


Рис. 1. Блок-схема сервосистемы для одной координаты

поворота телескопа (многополярный индуктосин, *Инд*) сравнивается с сигналом от ЭВМ. Сигнал ошибки из цифровой формы преобразуется в аналоговый (ЦАП на рис. 1), который компенсируется и усиливается в предусилителе и в усилителях мощности для электродвигателей (*М*). Тахометры (*Т*) используются для защиты двигателей от слишком высоких скоростей. Индуктосин является 22-разрядным датчиком с разрешением 0,00014° по углу. Точность сигнала управления ЭВМ и схемной части компаратора составляет 0,001°. Цифроаналоговый преобразователь имеет 11 битов, что составляет 0,001° в сигнале ошибки.

2. Тестовая программа Антекс

Тестовая программа для ЭВМ Антекс была разработана [2] в дополнение к программе, обслуживающей телескоп в Метсахови. Тесты по программе Антекс позволяют эффективно оптимизировать характеристики следящей систе-

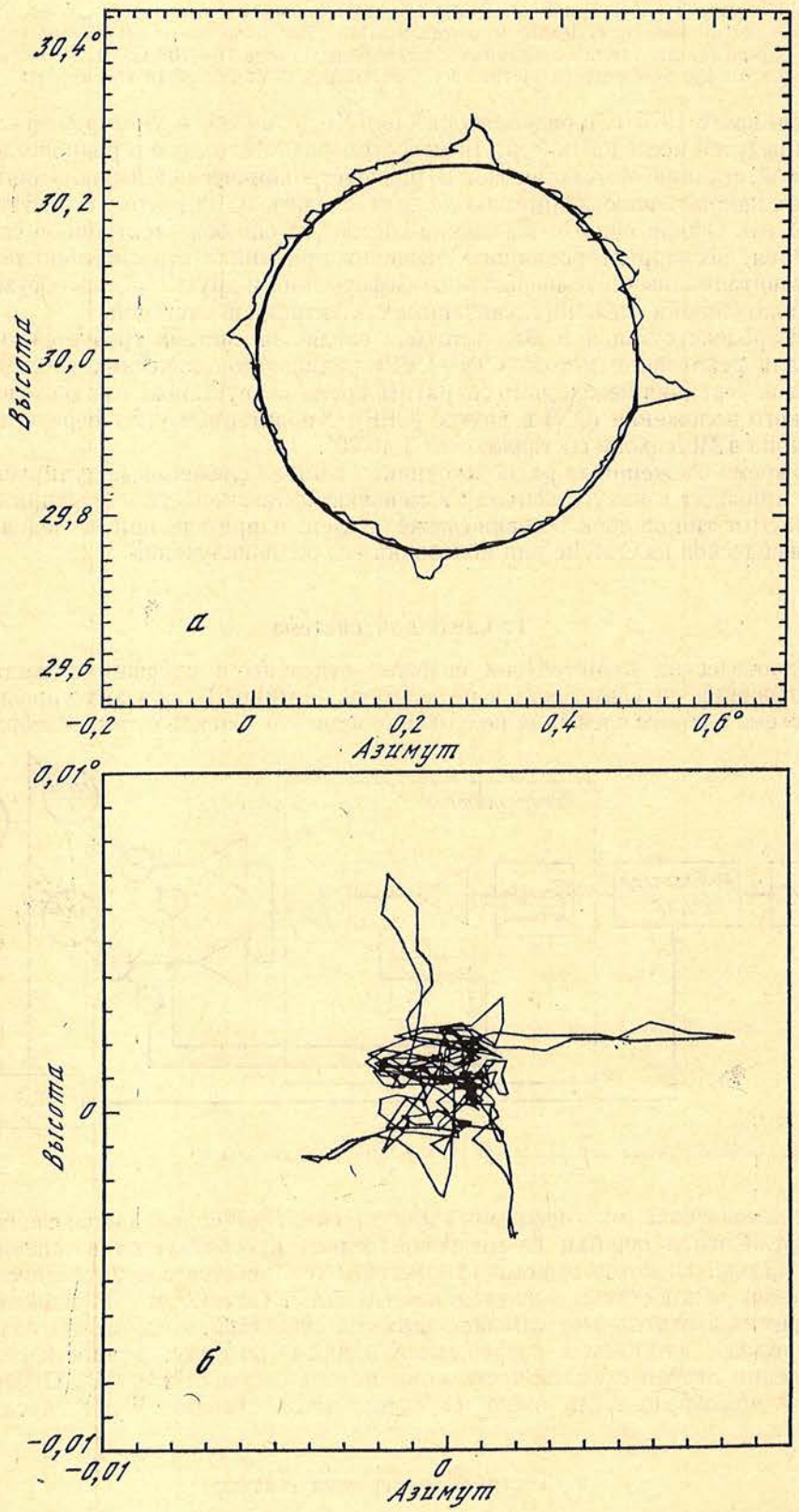


Рис. 2. Движение антенны по кругу (*а*) и ошибки установки антенны, возникающие при этом (*б*)

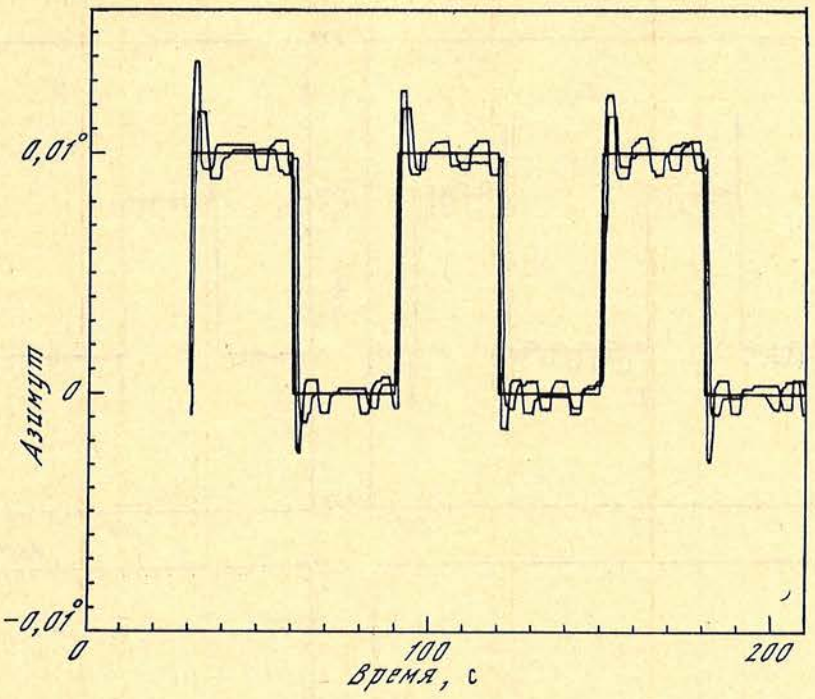


Рис. 3. Влияние регулировки следящей системы на отклик антенны на ступенчатый сигнал переустановки в 0,010°

мы. Программа Антекс составлена на языке алгол для ЭВМ Хьюлитт — Паккард HP-2100, установленной в Метсахови.

Основная идея программы заключается в установке антенны в заранее заданное положение по азимуту и углу места. Координаты положения антенны считываются с датчиков и заносятся в память ЭВМ с нужной пользователю скоростью. Затем графопостроитель вычерчивает данные по заданному и действительному положению антенны. Программа позволяет выбирать несколько последовательностей выдачи команд (команд положения); запрограммированы, например, линейные, круговые и параболические движения антенны в азимутальной системе координат.

Программа допускает повторение одной и той же последовательности команд до 30 раз. Это позволяет изучать среднее реагирование телескопа и отклонения от среднего поведения следящей системы. Максимальная частота съема данных с датчиков составляет 10 Гц, что удовлетворяет большинству условий астрономических исследований.

3. Некоторые примеры проверки рабочих характеристик антенны

На рис. 2, *а* показана трасса движения телескопа по окружности с диаметром 0,040°. Антенна поворачивалась по часовой стрелке со скоростью один поворот в минуту. Нанесены координаты, выдававшиеся из ЭВМ (идеальный круг), и действительное положение антенны, снятое с индикаторов углов поворота с десятикратным увеличением отклонения от заданного положения по осям азимута и угла места. На рис. 2, *б* показаны ошибки установки антенны относительно заданного положения.

На рис. 3 изображены кривые отклика телескопа на команды ступенчатой переустановки на 0,010° в азимутальной плоскости. На нем показаны сигнал команды (жирная линия) и действительное положение антенны после двух различных регулировок сервоусилителей.

На рис. 4 показаны отклики телескопа на сигналы переустановок различной величины. Видно, что в переустановках малой амплитуды наблюдается эффект перехода антенны через заданное значение координаты, а для команд с

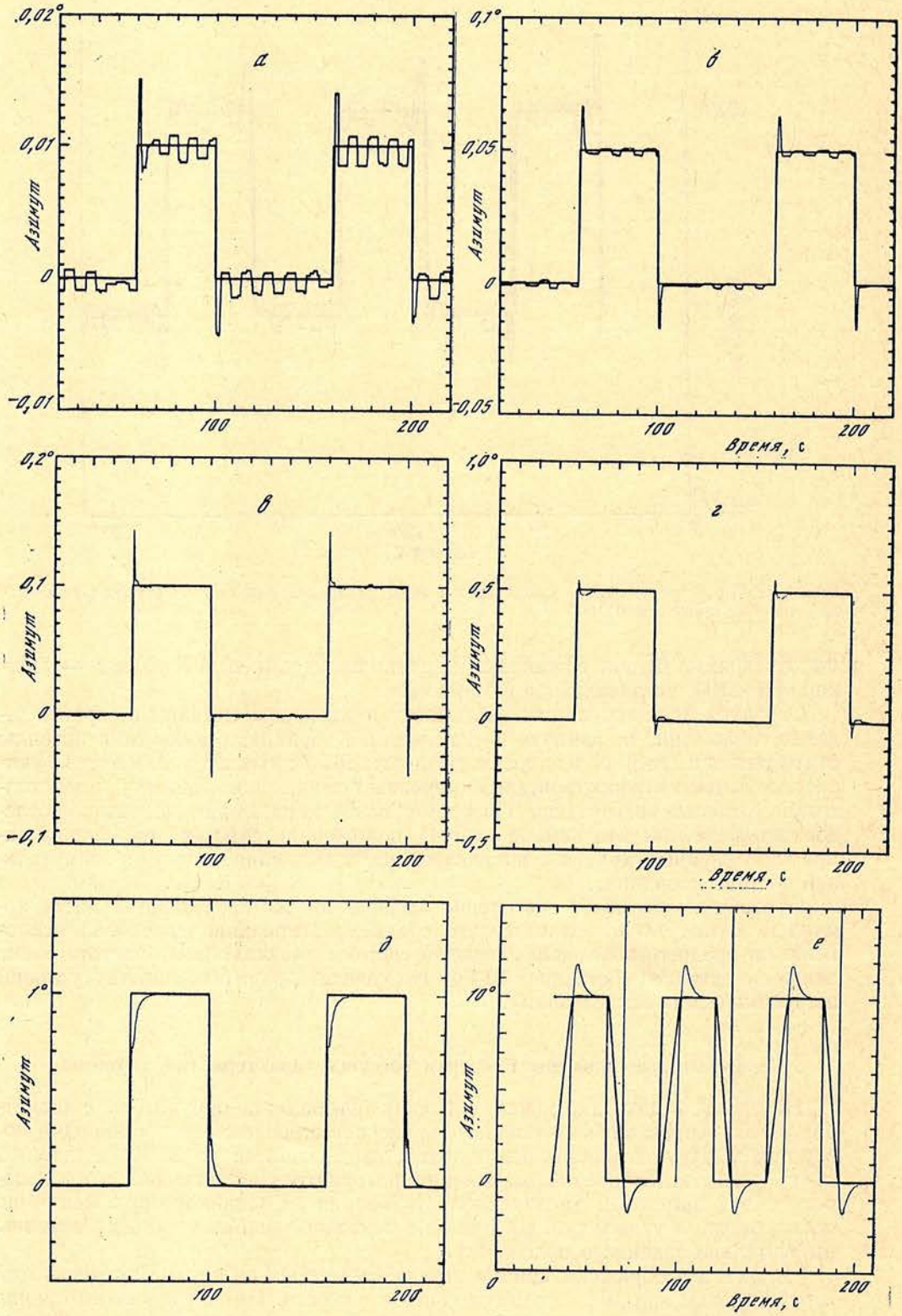


Рис. 4. Отклики радиотелескопа на сигнал переустановки на 0,01° (*а*); 0,050° (*б*); 0,100° (*в*); 0,5° (*г*); 1° (*д*) и 10° (*е*)

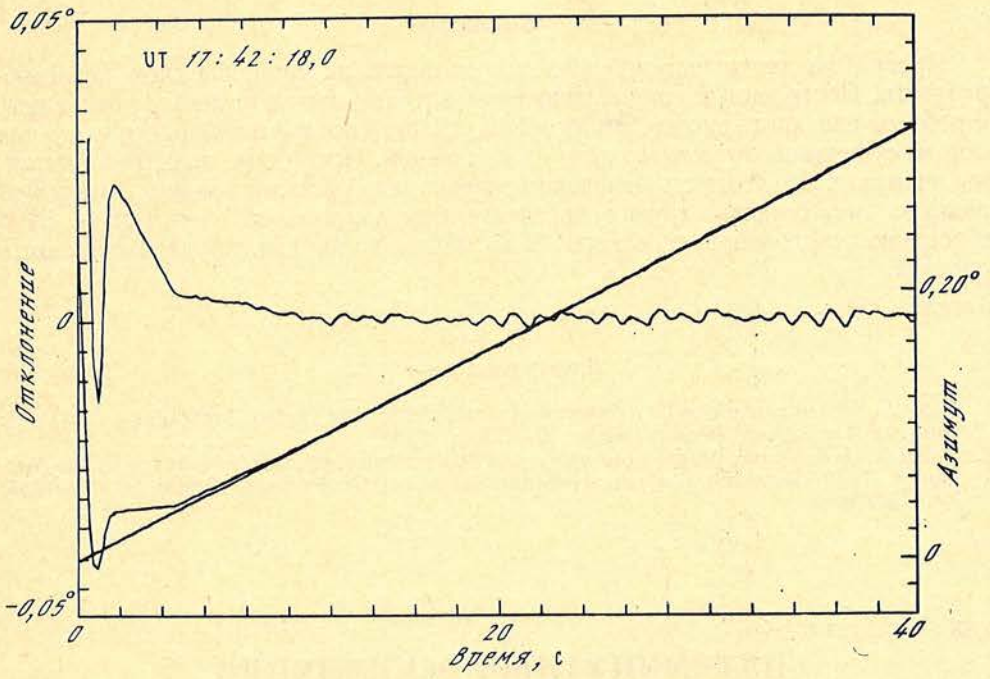


Рис. 5. Средний отклик на сигнал медленной переустановки (см. текст)

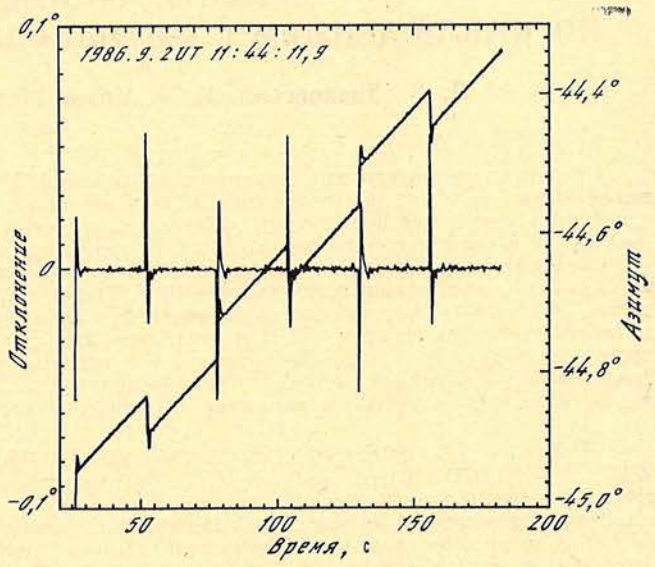


Рис. 6. Моделирование наблюдений восходящего источника (см. текст)

большой амплитудой антенна медленно приближается к заданному положению.

На рис. 5 построено усредненное по пяти испытаниям поведение антенны при медленной переустановке по азимуту на 0,320° в течение 40 с. Указаны заданное из компьютера положение (жирная линия), действительное положение антенны (нижняя тонкая) и ее отклонение от заданного (верхняя тонкая кривая).

Рис. 6 дает графическое изображение математической модели характерного перемещения телескопа при наблюдениях восходящего астрономического объекта. Здесь укааны, как на рис. 5, выданные координаты, действительное положение и отклонения действительного положения от заданного.

Выводы

Программа для испытаний антенны доказала на практике свою целесообразность. Построенные кривые движения антенны выявили детали, связанные с работой следящих систем. Эти особенности не были известны ранее, и до сих пор не существовало методов для их измерений. Программа испытаний антенны показала, что точность наведения телескопа в Метсахови может быть улучшена за счет создания нового проекта схемы компаратора сигналов от ЭВМ и реального положения телескопа. В настоящее время начата разработка этого проекта.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Urpo S.* The precision radio telescope of Helsinki University of Technology. Helsinki: Univ. of Technology, Radio Labor. 1975. Rep. S73.
2. *Holsti N.* A computer program for exercising the precision microwave antenna at the Metsähovi Radio Research Station. Helsinki: Univ. of Technology, Radio Labor. 1983. Rep. K178.

УДК 520.34, 523.9—1/—8

ПЯТИМИНУТНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ЯРКОСТИ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С ФОТОДИОДНОЙ МАТРИЦЕЙ

Л. В. Дидковский, В. А. Котов, Т. Н. Тарасова

Представлены результаты 6-дневных наблюдений 5^m-осцилляций яркости Солнца, выполненных в 1984 г. (в сумме около 58 ч). С помощью фотодиодной матрицы (16×16) измерялись временные флуктуации интенсивности центральной части солнечного диска ($\sim 0{,}2\ D_\odot$) в спектральной полосе 0,82±0,13 мкм и с временным разрешением 1^m.

Средний спектр мощности показывает наличие 5^m-осцилляций с дискретной структурой пиков и относительной амплитудой $\sim 10^{-4}$. Типичное расстояние между пиками мощности, 69,5±0,8 мкГц, существенно отличается от расщепления 67,7 мкГц, известного из доплеровских наблюдений [1—3]. Примечательно, что в наблюдениях 1984 г. средняя мощность в диапазоне периодов $\sim 5^m$ примерно в 3 раза меньше, чем в аналогичных измерениях 1983 г. [5]. Предполагается, что это обусловлено реальными изменениями 5^m-осцилляций яркости и возможным влиянием 11-летнего цикла активности.

FIVE-MINUTE OSCILLATIONS OF THE SOLAR BRIGHTNESS: OBSERVATIONS WITH A PHOTODIODE ARRAY, by *L. V. Didkovsky, V. A. Kotov, T. N. Tarasova.*— We present the results from 6-days observations of 5^m-oscillations of the solar brightness in 1984 totalling approximately 58 hours. With the aid of a photodiode array (16×16 pixels) temporal variations of solar intensity in the central portion of the Sun's disk ($\sim 0.2\ D_\odot$) were measured within spectral passband 0.82±0.13 mkm and with 1^m integration time.

Average power spectrum shows the presence of 5^m-oscillations with a discrete pattern of peaks and mean amplitudes $\sim 10^{-4}$ in relative units. A typical frequency splitting, 69.5±±0.8 mkHz, is close to but yet significantly different from a well-known splitting 67.7 mkHz inferred from Doppler observations [1—3]. We also note that in 1984 observational season the mean power in 5^m-range of periods is decreased by factor of 3 in comparison with analogous measurements made in 1983 [5]. It is supposed that these changes reflect probably real changes of solar oscillations seen in brightness which, in turn, may be caused by 11-year cycle of solar activity.

По измерениям лучевой скорости фотосферы в световом потоке от всего солнечного диска зарегистрированы акустические осцилляции Солнца низкой степени l с периодом около 5^m и амплитудами порядка 10 см/с [1, 2]. Анализ данных за много дней наблюдений обнаруживает дискретную структуру пиков в спектре мощности (СМ) таких осцилляций, отвечающую нормальным модам высокого порядка n со средним эквидистантным расстоянием между пиками (частотами) примерно 68 мкГц [1—3]. Эти моды чувствительны к температуре,

составу и движению вещества внутри Солнца. Поэтому наблюдения солнечных осцилляций позволяют уточнить глубину конвективной зоны, профиль скорости внутреннего вращения Солнца, а также содержание гелия и тяжелых элементов. Последние тесно связаны с решением таких проблем физики Солнца, как дефицит нейтрино и 160-минутные пульсации.

Согласно [4—7] 5-минутные (глобальные) осцилляции сопровождаются вариациями температуры и, следовательно, яркости фотосферы. В КАО АН СССР для регистрации осцилляций яркости разработан и успешно применен специальный инструмент на основе светоприемной фотодиодной матрицы [8]. С помощью этого инструмента в 1983 г. проводились наблюдения вариаций яркости фотосферы Солнца в спектральном диапазоне 0,82±0,13 мкм и при эффективном пространственном разрешении $\sim 0{,}18\,D_{\odot}$. В течение каждой минуты накапливались и регистрировались пять дифференциальных сигналов «центр — край», а также «прямой» сигнал яркости I_c центрального участка солнечного диска.

Вывод о 5^m-осцилляциях яркости получен в основном по результатам обработки только одного сигнала матрицы — яркости центральной зоны I_c. Дискретные пики в СМ для четырех дней 1983 г. с точностью ±11 мкГц совпали с частотами, установленными в [4] по данным болометрических измерений на спутнике SMM, и показали наличие эквидистантного расщепления частот $\Delta\nu = 68 \pm 4$ мкГц. Это говорит о возможности инструмента и метода наблюдений для изучения глобальных 5^m-осцилляций Солнца.

1. Наблюдения и спектр мощности

В 1984 г. измерения флуктуаций I_c были продолжены на несколько модернизированном инструменте [8]. Квадратная входная щель размером 0,5×0,5 мм, освещаемая параллельным пучком, заменена на отверстие диаметром 0,5 мм, и установлена дополнительная диафрагма для устранения рассеянного света. Наблюдения выполнены в августе — октябре в течение 30 дней. Эффективное разрешение (размер исследуемого центрального участка на Солнце) $\sim 0{,}2\,D_{\odot}$.

Предварительная обработка данных измерений состояла в отборе записей с наименьшими относительными флуктуациями $I_c/(I_c)_{ср} \leqslant 6 \cdot 10^{-2}$ (здесь $I_c)_{ср}$ — среднее значение яркости за день), с характерными временами $\leqslant$ 30 мин. На следующем этапе происходил еще более тщательный отбор записей. Анализировались высокочастотные (с периодами 3—10 мин) флуктуации ΔI_c относительно плавного тренда (см. ниже). Для окончательной обработки было оставлено только шесть записей (шесть дней), со средней длительностью ~9,6 ч, у которых $\Delta I_c/(I_c)_{ср} \leqslant 2 \cdot 10^{-2}$ (таблица; N — число 1^m-точек, $|\Delta I_c/(I_c)_{ср}|_{max}$ —

Дата, 1984 г.	Интервал наблюдений, UT	N	$\lvert \Delta I_c/(I_c)_{ср} \rvert_{max}$, 10^{-2}
04.09	04^h58^m—15^h18^m	620	1,1
05.09	05 04 —15 08	604	0,8
06.09	04 42 —15 11	629	1,6
07.09	04 49 —14 58	609	1,6
25.09	05 36 —14 25	529	0,7
02.10	05 34 —14 06	512	0,9

максимальные вариации яркости для каждого дня, после удаления трендов). Вблизи полудня запись прерывалась на 10—12 мин из-за переустановки целостата; пропуски заполнялись путем линейной интерполяции соседних значений I_c. Медленный тренд в течение дня аппроксимировался плавной кривой $I_{тр}$, полученной методом троекратного сглаживания по 16 точкам (минутам), затем вычитался из измерений. Для относительных остатков «измерения минус тренд» $\Delta = (I_c - I_{тр})/(I_c)_{ср}$ вычислялись СМ методом наложенных эпох, а также методом прямого фурье-преобразования; оба метода дали практически одинаковые результаты.

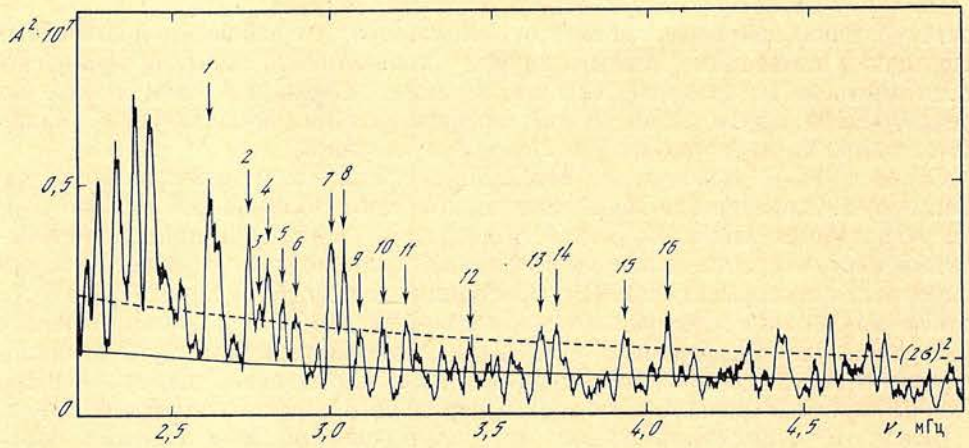


Рис. 1. Средний для шести дней наблюдений (1984 г., $\lambda=0{,}82$ мкм) спектр мощности временны́х флуктуаций яркости I_c (см. текст)

Стрелками и цифрами обозначены пики, превышающие уровень 2σ (штриховая линия). Сплошной линией показан средний уровень спектра. По вертикали — квадрат гармонической амплитуды

СМ были вычислены для каждого из шести дней в диапазоне частот 1,5—5,0 мГц (методом наложенных эпох), затем усреднены. Средний СМ (рис. 1) в отличие от [5] не имеет значительной концентрации мощности в диапазоне 5^m-осцилляций, ~2,6—4,1 мГц: только около половины пиков превышают уровень значимости 2σ. Средний уровень мощности в указанном диапазоне примерно в 3 раза меньше среднего уровня мощности в СМ за 1983 г. [5]. Это может быть вызвано случайной селекцией отобранных записей и атмосферными условиями, а также возможным реальным изменением спектра 5^m-осцилляций яркости фотосферы.

2. Среднее расщепление в СМ

Ряд дискретных частот (пиков) в СМ 5^m-осцилляций, как известно, характеризуется «эквидистантным» расстоянием $\Delta\nu$ между пиками. Последнее можно определить с помощью ряда пробных значений $\Delta\nu$, что аналогично повторному преобразованию Фурье для функции $A^2=f(\nu)$ первичного СМ (рис. 1). Наиболее значимый пик в «спектре спектра мощности» (ССМ) дает представление о наличии периодической структуры в распределении пиков первичного СМ. Такой ССМ был вычислен двумя методами. Сначала в интересующем нас диапазоне частот 2,6—4,1 мГц были взяты 16 частот, отвечающих центрам всех пиков мощности, превосходящих уровень 2σ (типичная ошибка определения частот ± 7 мкГц): 2,620; 2,745; 2,776; 2,807; 2,852; 2,892; 3,006; 3,046; 3,095; 3,168; 3,244; 3,446; 3,669; 3,716; 3,931; 4,067. Для этих 16 частот методом дискретного фурье-преобразования построен ССМ, показанный на рис. 2, *а*. Два максимальных пика соответствуют расщеплениям $69{,}2\pm0{,}8$ и $39{,}1\pm0{,}4$ мкГц. Во втором, более объективном методе ССМ вычислен путем прямого фурье-преобразования спектра, показанного на рис. 1, для диапазона частот 2,55—4,12 мГц с учетом реальных амплитуд пиков. Результат приведен на рис. 2, *б*, где три максимальных пика соответствуют расщеплениям $69{,}8\pm0{,}8$; 128 ± 2; 221 ± 5 мкГц. Сопоставляя обе части рис. 2, видим, что значение расщепления $\Delta\nu_0=69{,}5\pm0{,}8$ мкГц наиболее достоверно: оно соответствует максимальному пику со стороны низких частот на рис. 2, *а* и также максимальному со стороны высоких частот на рис. 2, *б* (различие в уровне шумов для высоких (низких) частот на обоих ССМ обусловлено различием методов их вычисления).

Значение $\Delta\nu_0=69{,}5$ мкГц очень близко к расщеплению 67,7 мкГц, известному из доплеровских измерений. Однако отличие на 1,8 мкГц превосходит ошибку определения $\Delta\nu_0$ и требует истолкования.

Следует отметить также наличие простого линейного отношения между тремя основными пиками на рис. 2, *б*: $221/3+128/2\approx2\,\Delta\nu_0$, которое также может свидетельствовать о реальности основного расщепления 69,5 мкГц.

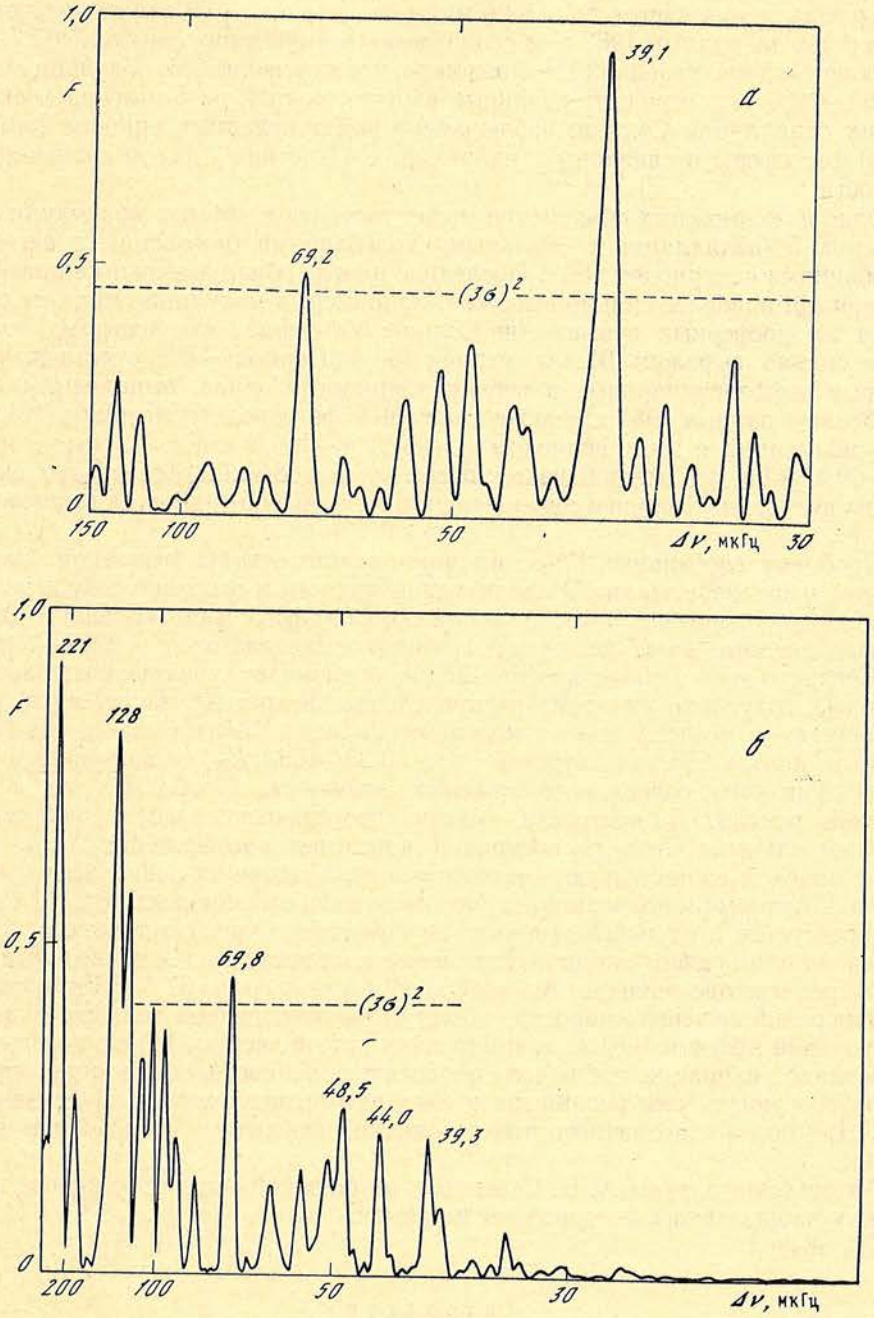


Рис. 2. «Спектр спектра» мощности (спектр расщепления частот)

а — для частот 16 основных пиков на рис. 1 без учета их амплитуды; *б* — вычисленный методом фурье-преобразования среднего СМ (рис. 1) в диапазоне частот 2,55—4,12 мГц. По горизонтали — значения расщепления $\Delta\nu$; по вертикали — квадрат гармонической амплитуды F в относительных единицах; штриховая линия — уровень значимости 3σ

Заключение

Троекратное уменьшение мощности 5^m-осцилляций яркости по нашим наблюдениям 1984 г. по сравнению с аналогичными данными 1983 г. [5] вряд ли может быть обусловлено влиянием земной атмосферы по следующим причинам. Измерения двух сезонов сделаны при наилучшей прозрачности атмосферы и имели сходные среднеквадратичные флуктуации $\Delta I_c/(I_c)_{ср}$ ($\sim 3{,}9\cdot10^{-3}$ и $3{,}0\cdot10^{-3}$ соответственно). Представляется существенным также отличие сред-

него расщепления частот $\Delta\nu_0=69{,}5$ мкГц от значения ~ 68 мкГц, полученного нами ранее по данным 1983 г. и совпадающего в пределах ошибок с 67,7 мкГц в доплеровских измерениях [3]. Возможно, что изменение СМ, полученных нами в 1983—1984 гг., отражает реальные изменения спектра 5-минутных акустических осцилляций Солнца, наблюдаемых во флуктуациях яркости (температуры) фотосферы и связанных, например, с 11-летним циклом солнечной активности.

Одно из возможных объяснений может состоять в эффекте модуляции акустических 5^m-осцилляций глобальными колебаниями (g-модами), в частности колебаниями с периодом 160^m. Последние иногда обнаруживают сильный 80^m-обертон (он наиболее сильно выражен, например, в модуляции частоты следования хромосферных вспышек на Солнце: 80^m-период для вспышек гораздо более сильно выражен [9], чем период 160^m). Период $\sim 80^m$ отчетливо виден также в дифференциальных измерениях яркости Солнца, выполненных нами (особенно в данных 1984 г.) также с помощью фотодиодной матрицы [10]. Частота модуляции с этим периодом $\nu=(80^m)^{-1}\sim 208{,}3$ мкГц, и, далее, имеем: $\nu/3=69{,}4$ мкГц, что очень близко к расщеплению 68 мкГц собственных акустических колебаний Солнца и совпадает со значением $69{,}5\pm 0{,}8$ мкГц в измерениях 1984 г.

Проблему глобальных 5^m-осцилляций нельзя считать решенной. Об этом говорят наши наблюдения 5^m-флуктуаций яркости и особенно результаты наблюдений акустических 5^m-осцилляций скорости фотосферы (степени $l=0, 1, 2, 3$), выполненные англо-испанской группой исследователей в 1977—1984 гг. [3]. Согласно этим данным спектр p-мод не показывает существенных вариаций от года к году; в то же время распределение дискретных частот в СМ плохо согласуется с теоретическими моделями Солнца. Наблюдения p-мод [3] говорят в пользу более глубокой (до 0,30—0,33 $R_\odot$) конвективной зоны и более низкого содержания тяжелых элементов ($Z\approx 0{,}004$), чем в стандартной модели. В частности, многие теоретические работы оказываются несостоятельными при рассмотрении частотных расщеплений $\Delta\nu_{1,3}$; $\Delta\nu_{0,2}$; $\Delta\nu_{1,0}$ (индексы соответствуют степени p-мод), а также их зависимостей от порядка n. Авторы [3] подчеркивают, что ни одна из современных моделей Солнца не согласуется с их наблюдениями; не помогает и учет внутреннего магнитного поля и/ или диффузионного перемешивания вещества. Отличие найденного здесь среднего расщепления $\Delta\nu_0\approx 69{,}5$ мкГц от величины 67,7 мкГц, известной из измерений лучевой скорости, может быть обусловлено тем, что в данных наблюдений яркости 1984 г. доминировали другие, чем в 1983 г., p-моды. Следовательно, вариации наблюдаемого спектра мощности осцилляций яркости фотосферы могут быть реальными и связанными, возможно, с 11-летним циклом. Для более однозначного ответа, однако, необходимы дальнейшие наблюдения.

Авторы благодарны А. Б. Северному за большой интерес к работе и поддержку наблюдений с фотодиодной матрицей.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Claverie A., Isaak G. R., McLeod C. P.* et al. // Nature. 1979. Vol. 282. P. 591—594.
2. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M. A.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 55—56.
3. *Pallé P. L., Perez J. C., Régulo C.* et al. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 170. P. 114—119.
4. *Woodard M., Hudson H.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 67—73.
5. *Дидковский Л. В., Котов В. А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 74. С. 132—142.
6. *Jimenez A., Pallé P. L., Roca Cortes T.* et al. // Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 172. P. 323—326.
7. *Nishikawa J., Hamana S., Mizugaki K., Hirayama T.* // Publ. Astron. Soc. Japan. 1986. Vol. 38. P. 277—283.
8. *Дидковский Л. В.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 72. С. 217—225.
9. *Котов В. А., Левицкий Л. С.* // Там же. 1987. Т. 77. С. 51—72.
10. *Дидковский Л. В., Котов В. А.* // Там же. 1987. Т. 76. С. 119—138.

УДК 522.2

АПЛАНАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ ЗЕРКАЛ СО СФЕРИЧЕСКИМ ГЛАВНЫМ ЗЕРКАЛОМ

Г. М. Попов

Рассмотрены системы из двух зеркал, имеющие сферическое главное зеркало. Даны формулы и таблицы для параметров систем. Показано, что возможны системы с относительным отверстием 1 : 1,1 при диаметре отверстия до 500 мм и полем зрения до 0,5—4° при малом эксцентриситете вторичного зеркала.

TWO-MIRROR APLANATIC SYSTEMS WITH SPHERICAL PRIMARY MIRROR, by *G. M. Popov.*— Two-mirror systems with spherical primary are discussed. Expressions and tables for parameters of these systems are given. It is shown possibility to get systems with the speed about $F/1,1$ and diameter of primary up to 500 mm. The field of these systems may be about 0,5—4° and small eccentricity of the secondary mirror.

Развитие астрофизических исследований с использованием далекой ультрафиолетовой (до $\lambda \sim 1000$ Å) области спектра требует применения чисто зеркальных систем, поскольку преломляющие материалы там практически непрозрачны. Кроме того, покрытия в области $\lambda < 1200$ Å обладают низкими отражающими свойствами, поэтому нецелесообразно применять системы, имеющие более чем два отражения. Наиболее простые в изготовлении системы из двух зеркал содержат по крайней мере одно сферическое зеркало, другое зеркало должно иметь также технологичную фигуру, например форму вогнутого эллипсоида вращения с небольшим эксцентриситетом. Как показала практика, доводка вогнутого эллипсоида не вызывает затруднений, равно как и его контроль. Подобные системы (апланатические системы (рис. 1) из двух зеркал) были открыты Максутовым [1] на базе теории аберраций третьего порядка, но детально не рассматривались, и возможности этих систем не изучены.

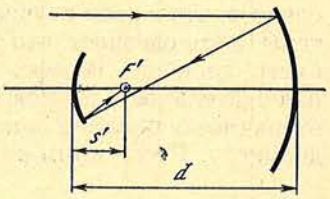


Рис. 1

Мы рассмотрим эти системы более подробно, не ограничиваясь результатами, которые дает теория аберраций третьего порядка, а рассмотрим их в области реальных полей зрения и апертур; будет показано, что возможны весьма светосильные системы большого диаметра, перспективные для космических приборов. Светосильные системы подобного типа могут быть применены и в качестве камер спектрографов. Будем рассматривать только системы, работающие в параллельном пучке лучей (т. е. предмет — в бесконечности).

1. Методика расчета

Расчет системы (рис. 1) состоит из двух этапов: 1) определения предварительных значений конструктивных элементов и 2) уточнения полученных значений с помощью оптимизирующей программы либо по точным формулам. В нашей монографии [2] получены выражения для радиусов кривизны r_1, r_2 при вершинах и эксцентриситетов e_1^2 и e_2^2 зеркал у произвольной стигматической системы из двух зеркал (см. рис. 1):

$$r_1 = \frac{2f'd}{f' \mp s'}, \quad r_2 = \frac{\pm 2s'd}{f' \mp s' \pm d}, \tag{1}$$

$$e_1^2 = 1 \pm \frac{2s'd^2(1-4c_1)}{(f' \mp s')^3}, \tag{2}$$

$$e_2^2 = 1 + \frac{4(s' \mp f')d}{(f' \mp s' \pm d)^2} + \frac{2(1-4c_1)f'd^2}{(f' \mp s' \pm d)^3}, \tag{3}$$

причем верхний знак относится к предфокальным системам, нижний — к зафокальным. Здесь f', s', d — соответственно эквивалентное фокусное расстоя-

ние системы, задний отрезок (расстояние от вершины последнего зеркала до изображения) и расстояние между вершинами зеркал; c_1 — коэффициент комы третьего порядка. Заметим, что длина $\delta g'$ пятна комы в наклонном пучке в плоскости Гаусса связана с c_1 приближенным выражением

$$\delta g' \simeq {}^3/_4\ A^2\ \omega c_1 f', \tag{4}$$

где A — относительное отверстие системы, ω — угол параллельного пучка лучей с оптической осью. Например, для классической системы из двух зеркал, имеющей параболическое главное зеркало, $c_1 = {}^1/_4$, для апланатической системы (кома исправлена) $c_1 = 0$. Для системы, имеющей сферическое главное зеркало, $e_1^2 = 0$, откуда

$$c_1 = \frac{1}{4} \pm \frac{(f' \mp s')^3}{8s'd^2}. \tag{5}$$

В апланатической системе $c_1 = 0$, поэтому из (5) находим

$$d^2 = (s' \mp f')^3/2s', \tag{6}$$

откуда

$$d = -\sqrt{(s' \mp f')^3/2s'}. \tag{7}$$

В (5)—(7) по-прежнему верхний знак относится к предфокальным системам, нижний — к зафокальным. В предфокальных системах d имеет действительное значение, если, как очевидно из (7),

$$s' - f' > 0. \tag{8}$$

Поскольку $s' > 0$ и $f' > 0$ в системах с действительным изображением, то из (8) следует, что в этом случае задний отрезок превышает фокусное расстояние системы, а это означает, что размеры вторичного зеркала превышают размеры (диаметр) главного. В зафокальных системах подкоренное выражение в (7) всегда положительное и возможны системы с любыми значениями s' и f', а также их вторичное зеркало может быть как меньше, так и больше главного зеркала по диаметру. Рассмотрим сначала зафокальные системы.

2. Зафокальные системы

Поскольку в апланатических системах исправлены (по крайней мере в первом приближении) сферическая аберрация и кома, существенную роль в ограничении разрешающей силы могут играть только кривизна поля и астигматизм. Согласно Шварцшильду [3] фокусы бесконечно тонких астигматических пучков расположены на сферических поверхностях с радиусами кривизны R_m и R_s, где R_m — радиус кривизны сферы, на которой находятся фокусы меридиональных астигматических пучков, R_s — соответствующий радиус кривизны сферы, на которой находятся фокусы сагиттальных бесконечно тонких пучков. Для апланатической предфокальной и зафокальной систем согласно Шварцшильду [3] R_m и R_s определяются простыми формулами ($f' = 1$)

$$R_m = -1/2\,(D' + 2C'), \tag{9}$$

$$R_s = -1/2D', \tag{10}$$

где

$$D' = \mp\left(\frac{2}{r_1^2} - \frac{1}{4}\right)\frac{d}{s'}, \quad C' = \frac{2 \pm d}{4s'}.$$

Радиус сферы $R_н$, на которой образуется минимальное пятно рассеяния, определяется выражением

$$R_н = -1/2\,(D' + C'). \tag{11}$$

При этом расстояния фокусов бесконечно тонких пучков от плоскости Гаусса определяются известными выражениями

$$x_m \simeq y^2/2\ R_m, \tag{12}$$

$$x_s \simeq y^2/2R_s, \tag{13}$$

где y — расстояние изображения от оптической оси в плоскости Гаусса. Астигматическая разность $\Delta x_{m,\,s}$ определяется формулой

$$\Delta x_{m,\,s}=\frac{y^2}{2}\left(\frac{1}{R_m}-\frac{1}{R_s}\right). \tag{14}$$

Астигматизм исправлен, если $\Delta x_{m,\,s}=0$ или $R_m=R_s$; однако из (9) и (10) ясно, что это условие приводит к требованию $C'=0$, или

$$d=2,$$

что невозможно, поскольку в системах из двух зеркал всегда $d<0$. Применив выражения (1), (3), (7), (9)—(14), мы составили таблицу, характеризующую свойства зафокальных апланатических систем в области аберраций третьего порядка (табл. 1) при $f'=1$. В табл. 1 приведены: s', r_1, r_2, d, e_2^2, α (отношение диаметра главного, т. е. первого по ходу луча, зеркала к диаметру вторичного зеркала) и $\Delta x_{m,\,s}$. Величины r_1, r_2, d, s', $\Delta x_{m,\,s}$ даны в единицах фокусного расстояния f'.

Таблица 1

№	r_1	r_2	d	s'	e_2^2	α	$\Delta x_{m,\,s}$
1	—4,69042	0,14021	—2,57973	0,1	0,42884	—10,0	—0,00173
2	—3,4641	0,25359	—2,07846	0,2	0,31699	—5,0	—0,00077
3	—2,94392	0,35728	—1,91355	0,3	0,25713	—3,33	—0,00049
4	—2,64575	0,45560	—1,85203	0,4	0,21878	—2,5	—0,00036
5	—2,44949	0,55051	—1,83712	0,5	0,19184	—2,0	—0,00029
6	—2,30940	0,64308	—1,84752	0,6	0,17176	—1,667	—0,00024
7	—2,20389	0,73395	—1,87331	0,7	0,15618	—1,428	—0,00021
8	—2,12132	0,82355	—1,90919	0,8	0,14372	—1,25	—0,00018
9	—2,0548	0,91216	—1,9521	0,9	0,13352	—1,11	—0,00017
10	—2,0	1,0	—2,0	1,0	0,125	—1,0	—0,00015
11	—1,95402	1,08721	—2,0517	1,1	0,11778	—0,909	—0,00014
12	—1,91485	1,1739	—2,1063	1,2	0,11159	—0,833	—0,00013
13	—1,88108	1,26017	—2,16324	1,3	0,10621	—0,770	—0,00012
14	—1,85164	1,34607	—2,22197	1,4	0,10149	—0,714	—0,00011
15	—1,82574	1,43168	—2,28218	1,5	0,09732	—0,667	—0,00011
16	—1,80278	1,51702	—2,34361	1,6	0,09361	—0,625	—0,00010
17	—1,78227	1,60214	—2,40606	1,7	0,09029	—0,588	—0,00010
18	—1,76383	1,68706	—2,46937	1,8	0,08729	—0,556	—0,00009
19	—1,74718	1,77181	—2,53341	1,9	0,08458	—0,526	—0,00009
20	—1,73205	1,85641	—2,59808	2,0	0,08211	—0,5	—0,00009
21	—1,71825	1,94087	—2,6633	2,1	0,07985	—0,476	—0,00008
22	—1,70561	2,02522	—2,7289	2,2	0,07778	—0,454	—0,00008
23	—1,69398	2,10946	—2,79507	2,3	0,07587	—0,435	—0,00008
24	—1,68325	2,19361	—2,86153	2,4	0,0741	—0,417	—0,00008
25	—1,67332	2,27767	—2,92831	2,5	0,07247	—0,4	—0,00007

В табл. 1 s' меняется от 0,1 до 2,5 с шагом 0,1. Из табл. 1 следует, что радиус r_1 кривизны главного зеркала монотонно уменьшается по абсолютной величине с ростом s', радиус кривизны вторичного зеркала монотонно возрастает; расстояние между вершинами зеркал минимально при $s'\simeq 0{,}5$. Очевидно также, что фокус расположен внутри системы, поскольку $|d|>s'$. Вторичное зеркало всюду имеет форму вогнутого эллипсоида, эксцентриситет которого монотонно уменьшается при увеличении s', достигая весьма малых значений ($e_2^2\leqslant 0{,}1$), что облегчает изготовление и контроль вторичного зеркала. Коэффициент α в первом приближении определяет отношение диаметра главного зеркала к диаметру вторичного для осевого пучка лучей; отметим, что α меняется от —10 до —1 при увеличении s' от 0,1 до 1, причем в окрестности $s'\approx 1$ получают-

ся неинтересные системы, у которых диаметры главного и вторичного зеркал одинаковы, а фокус системы совпадает с фокусом главного зеркала. В табл. 1 даны также значения астигматической разности $\Delta x_{m,\,s}$ при $\omega=0{,}0087$ рад. Заметим, что при $s'=1$ меняется вид системы: при $s'<1$ вторичное зеркало меньше главного по диаметру, а при $s'>1$ оно превосходит его (рис. 2). В зафокальных системах, как указывает Максутов [4], можно поместить вблизи фокуса главного зеркала плоское зеркало и тем самым избежать экранирования пучка, входящего в систему, вторичным вогнутым зеркалом. Заметим, что кривизна $1/R_н$ поля в системах уменьшается с увеличением s' и достигает нулевого значения при $s'\simeq 2{,}15$, т. е. поле становится плоским при сравнительно небольшом астигматизме. Астигматическая разность $\Delta x_{m,\,s}$, как видно из табл. 1, сначала довольно быстро уменьшается с увеличением s', затем остается практически постоянной (при $s'\geqslant 1{,}2$) и довольно небольшой. Таким образом, малая кривизна поля (или даже плоское поле), небольшой астигматизм и благоприятная для изготовления форма зеркал (сферическое главное и эллипсоидальное вторичное с весьма малым эксцентриситетом) являются положительными отличительными свойствами системы, изображенной на рис. 2, и ей подобных. Разумеется, эти выводы базируются на приближенных формулах и необходим расчет хода лучей через систему с уточненными параметрами для оценки влияния абберраций высших порядков на изображение. С этой целью мы оптимизировали на ЭВМ некоторые системы из табл. 1 и построили для них точечные диаграммы; при этом форма главного зеркала осталась сферической. Конструктивные элементы оптимизированных систем даны в табл. 2. Все системы имеют

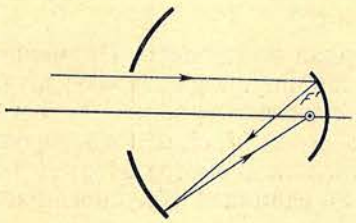


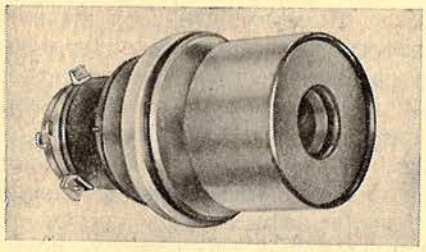
Рис. 2

Таблица 2

№	r_1, мм	r_2, мм	d, мм	s', мм	e_2^2	α	R, мм	δ', мм	δ'_ω, мм
1	—1471,95	176,05	—948,9	150	0,259647	—3,33	—76	0,015	0,13
2	—1027,4	452,77	—869,2	450	0,134043	—1,11	—325	0,023	0,06
3	—940,5	625,0	—1072,2	650	0,10797	—0,769	—650	0,025	0,05
4	—852,8	1005,5	—1352,8	1100	0,07955	—0,454	∞	0,021	0,05
5	—832,05	1174,12	—1486,2	1300	0,072637	—0,384	∞	0,020	0,05

$f'=500$ мм; $A=1:1{,}11$

$f'=500$ мм при диаметре главного зеркала 450 мм, т. е. весьма светосильны ($A=1:1{,}1$). В табл. 2 δ' — размер пятна наименьшего рассеяния на оси, δ'_ω — аналогичный размер для угла поля $2\,\omega=1°$, R — радиус кривизны поля. Заметим, что полевые аберрации высших порядков велики, поэтому кривизна поля $1/R$ не совпадает со значениями, вычисленными по приближенным формулам Шварцшильда. Для всех систем размер пятна наименьшего рассеяния на оси весьма мал (не более 0,025 мм), что указывает на малость сферической аберрации высших порядков. Вне оси аберрации быстро растут, особенно в системах Максутова (см. рис. 1); в новых системах (см. рис. 2) они значительно меньше. Кривизна поля в новых системах весьма мала, либо равна нулю (см. табл. 2). Заметим, что в системах с меньшими светосилой и фокусным расстоянием можно получить бóльшее полезное поле зрения. Опытный экземпляр системы, подобной представленной на рис. 2, был успешно изготовлен в мастерских Крымской астрофизической обсерватории (рис. 3). Система предназначена для светосильного спектрографа и имеет плоское поле зрения. Ее конструктив-



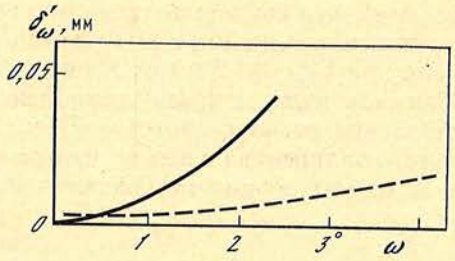


Рис. 3

ные элементы таковы (в мм):

$r_1 = -166{,}4$; $r_2 = 236{,}7$; $D = 55$; $d = -300$;
$e_1^2 = 0$; $e_2^2 = 0{,}0709$; $f' = 100$; $s' = 260$;
$A = 1 : 1{,}8$.

Угол поля 2 $\omega = 4°$. Зависимость размеров δ'_ω пятна рассеяния от ω дана на рис. 3 (сплошная кривая).

3. Предфокальные системы

Параметры предфокальных систем со сферическим главным зеркалом (рис. 4) получаются из приведенных выше формул при $s' > 1$. В отличие от зафокальных систем они имеют выпуклое главное зеркало и вогнутое вторичное. Их свойства иллюстрируются табл. 3 ($f' = 1$). В табл. 3 величины r_1, r_2, d, s', $R_н$, $\Delta x_{m,s}$ даны в единицах фокусного расстояния f' системы.

Таблица 3

№	r_1	r_2	d	s'	e_2^2	α	$R_н$	$\Delta x_{m,s}$
1	0,907485	1,06121	—0,31762	1,7	—0,05027	0,588	—0,764	—0,000037
2	0,973329	1,24394	—0,43800	1,9	—0,040952	0,526	—0,788	—0,000031
3	1,02353	1,42179	—0,56294	2,1	—0,33524	0,476	—0,812	—0,000026
4	1,06322	1,59662	—0,69109	2,3	—0,027489	0,435	—0,835	—0,000022
5	1,09545	1,76945	—0,82158	2,5	—0,022497	0,400	—0,857	—0,000018
6	1,12217	1,94086	—0,95384	2,7	—0,018303	0,370	—0,878	—0,000015
7	1,14470	2,11126	—1,0875	2,9	—0,014733	0,345	—0,897	—0,000012
8	1,16398	2,28088	—1,2222	3,1	—0,011657	0,323	—0,915	—0,000009
9	1,18065	2,44991	—1,3578	3,3	—0,008981	0,303	—0,932	—0,000007
10	1,19523	2,61847	—1,4940	3,5	—0,006631	0,286	—0,949	—0,000005
11	1,20808	2,78665	—1,6309	3,7	—0,004551	0,270	—0,964	—0,000004
12	1,21950	2,95453	—1,7683	3,9	—0,002698	0,256	—0,978	—0,000002
13	1,22971	3,12215	—1,9061	4,1	—0,001036	0,244	—0,991	—0,000001
14	1,23890	3,28956	—2,0442	4,3	0,000463	0,233	—1,0	0,0
15	1,24722	3,45680	—2,1826	4,5	0,001821	0,222	—1,016	0,000002
16	1,25478	3,62388	—2,3213	4,7	0,003058	0,213	—1,027	0,,00003
17	1,26168	3,79083	—2,4603	4,9	0,004189	0,204	—1,038	0,000004
18	1,26801	3,95766	—2,5994	5,1	0,005226	0,196	—1,043	0,000004

Из табл. 3 следует, что с увеличением s' возрастает расстояние между зеркалами, увеличиваются значения радиусов r_1, r_2 кривизны зеркал, монотонно увеличиваются значения e_2^2 и $\Delta x_{m,s}$, проходя через нуль при $s' \simeq 4{,}2$ (это известная система Боуэна из двух концентрических сферических зеркал). Отношение α, диаметра главного зеркала к диаметру вторичного, уменьшается

с ростом s', что свидетельствует об увеличении диаметра вторичного зеркала при неизменном диаметре D главного зеркала. Заметим, что хотя вторичное зеркало при $1<s'<4{,}2$ имеет форму сплюснутого сфероида, но эксцентриситет его близок к нулю, а потому отклонения от сферы незначительны и трудности изготовления легкопреодолимы. При $s'>4{,}2$ вторичное зеркало имеет форму вогнутого эллипсоида с весьма малым эксцентриситетом; изготовление и контроль подобных зеркал не являются проблемой. Астигматизм предфокальных систем мал и в общем значительно меньше, нежели зафокальных систем, рассмотренных выше, а их полезное поле соответственно больше.

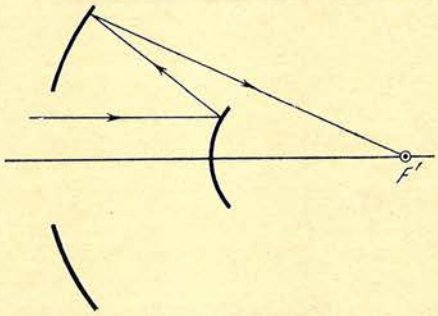


Рис. 4

Наибольший интерес для практики имеют системы, параметры которых расположены в табл. 2 выше системы Боуэна (например, 4—13), имеющие вогнутое зеркало меньшего диаметра, нежели система Боуэна. Напомним, что вес зеркала пропорционален кубу его диаметра (при сохранении подобия). Поэтому и вес всей оптики будет значительно меньше. Системы могут найти применение в светосильных спектрографах.

Приведем пример подобной системы, оптимизированной на ЭВМ с помощью специальной программы (размеры даны в мм):

$$r_1=100{,}0;\quad r_2=225{,}14;\quad D=60;\quad f'=84;$$

$d=-130{,}22$; $e_1^2=0$; $e_2^2=-0{,}00625$; $s'=300$; $R\cong-84$. Угол поля $2\omega=8°$. Зависимость размера δ'_ω пятна наименьшего рассеяния от ω дана на рис. 3 штриховой кривой. Вес большого (вторичного) зеркала в этой системе в 2 с лишним раза меньше, нежели в эквивалентной системе Боуэна.

Автор признателен М. Б. Поповой и В. К. Прокофьеву за просмотр рукописи и ценные указания.

Апрель 1987 г.

Литература

1. *Максутов Д. Д.* // Тр. ГОИ. 1932. Т. 8. Вып. 86.
2. *Попов Г. М.* Асферические поверхности в астрономической оптике. М.: Наука, 1980.
3. *Schwarzschild K.* // Untersuch. zur Geometr. Optik. Göttingen, 1905. Bd. 5. N 5.
4. *Максутов Д. Д.* Астрономическая оптика. М.: Гостехтеориздат, 1946.