

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ  
ордена Трудового Красного Знамени  
КРЫМСКОЙ  
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

Том 81

Ответственный редактор  
доктор физико-математических наук  
Н.В. СТЕШЕНКО



МОСКВА "НАУКА"  
1990

В 81-м томе "Известий Крымской астрофизической обсерватории" публикуются оригинальные статьи, содержащие результаты исследований солнечной активности и радиоизлучения локальных источников на Солнце; сравнительных характеристик новых астероидов, открытых в обсерватории за последние два десятилетия; пекулярного объекта Кувано-Хонда (PU Vul); переменности магнитного поля звезды-сверхгиганта Гамма Лебеда; спектров ядра пекулярной галактики NGC 1275; спектров внегалактических радиоисточников на миллиметровых волнах; периодичности в гамма-излучении источника Лебедь X-3; приведены описания новых оптических систем, электропривода гамма-телескопа.

The 81 volume of the "Izvestiya Krymskoy Astrofizicheskoy Observatorii" presents the original articles containing the results of investigations of the solar activity and radioemission from the local sources on the Sun, comparative characteristics of new asteroids discovered at the Observatory in the recent two decades, peculiar object Kuvano-Honda (PU Vul), the variability of the magnetic field of the star supergiant  $\gamma$ Cyg, the spectra of a peculiar galaxy NGC 1275 nucleus, the spectra of extragalactic radio sources at mm-wavelengths, the periodicity in gamma-emission from X-3 Cyg, the descriptions of new optical systems and an electric driver for a gamma-telescope are also given.

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат. наук *Н.В. Стешенко* (ответственный редактор),  
академик *А.А. Боярчук* (заместитель ответственного редактора),  
*В.М. Можжерин* (ответственный секретарь), канд. физ.-мат. наук *П.П. Доброуравин*,  
канд. физ.-мат. наук *И.Г. Моисеев*, доктор физ.-мат. наук *В.К. Прокофьев*

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук *В.П. Гринин*  
канд. физ.-мат. наук *Б.М. Владимирский*  
Рисунок на обложке *Е.П. Павленко*

И 1605040000-175  
042 (02) -90 Без объявления

© Издательство "Наука", 1990

ISBN 5-02-000176-7

## ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

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

Проведено изучение связи собственных движений пятен с вихревой структурой поперечного магнитного поля и электрическими токами в двух активных областях. При анализе использовано представление вертикальной составляющей электрического тока в виде суммы слагаемых, одно из которых обусловлено поворотом вектора потенциального поперечного поля, а другое — изменением его длины [1].

Знание слагаемых тока и вихревой структуры поперечного магнитного поля [6] дало возможность получить полную картину движений плазмы. В активной области преобладают ее движения под углом к магнитному полю. Существенно реже происходят движения вдоль силовых линий поперечного поля.

Обнаружены два глобальных плазменных вихря. Один из них закручен по часовой стрелке и охватывает лидирующую часть активной области. Другой закручен против часовой стрелки и занимает всю ее хвостовую часть. Вращение плазмы в вихрях охватывает довольно протяженный по глубине слой солнечной атмосферы (от фотосферы до основания залегания пятен) и приводит к закручиванию магнитного поля, т.е. к появлению глобального электрического тока.

*PLASMA MOTIONS AND ELECTRIC CURRENTS IN AN ACTIVE REGION, by V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk and M.B. Ogir'. The proper motions of sunspots versus the vortical structure of transverse field vector and the electric currents of two active regions are studied.*

The vertical component of the electric current being displayed as a sum of items [1] was used for the analysis. The first item is connected with the turnoff of the potential field vector and the second one — with the change of its length.

The current items and the vortical structure of the transverse field vector being established [6] permitted us to obtain the information about plasma motions. Plasma motions directed at some angle to the magnetic field dominate over the whole area of the active region. Plasma motions directed along the magnetic field lines occur more rarely.

The existence of two global plasma vortices has been discovered. One of them is twisted clockwise and covered the whole leading part of the active region. The other is twisted in the opposite direction occupying the following part of the active region. The plasma rotation overlaps the extended layers stretching from the photosphere to the footpoints of sunspots, leading to the magnetic field twisting, i.e. the appearance of the global electric current.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В [1] было получено представление вертикальной составляющей электрического тока в виде слагаемых. Одно из них связано с поворотом вектора потенциального поперечного магнитного поля, другое — с изменением его длины. На основании такого разложения было сделано заключение, что исследование токов позволяет изучать динамические процессы, обусловленные движениями плазмы. Здесь мы проводили изучение связи собственных движений пятен с вихревой структурой поперечного магнитного поля и электрическими токами в двух активных областях (АО):

08–14.06.1969 г. и 21–26.10.1968 г. Подробное описание наблюдательного материала и метода его обработки изложено в [2–4], представление токов в виде слабеющих – в [1], результаты измерения собственных движений пятен приведены в [3, 5].

В [6] по направлению поворота вектора наблюдаемого поперечного поля  $H_{\perp}$  относительно вектора потенциального поля  $H_{\perp}^0$  была выявлена глобальная вихревая структура поперечного магнитного поля в этих АО. В лидирующей части обеих АО она была закручена преимущественно по часовой стрелке, а в хвостовой – против. Вихревая структура связана с глобальным электрическим током, направленным вверх в лидирующей части АО и вниз – в хвостовой.

## 2. ГЛОБАЛЬНЫЕ ВИХРЕВЫЕ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ

На карты вихревых структур для каждого дня наблюдений нами были нанесены траектории движения пятен. В те дни, когда было несколько записей поля, выбиралась та, которая по времени наиболее близка к моменту исследования движений пятен. На рис. 1 представлен пример таких сопоставлений. Из рисунка следует, что и в лидирующей, и в хвостовой части АО траектории пятен в основном совпадают с направлением поворота вектора  $H_{\perp}$  относительно  $H_{\perp}^0$ , т.е. движение пятен происходит в основном поперек силовых линий поперечного поля. Результаты анализа по всем дням наблюдений показали, что такой характер движений имел место в 88% случаев (учитывались только те пятна, для которых были измерения скорости). В 12% случаев движение пятен шло поперек направлений поворота вектора  $H_{\perp}$  относительно  $H_{\perp}^0$ , т.е. вдоль силовых линий поля.

Основные пятна лидирующей и хвостовой части АО не всегда располагались в центре глобальной вихревой структуры. Движение этих пятен происходило таким образом, что со временем они оказывались в центре вихря, после чего их поступательное движение прекращалось. Кроме того, линейное перемещение пятна прекращалось и в том случае, когда пятно подходило к границе, где направление поворота вектора  $H_{\perp}$  сменялось на противоположное. Более того, когда пятно попадало в область резкого изменения поворота  $H_{\perp}$ , то в полном соответствии с этим изменялось и направление движения пятна. В табл. 1 приведены средние значения скорости движения пятен: во второй колонке – вблизи центра вихревых структур, в третьей – на значительном расстоянии  $((2 \div 4) \times 10^4$  км) от центра. Из таблицы видно, что вблизи центра вихря скорости пятен малы, а на его периферии они значительно больше. Следует отметить, что вращательные движения пятен вокруг своей оси нами не рассматривались.

Очевидно, движение пятен определяется потоками плазмы в подфотосферных слоях. Вихревой характер движений пятен был обнаружен давно [7, 8]. Установленное же нами совпадение траекторий пятен с направлением поворота вектора  $H_{\perp}$  со всей ясностью говорит о том, что движение пятен и поворот вектора  $H_{\perp}$  имеют общую природу и обусловлены движением плазмы не только на уровне фотосферы, но и в подфотосферных слоях. Поскольку в лидирующей части АО  $H_{\perp}$  был повер-

Таблица 1  
Скорости собственных движений пятен

| Дата              | Средние скорости пятен вблизи центра вихря, км/с | Средние скорости пятен на периферии вихря, км/с | Средние скорости пятен с движением вдоль силовых линий, км/с |
|-------------------|--|---|--|
| 8–12.06.1969 г.   | 0,04   | 0,18  | 0,21   |
| 21–24. 10.1968 г. | 0,06   | –   | 0,12   |

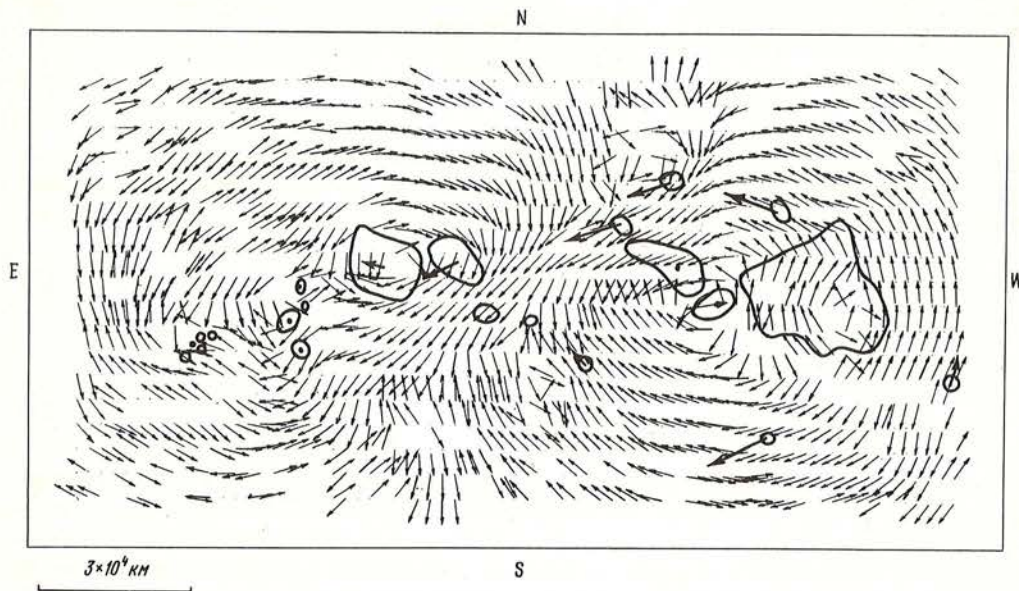


Рис. 1. Карта направлений поворота (тонкие стрелочки) вектора наблюдаемого поперечного поля  $H_{\perp}$  относительно вектора потенциально поля  $H_{\perp}^0$  11.06.1969 г. с нанесенными на нее положениями пятен (жирные линии)

Жирными стрелочками показаны направления движения пятен, для которых измерялись скорости (длина стрелочек пропорциональна величине скорости). Точками отмечены пятна, которые не показали движений

нут преимущественно по часовой стрелке, а в хвостовой — против, и пятна двигались вдоль этих вихревых структур, то мы приходим к выводу, что в каждой из АО было два плазменных вихря: один охватывал лидирующую часть АО, а второй — хвостовую. Вихревые движения плазмы занимали довольно протяженную по глубине область от уровня залегания пятен до фотосферы. Однако, как видно из рис. 1, имеются участки, где направление поворота вектора  $H_{\perp}$  не совпадает с основным направлением вихря. Видимо, это следствие того, что на глобальную вихревую структуру накладываются локальные возмущения.

В подтверждение вихревого характера движений плазмы говорит и тот факт, что пятна, находившиеся вблизи центра вихря, но не совпадавшие с ним, двигались по направлению к центру. Это возможно, так как магнитные трубки в подфотосферных слоях — более легкие образования. Они под действием центробежной силы должны смещаться к центру вихря. Уменьшение давления внутри вихря способствует подъему плазмы и вместе с ней — магнитных структур.

Исходя из наших данных, вихревые структуры уже существовали, когда АО достигла развитого состояния. Они сохранялись и становились более четко выраженными на стадии распада АО. Поэтому не исключено, что вихревые движения плазмы существуют с самого начала зарождения АО и, возможно, они определяют ее местоположение и способствуют выходу поля на поверхность.

Вихревое движение плазмы, зародившееся в глубоких слоях конвективной зоны, через посредство и вдоль магнитного поля переносится в фотосферу. В случае цилиндрической симметрии в линейном приближении возмущение (азимутальную составляющую  $h_{\varphi}$ ) магнитного поля, с одной стороны, можно выразить через скорость вращения плазмы  $V_{\varphi}$  в виде [9]

$$h_{\varphi} = \sqrt{4\pi\rho} V_{\varphi}, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность плазмы. Можно принять, что скорость вихревого движения плазмы

линейно увеличивается с удалением от центра вихря:

$$V_{\varphi} = \frac{r}{R} V_0, \quad (2)$$

где  $V_0$  — линейная скорость плазмы на периферии вихря радиусом  $R$ .

С другой стороны,  $h_{\varphi}$  связано с глобальным вертикальным током, плотность которого составляет в среднем  $j_z \approx 2 \times 10^2$  А/км<sup>2</sup> [6]:

$$h_{\varphi} = \frac{2I_z}{cR} = \frac{2\pi R}{c} j_z. \quad (3)$$

Сопоставляя (1) и (3), окончательно находим

$$V_{\varphi} = \frac{2\pi R}{c\sqrt{4\pi\rho}} j_z. \quad (4)$$

Для  $R \approx 3,5 \times 10^4$  км (характерное расстояние для пятен, находящихся на периферии вихря) и  $\rho \approx 2 \times 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup> (в фотосфере) находим, что  $V_{\varphi} \approx 0,28$  км/с. Реальная средняя скорость пятен на этом расстоянии меньше рассчитанной (см. 3-й столбец табл. 1). Возможно, это различие является следствием того факта, что движение пятен определяется движениями плазмы в глубоких слоях, в то время как расчеты относятся к фотосфере, где скорости больше вследствие уменьшения плотности среды. Кроме того, некоторую роль в расхождении оценок скорости могут играть наблюдаемые локальные возмущения глобальной вихревой структуры.

### 3. ДВИЖЕНИЯ ПЯТЕН И ЛОКАЛЬНЫЕ ТОКИ

Разный характер движения пятен относительно структуры поперечного поля (вдоль и поперек него) означает, что это движение должно по-разному проявиться в структуре локальных токов. Такое проявление мы исследовали на основании разложения результирующего локального тока в каждой точке АО на слагаемые, одно из которых обусловлено поворотом вектора поперечного потенциального поля, а другое — изменением его длины [1]. Для каждого дня наблюдений были построены карты обоих слагаемых результирующего тока в отдельности. Сравнение их с картами результирующего тока позволило выделить области, в которых структура того или другого слагаемого хорошо отражает структуру результирующего тока. На основании такого сравнения были построены карты (структурные карты), на которых были выделены области, где результирующий ток хорошо определялся тем или другим слагаемым. На эти карты были нанесены пятна и направления их движения. На рис. 2 приведена структурная карта 11.06.1969 г. Анализ таких карт по всем дням наблюдений показал, что, как правило, доминируют по площади те области, где структура результирующего тока определяется слагаемыми поворота вектора потенциального поперечного поля  $H_1^0$ .

По данным обеих АО было установлено, что в 68% случаев (по-прежнему учитывались только те пятна, для которых были измерения скорости) пятна располагались в местах, где и структура, и величина результирующего тока определялась слагаемым, обусловленным поворотом вектора  $H_1^0$ . Движение их было направлено поперек силовых линий поперечного поля.

В 9% случаев пятна приходились на те места, где результирующий ток и по структуре, и по величине определялся слагаемым тока, связанным с изменением длины вектора  $H_1^0$ . Эти пятна двигались вдоль силовых линий поперечного поля. Их средние скорости приведены в 4-м столбце табл. 1. Мы видим, что они велики и близки к скоростям пятен на периферии вихревых структур.

В 10% случаев пятна попадали в те области, где и структура, и величина результи-

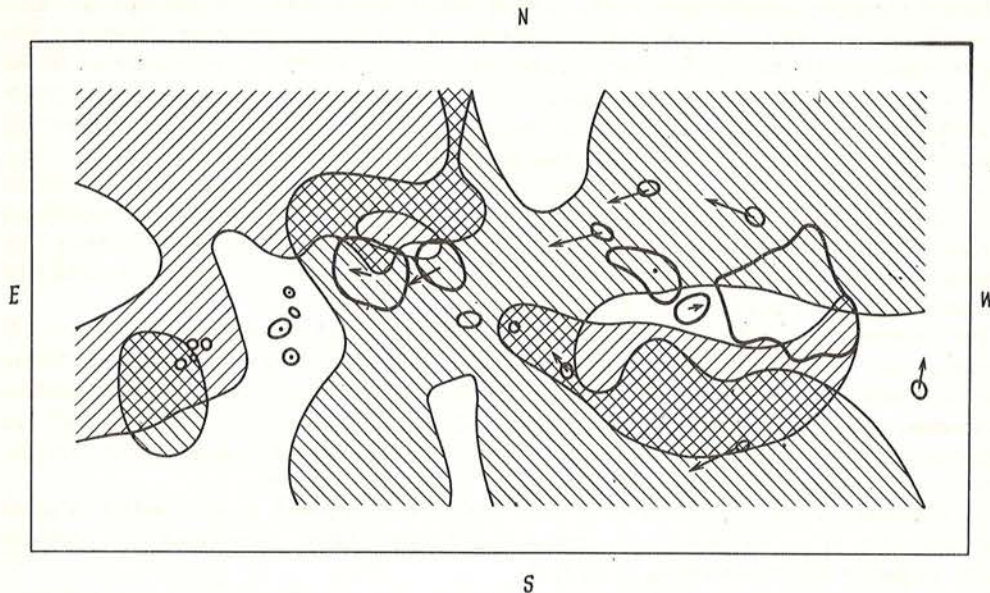


Рис. 2. Структурная карта токов 11.06.1969 г. с нанесенными на нее положениями пятен. Стрелочками показаны направления движения пятен (длина стрелочек пропорциональна величине скорости). Точками отмечены пятна, которые не показали движений. Штриховкой с левым наклоном (наклон от вертикали влево) обозначены области, где структура результирующего тока хорошо определяется током, связанным с поворотом вектора  $H_1^0$ . Штриховкой с правым наклоном обозначены области, где структура результирующего тока хорошо определяется слагаемым, связанным с изменением длины вектора  $H_1^0$ . Незаштрихованные области — места, где ни одно из слагаемых в отдельности не отражает структуру результирующего тока.

рующего тока определялись одинаково хорошо обоими слагаемыми. Эти пятна, как правило, двигались в соответствии с направлением поворота вектора  $H_1$  относительно  $H_1^0$ , т.е. под углом к силовым линиям поперечного поля.

В 13% случаев пятна приходились на те участки, где структура результирующего тока не определялась ни тем, ни другим слагаемым в отдельности. Чаще всего эти пятна показывали небольшие собственные движения.

Эти результаты неплохо согласуются с теми, что нами были получены для движения пятен относительно вихревой структуры поперечного поля (см. раздел 2). Так что в целом направление движения пятен соответствует изменениям структуры поперечного поля, которые и определяют долю вклада каждого слагаемого в результирующий ток.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные нами результаты показывают, что имеется возможность использовать карты слагаемых тока для определений движений плазмы. В тех местах АО, где ток обусловлен изменением длины вектора потенциального поля, следует ожидать движений вдоль силовых линий, и поперек — там, где ток связан с поворотом его. Возможно, с этим связано то, что ток, обусловленный поворотом вектора  $H_1^0$ , чаще соответствует структуре результирующего тока. Это и понятно, ибо для того, чтобы ток, связанный с изменением длины  $H_1^0$ , определял структуру результирующего тока, необходимо, чтобы направление движения плазмы совпадало с направлением поперечного поля, что как очевидно, может реализоваться не часто. Следовательно, в АО преобладают движения плазмы преимущественно под углом к магнитному полю. Это согласуется с результатами, полученными по изучению связи лучевых скоростей с магнитным полем [10, 11].

Таким образом, знание слагаемых тока и направления поворота вектора  $H_1$  дало возможность получить полную картину движений плазмы в активной области и тем самым обнаружить два глобальных плазменных вихря. Один из них закручен по часовой стрелке и охватывает лидирующую часть АО, другой — против часовой стрелки и занимает всю ее хвостовую часть. Это наблюдалось у обеих активных областей, несмотря на то, что одна из них находилась в южном, а другая — в северном полушарии, и полярности их лидирующих пятен были противоположными. Движение пятен происходит в соответствии с вихревой структурой. Пятна являются видимыми трассерами движений плазмы в подфотосферных слоях, т.е. единым вихревым движением охвачен довольно протяженный по глубине слой солнечной атмосферы (от фотосферы до основания залегания пятен).

Эти вихревые движения плазмы привели к закручиванию магнитного поля АО и появлению глобальных электрических токов. Они имели место в период развитого состояния АО и на стадии ее распада становились более четко выраженными. Возможно, они присутствовали и на ранней стадии развития АО. Если это так, то вихревые движения плазмы определяют место выхода магнитного поля на поверхность Солнца, а следовательно, и положение активной области.

Не исключено, что присутствие в АО глобальных вихрей с вращением плазмы в противоположных направлениях способствует появлению колебаний оси группы пятен, которые были замечены в [12].

Приносим благодарность Н.И. Шевякиной за помощь в подготовке статьи к печати.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 80. С. 89–96.
2. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1976. Т. 55. С. 60–69.
3. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1977. Т. 57. С. 122–132.
4. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1979. Т. 60. С. 114–127.
5. Дежэ Л., Дертянош Д., Калман Б., Ковач А. // Солн. данные. 1971. № 7. С. 77–87.
6. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 147–168.
7. Гневывшева Р.С. // Астрон. журн. 1941. Т. 18, вып. 1. С. 26–30.
8. Brunner-Hagger W. // Astron. Nachr. 1941. Vol. 272. N 1. P. 153–158.
9. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 45–68.
10. Adat M.G. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1963. Vol. 126. N 2. P. 135.
11. Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1963. Т. 38. С. 65.
12. Наговицина Е.Ю., Наговицин Ю.А. // Солн. данные. 1986. № 6. С. 69–74.

УДК 523.98

### ВЫЯВЛЕНИЕ РАЗНОВИДНОСТЕЙ ВСПЫШЕК НА ОСНОВАНИИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ

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

Проведено исследование влияния разных процессов изменения магнитного поля, приводящих к появлению электрических токов, на свечение активной области в  $H_\alpha$ .

Обнаружено существование двух разновидностей вспышек. Первая — это наиболее часто встречающиеся вспышки, которые возникают в местах устойчивого свечения  $H_\alpha$  флоккулов. Здесь ток обусловлен поворотом вектора потенциального поперечного поля  $H_1^0$ , и движения плазмы происходит под углом к магнитному полю. Эти вспышки характеризуются значительной протяженностью по площади, плавным развитием и появляются преимущественно в областях с током, направленным вверх.

Вторая разновидность — немногочисленные вспышки, которые возникают в местах отсутствия флоккулов. Они приходятся на области с током, обусловленным изменением длины вектора  $H_1^0$ .

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



и движением плазмы вдоль силовых линий поперечного поля. Эти вспышки, как правило, компактные и импульсные, и спектр их радиоизлучения простирается в область более коротких длин волн.

**THE VARIETY OF SOLAR FLARES REVEALED ON THE BASIS OF THE ELECTRIC CURRENTS INVESTIGATION**, by *V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk and M.B. Ogir'*. The influence of various processes of the magnetic field changes, leading to the appearance of the electric currents on the  $H_{\alpha}$  emission in an active region, is studied. Two types of flares are discovered: the first one is the most numerous, comprising the flares located in stable  $H_{\alpha}$  plages. Here the electric current is determined by the turnoff of the potential transverse magnetic field vector  $\mathbf{H}_{\perp}^0$  and plasma motion is directed at some angle to its lines. These are extended flares with gradual development occurring generally in places of upward electric currents.

The second type comprises rare flares occurring beyond  $H_{\alpha}$  plages. The electric current here is determined by the change of  $\mathbf{H}_{\perp}^0$  vector length and plasma is moving along the transverse field force lines. As a rule, these flares are compact and impulsive, their radio emission spectrum being more shortwave.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изменение структуры магнитного поля связано с движением пятен (холмов) и их вращением. Вращение пятна приводит к скручиванию магнитных силовых трубок, а движение пятна — к сжатию магнитного поля перед пятном и вытягиванию силовых линий за ним вдоль его траектории [1]. В связи с этим в [2] было высказано предположение, что возможны две разновидности вспышек: одна связана со скручиванием магнитных трубок; она ближе соответствует точке зрения, развитой Альвенном и Карлквистом [3]. Вторая разновидность связана со сжатием магнитного поля и лучше подходит к представлениям о токовых слоях [4].

Вспышки в  $H_{\alpha}$  появляются главным образом в местах большой плотности электрических токов [5, 6]. Наряду с этим в появлении и в продолжительности вспышек важное значение имеет направление вертикальной составляющей тока. Вспышки чаще появляются и дольше горят в местах с током, направленным вверх [7]. Свечение флоккулов в  $H_{\alpha}$  показало такой же характер связи с током [8]. Вертикальная составляющая электрического тока может быть представлена в виде слагаемых [9], одно из них обусловлено поворотом вектора потенциального поля, второе — изменением его длины. Поэтому имеются основания заподозрить, что оба слагаемых по-разному могут проявиться в  $H_{\alpha}$ -эмиссии. В пользу этого предположения могут служить результаты [10], где показано, что имеет место четкая связь между движением плазмы в активной области (АО) и теми динамическими изменениями магнитного поля, которые ответственны за разные слагаемые результирующего тока.

Здесь нами проведено исследование влияния разных процессов изменения магнитного поля, приводящих к появлению токов, на свечение в  $H_{\alpha}$ .

## 2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

Работа выполнена на основании данных наблюдений двух АО: 8 — 12.06.1969 г. и 21 — 26.10.1968 г. Методика наблюдений магнитного поля и его обработки изложена в [11–13], а данные наблюдений в  $H_{\alpha}$  и их обработка — в [7, 8]. Представление тока в виде слагаемых и их соответствие с результирующим током приведены в [9].

На основании карт слагаемых плотности тока и карт его результирующей плотности в [10] были построены структурные карты АО, на которых представлены участки, где 1) структура результирующего тока хорошо описывается слагаемым, обусловленным поворотом вектора поперечного потенциального поля  $\mathbf{H}_{\perp}^0$ ; 2) структура результирующего тока хорошо соответствует структуре слагаемого, связанного с изменением длины вектора  $\mathbf{H}_{\perp}^0$ ; 3) оба слагаемых тока одинаково хорошо отражают структуру результирующего тока; 4) ни одного из слагаемых в отдельности не описывает структуру результирующего тока. Свечение АО в  $H_{\alpha}$  было сопоставлено с этими структурными картами.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

По нашим  $H_\alpha$ -фильмам были выделены (в ближайшее к записи магнитного поля время) положения более 1000 флоккульных узлов с относительной яркостью выше 1,2. На рис. 1 приведен пример сопоставления положения центров этих узлов со структурной картой токов. Анализ таких сопоставлений по всем дням наблюдений показал:

1. Флоккулы имеют тенденцию располагаться в областях тока, обусловленного поворотом вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$  (80% всех случаев). Следует, однако, отметить, что в этих областях могут быть протяженные участки, не занятые флоккулами, т.е. преобладание в данном месте тока, обусловленного поворотом вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ , является необходимым, но не достаточным условием для свечения флоккула в  $H_\alpha$ .

2. Области, где результирующий ток определяется изменением длины вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ , являются зонами избегания флоккулов. Это имеет место даже в центральных частях АО, где поля и токи достаточно велики и где следовало бы ожидать свечения флоккулов.

3. Нередко устойчивые флоккульные очаги приходятся на границы областей с током, обусловленным изменением длины вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ . В этих местах, как правило, оба слагаемых одинаково хорошо отражают структуру результирующего тока (см. рис. 1).

4. Однако флоккулы иногда (менее чем в 10% случаев) попадают и в области, где ни одно из слагаемых в отдельности не отражает структуру результирующего тока.

Далее были исследованы флоккульные поля в местах появления  $H_\alpha$ -вспышек. Проводилась оценка яркости флоккулов до момента появления в них вспышки. Затем в месте каждого узла вспышки определялся вид доминирующего слагаемого тока — как по структуре, так и по величине. Таким способом было выделено пять характерных типов мест возникновения вспышек:

A — места, где результирующий ток полностью определяется поворотом вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ .

B — места, где оба слагаемых тока одинаково хорошо отражают структуру результирующего тока, но по величине преобладает ток, связанный с поворотом вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ .

C — оба слагаемых тока по структуре одинаково хорошо определяют результирующий ток и по величине дают равноправный вклад в него.

D — результирующий ток по структуре определяется обоими слагаемыми, но по величине преобладает ток, связанный с изменением длины вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ .

E — результирующий ток полностью определяется процессами изменения длины вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ .

Все узлы вспышек были разделены на пять классов в соответствии с характером тока в месте их возникновения. Для каждого класса определялось среднее значение яркости флоккулов. Результаты такого исследования представлены на рис. 2. Из рисунка следует, что в тех местах появления вспышек, где ток обусловлен в основном поворотом вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ , яркость флоккулов наибольшая. Детальный анализ показал, что это места наиболее устойчивых флоккульных полей. Яркость флоккулов уменьшается по мере снижения роли поворота вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$  в величине результирующего тока. В тех местах, где результирующий ток обусловлен изменением длины вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ , вспышки появляются на фоне чрезвычайно слабых флоккулов. Оказалось, что вспышки в этих местах более компактны по площади и характеризуются более быстрым нарастанием и спадом яркости.

Затем был проведен количественный анализ 192 узлов вспышек с учетом их балла и характера тока в месте их возникновения. Вспышки, появившиеся в местах A и B, были объединены в общую группу, связанную с преобладанием процессов поворота вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ ; вспышки в местах D и E — в общую группу, характеризующуюся преобладанием процессов изменения длины вектора  $\mathbf{H}_\perp^0$ . Для этих трех основных типов мест возникновения вспышек: A + B, C и D + E на рис. 3 представлено распределение

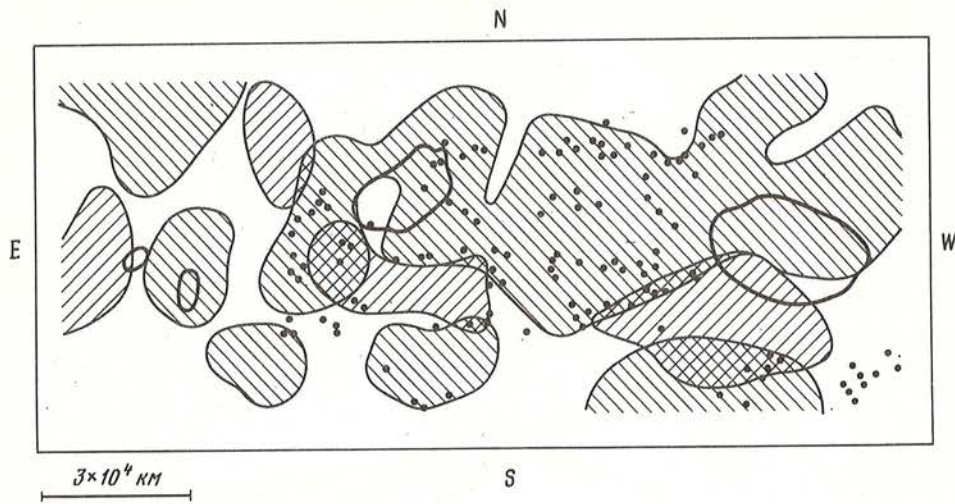


Рис. 1. Структурная карта активной области 09.06.1969 г.

Штриховкой с левым наклоном (наклон от вертикали влево) обозначены области, где ток, связанный с поворотом вектора потенциального поперечного поля  $H_1^0$ , хорошо отражает структуру результирующего тока. Места хорошего соответствия тока, связанного с изменением длины вектора  $H_1^0$ , с результирующим током отмечены штриховкой с правым наклоном. Незаштрихованные области — места, где ни одно из слагаемых полного тока в отдельности не отражает структуру полного тока. Жирными линиями обозначены основные пятна. Зачерненными кружками отмечены положения центров флоккульных узлов с яркостью выше 1,2

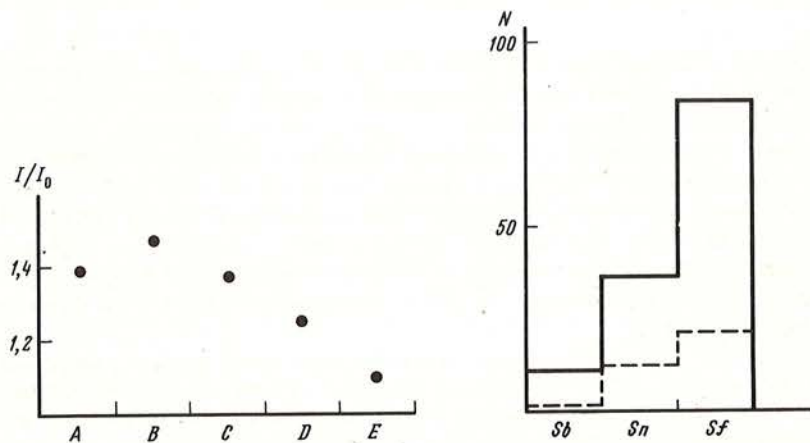


Рис. 2. Зависимость яркости флоккулов от характера тока в местах возникновения вспышек. Значения яркости отклоняются от среднего на  $\pm 0,20$  для областей A и B;  $\pm 0,25$  — для области C;  $\pm 0,10$  — для области D;  $0,05$  — для области E

Рис. 3. Распределение числа вспышек по баллам

Сплошная линия — для областей с током, обусловленным поворотом вектора  $H_1^0$ . Штриховая линия — для областей с током, связанным с изменением длины вектора  $H_1^0$

числа узлов вспышек по баллам для обеих АО. Рис. 3 показывает, что существенно преобладает число вспышек, которые появляются в местах, где результирующий ток определяется главным образом процессами поворота вектора  $H_1^0$  (в 69% всех событий). Число узлов вспышек в местах тока, связанного с изменением длины вектора  $H_1^0$ , составляет лишь 20% от общего их числа. Несмотря на это, соотношение вспышек разных баллов внутри каждого из распределений A + B и D + E, как следует из рис. 3, практически одинаково.

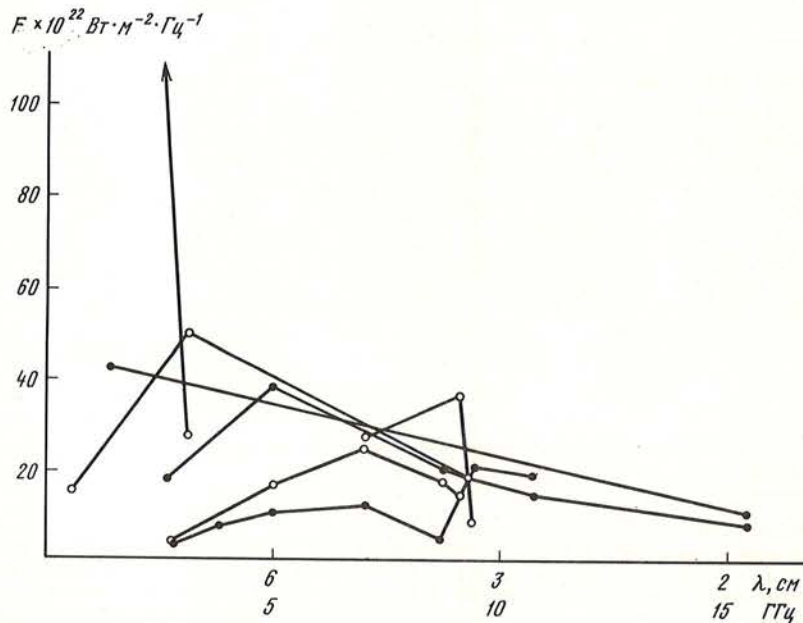


Рис. 4. Спектры радиоизлучения вспышек  
Открытые кружки — для вспышек в местах с током, связанным с поворотом вектора  $\mathbf{H}_1^0$ . Закрытые кружки — для вспышек в местах с током, обусловленным изменением длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$ . Стрелка показывает, что значение потока выходит за пределы рисунка

Вспышки типа С составляют 11% общего числа. По количеству и по мощности процессов более эффективными являются области с током, обусловленным поворотом вектора  $\mathbf{H}_1^0$ . Следует отметить, что если учесть различие площадей, то оказывается, что вспышечная эффективность на единицу площади с током, в котором преобладают процессы поворота вектора  $\mathbf{H}_1^0$ , в среднем лишь на 30–40% превосходит эффективность для площади с током, обусловленным изменением длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$ . Оказалось, что вспышки типа А + В более чувствительны к знаку тока: 52% всех узлов таких вспышек приходится на области с током, направленным вверх, 22% — на области с током, направленным вниз, и 26% — на границу встречных токов, что согласуется с результатами [7].

Вспышки типа D + E (38 случаев) показали несколько другое распределение относительно знака тока: 50% их узлов приходится на места с током, направленным вверх, 38% — на места с током, направленным вниз, и 12% — на границу встречных токов. Мы видим, что вспышки типа D + E показывают меньшую чувствительность к направлению тока. Это может быть связано с несколькими причинами: во-первых, с большей компактностью и, следовательно, с более надежным их сопоставлением с токовой структурой; во-вторых, с их малой статистикой.

Различие во вспышках, связанных с процессами поворота и изменения длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$ , выявляется и по их радиоизлучению. На рис. 4 приведены спектры радиоизлучения, которые с уверенностью можно было отнести к данной вспышке. Рисунок показывает, что вспышки, появляющиеся в местах с током, обусловленным поворотом вектора  $\mathbf{H}_1^0$ , (А + В), имеют более длинноволновый спектр, который простирается примерно до 3 см. Спектр радиоизлучения вспышек, связанных с током, обусловленным изменением длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$ , (D + E), простирается в область более коротких волн — до 2 см и меньше.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное излучение дает основание сделать вывод, что существуют две разновидности вспышек. Первая разновидность — вспышки, возникающие в местах устойчивого свечения флоккулов и тока, обусловленного поворотом вектора  $\mathbf{H}_1^0$ . Это разновидность наиболее часто встречающихся вспышек. Они протяженны по площади и характеризуются довольно плавным нарастанием и спадом яркости, более тесно, чем вспышки второго типа, связаны с направлением вертикального тока.

Вторая разновидность — немногочисленные вспышки, которые появляются в местах практически полного отсутствия флоккулов и приходится на область токов, обусловленных изменением длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$ . Они, как правило, компактные и импульсные. Спектр их радиоизлучения простирается в область более коротких волн. Если исходить из предположения, что механизм радиоизлучения — магнитотормозной [14], то это наводит на мысль, что со вспышками второй разновидности связано ускорение частиц с более пологим спектром, простирающимся в область высоких энергий.

Возможно, вспышки первой разновидности более соответствуют представлениям Альвена и Карлкви́ста [3]. Видимо, не случайно они появляются на месте флоккулов. Вероятно, флоккулы и вспышки первой разновидности генетически связаны между собой, т.е. вспышки — проявление процесса свечения флоккула лишь на более высоком по мощности уровне. В этом выявляется общность процессов вспышек и флоккулов, что было отмечено нами в [8]. Не исключено, что вспышки первой разновидности залегают в низких слоях хромосферы. В этом мы находим соответствие с результатами [5, 16], где показано, что те вспышки, которые простираются достаточно глубоко вплоть до фотосферы, появляются в группах пятен с вихревыми движениями.

Вспышки второй разновидности скорее всего сопровождаются кратковременным ускорением частиц. Не исключено, что они связаны с токовыми слоями.

Две разновидности возбуждения токов движением плазмы связаны с двумя типами вспышек. Возбуждение тока, обусловленного изменением длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$ , требует жестких специфических условий движения плазмы, а именно: вдоль силовых линий поперечного поля. Поэтому вспышки, связанные с этим током, довольно редки. Чаще происходит движение плазмы под углом к магнитному полю, что определяет существенное преобладание вспышек, связанных с процессами поворота вектора  $\mathbf{H}_1^0$ .

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

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gopasyuk S.I., Moreton G.E. // Proc. Astr. Soc. Australia. 1967. Vol. 1. N 1. P. 8–9.
2. Гопасюк С.И. // УФН. 1981. Т. 145, вып. 3. С. 529–530.
3. Alfvén H., Carlqvist P. // Solar Phys. 1967. Vol. 1, N 1. P. 220–228.
4. Сыроватский С.И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. № 4. С. 695–707.
5. Moreton G.E., Severny A.B. // Solar Phys. 1968. Vol. 3, N 1. P. 282–297.
6. Зверева А.М., Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1970. Т. 40–41. С. 97–157.
7. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1988. Т. 78. С. 151–170.
8. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1988. Т. 79. С. 23–24.
9. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Изв. Крымской астрофиз. obs. 1988. Т. 80. С. 89–97.
10. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Наст. сб.
11. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1976. Т. 55. С. 60–69.
12. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1977. Т. 57. С. 122–132.
13. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1979. Т. 60. С. 114–127.
14. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: "Наука", 1964.
15. Слоним Ю.М. // Солн. данные. 1964. № 12. С. 48–54.
16. Слоним Ю.М. // Солн. данные. 1965. № 1. С. 51–57.

## О СПЕКТРАЛЬНОМ СОСТАВЕ КОЛЕБАНИЙ ПОЛЯРИЗОВАННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА СОЛНЦЕ

Л.И. Цветков

Рассматриваются колебания поляризованного по кругу радиоизлучения восьми локальных источников по наблюдениям в течение 1980–1982 гг. Наблюдения выполнялись на РТ-22 КАО с помощью поляриметра на волну 2,25 см. Результаты спектрального анализа временных рядов наблюдений представляются в диапазоне частот 1,3–8,3 мГц. Амплитудные соотношения колебаний свидетельствуют об усилении (3 ÷ 5)-минутных колебаний в радиоизлучении активных областей. Спектральный состав колебаний излучения локальных источников, связанных с униполярными, биполярными и сложными по структуре группами пятен характеризуется наличием дискретных линий в интервале трех-, пяти- и десятиминутных периодов. Проводится сопоставление результатов почти одновременных радиоастрономических и оптических наблюдений отдельных пульсирующих источников на Солнце. Обсуждается предположение о частичном возбуждении колебаний диапазона 2,6–4,0 мГц на собственных дискретных модах атмосферного резонатора. Слабая зависимость средней амплитуды колебаний от положения локальных источников на диске Солнца обусловлена, по-видимому, широким углом раскрыва зоны модуляции солнечного микроволнового излучения.

ON THE SPECTRAL COMPOSITION OF OSCILLATIONS OF POLARIZED RADIO EMISSION FROM LOCAL SOURCES ON THE SUN, by *L.I. Tsvetkov*. The oscillations of the circularly polarized radio emission from eight local sources according to 1980–1982 observations are considered. The observations were carried out at the 22-m radio telescope of the Crimean Observatory by means of a polarimeter at 2.25 cm wavelength. The results of spectral analysis of temporal series data are presented for the range from 1.3 to 8.3 mHz. The amplitude correlations of oscillations evidence for the three and five-minutes oscillations amplification in the radio emission of the active regions. The spectral composition of oscillations of local sources emission to be related to the unipolar doublepolar and multipolar sunspot's group is characterized by the existence of discrete lines within the intervals three-five- and ten-minutes periods. The results of almost simultaneous radioastronomical and optical observations of several pulsating sources on the Sun are compared. Partial excitation of oscillations at the 2.6–4.0 mHz frequency band at the proper discrete modes of atmospheric resonator is suspected. The weak dependence of a mean oscillation amplitude versus local sources position on the solar disk is caused apparently by the wide flare-angles modulate zone of solar microwaves emission.

### ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения колебаний радиоизлучения локальных источников Солнца проводятся на РТ-22 КАО с помощью широкополосного радиополяриметра на волне 2,25 см [1]. Первые результаты опубликованы в [2], где была рассмотрена динамика спектров мощности колебаний в полной интенсивности (*I*-компонента) и в поляризованной по кругу составляющей радиоизлучения (*V*-компонента) локального источника (ЛИ), связанного с группой пятен СД № 401 (август 1980 г.). Было показано, что в *V*-компоненте радиоизлучения ЛИ в большей степени проявляются колебания с периодом 2–6 мин, что нет полной повторяемости спектров в *I*- и *V*-компонентах, что форма (3÷5)-минутных колебаний в записях и состав спектра мощности взаимно обусловленно подтверждают существование короткопериодических волновых пакетов в микроволновом солнечном радиоизлучении. Дальнейшие исследования [3, 4] позволили обнаружить многомодовые колебания в радиоизлучении слабых ЛИ и спокойного Солнца. Характерная дискретность мод колебаний радиоизлучения принимает значения 130 и 200 мкГц, причем некоторые дискретные пики в спектрах мощности колебаний интенсивности радиоизлучения частично совпадают с периодами пульсаций фотосферы. Средняя амплитуда колебаний радиояркостности Солнца с периодом 5 мин соответствует изменениям яркостной температуры спокойного Солнца на ±0,7 К, а для периода 3 мин эти изменения составляют ±0,3 К.

© Л.И. Цветков

Для уточнения сделанных в [2—4] выводов нужны были дальнейшие исследования на основе более обширного наблюдательного материала по вариациям радиоизлучения ЛИ. Здесь представляются результаты наблюдений восьми ЛИ на Солнце, связанных с разными по структуре группами пятен, и имеющих ярко выраженную колебательную составляющую радиоизлучения. Целью работы является изучение амплитудно-частотных характеристик колебаний в  $I$ - и  $V$ -компонентах излучения ЛИ в зависимости от положения групп пятен на диске Солнца, сравнительный анализ амплитуд колебаний для всплесковоактивных ЛИ и слабых ЛИ.

#### 1. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ И МЕТОД ОБРАБОТКИ

Угловое разрешение радиотелескопа РТ-22 на волне 2,25 см — 4',1. Усредненная по диаграмме направленности плотность потока  $S$  спокойного Солнца составляет 6,3 солн. ед. потока (с.е.п.). Значения предельной точности измерений равны  $2,4 \cdot 10^{-3}$  с.е.п. в канале  $I$  радиополяриметра и  $10^{-3}$  с.е.п. в канале  $V$ . Методической новинкой при исследовании колебаний радиоизлучения с помощью поляриметра [1] явилось применение режима раздельной компенсации поляризованной и неполяризованной составляющих сигнала от Солнца — сигналами от генераторов шума при наблюдениях мощных локальных источников. Эта методика позволила вести регистрацию на более чувствительных шкалах.

Основным критерием отбора материала наблюдений было наличие в поляризованном радиоизлучении ЛИ устойчивых колебаний со вторичной модуляцией при соотношении сигнал/шум более 3. Отобранный материал наблюдений характеризует колебательные процессы определенного вида, существенно отличающиеся от флуктуаций радиоизлучения. В пяти циклах наблюдений на РТ-22 в течение 1980—1982 гг. программе "локальные источники" было отведено 46 дней ( $\sim 270$  ч). Ярко выраженные колебания поляризованного радиоизлучения имело место в записях 24 сут ( $\sim 120$  ч). К обработке отобранных записи общей длительностью около 60 ч.

Сведения о материале наблюдений представлены в табл. 1. Здесь указана дата, интервал слежения, группа пятен по нумерации бюллетеня "Солнечные данные", отношение  $r/R$  — расстояние центра наибольшего пятна в группе от центра видимого диска, выраженное в долях радиуса Солнца. Поляризация радиоизлучения ЛИ представлена степенью поляризации  $\rho_{\pm}$  в % — среднее значение за интервал слежения, а также переменную составляющую степени поляризации  $\rho_{\sim}$  в % (пояснение см. ниже). Степень поляризации  $\rho_{\pm}$  вычислялась в предположении равенства угловых размеров источников в  $I$ - и  $V$ -компонентах излучения. Из табл. 1 следует, что колебания поляризованного излучения проявлялись в ЛИ, связанных с униполярными группами пятен (СД №№ 401; 166), биполярными (СД №№ 156; 222) и сложными группами пятен (СД №№ 212; 170+171; 228+229; 261). В одном цикле наблюдений (май 1982) на диске выделялись три ЛИ с ярко выраженными колебаниями, причем в ЛИ группы пятен СД № 166 колебания существовали устойчиво в течение 8 сут. Комплекс активности СД № 228+229 наблюдался на РТ-22 КАО 12, 13, 16, 17, 19, 20 и 21 июля. Колебания в  $I$ - и  $V$ -каналах поляриметра уверенно регистрировались во все дни наблюдений. Если принять во внимание, что группа пятен СД № 170+171 есть ранняя стадия развития этого комплекса, то следовательно колебательные процессы в излучении некоторых ЛИ могут длиться не один оборот Солнца.

Следует отметить, что вид поляризации излучения ЛИ в большинстве случаев соответствовал излучению необыкновенной волны из области наибольшего пятна группы пятен. Результирующая степень поляризации ЛИ группы пятен СД № 228+229 не высока, так как в указанные интервалы слежения за ЛИ (см. табл. 1) происходил процесс смены знака поляризации. Максимальная степень поляризации  $\rho_{\pm} = 19R$  имела место 13.07.82 г., минимальная —  $\rho_{\pm} \approx 0$  — 20.07.82 г. Фазовые соотношения колебаний в этом ЛИ свидетельствуют, что увеличению полной интенсивности излучения соответствовало увеличение правополяризованной составляющей; 21.07.82 г. синхронность колебаний нарушилась.

Таблица 1

| Дата     | Интервал сле-<br>жения, УТ                                     | Группа пя-<br>тен, СД № | r/R  | $\rho_{=}$ , % | $\rho_{\sim}$ , % |
|----------|--|-------------------------|------|----------------|-------------------|
| 24.04.80 | 7 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> –8 <sup>h</sup> 53 <sup>m</sup> | 212                     | 0,19 | 40R            | 50                |
| 25.04.80 | 6 57 – 10 59   | –”–                     | 0,28 | 30R            | 40                |
| 26.04.80 | 6 31 – 8 48  | 222                     | 0,60 | 24L            | 44                |
| 18.08.80 | 6 27 – 9 48  | 401                     | 0,67 | 18R            | 54                |
|          | 10 14 – 13 02  | –”–                     | 0,66 | 16R            | 32                |
| 19.08.80 | 6 39 – 9 00  | –”–                     | 0,50 | 15R            | 28                |
| 21.08.80 | 10 20 – 12 21  | –”–                     | 0,21 | 4R             | 13                |
| 3.05.82  | 8 49 – 12 44   | 156                     | 0,32 | 8L             | 34                |
| 4.05.82  | 5 45 – 12 27   | –”–                     | 0,44 | 9L             | 47                |
| 5.05.82  | 5 40 – 9 20  | –”–                     | 0,61 | 4L             | 26                |
| 14.05.82 | 11 09 – 12 42  | 166                     | 0,72 | 14L            | 20                |
| 17.05.82 | 10 37 – 12 42  | –”–                     | 0,15 | 20L            | 39                |
| 18.05.82 | 10 20 – 12 00  | –”–                     | 0,11 | 15L            | 30                |
| 19.05.82 | 11 44 – 12 38  | –”–                     | 0,36 | 18L            | 61                |
| 20.05.82 | 10 45 – 12 37  | –”–                     | 0,57 | 7L             | 38                |
| 21.05.82 | 7 47 – 8 41  | –”–                     | 0,70 | 12L            | 60                |
| 18.05.82 | 6 21 – 10 01   | 170+171                 | 0,88 | 4R             | 12                |
| 19.05.82 | 6 42 – 9 00  | –”–                     | 0,75 | 6R             | 15                |
| 19.07.82 | 7 55 – 10 02   | 228+229                 | 0,80 | 0,2L           | 22                |
|          | 10 19 – 12 04  | –”–                     | 0,81 | 0,6R           | 37                |
| 21.07.82 | 5 29 – 10 09   | –”–                     | 0,90 | 2L             | 13                |
| 9.08.82  | 9 50 – 11 09   | 261                     | 0,34 | 22R            | 48                |
| 10.08.82 | 6 12 – 7 22  | –”–                     | 0,23 | 3R             | 33                |
|          | 7 30 – 8 32  | –”–                     | 0,22 | 5R             | 36                |

Таким образом, из табл. 1 следует, что наличие устойчивых колебательных процессов в поляризованном излучении ЛИ не является привилегией определенного типа групп пятен и не зависит, по-видимому, от степени развития активных образований на Солнце.

Исходные данные для спектральной обработки представлялись в виде рядов отношений антенной температуры локального источника в  $I$ - и  $V$ -компонентах радиоизлучения к эффективной температуре калибровочных сигналов ( $T_{KI} = 214$  К,  $T_{KV} = 107$  К). Дискретность рядов данных 15 с. Ряды данных в  $I$ - и  $V$ -компонентах составлялись по синхронным записям в обоих каналах поляриметра. Предварительно из каждого ряда удалялся тренд по методу скользящего среднего. Сглаживание происходило по 7 точкам 5 раз. Для обработки рядов наблюдений применялась программа LAC, предназначенная для вычисления спектра мощности (СМ) двумя способами: по методу Фурье-анализа и по методу максимума энтропии временного ряда (MESA) [5]. Программа обеспечивала вычисление периодов  $P$  колебаний в максимумах пиков на СМ по MESA-методу и амплитуды колебаний  $A$  по Фурье-методу. Гармонические составляющие в СМ считались достоверными, если их мощность отвечала критерию  $A^2 \geq 3\sigma^2$  спектра [4]. СМ колебаний вычислялись в интервале периодов 12,6–1,26 мин ( $\Delta\nu = 1,32 \div 13,2$  мГц). В зависимости от длительности ряда (см. табл. 1) разрешение в спектрах составляло  $10^{-4} - 4 \cdot 10^{-5}$  Гц. Положение пиков в СМ на шкале частот определялось с точностью  $\pm 6$  мГц.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

Поскольку исходные данные были нормированы и процедура спектральной обработки идентична, то результаты вычислений спектров мощности можно рассматривать в совокупности для поляризованной компоненты и для полной интенсивности. Всего было вычислено по 24 отдельных СМ для  $I$ - и  $V$ -массивов данных. Значения частот



Рис. 1. Зависимость отношения средней амплитуды колебаний в поляризованном излучении и в полной интенсивности  $\rho_{\sim} = A_V/A_I$  от интегральной степени поляризации локального источника  $\rho_{\equiv}$ . Усреднение проводилось в диапазоне частот 1,3 – 8,3 мГц

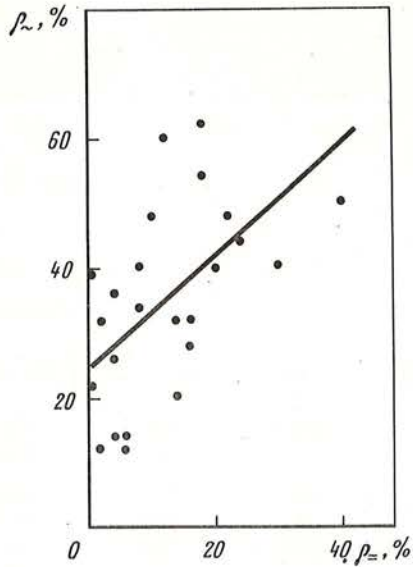
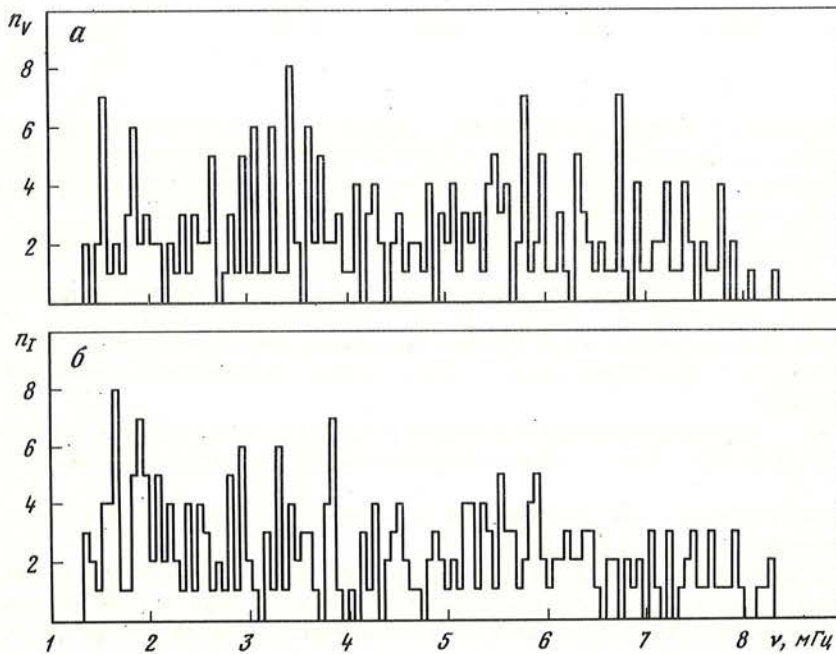


Рис. 2. Распределение достоверно выделенных линий по частотам *a* — для поляризованного излучения восьми локальных источников; *б* — для полной интенсивности радиоизлучения восьми локальных источников. Общее число отдельных спектров мощности колебаний — 48



$(\nu_I, \nu_V)$  и амплитуд ( $A_I; A_V$ ), соответствующих достоверным пикам на СМ, табулировались. В качестве обобщенной характеристики колебаний для каждого отдельного массива выбрана переменная составляющая степени поляризации:  $\rho_{\sim} = A_V/A_I$ , где  $A_V$  и  $A_I$  есть усредненные значения амплитуд достоверных колебаний в некотором интервале частот. Зависимость  $\rho_{\sim} = f(\rho_{\equiv})$ , представленная на рис. 1, построена по данным табл. 1. Амплитуды усреднялись в диапазоне  $\Delta\nu = 1,3 \div 8,3$  мГц ( $P = 12 \div 2$  мин). Аппроксимирующая прямая вычислена методом наименьших квадратов, коэффициент корреляции — 0,58. Рис. 1 показывает тенденцию роста переменной составляющей степени поляризации с увеличением постоянной составляющей.

Таблица 2

| Группы пятен, СД №№                | $\eta$ | $A_I(\text{о.е.})$ | $A_V(\text{о.е.})$ | $\Delta S_I, \text{с.е.п.}$ | $\Delta S_V, \text{с.е.п.}$ |
|------------------------------------|--------|--------------------|--------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 156; 166; 222; 401<br>170+171; 212 | 0,31   | 0,024              | 0,008              | $1,9 \cdot 10^{-2}$         | $0,3 \cdot 10^{-2}$         |
| 228+229; 261                       | 0,35   | 0,057              | 0,018              | $4,5 \cdot 10^{-2}$         | $0,7 \cdot 10^{-2}$         |

Таблица 3

| $\Delta\nu, \text{мГц}$ | $P_I, \text{с}$ | $\nu_I, \text{мкГц}$ | $P_V, \text{с}$ | $\nu_V, \text{мкГц}$ | $\Delta T_I, \text{К}$ | $\Delta T_V, \text{К}$ |
|-------------------------|-----------------|----------------------|-----------------|----------------------|------------------------|------------------------|
| 1,3 – 2,3               | 601,3           | 1663                 | 647,6           | 1544                 | $\pm 23$               | $\pm 3,3$              |
|                         | 527,1           | 1897                 | 547,6           | 1826                 |                        |                        |
| 2,6 – 4,0               | 341,4           | 2929                 | 327,1           | 3057                 | $\pm 18$               | $\pm 3,3$              |
|                         | 299,4           | 3340                 | 307,3           | 3254                 |                        |                        |
|                         | 259,7           | 3851                 | 291,0           | 3436                 |                        |                        |
|                         |                 |                      | 273,5           | 3656                 |                        |                        |
| 5,3–7,0                 | 177,6           | 5631                 | 172,6           | 5794                 | $\pm 17$               | $\pm 3,8$              |
|                         | 168,9           | 5921                 | 148,5           | 6734                 |                        |                        |

Количественное различие колебательных процессов в  $I$ - и  $V$ -компонентах излучения ЛИ, отсутствие полной синхронизации колебаний привело к отдельному рассмотрению спектрального состава колебаний и, в частности, оценки амплитуд. В табл. 2 представлены оценки средних амплитуд колебаний для различных групп пятен.

Здесь группы пятен разделены по степени активности. В табл. 2 приведен параметр  $\eta = \frac{4}{\sum_1^4 N_0/N_V} / 4$ , где  $N_0/N_V$  – отношение числа общих в  $\Delta\nu = 60$  мкГц линий для двух СМ ( $I$  и  $V$ ) к числу линий в СМ  $V$ -компоненты излучения конкретного массива данных. Параметр  $\eta$ , в некотором смысле, характеризует синхронность колебаний в  $I$ - и  $V$ -компонентах.

$A_I$  и  $A_V$  – средние амплитуды колебаний в пределах  $\Delta\nu = 1,3 \div 8,3$  мГц (относительные единицы) и  $\Delta S_I, \Delta S_V$  – соответствующие им изменения потока радиоизлучения ЛИ.

Из таблицы следует, что синхронность колебаний не зависит от типа групп пятен. Соотношение амплитуд  $A_I, A_V$  равно 1:2.

Распределение частот колебаний показано на рис. 2, где представлены гистограммы достоверных линий в СМ для поляризованной компоненты (а) и полной интенсивности (б) излучения 8 локальных источников. По оси абсцисс отложена частота  $\nu$  в миллигерцах. По оси ординат отложено число достоверных линий  $n_V$  и  $n_I$ , попадающих в единственный интервал 66 мкГц. Обе гистограммы построены по данным обработки 24 спектров. На гистограмме (а) достаточно четко выделяются три интервала с максимумами около 10,5 и 3 мин. Рассмотрим особенности спектрального состава колебаний в каждом из интервалов.

1.  $\Delta\nu_1 = 1,3 \div 2,3$  мГц. Как в  $V$ -компоненте излучения, так и  $I$ -компоненте колебания представляют собой, в основном, суперпозиции двух гармоник с расщеплением  $\Delta\nu_V \cong 280$  мкГц и  $\Delta\nu_I \cong 230$  мкГц.

2.  $\Delta\nu_2 = 2,6 \div 4,0$  мГц. Максимум на гистограмме (а) соответствует среднему значению периода 291 с. По уровню  $n_V = 5 \div 6$  четко видна дискретность в распределении линий с расщеплением  $\Delta\nu_V \cong 200$  мкГц вблизи середины частотного интервала и  $\Delta\nu_V \cong$

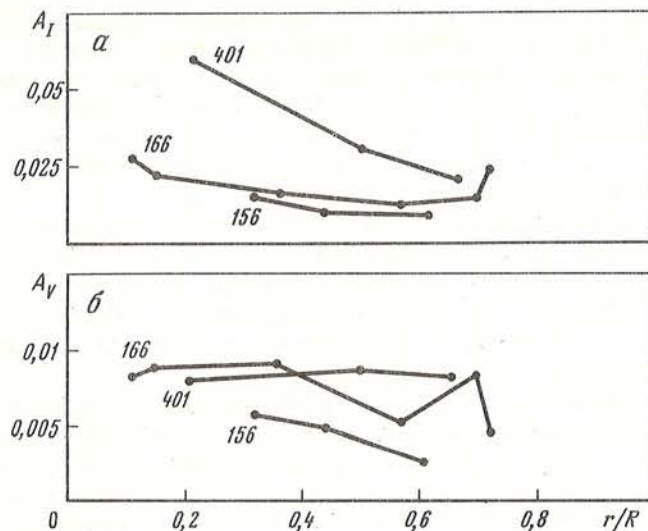


Рис. 3. Изменения средней амплитуды колебаний радиоизлучения локальных источников групп пятен СД №№ 156; 166; 401 при прохождении групп пятен по диску Солнца а — для полной интенсивности радиоизлучения; б — для поляризованного излучения.

$\cong 130$  мкГц на краях интервала. На гистограмме (б) имеются три пика (по уровню  $n_I = 6$ ) с расщеплением  $\Delta\nu_{I1} \cong 410$  мкГц и  $\Delta\nu_{I2} = 490$  мкГц.

3.  $\Delta\nu_3 = 5,3 \div 7,0$  мГц. На гистограмме (а) при  $n_V = 7$  выделяются две линии с  $\Delta\nu_V \cong \cong 1$  мГц. На гистограмме (б) в этот интервал попадают две линии по уровню  $n_I = 5$ .

Некоторые данные по спектральному составу колебаний в  $V$ - и  $I$ -компонентах излучения 8 локальных источников представлены в табл. 3.

Здесь для доминирующих пиков на гистограммах (а) и (б) указаны диапазоны частот  $\Delta\nu$ , усредненные в единичном интервале периоды  $P_I$ ;  $P_V$ ; соответствующие им частоты  $\nu_I$ ,  $\nu_V$  и величина изменений эффективной температуры  $\Delta T_I$ ,  $\Delta T_V$  локальных источников. Из таблицы видно, что амплитуды колебаний в  $I$ - и  $V$ -компонентах излучения разнятся в 5–6 раз. Для интервалов 5- и 3-минутных колебаний значения амплитуд близки в полной интенсивности. В  $V$ -компоненте средняя амплитуда с периодом около 3 мин несколько больше средней амплитуды колебаний с периодом около 5 мин.

В локальных источниках групп пятен СД №№ 156, 166, 401 колебания устойчиво наблюдались в течение нескольких дней, поэтому имеется возможность проследить изменение их амплитуды при перемещении групп пятен по диску Солнца. На рис. 3 представлена зависимость средней (в  $\Delta\nu = 1,3 \div 8,3$  мГц) амплитуды колебаний от отношения  $r/R$ . Значения  $A_I$  и  $A_V$  даны в относительных единицах. Изменения амплитуд представлены отдельно для каждого ЛИ, обозначенного по нумерации соответствующей группы пятен. Амплитуды в  $I$ -компоненте излучения имеют склонность уменьшаться при смещении ЛИ от центра к краю. В  $V$ -компоненте эта тенденция также проявляется, но в меньшей степени. Столь слабая направленность колебаний, по-видимому, свидетельствует о широком угле раскрыва зоны модуляции радиоизлучения ЛИ.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Амплитудные соотношения колебаний в поляризованной составляющей излучения и в полной интенсивности (см. рис. 1, табл. 2) не дают основания для выбора критерия предвсплесковой активности локальных источников. Существенным отличием является увеличение более чем в два раза амплитуд колебаний ( $A_I$  и  $A_V$ ) для всплесковоактивных ЛИ по сравнению со слабыми ЛИ. Взаимосвязь двух видов нестационар-

ных процессов солнечного радиоизлучения: колебаний и нерегулярной последовательности всплесков требует, по-видимому, отдельного изучения. Здесь ограничимся примером динамики спектров мощности вариаций радиоизлучения до и после импульсного всплеска 10.08.82 г. (группа пятен СД № 261). Колебания перед всплеском ( $\sim 7^h 23^m$  UT) были синхронны в  $I$ - и  $V$ -компонентах излучения на частоте  $\nu_1 = 5,759$  мГц, после всплеска — на  $\nu_2 = 5,958$  мГц, т.е. имел место скачок частоты на  $\sim 200$  мкГц. Амплитуда колебаний практически не изменилась.

Распределение частот колебаний в  $V$ - и  $I$ -компонентах излучения ЛИ (см. рис. 2, табл. 3) убедительно свидетельствует об отличительной особенности диапазона 2,6–4,0 мГц в поляризованном излучении. Расщепление частот по данным табл. 3 имеет значения 197, 182, 220 мкГц, что в среднем составляет 200 мкГц. Близкие по значению расщепления ( $\Delta\nu_p = 3 \cdot 68$  мкГц) получены при исследовании средних спектров мощности колебаний интенсивности радиоизлучения на волне 2,25 см по наблюдениям слабых ЛИ и участков спокойного Солнца [3]. Здесь эти свойства проявились в  $V$ -компоненте излучения, а в  $I$ -компоненте, вероятно, происходит уменьшение устойчивости колебаний. В этой связи следует признать, что и флюктуации в интенсивности существенно выше при слежении за активной областью. Значения доминирующих частот трех-, пяти-минутных, а также и десятиминутных колебаний близки к значениям частот осцилляций, часто встречающихся в оптических наблюдениях, в том числе и для известных глобальных 5-минутных осцилляций фотосферы.

Сравнивая табл. 3 с данными, представленными в [3], следует отметить существование близких по периоду колебаний во всем диапазоне рассматриваемых периодов. Доминирующие периоды около 3 мин:  $P = 172,6, 148,5$  с не соответствуют сетке фундаментальных периодов (183, 161 и 145 с) по модели [6, 7]. Уменьшение амплитуды колебаний в излучении ЛИ при перемещении соответствующей группы пятен от центра диска к краю по характеру близко к результатам оптических измерений [8]. Однако тот факт, что колебания уверенно проявлялись и на краю диска в ЛИ группы пятен СД № 228 + 229 ( $r/R = 0,9$ ), свидетельствует в пользу механизма колебаний протуберанца, поддерживаемого магнитным полем в вершинах корональных арок [15].

О выделении стабильных квазипериодических составляющих в поляризованном излучении активных областей на длинах волн 3,2, 3,5 и 3,9 см сообщается в [9]. Следует подчеркнуть, что подробное исследование спектральной структуры минутных колебаний в микроволновом солнечном излучении выполнено по данным наблюдений на РТ-22 КАО на волне 2,25 см [3, 4], что явилось не только результатом применения чувствительного радиометра, но и улучшением методики поляризационных измерений.

Известно, что короткопериодические колебания в солнечных активных областях интенсивно изучены на фотосферных уровнях, умеренно в хромосфере и очень слабо в короне [8]. К настоящему времени ситуация осталась прежней: дальнейший прогресс в наблюдениях оптическими методами [10, 11] не сопровождается подтверждающими радиоастрономическими данными. В наблюдениях на РТ-22 ФИАН и ТНА-1500 в сантиметровом диапазоне [12], а также на РТ-100 и РТ-300 [13] получены отрицательные результаты. Это побудило авторов сделать вывод, что флюктуации радиоизлучения носят, в основном, случайный характер и не связаны с проявлением каких-либо колебательных процессов в атмосфере Солнца.

В этой связи следует обратиться к независимым наблюдениям (в оптике) и сопоставить их с результатами наших наблюдений. В [10] обсуждаются результаты наземных наблюдений (NSO, NEW MEXICO) временного ряда карт скоростей в линии  $Ti\ I\ \lambda\ 6304$  за 24.05.1982 г. Там же приведены спектры мощности колебаний по трем площадкам интегрирования поля скоростей в тени пятна. Доминирующие частоты колебаний (определены непосредственно по графику) равны  $\nu_1 = 3291$  мкГц и  $\nu_2 = 3488$  мкГц. ( $\Delta\nu \cong 200$  мкГц). Это пятно входило в состав группы пятен СД № 170 + 171. Локальный источник этой группы наблюдался на РТ-22 КАО 18 и 19.05.1982 г. (см. табл. 1). В отдельных спектрах мощности колебаний  $V$ -компоненты

излучения ЛИ присутствовали достоверные устойчивые колебания с частотами  $\nu_1 = 3260$  мкГц и  $\nu_2 = 3465$  мкГц ( $\Delta\nu \cong 200$  мкГц). Данная группа пятен далее развилась в комплекс AR 3804 (СД № 228 + 229) с наличием устойчивых колебаний в поляризованном излучении ЛИ. Активная область AR 3904 наблюдалась на РТ-22 по кооперативной программе совместно с РАТАН-600 и VLA. Над ней в сантиметровом диапазоне ( $\lambda\lambda = 2,0; 2,3$  см) выделяется ряд источников, два источника из них связаны с участками волокна, разделявшего области разной магнитной полярности на фотосфере [14]. Оценивая амплитуду колебаний радиоизлучения AR 3804, синфазность колебаний  $I$ - и  $V$ -компонент, степень поляризации, смену знака при прохождении группы пятен по диску и учитывая выводы [10, 14], можно предположить, что пульсирующий источник располагался в восточной части группы пятен ( $\sim 12N$ ).

В [11] обсуждаются измерения осцилляций в тени солнечного пятна, сделанные одновременно из космоса (*SMM/UVSP*) в линии C IV (переходная область атмосферы) и с Земли (башенный телескоп NSO) в спектральных линиях, формирующихся в фотосфере и хромосфере. Измерения сделаны 28.03.85 в большем пятне NOAA ARN 4637 (гелиокоординаты  $5N, 3W$ ) в  $17^h 27^m - 18^h 18^m$  UT. На РТ-22 КАО в этот день проводились наблюдения ЛИ группы пятен СД 19 + 20 в период  $7^h 00^m - 9^h 00^m$  (с теми же координатами) на волне 2,25 см [3]. Спектры мощности колебаний скорости и интенсивности, приведенные в [11], и спектр мощности колебаний интенсивности радиоизлучения сопоставимы в интервале периодов 2–14 мин. Наличие общего для обоих СМ периода  $P \cong 11$  мин дает основание предположить, что это колебание переходного слоя в атмосфере Солнца.

Из всего сказанного можно сделать такой предварительный вывод. Тонкая структура спектра колебаний поляризованного радиоизлучения локальных источников Солнца с расщеплением  $\sim 200$  мкГц в интервале 5 мин осцилляций фотосферы, и ряд примеров оптических данных по наблюдениям хромосферы и нижней короны дают основание интерпретировать эти результаты в рамках модели солнечного атмосферного резонатора [6, 7]. По-видимому, колебания в резонаторе преимущественно возбуждаются на частотах его основных мод, разнесенных на  $\Delta\nu \cong 200$  мкГц. Выделенное на фоне флюктуацией многомодовое колебание поляризованного радиоизлучения в части его спектрального состава, по-видимому, не зависит от типа групп пятен, степени ее развития, всплесковой активности локального источника на уровне нерегулярной последовательности импульсных всплесков.

Представленные здесь наблюдения колебаний поляризованного радиоизлучения восьми локальных источников Солнца на волне 2,25 см в сопоставлении с наблюдениями на других крупных радиотелескопах и с имеющимися сведениями о колебаниях скорости и интенсивности в пятнах, наблюдавшихся почти одновременно с наблюдениями на РТ-22 КАО убедительно доказывают достоверность определения спектрального состава колебаний в диапазоне 1,3–8,3 мГц и, в частности, дискретность выделенных частот, которая не может быть обусловлена действием пространственного фильтра инструмента или ограниченностью массивов данных. В [3] по наблюдениям на РТ-22 КАО с тем же пространственным разрешением получено, что средняя амплитуда колебаний радиоизлучения спокойного Солнца в 5 мин и 3 мин интервалах периодов соответствует изменениям яркостной температуры Солнца на  $\pm 0,7$  и на  $\pm 0,3$  К. В радиоизлучении локальных источников изменения эффективной температуры в 5 мин и 3 мин интервалах периодов составляет  $\pm 18$  К и  $\pm 17$  К, т.е. имеет место усиление колебаний в активной области.

#### ВЫВОДЫ

Основные результаты можно резюмировать следующим образом:

1. Отношение средних (в диапазоне 1,3–8,3 мГц) амплитуд колебаний поляризованной составляющей излучения и полной интенсивности растет с увеличением степени поляризации локального источника. Амплитуда трех-пятиминутных колебаний

в  $V$ - и  $I$ -компонентах радиоизлучения на волне 2,25 см соответствует изменениям эффективной температуры локальных источников на  $\pm 3,5$  К и на  $\pm 17,5$  К. Средняя амплитуда поляризованной составляющей излучения активной области слабо зависит от положения группы пятен на диске Солнца.

2. Колебания поляризованного излучения локальных источников преимущественно возникают в дискретных интервалах периодов. Среднее значение периодов: 647,6; 547,1; 327,1; 307,3; 291,0; 273,6; 172,6 и 148,5 с. Дискретность выделенных частот колебаний  $V$ -компоненты излучения в диапазоне 2,6–4,0 мГц составляет около 200 мкГц. Доминирующие периоды колебаний в интенсивности радиоизлучения равны 601,3; 527,1 и 259,7 с.

3. Средняя амплитуда колебаний радиоизлучения активных областей, связанных с группами пятен, более чем на порядок превышает амплитуду колебаний радиоизлучения спокойного Солнца.

Автор глубоко признателен В.И. Абраменко за разработку программ для ЭВМ и за помощь в обработке данных наблюдений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Цветков Л.И. Радиополяриметр для исследования эллиптической поляризации в радиоизлучении Солнца // Астрон. цирк. 1980. № 1113. С. 1–2.
2. Абраменко В.И., Цветков Л.И. Трехминутные колебания поляризованного радиоизлучения локальных источников на Солнце. I // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С. 53–62.
3. Цветков Л.И., Тарасова Т.Н. Результаты наблюдений минутных колебаний в радиоизлучении спокойного Солнца на волне 2,25 см // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 80. С. 130–141.
4. Цветков Л.И., Пахомова О.А., Снегирев С.Д. О возможном проявлении пятиминутных осцилляций фотосферы в радиоизлучении Солнца // Солн. данные. 1988. № 00. С. 00.
5. Абраменко В.И., Цветков Л.И. Колебания степени круговой поляризации радиоизлучения протонной области на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1984. Т. 69. С. 123–130.
6. Жужда Ю.Д. Резонансные колебания в солнечных пятнах // Письма в Астрон. журн., 1984. Т. 10. № 1. С. 51–59.
7. Zhugzhda Y.D., Locans V., Staude J. Seismology of sunspot atmosphere // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 369–378.
8. Athay R.Gz. // Solar active regions. A Monograph from Skylab Solar Workshop III. Boulder, Colorado, 1981. P. 99–102.
9. Занданов В.Г., Урадов А.М. Стабильные квазипериодические компоненты флуктуаций солнечного микроволнового излучения // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1983. Вып. 65. С. 97–107.
10. Abdelatif T.E., Lites B.W., Thomas J.H. The interaction of solar p-modes with a sunspot. I. Observations // Astrophys. J. 1986. Vol. 311, N 2. P. 1015–1024.
11. Thomas J.H., Lites B.W., Gurman J.B., Ladd E.F. Simultaneous measurements of sunspot umbral oscillations in the photosphere, chromosphere, and transition region // Astrophys. J. 1987. Vol. 312, N 1. P. 457–461.
12. Яснгов Л.В. Флуктуации радиоизлучения Солнца. Тез. докл. 2-й научный семинар рабочей группы "Волны в атмосфере Солнца". Рига, 1986. С. 33–35.
13. Benz A.O., Füst E. Are solar radio fluctuations real? // Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 175, N 1–2. P. 282–286.
14. Ахмедов Ш.Б., Богод В.М., Боровик В.И. и др. Структура активных областей на Солнце по наблюдениям на VLA и РАТАН-600 в июле 1982 г. // Астрофизические исследования (Изв. САО), 1987, т. 25. С. 105–134.
15. Зайцев В.В., Степанов А.В. Колебания протуберанца с учетом нагрева активной области // Письма в Астрон. журн. 1988. Т. 14, № 5. С. 456–460.

**СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВЫХ АСТЕРОИДОВ,  
ОТКРЫТЫХ В КРЫМСКОЙ  
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР**

**Н.С. Черных**

Анализируются особенности 450 новых малых планет, открытых за последние два десятилетия в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в ходе наблюдательной программы, выполняемой совместно с Институтом теоретической астрономии АН СССР. Распределения элементов орбит новых астероидов сравниваются с соответствующими распределениями для астероидов, известных к 1970 г. Отмечаются некоторые различия между ними, связанные с наблюдательной селекцией.

**THE COMPARATIVE DESCRIPTION OF THE NEW ASTEROIDS DISCOVERED AT THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY**, by *N.S. Chernykh*. The features of 450 new minor planets discovered during the last decades in the course of joint observational program of the Crimean Astrophysical Observatory and the Institute for Theoretical Astronomy are discussed. The distributions of orbital elements for the new asteroids are compared with those for the asteroids known by 1970. Some distinctions between them caused by the observational selection are found.

По инициативе Института теоретической астрономии АН СССР (ИТА) в 1963 г. в Крымской астрофизической обсерватории была возобновлена после десятилетнего перерыва программа наблюдений малых планет [1, 2]. С тех пор служба регулярных наблюдений малых планет ведется на двойном 40 см астрографе Крымской обсерватории уже четверть века. За это время получены результаты, оказавшиеся рекордными в масштабах современной международной программы наблюдений малых планет. На двойном 40 см астрографе в Крыму за два с половиной десятилетия сфотографированы почти все известные малые планеты: наблюдениями охвачено 97% астероидов первых двух тысяч номеров и около 95% объектов третьей тысячи. Общее число измеренных на пластинках точных положений малых планет приближается к 50 000. Другим важным достижением является открытие большого числа новых астероидов. К марту 1988 г. зарегистрированы и получили постоянные номера 465 новых малых планет, обнаруженных в Крымской обсерватории за два с половиной десятилетия регулярных наблюдений. Это составляет свыше 30% от числа новых астероидов, открытых всеми обсерваториями мира за период с 1963 г., и 12% от всего числа известных к настоящему времени астероидов с постоянными номерами.

Представляет интерес подробно рассмотреть особенности и сравнительные характеристики этих новых объектов. Наблюдательные результаты отдельно взятой обсерватории, как правило, несут на себе отпечаток тех условий, в которых они получены. Поэтому интересно было также выяснить, как наблюдательная селекция отразилась на статистике открытых нами астероидов.

В статье рассматриваются 450 новых астероидов, получивших постоянные номера к сентябрю 1987 г. Они открыты автором (НЧ) и сотрудниками ИТА Л.И. Черных (ЛЧ), Т.М. Смирновой (ТС), Л.В. Журавлевой (ЛЖ) и Л.Г. Карачкиной (ЛК), а также некоторыми другими лицами, принимавшими участие в наблюдениях:

| Наблюдатель               | НЧ  | ЛЧ | ТС | ЛЖ | ЛК | Другие | Всего |
|---------------------------|-----|----|----|----|----|--------|-------|
| Число открытых астероидов | 210 | 86 | 73 | 51 | 18 | 12     | 450   |

Общее представление о распределении этих астероидов по среднему расстоянию от Солнца и абсолютной звездной величине дает рис. 1. Четко видна неравномерность пространственного распределения объектов, характерная для всего пояса астероидов в целом. Области повышенной концентрации астероидов разделяются узкими участками,

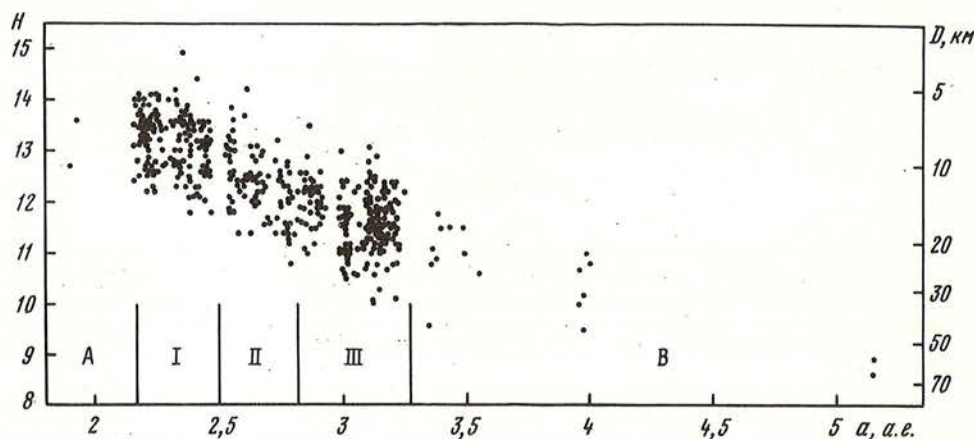


Рис. 1. Средние расстояния от Солнца, абсолютные звездные величины и диаметры новых астероидов. Ось абсцисс:  $a$  — среднее расстояние от Солнца в а.е. Ось ординат: слева — абсолютная звездная величина  $H$ , справа — диаметр в км

в которых астероиды редки или отсутствуют совсем. Это так называемые люки, связанные с возмущающим влиянием Юпитера. Положение люков соответствует орбитальным периодам, кратным периодам обращения Юпитера. Наиболее четко выраженные люки с соизмеримостями  $1/3$ ,  $2/5$  и  $1/2$  делят пояс астероидов на зоны. Границы зон по классификации Г.А. Чеботарева [3] приведены в табл. 2.

Среди объектов, открытых нами, есть представители всех зон и известных групп астероидов (рис. 1, табл. 1). Наиболее необычной орбитой обладает астероид 2212 Гефест, относящийся к группе Аполлона. Его орбита напоминает орбиту кометы Энке. В перигелии этот астероид приближается к Солнцу на 0,36 а.е., но в афелии удаляется до 3,97 а.е., чем резко выделяется среди других членов группы Аполлона. Есть среди открытых нами два астероида троянской группы. Один из них (3063 Махаон) движется в точке либрации  $L_4$  впереди Юпитера ("грек"), другой — 2207 Антенор — в точке  $L_5$  сзади Юпитера ("троянец").

Приближенные ("фотометрические") значения диаметров астероидов были определены по известной абсолютной величине  $H$  из соотношения [4]:

$$\lg D = 3,122 - 0,5 \lg p - 0,2H.$$

Величина геометрического альбедо  $p$  была принята равной 0,15. Оказалось, что размеры открытых нами астероидов лежат в диапазоне от 4 до 70 км (рис. 1, 2). В зоне I преобладают объекты размерами 5–10 км, в зоне III — 15–20 км. Лишь несколько астероидов имеют поперечник больше 30 км, и только два (оба троянца) — больше 50 км.

Сравнительно небольшой разброс точек по шкале размеров на рис. 1 позволяет заключить, что вероятность открытия в данной зоне существенно более крупных тел невелика.

Для анализа орбитальных характеристик новых малых планет были построены распределения этих объектов по отдельным элементам и сопоставлены с аналогичными распределениями, приведенными Г.А. Чеботаревым и В.А. Шором [3] для 1800 нумерованных астероидов, известных к 1972 г. В число этих 1800 "старых" объектов входят только 10 из 450 "новых", так что эти две сравниваемые выборки можно считать независимыми.

На рис. 3 для них представлены распределения по десятисекундным интервалам орбитального среднего суточного движения  $n$  в пределах от  $n = 400''$  ( $a = 4,28$  а.е.) до  $n = 1200''$  ( $a = 2,06$  а.е.), охватывающих 98% нумерованных астероидов. Распределение новых объектов изображено тонкой линией (гистограммой), а старых — отрезками жирных вертикальных линий. Для сопоставимости они построены в относительном



Т а б л и ц а 1  
Новые астероиды с особыми орбитами

| Номер и название астероида | Большая полуось $a$ , а.е. | Эксцентриситет $e$ | Наклон орбиты $i$ | Дата открытия |
|----------------------------|----------------------------|--------------------|-------------------|---------------|
| <b>Группа Аполлона</b>     |                            |                    |                   |               |
| 2212 Гефест                | 2,1641                     | 0,835              | 11°,89            | 22.09.1978    |
| <b>Группа Венгрии</b>      |                            |                    |                   |               |
| 2577 Литва                 | 1,9043                     | 0,138              | 22,91             | 12.03.1975    |
| 3483 1976 YP2              | 1,9326                     | 0,125              | 23,61             | 16.12.1976    |
| <b>Группа Гильды</b>       |                            |                    |                   |               |
| 1902 Шапошников            | 3,9759                     | 0,225              | 12,50             | 18.04.1972    |
| 2312 Дубошин               | 3,9791                     | 0,137              | 5,21              | 1.04.1976     |
| 2760 Кача                  | 3,9666                     | 0,127              | 14,44             | 8.10.1980     |
| 3557 1977 QE1              | 4,0037                     | 0,174              | 6,04              | 19.08.1977    |
| 3577 1969 TK               | 3,9572                     | 0,189              | 3,74              | 7.10.1969     |
| 3655 1978 SA3              | 3,9944                     | 0,210              | 3,84              | 26.08.1978    |
| <b>Троянцы</b>             |                            |                    |                   |               |
| 2207 Антенор               | 5,1469                     | 0,016              | 6,81              | 19.08.1977    |
| 3063 Махаон                | 5,1517                     | 0,060              | 12,20             | 4.08.1983     |

Т а б л и ц а 2  
Распределение старых и новых астероидов по зонам

| Зона | Ширина зоны |          | Новые астероиды<br>$N = 450$         | Старые астероиды<br>$N = 1800$ |
|------|-------------|----------|--------------------------------------|--------------------------------|
|      | $a$ , а.е.  | $n$      | Число астероидов в зоне, в процентах |                                |
| A    | <2,17       | >1100''  | 1,1                                  | 1,2                            |
| I    | 2,17–2,50   | 1100–900 | 37,8                                 | 24,8                           |
| II   | 2,50–2,82   | 900–750  | 19,6                                 | 30,6                           |
| III  | 2,82–3,27   | 750–600  | 37,6                                 | 38,3                           |
| B    | >3,27       | <600     | 4,0                                  | 4,8                            |

масштабе – в процентах от числа объектов в соответствующем массиве. В правой стороне графика изображена шкала числа астероидов в абсолютном масштабе – с оцифровкой влево для 450 астероидов, вправо – для 1800. Стрелками отмечены значения  $n$  (и эквивалентных им  $a$ ), которые соответствуют соизмеримостям с движением Юпитера. Величины соизмеримости указаны дробными числами.

Как показывает рис. 3, распределение новых астероидов по средним движениям (или, что то же самое, по величинам большой полуоси) повторяет во многих деталях структуру пояса 1800 астероидов. В меньшем массиве ( $N = 450$ ) обнаруживаются все уже известные особенности структуры кольца астероидов. Однако между массивами старых и новых астероидов имеются и заметные различия (табл. 2): на зону I приходится 38% из 450 новых астероидов и только 25% от числа 1800 старых, тогда как для зоны II соотношение обратное – в нее попадают 20% новых и 30% старых астероидов. Более высокие темпы открытия новых объектов в ближней зоне легко объяснить, но дефицит их в средней части пояса остается для нас загадкой.

На рис. 4 представлено распределение орбит новых и старых малых планет по углу эксцентриситета  $\varphi$  ( $\sin \varphi = e$ ). В обоих массивах мало орбит с эксцентриситетами, близкими к нулю, сравнительно невелико число орбит с эксцентриситетами больше 0,2, а максимум распределения приходится на величину эксцентриситета 0,10–0,15. Для

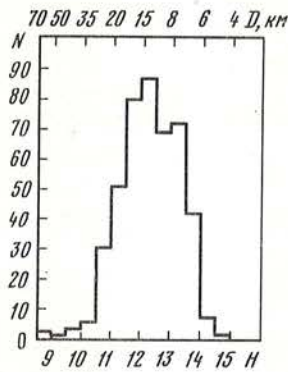
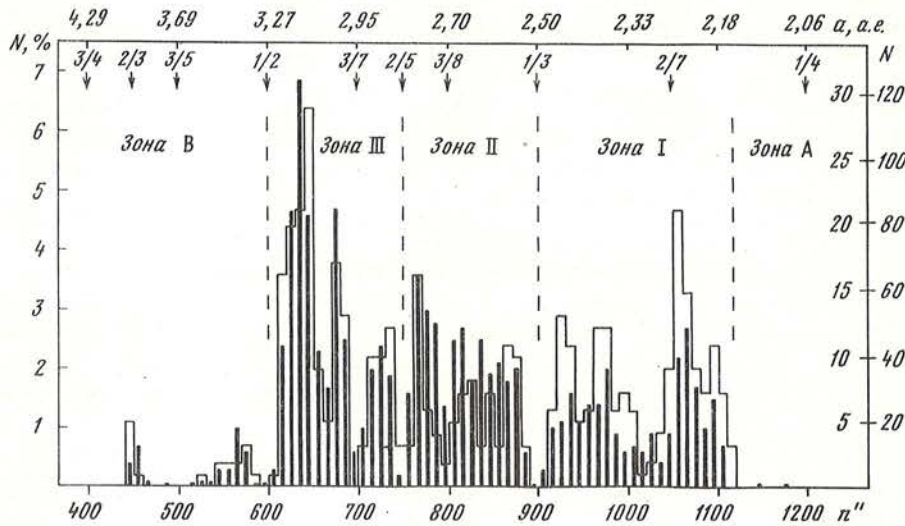


Рис. 2. Распределение новых астероидов по абсолютной звездной величине и диаметру

Ось абсцисс: внизу — абсолютная звездная величина, сверху — диаметр в км, ось ординат — число астероидов

Рис. 3. Распределение астероидов по десятисекундным интервалам среднего движения

Гистограмма — 450 новых астероидов, вертикальные жирные линии — 1800 старых астероидов. Ось абсцисс: внизу — среднее движение  $n$ , сверху — среднее расстояние от Солнца  $a$ . Ось ординат: слева — относительное (в процентах), справа — абсолютное число астероидов



новых астероидов заметно незначительное превышение высоты максимума и более низкий, чем для старых, процент объектов с эксцентриситетами больше 0,2. Лишь у четырех новых астероидов эксцентриситет превышает величину 0,30.

По величине угла наклона к плоскости эклиптики новые астероиды существенно отличаются от старых (рис. 5):

- 1) новые астероиды имеют более острый и более высокий максимум распределения;
- 2) этот максимум сдвинут относительно распределения старых астероидов в сторону меньших значений угла наклона (старые астероиды имеют максимум при углах наклона  $5^\circ < i < 6^\circ$ , новые — при  $2^\circ < i < 3^\circ$ );
- 3) среди новых астероидов незначителен процент объектов с умеренными наклонами и полностью отсутствуют объекты с углами наклона больше  $25^\circ$ .

Более резко выраженное преобладание орбит с малыми наклонами у открытых нами астероидов является следствием особенностей принятой у нас методики наблюдений. Основная часть пластинок, фотографируемых на двойном 40 см астрографе Крымской обсерватории по программе наблюдений малых планет, покрывает полосу неба вдоль эклиптики в пределах широт  $\pm 10^\circ$ . Вполне понятно, что новые объекты, открываемые в этих участках неба, отличаются малым наклоном орбит к эклиптике. Астероиды с более существенным наклоном могут при этом наблюдаться только вблизи их узлов.

Рис. 4. Распределение орбит новых и старых астероидов по углу эксцентриситета  
Гистограмма — новые астероиды, вертикальные линии — старые

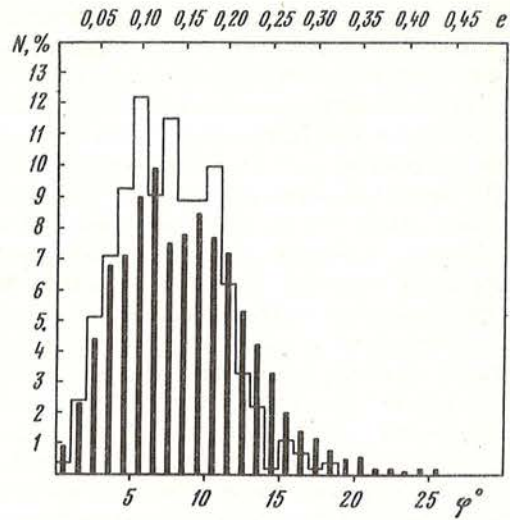


Рис. 4

Рис. 5. Частотное распределение наклонов орбит новых и старых астероидов  
Гистограмма — новые астероиды, вертикальные линии — старые

Рис. 6. Распределение орбит новых и старых астероидов по долготе перигелия  
Гистограмма — новые астероиды, вертикальные линии — старые

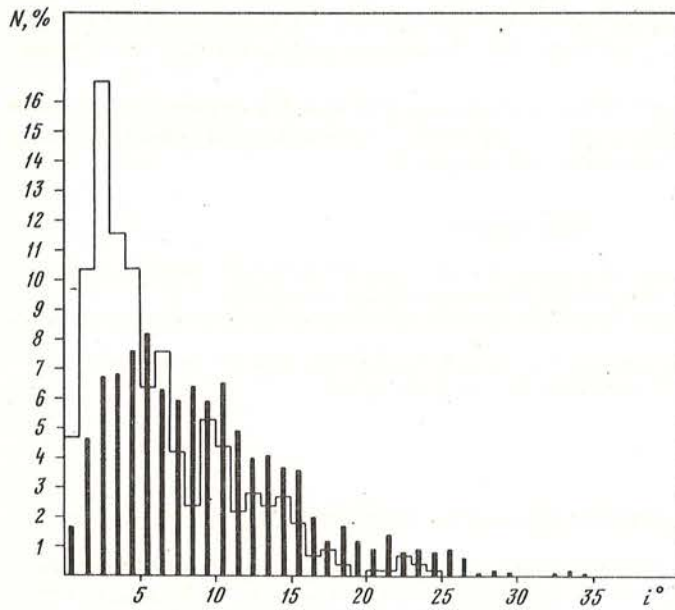


Рис. 5

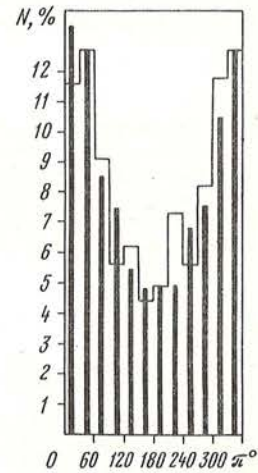


Рис. 6

Следовало ожидать, что в еще большей степени наблюдательная селекция проявится в ориентации орбит открытых нами астероидов. Наблюдения малых планет в Крыму распределены в течение года неравномерно: основная часть наблюдений приходится на август, сентябрь и октябрь, отличающиеся устойчивой ясной погодой. Зимой из-за частой пасмурной погоды и в первой половине лета из-за низкого положения эклиптики и плохой прозрачности неба наблюдения проводятся значительно реже. Так же неравномерно распределены в течение года даты открытия малых планет в Крыму:

| Месяц                     | I  | II | III | IV | V  | VI | VII | VIII | IX  | X  | XI | XII |
|---------------------------|----|----|-----|----|----|----|-----|------|-----|----|----|-----|
| Число открытых астероидов | 11 | 8  | 27  | 27 | 14 | 7  | 21  | 98   | 137 | 64 | 13 | 23  |

Это должно сказаться на распределении перигелиев орбит открытых астероидов, так как слабые астероиды чаще всего открываются, когда они во время оппозиции находятся в близперигелийной части своей орбиты.

Однако распределение перигелиев новых малых планет оказалось практически совпадающим с распределением для старых астероидов (рис. 6). В обоих случаях перигелии концентрируются в области долгот  $300-60^\circ$ . Орбит с долготой перигелия около  $180^\circ$  примерно в три раза меньше, чем около  $0^\circ$ . Эта особенность распределения перигелиев малых планет известна давно. Ее объясняют влиянием вековых возмущений от Юпитера, которые приводят к концентрации перигелиев орбит малых планет вблизи перигелия Юпитера (долгота перигелия Юпитера равна  $13^\circ$ ). Определенный вклад в формирование этого распределения внесла и наблюдательная селекция. Значительная часть известных к настоящему времени астероидов открыта европейскими обсерваториями, которые находятся примерно в одинаковых с нами географических и метеорологических условиях и для которых свойственна такая же сезонная неравномерность наблюдений, как для Крыма. Этим, вероятно, можно объяснить близкое сходство в распределении двух сравниваемых массивов астероидов.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что новые малые планеты, открытые за два с половиной десятилетия в Крымской астрофизической обсерватории с двойным 40 см астрографом, достаточно полно отражают особенности пояса астероидов. Сезонная неравномерность распределения наблюдений и особенности принятой методики наблюдений незначительно повлияли на статистику открытых при этом новых астероидов.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Н.В. Стешенко за постоянное внимание к работе, П.П. Добронравину за критические замечания при чтении рукописи и И.А. Смирновой за помощь в изготовлении рисунков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chernykh N.S., Chernykh L.I. The program of minor planet observations at the Crimean observatory // Asteroids, comet, meteoric matter. Proc. 22 IAU Colloquium in Nice. 1972. P. 25.
2. Черных Л.И. Некоторые результаты Крымской группы наблюдателей малых планет // Бюл. ИТА. 1978. Т. 14, № 6, С. 379.
3. Чеботарев Г.А., Шор В.А. Структура пояса астероидов // Труды ИТА. Вып. 15, 1976. С. 60.
4. Bowell E., Lumme K. // Asteroids. Tucson: Univ. Arizona, 1979. P. 132.

УДК 524.337

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОГО ОБЪЕКТА КУВАНО-ХОНДА (PU Vul). II

Т.С. Белякина, Н.И. Бондарь, Р.Е. Гершберг, Л. Гриц\*, И. Грыгар\*\*, Ю.С. Ефимов, В.И. Краснобабцев, В. Пиирола\*\*\*, М. Поутанен\*\*\*, И.С. Саванов, И. Туоминен\*\*\*, Д. Хохол\*, К.К. Чуваев, Н.И. Шаховская, Н.М. Шаховской, В.И. Шенаврин\*\*\*\*, А.Г. Щербаков

Приводятся результаты фотометрических, спектрофотометрических, поляриметрических и спектральных наблюдений пекулярного объекта PU Vul в диапазоне длин волн от 2400 Å до 5 мкм в 1983–1986 гг. На фоне иррегулярных колебаний блеска с амплитудой до  $\Delta U \sim 0^m, 2-0^m, 3$  обнаружено систематическое ослабление оптического блеска этой двойной системы и уменьшение ее показателей цвета; на двухцветных диаграммах эти систематические изменения соответствуют дрей-

\*Астрономический институт Словацкой АН, Татранска Ломница, Чехословакия.

\*\*Институт физики Чехословацкой АН, Ржеж, Чехословакия.

\*\*\*Хельсинкский университет, Финляндия.

\*\*\*\*Крымская станция ГАИШ.

© Т.С. Белякина, Н.И. Бондарь, Р.Е. Гершберг, Л. Гриц, И. Грыгар, Ю.С. Ефимов, В.И. Краснобабцев, В. Пиирола, М. Поутанен, И.С. Саванов, И. Туоминен, Д. Хохол, К.К. Чуваев, Н.И. Шаховская, Н.М. Шаховской, В.И. Шенаврин, А.Г. Щербаков

фу вспыхнувшего компонента системы вдоль ветви сверхгигантов от спектрального класса F до раннего A. Такой же характер развития этого компонента следует из анализа спектрофотометрических данных. Это означает, что в 1982 году было достигнуто состояние максимального размера и минимальной температуры фотосферы вспыхнувшего компактного компонента системы и затем началось его медленное сжатие с повышением поверхностной температуры, т.е. возвращение в исходное состояние горячего карлика до вспышки; холодный гигант не претерпевает заметных изменений в течение всей вспышки PU Vul.

Обнаружена переменность параметров собственной поляризации излучения PU Vul и значительное разнообразие волновых зависимостей  $p_{\lambda}^*$  и  $\theta_{\lambda}^*$ ; ни одна из трех рассмотренных моделей — модель пылевой оболочки, модель рассеяния излучения на свободных электронах в магнитном поле звезды и модель пятнистой фотосферы — не позволяет в рамках простейших приближений представить всю совокупность наблюдаемых волновых зависимостей, но ни одна из этих моделей еще не может быть полностью отвергнута. По-видимому, пылевая оболочка, ответственная за глубокий минимум 1980–1981 гг., уже полностью рассеялась и в системе не происходят новые эпизоды формирования пыли. Спектральные наблюдения показывают, что после 1981 г. происходят заметные изменения абсорбционного спектра, которые могут быть интерпретированы как результат изменения химического состава внешних слоев вспыхнувшего компонента PU Vul, его приближения к составу фотосфер Am-звезд. Процесс сброса оболочки горячим компонентом происходит не монотонно и/или с заметным отличием от сферической симметрии, о чем свидетельствуют нестационарные профили типа P Cyg линий водорода, Ca II, Na I, некоторых линий Fe II и других элементов.

Сопоставление наших наблюдений с расчетами Ибена [5] эволюции аккрецирующих белых карликов не оставляет сомнений в том, что PU Vul — это двойная система, вспышка которой в 1978 году была обусловлена переходом аккрецирующего компонента в сравнительно непродолжительную фазу "мимикрии под сверхгигант". Масса этого компонента не более  $1,1 M_{\odot}$ , а темп аккреции не превышает  $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ .

**THE STUDY OF THE KUWANO-HONDA'S PECULIAR OBJECT (PU Vul). II**, by T.S. Belyakina, N.I. Bondar', R.E. Gershberg, L. Hric, J. Grygar, Yu.S. Efimov, V.I. Krasnobabtsev, V. Pirola, M. Poutanen, I.S. Savanov, I. Tuominen, D. Chochol, K.K. Chuvaev, N.I., Shakhovskaya, N.M. Shakhovskoj, V.I. Shenavrin, A.G. Shcherbakov. The results of photometric, spectrophotometric, polarimetric and spectral observations of the peculiar object PU Vul carried out in 1983–86 within the wavelength range from 0.24 to 5 micrometer are given. Apart irregular brightness variations with the amplitude up to  $\Delta U \sim 0^{m.2}-0^{m.3}$ , we found the systematic brightness decrease of this binary system in optical region and the decrease of its colour indices. In two-color diagrams these systematic variations correspond to a drift of an exploded component of the system along the supergiant branch from F to early A classes. The same pattern of the system development has been found from our spectrophotometric data. It means that in 1982 the photosphere of the exploded component attained the largest size and the lowest temperature and then this component began to return to its initial status of a hot dwarf body. However, the cool giant component does not show significant variations during the whole flare of PU Vul.

Variations of intrinsic polarimetric parameters  $p_{\lambda}^*$  and  $\theta_{\lambda}^*$  with time and the significant variety of their wavelength dependences are found. Three plausible models have been considered for the interpretation of the observed polarization of PU Vul: a light scattering in a dust circumstellar envelope, a light scattering on free electrons in a magnetized stellar envelope and a spotty photosphere; but none of them could fit the whole variety of observed wavelength dependences and none can be completely rejected. Apparently, the dust envelope that was responsible for the deep minimum in 1980–81 is now dissipated and new episodes of dust formation do not occur. Accordingly to spectral observations the noticeable variations of the absorption spectrum appear after 1981 and they can be interpreted in the frame of chemical abundance variations within the outer layers of the exploded component; this abundance became similar to that inherent to the Am stars' photospheres. The hot component of PU Vul throws an envelope by non-monotonic and/or non-spherical symmetric manner; it follows from non-stable P Cyg type line profiles of H, Ca II, Na I, Fe II and other elements.

The comparison of our observations with the computations by Iben [5] of an accreting white dwarf evolution does not leave a doubt that PU Vul is a binary system whose burst in 1978 was due to a temporal transition of an accreting component to a rather short phase 'supergiant mimicry'. The mass of this component does not exceed  $1.1 M_{\odot}$  and the accretion rate is lower than  $10^{-8} M_{\odot}/\text{year}$ .

## ВВЕДЕНИЕ

Вспыхнувший в 1978 году пекулярный объект Кувано-Хонда (PU Vul) с 1979 года интенсивно изучается в Крыму. Наши первые исследования [1–3] позволили установить двойственность этого объекта и отождествить один из компонентов двойной системы с нормальным M-гигантом, оценить расстояние и межзвездное поглощение до этой системы и отметить некоторые черты сходства PU Vul с новыми и симбиотическими звездами при наличии существенных отличий от типичных представителей этих эруптив-

ных звезд. В статье [4] мы изложили результаты последующих фотометрических, спектрометрических, спектральных и поляриметрических наблюдений PU Vul до конца 1982 г.

Анализ полученных данных привел к следующим заключениям. Холодный компонент системы PU Vul — это гигант  $M 6,5$  с эффективной температурой около 2400 К. Система удалена от Солнца на 5,3 кпк и находится на расстоянии 800 пк над плоскостью Галактики; межзвездное поглощение до системы  $A_V \approx 1^m,2$ . Вспыхнувший компонент PU Vul в 1979 и в 1982 гг. был неотличим от нормального сверхгиганта спектрального класса F ни по абсолютной светимости, ни по физическим условиям в атмосфере, ни по ее химическому составу. Глубокий минимум блеска, имевший место в 1980–1981 годах, не может быть объяснен нормальным затмением в двойной системе и обусловлен возникновением и последующей диссипацией мощного пылевого образования в системе PU Vul.

В рамках модели нестационарной пылевой оболочки, возникшей вокруг вспыхнувшего горячего компонента системы, удалось получить разумное объяснение целому ряду различных наблюдаемых свойств PU Vul в этот период: сложной эволюции поляризационных характеристик системы, в том числе, качественному изменению вида зависимости собственной поляризации излучения системы от длины волны; малым значениям показателей цветов  $B-V$  и  $U-B$  в минимуме блеска, когда в спектрах обнаруживались полосы окиси титана, свойственные холодным звездам с большими показателями цветов, и вариациям спектрофотометрических градиентов при выходе PU Vul из глубокого минимума; измеренным величинам скачков интенсивности у пределов молекулярных полос и фотометрическому поведению системы в близкой ИК-области в период глубокого минимума блеска. При общем сходстве спектра PU Vul до и после минимума 1980–1981 гг. ее фотометрические свойства обнаружили за этот период определенную эволюцию: наблюдавшиеся в 1979 г. квазипериодические ( $\sim 78^d$ ) колебания блеска малой амплитуды ( $\sim 0^m,2$ ) в 1982 году исчезли, но осенью того же года были зарегистрированы непродолжительные ослабления блеска с необычными цветовыми характеристиками ( $\Delta V \approx \Delta B > \Delta U$ ), после чего произошло небольшое поярчание и заметное поглубление системы; физический смысл последних явлений остался невыясненным.

Обсуждение полученных данных позволило нам отнести пекулярный объект Кувано-Хонда к аномально медленным новым типа RT Ser — сравнительно редкому типу в семействе новых и родственных им звезд. Как известно, физическая общность объектов этого обширного семейства эруптивных звезд состоит в том, что все такие объекты являются проэволюционировавшими двойными звездами, где в результате перетекания вещества на компактный компонент на его поверхности возникает нестационарный термоядерный процесс. Характер этого процесса, его временные и энергетические параметры определяются главным образом темпом аккреции и массой аккрецирующего компонента; наблюдаемая картина вспышки существенным образом зависит от светимости звезды-донора, расстояния между компонентами системы, магнитных свойств аккрецирующей звезды. Заметное число перечисленных параметров и определяет существенное разнообразие вспышек новых и родственных им звезд.

Когда наше исследование [4] было закончено, нам стала известна статья Ибена [5], посвященная расчету аккреции на горячий белый карлик. Согласно Ибену, если на такой карлик с массой близкой к массе Солнца, происходит аккреция с постоянным темпом  $10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , то в системе должен установиться квазипериодический режим: белый карлик в течение довольно длительного времени — от нескольких столетий до многих тысячелетий — накапливает аккрецируемое вещество на поверхности, затем в этом веществе происходит термоядерная вспышка водорода, которая на время в  $10^3 - 10^5$  раз более короткое, чем длительность накопления вещества, превращает белый карлик в звезду-сверхгигант. Рис. 1, заимствованный из [5], иллюстрирует схему такого цикла. На рисунке нанесено полученное из наших наблюдений положение PU Vul в максимуме блеска. Практическое совпадение положения PU Vul с крайней

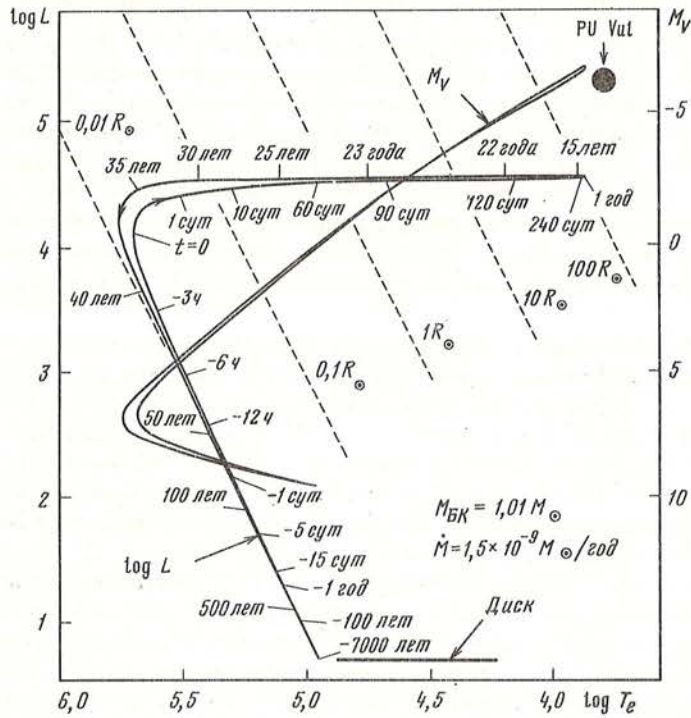


Рис. 1. Теоретический трек аккрецирующего белого карлика по Ибену [5] и положение PU Vul в максимуме блеска на диаграмме абсолютная светимость – эффективная температура  $L$  – болометрическая светимость,  $M_V$  – абсолютная светимость в полосе V

точкой теоретического трека просто удивительно, особенно, если учесть, что наблюдения сопоставляются не с семейством теоретических кривых, а всего лишь с одной из двух кривых, приведенных в [5], и что при проведении расчетов Ибен не знал о существовании объекта Кувано-Хонда. На рис. 1 совпадают не только величины  $T_{эф}$  и  $M_V$  в максимуме блеска PU Vul с соответствующими величинами теоретической модели, но и скорость выхода системы в это состояние: в полном соответствии с расчетами PU Vul затратила около года на прохождение последних  $5^m$  в шкале  $M_V$  для достижения максимума в 1979 г. Таким образом, полное соответствие теоретической модели Ибена наблюдаемым свойствам PU Vul не оставляет сомнений в правильности нашего определения эволюционного статуса этого объекта: мы, действительно, имеем дело с аномально медленной новой, которая в максимуме блеска проходит стадию мимикрии под сверхгигант.

В настоящей работе мы приводим результаты наших наблюдений PU Vul в 1983–1986 гг. В дополнение к наблюдательным средствам, использовавшимся нами ранее, теперь мы имели возможность получить несколько спектрограмм PU Vul с высокой дисперсией на 6 м БТА Специальной астрофизической обсерватории АН СССР и на 2 м рефлекторе Национальной астрономической обсерватории АН БНР, использовать Астрофизическую станцию Астрон для нахождения распределения энергии в ультрафиолетовой области спектра и ПЗС-спектрометр в фокусе куде 2,6 м Шайновского рефлектора КАО для изучения небольших участков спектра с высоким разрешением и высоким отношением сигнал/шум.

## 1. ШИРОКОПОЛОСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И КОЛОРИМЕТРИЯ

Измерения блеска PU Vul в 1983–1986 гг. проводились нами на тех же телескопах, что и прежде [1, 4]. Большая часть фотометрических наблюдений была выполнена в системе UBVRl — одновременно с поляриметрическими измерениями — на пятиканальном фотометре-поляриметре Хельсинкского университета [6], установленном на 1,25 м рефлекторе АЗТ-11; стандартизация этих наблюдений проводилась так же, как это было описано в [4]. До середины июня 1985 г. наблюдения PU Vul в системе UBVR велись на 64 см менисковом телескопе; позднее этот инструмент был демонтирован. На 1,25 м рефлекторе Крымской станции ГАИШ наблюдения выполнялись в полосах UBVRJHKLM. Средние ошибки всех определений UBVRl-величин не превышали  $0^m,02$ – $0^m,03$ .

В 1983 г. для наблюдений в инфракрасных JHKLM полосах применялся фотометр с PbS детектором, ошибки получаемых оценок блеска были при этом близки к  $0^m,05$ . Начиная с 1984 г. инфракрасные наблюдения велись с InSb фотоприемником, при этом в полосе M ошибки не превышали  $0^m,1$  и  $0^m,02$ – $0^m,03$  в остальных ИК-полосах. Как и раньше, стандартной звездой служила BS 7635, ее JKL величины были взяты из [7], а значения  $H = -0^m,03$  и  $M = 0^m,01$  были получены нами привязкой к Веге.

В табл. 1 приведены величины UBVRl для каждой даты наблюдений, в табл. 2 — величины JHKLM. Эти таблицы использованы при построении рис. 2, где представлены кривые блеска в полосе V и показателей цвета B–V и U–V с начала исследования PU Vul. Различными значками на рис. 2 отмечены моменты других выполненных нами наблюдений; вертикальные штрихи указывают даты получения спектрограмм; заштрихованные и светлые прямоугольники — периоды спектрофотометрических и инфракрасных наблюдений соответственно; стрелки, направленные вниз — даты поляриметрических наблюдений; буква A — даты внеатмосферных наблюдений на Астрофизической станции Астрон. Рисунок дает наглядное представление об общем объеме и полноте данных по PU Vul и о распределении наблюдений по различным формам видимого блеска исследуемого объекта.

Общее представление о фотометрическом поведении PU Vul в полосах UBVRlJHK в течение 1983–1986 гг. дает рис. 3.

С мая по август 1983 г. блеск звезды в полосах BVRI не обнаруживал систематических изменений, в полосе U блеск до конца июля, по-видимому, медленно ослабевал и несколько возрос в течение августа. Но 30.8–1.9.83 (JD 2445577–579) произошло весьма заметное событие: резко — на  $0^m,10$ – $0^m,15$  — увеличился блеск звезды в полосах JHK, а в полосах U и V в то же время блеск уменьшился примерно на такую же величину. Сразу после этого события начался быстрый рост яркости в полосе U, за 10–12 сут. звезда стала ярче на  $\Delta U \sim 0^m,3$  и затем оставалась на таком уровне ультрафиолетового блеска до конца 1983 г. В VRIJHK полосах в этот период происходило медленное ослабление блеска с амплитудой, возрастающей в длинноволновую область. В результате всех перечисленных изменений к концу 1983 г. PU Vul заметно поглубела, но характер этого поглубления отличался от того, который имел место в 1982 г.: тогда наблюдалось увеличение блеска в UBVRl полосах при практическом постоянстве блеска в полосах R и I. Любопытно, что в течение всего 1983 года излучение системы в полосе V было наиболее стабильным.

В течение 1984 г. изменения блеска PU Vul были более плавными, чем в предыдущем году. До конца июля блеск в полосе U медленно ослабевал, оставаясь постоянным в полосах BVRI. Затем, в период JD 2445900–965 объект плавно поярчал на  $0^m,15$ – $0^m,20$  в полосах UBVRl, после чего он продолжал ярчать в U, несколько слабел в V и остался на уровне достигнутого максимума в R и I.

1985 год оказался наиболее спокойным из всех 4 рассматриваемых наблюдательных сезонов. В полосе U и, возможно, V здесь можно наметить две волны с амплитудой  $0^m,10$ – $0^m,15$  и длительностью около 100 сут. В декабре (JD 2446400–420) в UBVRl



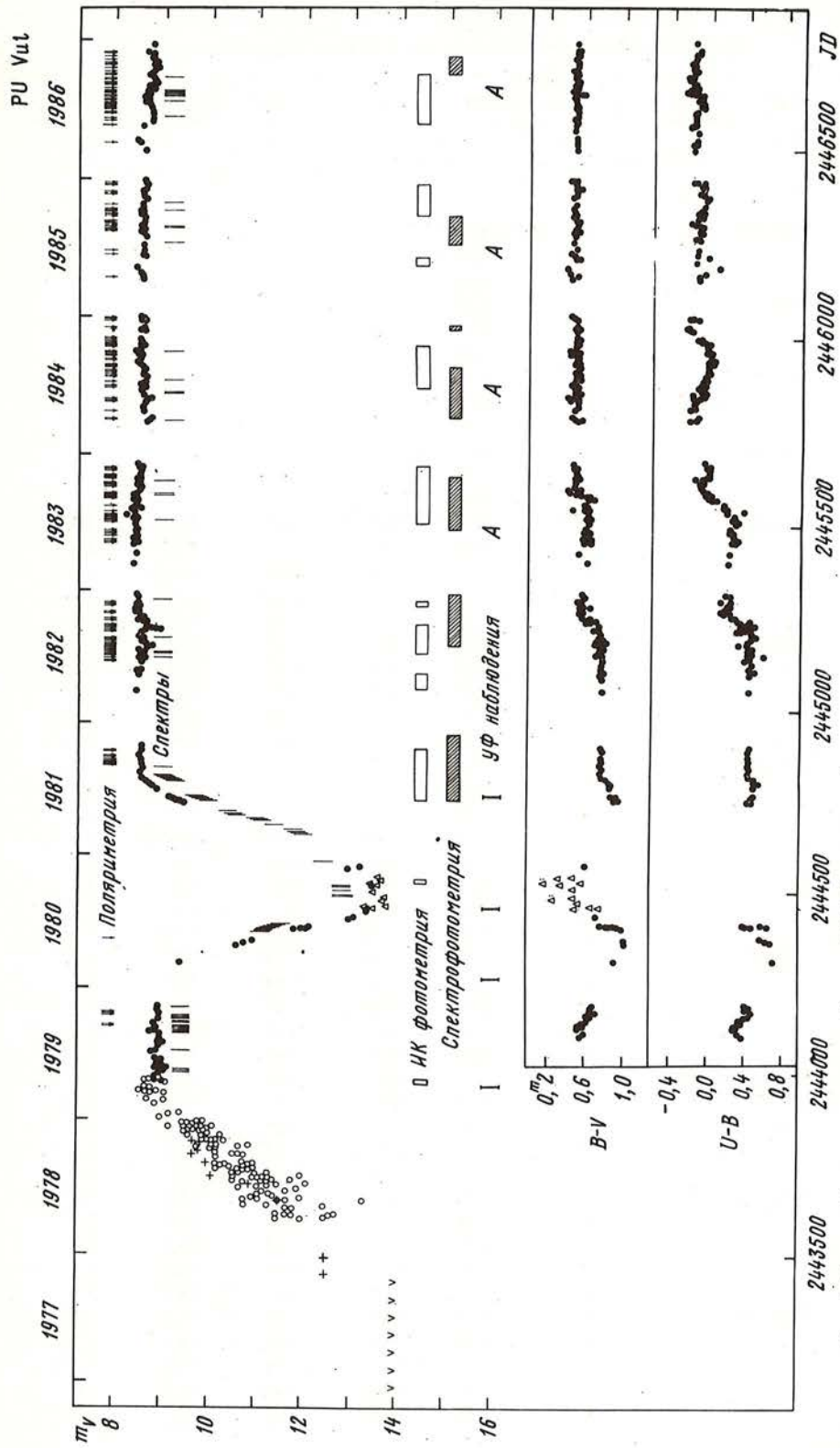


Рис. 2. Кривые блеска и показатели цвета PU Vul и временное распределение поляриметрических, спектральных, инфракрасных, спектрофотометрических и внеатмосферных наблюдений

Таблица 1  
Фотометрия и линейная поляризация PUVul в 1983–1986 гг.

| Дата     | J.D     | <i>N</i> | <i>F</i> | mag  | <i>p</i> | $\sigma p$ | $\theta$ | $\sigma \theta$ |
|----------|---------|----------|----------|------|----------|------------|----------|-----------------|
| 1        | 2       | 3        | 4        | 5    | 6        | 7          | 8        | 9               |
| 14.03.83 | 5408,60 |          | U        | 9,12 |          |            |          |                 |
|          |         |          | B        | 8,92 |          |            |          |                 |
|          |         |          | V        | 8,32 |          |            |          |                 |
| 12.04.83 | 5437,55 |          | U        | 9,16 |          |            |          |                 |
|          |         |          | B        | 8,94 |          |            |          |                 |
|          |         |          | V        | 8,43 |          |            |          |                 |
| 22.04.83 | 5447,54 |          | B        | 8,98 |          |            |          |                 |
|          |         |          | V        | 8,48 |          |            |          |                 |
|          |         |          | R        | 7,96 |          |            |          |                 |
| 10.05.83 | 5465,44 |          | U        | 9,27 |          |            |          |                 |
|          |         |          | B        | 9,02 |          |            |          |                 |
|          |         |          | V        | 8,38 |          |            |          |                 |
| 11.05.83 | 5466,53 | 4        | U        | 9,29 | 0,62     | 0,12       | 175,4    | 5,4             |
|          |         |          | B        | 9,00 | 0,45     | 0,05       | 172,3    | 1,7             |
|          |         |          | V        | 8,43 | 0,40     | 0,05       | 169,8    | 3,5             |
|          |         |          | R        | 7,91 | 0,39     | 0,04       | 173,3    | 2,1             |
|          |         |          | I        | 7,34 | 0,31     | 0,05       | 168,9    | 4,3             |
| 14.05.83 | 5469,51 | 8        | U        | 9,28 | 0,44     | 0,05       | 172,9    | 3,1             |
|          |         |          | B        | 8,99 | 0,36     | 0,03       | 175,8    | 2,3             |
|          |         |          | V        | 8,41 | 0,27     | 0,03       | 2,2      | 3,0             |
|          |         |          | R        | 7,89 | 0,33     | 0,02       | 4,4      | 1,5             |
|          |         |          | I        | 7,32 | 0,23     | 0,02       | 176,1    | 3,1             |
| 15.05.83 | 5470,48 |          | U        | 9,28 |          |            |          |                 |
|          |         |          | B        | 8,98 |          |            |          |                 |
|          |         |          | V        | 8,36 |          |            |          |                 |
| 18.05.83 | 5473,51 | 8        | U        | 9,23 | 0,39     | 0,06       | 176,7    | 4,7             |
|          |         |          | B        | 8,95 | 0,44     | 0,03       | 2,6      | 1,4             |
| 18.05.83 | 5473,51 |          | V        | 8,39 | 0,38     | 0,03       | 7,4      | 2,2             |
|          |         |          | R        | 7,87 | 0,35     | 0,02       | 4,7      | 1,7             |
|          |         |          | I        | 7,31 | 0,30     | 0,04       | 10,0     | 2,3             |
| 28.05.83 | 5483,49 | 8        | U        | 9,27 | 0,64     | 0,09       | 7,0      | 3,9             |
|          |         |          | B        | 9,01 | 0,60     | 0,04       | 3,2      | 1,8             |
|          |         |          | V        | 8,43 | 0,46     | 0,03       | 13,6     | 1,6             |
|          |         |          | R        | 7,90 | 0,41     | 0,02       | 5,5      | 1,2             |
|          |         |          | I        | 7,30 | 0,36     | 0,03       | 7,1      | 2,4             |
| 04.06.83 | 5490,51 | 8        | U        | 9,28 | 0,50     | 0,07       | 12,1     | 4,2             |
|          |         |          | B        | 9,03 | 0,56     | 0,03       | 11,6     | 1,7             |
|          |         |          | V        | 8,43 | 0,53     | 0,04       | 12,6     | 2,0             |
|          |         |          | R        | 7,87 | 0,44     | 0,02       | 12,2     | 1,0             |
|          |         |          | I        | 7,26 | 0,36     | 0,03       | 7,1      | 2,7             |
| 10.06.83 | 5496,48 | 8        | U        | 9,22 | 0,48     | 0,06       | 22,1     | 3,6             |
|          |         |          | B        | 9,00 | 0,51     | 0,04       | 16,0     | 2,5             |
|          |         |          | V        | 8,44 | 0,58     | 0,04       | 13,3     | 1,9             |
|          |         |          | R        | 7,91 | 0,43     | 0,02       | 10,3     | 1,2             |
|          |         |          | I        | 7,34 | 0,28     | 0,02       | 14,5     | 2,1             |
| 13.06.83 | 5499,50 | 8        | U        | 9,24 | 0,58     | 0,05       | 17,9     | 1,9             |
|          |         |          | B        | 9,00 | 0,47     | 0,03       | 16,9     | 1,7             |
|          |         |          | V        | 8,44 | 0,50     | 0,06       | 15,9     | 3,4             |
|          |         |          | R        | 7,92 | 0,43     | 0,02       | 11,8     | 1,6             |
|          |         |          | I        | 7,36 | 0,35     | 0,03       | 8,7      | 2,1             |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8    | 9    |
|----------|---------|---|---|------|------|------|------|------|
| 28.06.83 | 5514,37 |   | U | 9,31 |      |      |      |      |
|          |         |   | B | 9,02 |      |      |      |      |
|          |         |   | V | 8,40 |      |      |      |      |
| 02.07.83 | 5518,33 |   | U | 9,32 |      |      |      |      |
|          |         |   | B | 9,01 |      |      |      |      |
|          |         |   | V | 8,39 |      |      |      |      |
| 06.07.83 | 5522,48 | 8 | U | 9,24 | 0,37 | 0,06 | 21,1 | 3,5  |
|          |         |   | B | 9,01 | 0,59 | 0,04 | 28,2 | 2,0  |
|          |         |   | V | 8,43 | 0,43 | 0,04 | 25,2 | 1,8  |
|          |         |   | R | 7,93 | 0,63 | 0,27 | 28,1 | 14,8 |
|          |         |   | I | 7,30 | 0,31 | 0,08 | 31,2 | 7,8  |
| 07.07.83 | 5523,41 | 8 | U | 9,25 | 0,42 | 0,06 | 27,5 | 3,9  |
|          |         |   | B | 8,99 | 0,51 | 0,03 | 30,8 | 0,9  |
|          |         |   | V | 8,40 | 0,41 | 0,03 | 26,7 | 2,0  |
|          |         |   | R | 7,87 | 0,35 | 0,02 | 23,7 | 1,6  |
|          |         |   | I | 7,34 | 0,27 | 0,02 | 24,2 | 2,2  |
| 09.07.83 | 5525,47 | 8 | U | 9,28 | 0,43 | 0,08 | 15,7 | 5,1  |
|          |         |   | B | 9,03 | 0,36 | 0,04 | 23,7 | 2,9  |
|          |         |   | V | 8,42 | 0,39 | 0,04 | 28,7 | 2,9  |
|          |         |   | R | 7,90 | 0,31 | 0,02 | 22,6 | 2,3  |
|          |         |   | I | 7,36 | 0,35 | 0,04 | 19,7 | 3,1  |
| 10.07.83 | 5526,38 |   | U | 9,27 |      |      |      |      |
|          |         |   | B | 9,00 |      |      |      |      |
|          |         |   | V | 8,37 |      |      |      |      |
| 12.07.83 | 5528,49 | 8 | U | 9,28 | 0,42 | 0,06 | 15,7 | 4,2  |
|          |         |   | B | 9,02 | 0,48 | 0,03 | 16,9 | 1,1  |
|          |         |   | V | 8,41 | 0,38 | 0,04 | 15,6 | 2,8  |
|          |         |   | R | 7,86 | 0,32 | 0,02 | 18,1 | 1,3  |
|          |         |   | I | 7,34 | 0,28 | 0,03 | 13,3 | 2,9  |
| 14.07.83 | 5530,33 |   | U | 9,29 |      |      |      |      |
|          |         |   | B | 9,01 |      |      |      |      |
|          |         |   | V | 8,37 |      |      |      |      |
| 16.07.83 | 5532,50 | 8 | U | 9,31 | 0,46 | 0,06 | 19,8 | 3,6  |
|          |         |   | B | 9,05 | 0,45 | 0,04 | 26,8 | 1,9  |
| 16.07.83 | 5532,50 |   | V | 8,42 | 0,35 | 0,04 | 26,3 | 3,1  |
|          |         |   | R | 7,89 | 0,34 | 0,02 | 20,5 | 1,9  |
|          |         |   | I | 7,36 | 0,29 | 0,03 | 18,4 | 2,3  |
|          |         |   | U |      | 0,44 | 0,08 | 28,1 | 5,3  |
| 18.07.83 | 5534,37 | 9 | B |      | 0,46 | 0,04 | 26,6 | 2,1  |
|          |         |   | V |      | 0,50 | 0,04 | 34,7 | 2,3  |
|          |         |   | R |      | 0,33 | 0,02 | 22,7 | 2,2  |
|          |         |   | I |      | 0,32 | 0,03 | 18,9 | 3,0  |
|          |         |   | U |      | 0,50 | 0,07 | 40,7 | 3,9  |
| 20.07.83 | 5536,43 | 8 | B |      | 0,56 | 0,03 | 31,1 | 1,7  |
|          |         |   | V |      | 0,44 | 0,03 | 32,1 | 2,1  |
|          |         |   | R |      | 0,35 | 0,02 | 27,8 | 1,9  |
|          |         |   | I |      | 0,29 | 0,03 | 23,8 | 3,2  |
|          |         |   | U |      | 0,52 | 0,09 | 38,5 | 4,8  |
| 23.07.83 | 5539,46 | 8 | B |      | 0,46 | 0,04 | 34,8 | 2,4  |
|          |         |   | V |      | 0,39 | 0,04 | 33,0 | 2,6  |
|          |         |   | R |      | 0,31 | 0,03 | 28,9 | 3,0  |
|          |         |   | I |      | 0,27 | 0,04 | 35,1 | 4,3  |
|          |         |   | U |      |      |      |      |      |
| 24.07.83 | 5540,50 |   | U | 9,23 |      |      |      |      |
|          |         |   | B | 8,94 |      |      |      |      |

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|---|---|------|------|------|-------|------|
|          |         |   | V | 8,34 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 7,83 |      |      |       |      |
| 04.08.83 | 5551,50 |   | U | 9,25 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 8,90 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,43 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 7,90 |      |      |       |      |
| 05.08.83 | 5552,35 |   | U | 9,17 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 8,98 |      |      |       |      |
| 05.08.83 | 5552,35 |   | V | 8,37 |      |      |       |      |
| 06.08.83 | 5553,42 |   | U | 9,15 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 8,96 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,36 |      |      |       |      |
| 12.08.83 | 5559,47 | 8 | U | 9,16 | 0,28 | 0,07 | 155,3 | 5,6  |
|          |         |   | B | 8,97 | 0,18 | 0,05 | 152,7 | 8,2  |
|          |         |   | V | 8,40 | 0,24 | 0,04 | 141,0 | 5,2  |
|          |         |   | R | 7,89 | 0,13 | 0,02 | 161,0 | 5,3  |
|          |         |   | I | 7,34 | 0,12 | 0,03 | 164,1 | 6,6  |
| 13.08.83 | 5560,50 | 8 | U |      | 0,06 | 0,10 | 146,0 | 30,5 |
|          |         |   | B |      | 0,20 | 0,04 | 140,5 | 6,1  |
|          |         |   | V |      | 0,10 | 0,05 | 147,0 | 13,6 |
|          |         |   | R |      | 0,12 | 0,03 | 158,6 | 8,1  |
|          |         |   | I |      | 0,15 | 0,03 | 168,1 | 5,2  |
| 15.08.83 | 5562,34 |   | U | 9,16 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,00 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,41 |      |      |       |      |
| 16.08.83 | 5563,38 | 8 | U | 9,15 | 0,08 | 0,09 | 167,7 | 24,2 |
|          |         |   | B | 8,99 | 0,22 | 0,05 | 135,8 | 6,3  |
|          |         |   | V | 8,43 | 0,11 | 0,03 | 140,7 | 6,1  |
|          |         |   | R | 7,92 | 0,12 | 0,02 | 152,4 | 3,3  |
|          |         |   | I | 7,38 | 0,04 | 0,04 | 162,0 | 22,7 |
| 24.08.83 | 5571,33 |   | U | 9,20 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 8,96 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,43 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 7,94 |      |      |       |      |
| 30.08.83 | 5577,28 |   | U | 9,28 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,08 |      |      |       |      |
| 30.08.83 | 5577,28 |   | V | 8,46 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 7,86 |      |      |       |      |
| 31.08.83 | 5578,25 |   | U | 9,20 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,12 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,46 |      |      |       |      |
| 01.09.83 | 5579,39 |   | U | 9,13 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,06 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,47 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 7,85 |      |      |       |      |
| 04.09.83 | 5582,14 |   | U | 9,01 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 8,99 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,37 |      |      |       |      |
| 06.09.83 | 5584,24 |   | U | 8,96 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 8,96 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,35 |      |      |       |      |
| 07.09.83 | 5585,34 | 7 | U | 9,05 | 0,66 | 0,07 | 57,6  | 3,1  |
|          |         |   | B | 9,02 | 0,91 | 0,05 | 61,5  | 1,4  |
|          |         |   | V | 8,43 | 0,85 | 0,05 | 64,4  | 1,7  |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8    | 9   |
|----------|---------|----|---|------|------|------|------|-----|
|          |         |    | R | 7,87 | 0,57 | 0,03 | 76,4 | 1,5 |
|          |         |    | I | 7,30 | 0,43 | 0,04 | 77,8 | 2,6 |
| 09.09.83 | 5587,42 | 8  | U | 9,00 | 0,30 | 0,08 | 51,2 | 7,5 |
|          |         |    | B | 8,96 | 0,67 | 0,04 | 43,6 | 1,7 |
|          |         |    | V | 8,42 | 0,60 | 0,04 | 40,0 | 1,3 |
|          |         |    | R | 7,88 | 0,35 | 0,02 | 43,7 | 1,9 |
|          |         |    | I | 7,30 | 0,20 | 0,04 | 48,1 | 6,2 |
| 10.09.83 | 5588,31 | 8  | U | 8,97 | 0,30 | 0,05 | 40,1 | 4,5 |
|          |         |    | B | 8,94 | 0,47 | 0,03 | 46,6 | 1,5 |
|          |         |    | V | 8,41 | 0,46 | 0,03 | 45,4 | 2,1 |
| 10.09.83 | 5588,31 |    | R | 7,86 | 0,36 | 0,02 | 43,5 | 1,4 |
|          |         |    | I | 7,30 | 0,20 | 0,04 | 46,5 | 5,4 |
| 11.09.83 | 5589,27 |    | U | 8,92 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,91 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,36 |      |      |      |     |
| 13.09.83 | 5591,28 | 8  | U | 8,98 | 0,40 | 0,05 | 38,0 | 3,5 |
|          |         |    | B | 8,96 | 0,63 | 0,04 | 34,0 | 1,8 |
|          |         |    | V | 8,44 | 0,55 | 0,04 | 31,9 | 2,0 |
|          |         |    | R | 7,92 | 0,41 | 0,02 | 25,9 | 1,2 |
|          |         |    | I | 7,32 | 0,26 | 0,03 | 23,1 | 3,0 |
| 14.09.83 | 5592,40 | 8  | U | 8,93 | 0,74 | 0,07 | 30,6 | 2,6 |
|          |         |    | B | 8,93 | 0,86 | 0,03 | 33,6 | 0,8 |
|          |         |    | V | 8,42 | 0,75 | 0,04 | 31,4 | 1,6 |
|          |         |    | R | 7,90 | 0,54 | 0,03 | 25,6 | 1,4 |
|          |         |    | I | 7,32 | 0,42 | 0,03 | 31,5 | 2,0 |
| 15.09.83 | 5593,31 | 12 | U | 8,95 | 0,46 | 0,05 | 28,2 | 2,8 |
|          |         |    | B | 8,94 | 0,80 | 0,03 | 30,0 | 1,0 |
|          |         |    | V | 8,44 | 0,76 | 0,03 | 25,7 | 1,2 |
|          |         |    | R | 7,90 | 0,58 | 0,02 | 24,7 | 0,9 |
|          |         |    | I | 7,33 | 0,45 | 0,03 | 25,6 | 1,5 |
| 16.09.83 | 5594,37 | 12 | U | 8,92 | 0,48 | 0,06 | 28,2 | 3,3 |
|          |         |    | B | 8,96 | 0,62 | 0,03 | 28,8 | 1,4 |
|          |         |    | V | 8,44 | 0,54 | 0,04 | 25,8 | 1,8 |
|          |         |    | R | 7,92 | 0,44 | 0,03 | 19,9 | 1,7 |
|          |         |    | I | 7,34 | 0,39 | 0,03 | 20,7 | 2,5 |
| 19.09.83 | 5597,29 | 12 | U | 9,03 | 0,38 | 0,04 | 36,0 | 2,8 |
|          |         |    | B | 9,03 | 0,64 | 0,03 | 39,3 | 1,5 |
|          |         |    | V | 8,52 | 0,53 | 0,03 | 32,6 | 1,6 |
| 19.09.83 | 5597,29 |    | R | 8,01 | 0,44 | 0,02 | 26,6 | 1,5 |
|          |         |    | I | 7,41 | 0,36 | 0,03 | 25,6 | 1,6 |
| 25.09.83 | 5603,42 |    | U | 8,96 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,96 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,52 |      |      |      |     |
|          |         |    | R | 7,96 |      |      |      |     |
| 27.09.83 | 5605,21 |    | U | 8,98 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 9,03 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,51 |      |      |      |     |
| 28.09.83 | 5606,27 |    | U | 8,94 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,98 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,56 |      |      |      |     |
|          |         |    | R | 8,00 |      |      |      |     |
| 06.10.83 | 5614,31 | 8  | U | 8,93 | 0,60 | 0,05 | 9,0  | 2,3 |
|          |         |    | B | 9,00 | 0,86 | 0,03 | 17,0 | 0,7 |
|          |         |    | V | 8,53 | 0,78 | 0,04 | 16,9 | 1,4 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8    | 9   |
|----------|---------|----|---|------|------|------|------|-----|
|          |         |    | R | 8,10 | 0,51 | 0,03 | 12,6 | 1,4 |
|          |         |    | I | 7,54 | 0,46 | 0,03 | 13,8 | 2,0 |
| 07.10.83 | 5615,27 | 8  | U | 8,92 | 0,77 | 0,05 | 13,2 | 1,5 |
|          |         |    | B | 9,00 | 0,83 | 0,03 | 15,1 | 0,9 |
|          |         |    | V | 8,54 | 0,74 | 0,04 | 17,7 | 1,6 |
|          |         |    | R | 8,03 | 0,58 | 0,03 | 9,3  | 1,2 |
|          |         |    | I | 7,46 | 0,50 | 0,03 | 10,5 | 1,8 |
| 11.10.83 | 5619,19 |    | U | 8,89 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,98 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,50 |      |      |      |     |
| 12.10.83 | 5620,26 | 8  | U | 8,82 | 0,45 | 0,05 | 17,2 | 3,0 |
|          |         |    | B | 8,93 | 0,64 | 0,03 | 18,2 | 0,8 |
|          |         |    | V | 8,46 | 0,60 | 0,04 | 18,4 | 1,8 |
| 12.10.83 | 5620,26 |    | R | 7,96 | 0,46 | 0,03 | 13,1 | 1,8 |
|          |         |    | I | 7,41 | 0,34 | 0,03 | 12,9 | 2,5 |
| 14.10.83 | 5622,32 | 8  | U | 8,92 | 0,44 | 0,05 | 22,8 | 3,0 |
|          |         |    | B | 8,98 | 0,73 | 0,03 | 25,1 | 0,7 |
|          |         |    | V | 8,51 | 0,60 | 0,04 | 24,3 | 1,0 |
|          |         |    | R | 8,01 | 0,44 | 0,02 | 17,4 | 1,1 |
|          |         |    | I | 7,45 | 0,34 | 0,04 | 14,3 | 3,2 |
| 15.10.83 | 5623,27 | 8  | U | 8,90 | 0,53 | 0,05 | 20,3 | 2,4 |
|          |         |    | B | 8,97 | 0,60 | 0,03 | 24,4 | 1,6 |
|          |         |    | V | 8,50 | 0,58 | 0,04 | 21,0 | 2,1 |
|          |         |    | R | 8,01 | 0,40 | 0,02 | 23,1 | 1,7 |
|          |         |    | I | 7,45 | 0,40 | 0,03 | 21,0 | 2,0 |
| 15.10.83 | 5623,30 |    | U | 8,96 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,95 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,50 |      |      |      |     |
|          |         |    | R | 7,98 |      |      |      |     |
| 16.10.83 | 5624,30 | 8  | U | 8,94 | 0,68 | 0,07 | 18,2 | 2,9 |
|          |         |    | B | 8,99 | 0,65 | 0,03 | 28,9 | 1,5 |
|          |         |    | V | 8,52 | 0,56 | 0,04 | 30,0 | 1,1 |
|          |         |    | R | 8,03 | 0,42 | 0,02 | 23,0 | 1,4 |
|          |         |    | I | 7,48 | 0,34 | 0,04 | 18,8 | 3,1 |
| 28.10.83 | 5636,21 | 8  | U | 8,94 | 0,63 | 0,05 | 19,8 | 2,3 |
|          |         |    | B | 8,98 | 0,66 | 0,03 | 22,1 | 1,1 |
|          |         |    | V | 8,51 | 0,54 | 0,05 | 20,2 | 2,5 |
|          |         |    | R | 8,04 | 0,47 | 0,03 | 19,3 | 1,5 |
|          |         |    | I | 7,53 | 0,40 | 0,03 | 21,2 | 1,5 |
| 29.10.83 | 5637,17 |    | U | 8,92 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,98 |      |      |      |     |
| 29.10.83 | 5637,17 |    | V | 8,48 |      |      |      |     |
| 02.11.83 | 5641,26 | 8  | U |      | 0,40 | 0,08 | 17,5 | 5,8 |
|          |         |    | B |      | 0,59 | 0,05 | 12,9 | 1,8 |
|          |         |    | V |      | 0,51 | 0,05 | 7,6  | 3,0 |
|          |         |    | R |      | 0,41 | 0,04 | 11,1 | 2,7 |
|          |         |    | I |      | 0,36 | 0,04 | 8,7  | 3,0 |
| 03.11.83 | 5642,20 | 8  | U | 8,99 | 0,55 | 0,06 | 14,1 | 3,2 |
|          |         |    | B | 9,00 | 0,58 | 0,03 | 16,5 | 1,1 |
|          |         |    | V | 8,51 | 0,57 | 0,04 | 11,8 | 1,5 |
|          |         |    | R | 8,03 | 0,45 | 0,03 | 8,7  | 1,5 |
|          |         |    | I | 7,54 | 0,37 | 0,04 | 7,6  | 2,7 |
| 05.11.83 | 5644,20 | 12 | U |      | 0,62 | 0,05 | 19,7 | 2,4 |
|          |         |    | B |      | 0,56 | 0,03 | 22,5 | 1,3 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8    | 9   |
|----------|---------|----|---|------|------|------|------|-----|
|          |         |    | V |      | 0,55 | 0,04 | 22,9 | 1,6 |
|          |         |    | R |      | 0,39 | 0,03 | 16,0 | 2,4 |
|          |         |    | I |      | 0,29 | 0,04 | 18,5 | 3,9 |
| 07.11.83 | 5646,19 | 8  | U | 8,99 | 0,52 | 0,04 | 20,4 | 2,4 |
|          |         |    | B | 8,99 | 0,54 | 0,03 | 23,2 | 1,2 |
|          |         |    | V | 8,52 | 0,56 | 0,04 | 16,3 | 1,8 |
|          |         |    | R | 8,06 | 0,40 | 0,03 | 15,8 | 1,6 |
|          |         |    | I | 7,52 | 0,38 | 0,03 | 19,2 | 2,3 |
| 18.11.83 | 5657,21 | 10 | U | 9,00 | 0,69 | 0,05 | 15,0 | 1,9 |
|          |         |    | B | 8,99 | 0,67 | 0,03 | 25,6 | 1,3 |
|          |         |    | V | 8,53 | 0,60 | 0,04 | 23,3 | 2,0 |
|          |         |    | R | 8,06 | 0,49 | 0,04 | 18,9 | 2,4 |
|          |         |    | I | 7,58 | 0,39 | 0,04 | 18,8 | 2,6 |
| 24.11.83 | 5663,19 | 8  | U | 8,98 | 0,43 | 0,06 | 34,3 | 3,6 |
|          |         |    | B | 8,98 | 0,52 | 0,04 | 32,7 | 2,0 |
|          |         |    | V | 8,51 | 0,54 | 0,04 | 31,2 | 2,2 |
| 24.11.83 | 5663,19 |    | R | 8,06 | 0,31 | 0,03 | 28,3 | 2,7 |
|          |         |    | I | 7,58 | 0,40 | 0,03 | 21,6 | 2,3 |
| 25.11.83 | 5664,29 |    | U | 8,98 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,94 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,54 |      |      |      |     |
|          |         |    | R | 8,03 |      |      |      |     |
| 25.11.83 | 5664,22 | 8  | U | 8,94 | 0,58 | 0,05 | 40,4 | 2,6 |
|          |         |    | B | 8,96 | 0,60 | 0,03 | 35,2 | 1,6 |
|          |         |    | V | 8,51 | 0,52 | 0,04 | 35,9 | 2,2 |
|          |         |    | R | 8,06 | 0,37 | 0,03 | 28,1 | 2,2 |
|          |         |    | I | 7,56 | 0,36 | 0,03 | 26,8 | 1,7 |
| 26.11.83 | 5665,19 | 8  | U | 9,00 | 0,56 | 0,12 | 26,4 | 6,1 |
|          |         |    | B | 9,00 | 0,66 | 0,05 | 28,0 | 2,0 |
|          |         |    | V | 8,54 | 0,60 | 0,04 | 29,3 | 1,5 |
|          |         |    | R | 8,08 | 0,42 | 0,03 | 29,8 | 1,8 |
|          |         |    | I | 7,57 | 0,37 | 0,03 | 23,3 | 1,9 |
| 04.12.83 | 5673,14 |    | U | 8,90 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 8,94 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,48 |      |      |      |     |
| 29.03.84 | 5789,56 |    | U | 8,93 |      |      |      |     |
|          |         |    | B | 9,13 |      |      |      |     |
|          |         |    | V | 8,64 |      |      |      |     |
| 02.04.84 | 5793,58 | 8  | U | 9,03 | 0,90 | 0,06 | 52,0 | 1,9 |
|          |         |    | B | 9,16 | 1,01 | 0,04 | 53,9 | 1,1 |
|          |         |    | V | 8,69 | 0,84 | 0,04 | 54,3 | 1,5 |
|          |         |    | R | 8,18 | 0,51 | 0,03 | 50,1 | 1,8 |
|          |         |    | I | 7,65 | 0,44 | 0,04 | 51,8 | 2,2 |
| 06.04.84 | 5797,57 | 6  | U | 9,04 | 0,58 | 0,08 | 40,1 | 2,8 |
|          |         |    | B | 9,15 | 0,85 | 0,05 | 50,6 | 1,5 |
| 06.04.84 | 5797,57 |    | V | 8,72 | 0,47 | 0,05 | 49,5 | 2,7 |
|          |         |    | R | 8,16 | 0,32 | 0,03 | 44,2 | 2,1 |
|          |         |    | I | 7,67 | 0,29 | 0,04 | 44,7 | 3,7 |
| 27.04.84 | 5818,53 | 6  | U |      | 0,78 | 0,11 | 54,6 | 2,9 |
|          |         |    | B |      | 0,88 | 0,07 | 59,8 | 1,1 |
|          |         |    | V |      | 0,67 | 0,07 | 54,6 | 2,3 |
|          |         |    | R |      | 0,31 | 0,05 | 40,5 | 4,4 |
|          |         |    | I |      | 0,27 | 0,07 | 40,0 | 7,3 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8    | 9   |
|----------|---------|---|---|------|------|------|------|-----|
| 02.05.84 | 5823,46 |   | U | 8,84 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,03 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,57 |      |      |      |     |
| 05.05.84 | 5826,47 |   | U | 8,90 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,06 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,57 |      |      |      |     |
| 20.05.84 | 5841,44 |   | U | 8,98 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,14 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,64 |      |      |      |     |
| 22.05.84 | 5843,49 | 8 | U |      | 0,39 | 0,08 | 45,5 | 4,9 |
|          |         |   | B |      | 0,54 | 0,06 | 61,7 | 3,1 |
|          |         |   | V |      | 0,55 | 0,08 | 53,4 | 4,1 |
|          |         |   | R |      | 0,24 | 0,04 | 44,8 | 5,3 |
|          |         |   | I |      | 0,29 | 0,05 | 26,7 | 5,0 |
| 25.05.84 | 5846,53 | 4 | U | 8,89 | 0,44 | 0,08 | 55,0 | 3,5 |
|          |         |   | B | 9,06 | 0,56 | 0,05 | 56,8 | 2,3 |
|          |         |   | V | 8,64 | 0,45 | 0,09 | 45,7 | 2,6 |
|          |         |   | R | 8,14 | 0,34 | 0,04 | 38,7 | 2,2 |
|          |         |   | I | 7,60 | 0,16 | 0,05 | 22,8 | 5,4 |
| 26.05.84 | 5847,48 | 4 | U |      | 0,65 | 0,12 | 49,8 | 2,7 |
|          |         |   | B |      | 0,55 | 0,07 | 60,7 | 2,0 |
| 26.05.84 | 5847,48 |   | V |      | 0,38 | 0,09 | 51,3 | 5,8 |
|          |         |   | R |      | 0,28 | 0,04 | 38,3 | 3,2 |
|          |         |   | I |      | 0,28 | 0,05 | 32,9 | 5,0 |
| 28.05.84 | 5849,47 | 8 | U | 9,01 | 0,39 | 0,06 | 64,8 | 3,7 |
|          |         |   | B | 9,11 | 0,49 | 0,06 | 64,8 | 3,4 |
|          |         |   | V | 8,66 | 0,42 | 0,06 | 57,6 | 3,6 |
|          |         |   | R | 8,15 | 0,31 | 0,03 | 45,6 | 1,7 |
|          |         |   | I | 7,62 | 0,22 | 0,05 | 40,6 | 6,5 |
| 29.05.84 | 5850,46 | 4 | U | 9,20 | 0,38 | 0,13 | 60,1 | 9,2 |
|          |         |   | B | 9,12 | 0,34 | 0,07 | 66,7 | 4,7 |
|          |         |   | V | 8,72 | 0,40 | 0,08 | 63,9 | 5,6 |
|          |         |   | R | 8,16 | 0,31 | 0,04 | 43,4 | 2,0 |
|          |         |   | I | 7,62 | 0,17 | 0,05 | 52,5 | 7,9 |
| 07.06.84 | 5859,39 |   | U | 8,90 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,07 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,55 |      |      |      |     |
| 18.06.84 | 5870,37 |   | U | 8,93 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,01 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,52 |      |      |      |     |
| 25.06.84 | 5877,45 | 8 | U | 8,98 | 0,36 | 0,08 | 11,0 | 6,0 |
|          |         |   | B | 9,04 | 0,25 | 0,04 | 9,3  | 4,1 |
|          |         |   | V | 8,58 | 0,26 | 0,05 | 8,7  | 5,0 |
|          |         |   | R | 8,12 | 0,30 | 0,03 | 11,2 | 2,6 |
|          |         |   | I | 7,63 | 0,20 | 0,04 | 14,2 | 6,5 |
| 27.06.84 | 5879,46 | 8 | U | 9,00 | 0,32 | 0,05 | 11,9 | 2,5 |
|          |         |   | B | 9,06 | 0,33 | 0,03 | 9,4  | 3,0 |
|          |         |   | V | 8,60 | 0,30 | 0,04 | 11,2 | 4,2 |
|          |         |   | R | 8,14 | 0,24 | 0,03 | 10,1 | 3,1 |
|          |         |   | I | 7,62 | 0,18 | 0,04 | 4,5  | 3,9 |
| 29.06.84 | 5881,48 | 8 | U | 8,96 | 0,37 | 0,05 | 2,2  | 4,2 |
|          |         |   | B | 9,05 | 0,35 | 0,03 | 7,4  | 2,3 |
|          |         |   | V | 8,59 | 0,18 | 0,04 | 5,8  | 6,9 |



Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|----|---|------|------|------|-------|------|
|          |         |    | R | 8,15 | 0,20 | 0,03 | 8,9   | 3,7  |
|          |         |    | I | 7,62 | 0,26 | 0,04 | 9,2   | 3,8  |
| 02.07.84 | 5884,48 | 8  | U | 8,96 | 0,43 | 0,05 | 1,7   | 3,2  |
|          |         |    | B | 9,03 | 0,33 | 0,03 | 6,9   | 2,7  |
|          |         |    | V | 8,57 | 0,23 | 0,04 | 25,0  | 5,3  |
|          |         |    | R | 8,12 | 0,26 | 0,03 | 21,5  | 3,0  |
|          |         |    | I | 7,61 | 0,20 | 0,04 | 13,2  | 5,3  |
| 11.07.84 | 5893,45 | 9  | U |      | 0,30 | 0,11 | 45,0  | 10,3 |
|          |         |    | B |      | 0,30 | 0,04 | 76,4  | 4,3  |
|          |         |    | V |      | 0,31 | 0,05 | 59,5  | 3,9  |
|          |         |    | R |      | 0,22 | 0,03 | 49,8  | 3,3  |
|          |         |    | I |      | 0,18 | 0,04 | 51,5  | 6,6  |
| 18.07.84 | 5900,39 |    | U | 9,07 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 9,10 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,60 |      |      |       |      |
| 23.07.84 | 5905,41 | 8  | U | 9,10 | 0,34 | 0,12 | 43,6  | 9,7  |
|          |         |    | B | 9,13 | 0,36 | 0,06 | 44,0  | 4,9  |
|          |         |    | V | 8,65 | 0,22 | 0,05 | 47,3  | 6,4  |
|          |         |    | R | 8,18 | 0,28 | 0,04 | 56,3  | 4,1  |
|          |         |    | I | 7,63 | 0,13 | 0,04 | 50,2  | 9,7  |
| 25.07.84 | 5907,44 | 8  | U | 9,08 | 0,35 | 0,09 | 44,8  | 7,2  |
|          |         |    | B | 9,12 | 0,34 | 0,04 | 54,2  | 3,3  |
|          |         |    | V | 8,63 | 0,25 | 0,04 | 53,0  | 5,0  |
|          |         |    | R | 8,17 | 0,20 | 0,04 | 45,2  | 4,9  |
|          |         |    | I |      | 0,21 | 0,07 | 40,9  | 7,5  |
| 29.07.84 | 5911,48 | 12 | U |      | 0,11 | 0,12 | 161,6 | 24,4 |
|          |         |    | B |      | 0,16 | 0,05 | 34,6  | 8,8  |
| 29.07.84 | 5911,48 |    | V |      | 0,13 | 0,05 | 20,7  | 10,4 |
|          |         |    | R |      | 0,08 | 0,03 | 12,4  | 8,3  |
|          |         |    | I |      | 0,14 | 0,04 | 26,0  | 8,8  |
| 31.07.84 | 5913,42 | 8  | U | 9,03 | 0,34 | 0,06 | 19,0  | 4,9  |
|          |         |    | B | 9,07 | 0,16 | 0,04 | 2,2   | 6,7  |
|          |         |    | V | 8,60 | 0,06 | 0,04 | 167,8 | 15,1 |
|          |         |    | R | 8,13 | 0,18 | 0,04 | 31,8  | 5,4  |
|          |         |    | I | 7,60 | 0,27 | 0,07 | 5,6   | 8,0  |
| 01.08.84 | 5914,31 |    | U | 9,06 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 9,08 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,58 |      |      |       |      |
| 04.08.84 | 5917,48 | 8  | U |      | 0,26 | 0,10 | 172,2 | 11,3 |
|          |         |    | B |      | 0,50 | 0,07 | 0,2   | 3,7  |
|          |         |    | V |      | 0,51 | 0,07 | 4,6   | 4,0  |
|          |         |    | R |      | 0,46 | 0,04 | 15,2  | 2,5  |
|          |         |    | I |      | 0,48 | 0,07 | 15,4  | 4,0  |
| 05.08.84 | 5918,39 | 8  | U | 9,04 | 0,24 | 0,07 | 174,8 | 8,5  |
|          |         |    | B | 9,05 | 0,21 | 0,05 | 168,0 | 6,4  |
|          |         |    | V | 8,59 | 0,23 | 0,05 | 173,4 | 6,2  |
|          |         |    | R | 8,12 | 0,15 | 0,04 | 20,5  | 6,9  |
|          |         |    | I | 7,61 | 0,20 | 0,04 | 6,1   | 5,8  |
| 10.08.84 | 5923,39 | 8  | U | 9,07 | 0,44 | 0,07 | 169,5 | 4,4  |
|          |         |    | B | 9,08 | 0,40 | 0,04 | 170,3 | 3,1  |
|          |         |    | V | 8,60 | 0,32 | 0,05 | 171,0 | 4,5  |
|          |         |    | R | 8,15 | 0,23 | 0,03 | 8,3   | 4,2  |
|          |         |    | I | 7,58 | 0,26 | 0,04 | 179,7 | 4,3  |
| 11.08.84 | 5924,40 | 8  | U | 9,04 | 0,42 | 0,07 | 163,1 | 6,0  |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|----|---|------|------|------|-------|------|
|          |         |    | B | 9,06 | 0,50 | 0,06 | 167,5 | 3,1  |
|          |         |    | V | 8,58 | 0,27 | 0,06 | 175,4 | 6,3  |
|          |         |    | R | 8,11 | 0,20 | 0,05 | 2,4   | 7,7  |
| 11.08.84 | 5924,40 |    | I | 7,58 | 0,24 | 0,04 | 10,7  | 5,0  |
| 20.08.84 | 5933,37 | 8  | U | 9,07 | 0,39 | 0,08 | 5,0   | 5,9  |
|          |         |    | B | 9,08 | 0,39 | 0,05 | 7,4   | 3,6  |
|          |         |    | V | 8,58 | 0,28 | 0,05 | 8,0   | 4,6  |
|          |         |    | R | 8,08 | 0,37 | 0,03 | 15,0  | 2,3  |
|          |         |    | I | 7,57 | 0,32 | 0,04 | 15,5  | 3,5  |
| 22.08.84 | 5935,34 | 4  | U |      | 0,36 | 0,13 | 30,4  | 9,5  |
|          |         |    | B |      | 0,31 | 0,10 | 175,5 | 9,4  |
|          |         |    | V |      | 0,30 | 0,08 | 10,7  | 7,1  |
|          |         |    | R |      | 0,32 | 0,06 | 18,1  | 5,6  |
|          |         |    | I |      | 0,22 | 0,09 | 19,2  | 11,4 |
| 23.08.84 | 5936,36 | 6  | U |      | 0,23 | 0,08 | 88,0  | 9,6  |
|          |         |    | B |      | 0,32 | 0,05 | 107,9 | 4,8  |
|          |         |    | V |      | 0,22 | 0,06 | 135,1 | 7,9  |
|          |         |    | R |      | 0,31 | 0,04 | 137,2 | 3,4  |
|          |         |    | I |      | 0,24 | 0,05 | 137,5 | 5,8  |
| 24.08.84 | 5937,36 | 8  | U | 9,00 | 0,42 | 0,05 | 14,6  | 3,5  |
|          |         |    | B | 9,01 | 0,28 | 0,05 | 19,6  | 5,4  |
|          |         |    | V | 8,52 | 0,30 | 0,04 | 17,6  | 3,7  |
|          |         |    | R | 8,05 | 0,28 | 0,02 | 25,2  | 2,6  |
|          |         |    | I | 7,53 | 0,28 | 0,05 | 22,4  | 5,1  |
| 25.08.84 | 5938,25 |    | U | 9,02 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 9,04 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,52 |      |      |       |      |
| 28.08.84 | 5941,26 |    | U | 8,99 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 9,01 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,50 |      |      |       |      |
| 31.08.84 | 5944,36 |    | U | 9,02 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 8,98 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,48 |      |      |       |      |
| 03.09.84 | 5947,36 | 8  | U | 9,02 | 0,28 | 0,02 | 17,8  | 6,5  |
|          |         |    | B | 8,98 | 0,17 | 0,05 | 13,6  | 8,6  |
|          |         |    | V | 8,52 | 0,28 | 0,05 | 19,1  | 4,7  |
|          |         |    | R | 8,04 | 0,24 | 0,03 | 23,7  | 4,0  |
|          |         |    | I | 7,51 | 0,29 | 0,02 | 25,0  | 3,5  |
| 05.09.84 | 5949,31 | 20 | U | 9,04 | 0,15 | 0,03 | 18,2  | 5,7  |
|          |         |    | B | 8,99 | 0,19 | 0,02 | 11,8  | 3,4  |
|          |         |    | V | 8,51 | 0,26 | 0,03 | 12,6  | 3,0  |
|          |         |    | R | 8,01 | 0,19 | 0,02 | 18,5  | 2,2  |
|          |         |    | I | 7,51 | 0,22 | 0,02 | 17,8  | 2,7  |
| 08.09.84 | 5952,39 | 8  | U | 9,01 | 0,33 | 0,11 | 172,6 | 9,3  |
|          |         |    | B | 8,99 | 0,29 | 0,05 | 169,9 | 5,1  |
|          |         |    | V | 8,49 | 0,26 | 0,06 | 170,5 | 5,9  |
|          |         |    | R | 8,02 | 0,25 | 0,03 | 9,0   | 3,7  |
|          |         |    | I | 7,47 | 0,25 | 0,05 | 13,0  | 5,2  |
| 09.09.84 | 5953,29 | 8  | U | 9,02 | 0,42 | 0,07 | 160,0 | 4,8  |
|          |         |    | B | 9,00 | 0,42 | 0,05 | 162,1 | 3,5  |
|          |         |    | V | 8,50 | 0,32 | 0,06 | 166,6 | 4,8  |
|          |         |    | R | 8,01 | 0,23 | 0,03 | 9,2   | 3,8  |
|          |         |    | I | 7,48 | 0,17 | 0,04 | 19,2  | 4,4  |

Таблица 1 (продолжение)

| 1         | 2       | 3  | 4        | 5       | 6    | 7    | 8     | 9    |       |       |     |
|-----------|---------|----|----------|---------|------|------|-------|------|-------|-------|-----|
| 19.09.84  | 5963,36 | 8  | U        |         | 0,46 | 0,08 | 145,6 | 5,2  |       |       |     |
|           |         |    | B        |         | 0,29 | 0,05 | 138,8 | 5,1  |       |       |     |
|           |         |    | V        |         | 0,21 | 0,05 | 157,1 | 6,6  |       |       |     |
|           |         |    | R        |         | 0,22 | 0,03 | 170,7 | 3,9  |       |       |     |
| 21.09.84  | 5965,36 | 7  | I        |         | 0,16 | 0,04 | 5,2   | 7,4  |       |       |     |
|           |         |    | U        | 8,98    | 0,39 | 0,08 | 138,1 | 6,2  |       |       |     |
|           |         |    | B        | 8,96    | 0,32 | 0,05 | 148,3 | 4,3  |       |       |     |
|           |         |    | V        | 8,53    | 0,25 | 0,07 | 150,4 | 7,9  |       |       |     |
| 21.09.84  | 5965,36 | 7  | R        | 8,06    | 0,17 | 0,04 | 168,2 | 7,0  |       |       |     |
|           |         |    | I        | 7,53    | 0,18 | 0,05 | 3,4   | 7,3  |       |       |     |
|           |         |    | 22.09.84 | 5966,38 | 10   | U    |       | 0,25 | 0,07  | 153,9 | 8,0 |
|           |         |    | B        |         |      |      | 0,30  | 0,04 | 160,7 | 4,3   |     |
| 23.09.84  | 5967,29 | 8  | V        |         | 0,23 | 0,05 | 167,8 | 6,6  |       |       |     |
|           |         |    | R        |         | 0,21 | 0,04 | 167,3 | 4,9  |       |       |     |
|           |         |    | I        |         | 0,21 | 0,05 | 167,9 | 6,8  |       |       |     |
|           |         |    | U        | 8,94    | 0,28 | 0,06 | 157,1 | 6,1  |       |       |     |
| 25.09.84  | 5969,28 | 8  | B        | 8,94    | 0,29 | 0,03 | 161,8 | 3,4  |       |       |     |
|           |         |    | V        | 8,48    | 0,25 | 0,04 | 165,2 | 4,9  |       |       |     |
|           |         |    | R        | 8,01    | 0,24 | 0,03 | 167,2 | 3,5  |       |       |     |
|           |         |    | I        | 7,49    | 0,26 | 0,04 | 178,3 | 4,1  |       |       |     |
| 27.09.84  | 5971,37 | 10 | U        |         | 8,97 |      |       |      |       |       |     |
|           |         |    | B        |         | 8,95 |      |       |      |       |       |     |
|           |         |    | V        |         | 8,46 |      |       |      |       |       |     |
|           |         |    | U        |         | 0,44 | 0,06 | 172,8 | 4,1  |       |       |     |
| 28.09.84  | 5972,37 | 8  | B        |         | 0,39 | 0,04 | 172,6 | 2,7  |       |       |     |
|           |         |    | V        |         | 0,38 | 0,07 | 179,0 | 4,9  |       |       |     |
|           |         |    | R        |         | 0,34 | 0,02 | 174,2 | 1,8  |       |       |     |
|           |         |    | I        |         | 0,30 | 0,04 | 177,5 | 4,0  |       |       |     |
| 30.09.84  | 5974,27 | 8  | U        | 8,95    | 0,41 | 0,07 | 1,8   | 4,8  |       |       |     |
|           |         |    | B        | 8,98    | 0,27 | 0,04 | 179,7 | 3,7  |       |       |     |
|           |         |    | V        | 8,52    | 0,29 | 0,05 | 179,4 | 4,7  |       |       |     |
|           |         |    | R        | 8,04    | 0,40 | 0,03 | 175,4 | 2,1  |       |       |     |
| 01.10.84. | 5975,33 | 8  | I        | 7,54    | 0,33 | 0,04 | 174,8 | 3,2  |       |       |     |
|           |         |    | U        | 8,92    | 0,33 | 0,06 | 4,6   | 5,4  |       |       |     |
|           |         |    | B        | 8,94    | 0,35 | 0,03 | 5,4   | 2,8  |       |       |     |
|           |         |    | V        | 8,52    | 0,35 | 0,06 | 0,2   | 4,4  |       |       |     |
| 01.10.84  | 5975,33 | 8  | R        | 8,05    | 0,42 | 0,03 | 2,9   | 2,0  |       |       |     |
|           |         |    | I        | 7,55    | 0,36 | 0,03 | 1,5   | 2,5  |       |       |     |
|           |         |    | U        |         | 0,46 | 0,06 | 16,6  | 3,5  |       |       |     |
|           |         |    | B        |         | 0,29 | 0,03 | 9,8   | 3,1  |       |       |     |
| 11.10.84  | 5985,27 | 8  | V        |         | 0,36 | 0,05 | 4,4   | 3,7  |       |       |     |
|           |         |    | R        |         | 0,41 | 0,02 | 5,9   | 1,7  |       |       |     |
|           |         |    | I        |         | 0,30 | 0,03 | 6,3   | 2,8  |       |       |     |
|           |         |    | U        | 8,98    | 0,12 | 0,07 | 16,1  | 15,5 |       |       |     |
| 16.10.84. | 5990,27 | 8  | B        | 8,99    | 0,18 | 0,04 | 175,9 | 6,0  |       |       |     |
|           |         |    | V        | 8,52    | 0,24 | 0,05 | 163,8 | 6,1  |       |       |     |
|           |         |    | R        | 8,05    | 0,26 | 0,03 | 176,7 | 3,1  |       |       |     |
|           |         |    | I        | 7,52    | 0,20 | 0,03 | 6,2   | 4,6  |       |       |     |
| 19.10.84  | 5993,30 | 4  | U        | 9,06    | 0,53 | 0,09 | 34,9  | 5,0  |       |       |     |
|           |         |    | B        | 9,09    | 0,34 | 0,05 | 28,0  | 4,4  |       |       |     |
|           |         |    | V        | 8,60    | 0,22 | 0,04 | 23,4  | 5,6  |       |       |     |
|           |         |    | R        | 8,09    | 0,18 | 0,03 | 11,7  | 4,2  |       |       |     |
| 19.10.84  | 5993,30 | 4  | I        | 7,62    | 0,20 | 0,04 | 1,9   | 5,6  |       |       |     |
|           |         |    | U        |         | 0,78 | 0,25 | 58,5  | 8,9  |       |       |     |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|---|---|------|------|------|-------|------|
|          |         |   | B |      | 0,16 | 0,10 | 64,5  | 17,5 |
|          |         |   | V |      | 0,46 | 0,11 | 55,5  | 6,8  |
|          |         |   | R |      | 0,11 | 0,05 | 18,8  | 13,9 |
|          |         |   | I |      | 0,10 | 0,08 | 41,8  | 23,1 |
| 20.10.84 | 5994,23 |   | U | 9,04 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,03 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,53 |      |      |       |      |
| 23.10.84 | 5997,25 | 8 | U | 8,98 | 0,26 | 0,08 | 69,7  | 8,9  |
|          |         |   | B | 9,03 | 0,36 | 0,04 | 72,7  | 2,8  |
|          |         |   | V | 8,54 | 0,22 | 0,04 | 85,8  | 5,4  |
|          |         |   | R | 8,02 | 0,02 | 0,02 | 141,4 | 28,5 |
|          |         |   | I | 7,48 | 0,05 | 0,03 | 110,9 | 18,1 |
| 27.10.84 | 6001,25 | 8 | U | 8,97 | 0,47 | 0,07 | 66,4  | 4,3  |
| 27.10.84 | 6001,25 |   | B | 9,04 | 0,74 | 0,04 | 62,0  | 1,5  |
|          |         |   | V | 8,56 | 0,46 | 0,05 | 59,7  | 2,2  |
|          |         |   | R | 8,06 | 0,27 | 0,02 | 52,4  | 2,6  |
|          |         |   | I | 7,50 | 0,22 | 0,03 | 62,3  | 4,2  |
| 01.11.84 | 6006,21 |   | U | 8,91 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,02 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,52 |      |      |       |      |
| 03.11.84 | 6008,18 | 4 | U | 8,96 | 0,56 | 0,07 | 55,4  | 3,5  |
|          |         |   | B | 9,04 | 0,70 | 0,05 | 51,8  | 1,9  |
|          |         |   | V | 8,55 | 0,53 | 0,06 | 47,2  | 3,0  |
|          |         |   | R | 8,05 | 0,25 | 0,03 | 42,2  | 3,7  |
|          |         |   | I | 7,46 | 0,23 | 0,05 | 45,4  | 5,8  |
| 24.11.84 | 6029,19 | 4 | U |      | 0,83 | 0,27 | 48,6  | 9,3  |
|          |         |   | B |      | 1,20 | 0,15 | 36,4  | 3,6  |
|          |         |   | V |      | 1,14 | 0,22 | 44,8  | 5,6  |
|          |         |   | R |      | 0,86 | 0,12 | 28,7  | 3,9  |
|          |         |   | I |      | 0,72 | 0,15 | 14,9  | 6,1  |
| 25.11.84 | 6030,20 | 8 | U | 8,92 | 0,89 | 0,08 | 51,4  | 2,4  |
|          |         |   | B | 9,08 | 1,17 | 0,04 | 52,7  | 0,9  |
|          |         |   | V | 8,61 | 1,01 | 0,05 | 47,2  | 1,3  |
|          |         |   | R | 8,06 | 0,66 | 0,04 | 36,6  | 1,5  |
|          |         |   | I | 7,50 | 0,59 | 0,05 | 34,5  | 2,2  |
| 26.11.84 | 6031,19 | 7 | U |      | 0,98 | 0,12 | 48,6  | 3,6  |
|          |         |   | B |      | 1,34 | 0,04 | 58,1  | 0,9  |
|          |         |   | V |      | 50,3 | 0,06 | 1,00  | 1,7  |
|          |         |   | R |      | 0,59 | 0,03 | 44,2  | 1,5  |
|          |         |   | I |      | 0,51 | 0,04 | 46,5  | 2,4  |
| 30.11.84 | 6035,24 | 8 | U | 8,81 | 0,91 | 0,09 | 62,9  | 2,7  |
| 30.11.84 | 6035,24 |   | B | 9,02 | 1,23 | 0,04 | 64,3  | 0,9  |
|          |         |   | V | 8,56 | 1,08 | 0,05 | 60,1  | 1,4  |
|          |         |   | R | 8,03 | 0,65 | 0,02 | 56,2  | 1,0  |
|          |         |   | I | 7,46 | 0,59 | 0,04 | 50,2  | 2,2  |
| 02.12.84 | 6037,23 | 8 | U | 8,89 | 1,22 | 0,10 | 60,4  | 2,3  |
|          |         |   | B | 9,12 | 1,40 | 0,04 | 65,2  | 0,9  |
|          |         |   | V | 8,63 | 1,08 | 0,05 | 65,7  | 1,3  |
|          |         |   | R | 8,07 | 0,64 | 0,03 | 58,5  | 1,5  |
|          |         |   | I | 7,52 | 0,52 | 0,04 | 53,3  | 2,3  |
| 03.12.84 | 6038,22 | 8 | U | 8,85 | 1,08 | 0,07 | 65,4  | 1,9  |
|          |         |   | B | 9,06 | 1,32 | 0,04 | 65,4  | 0,8  |
|          |         |   | V | 8,59 | 1,04 | 0,05 | 63,8  | 1,3  |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|----|---|------|------|------|-------|------|
|          |         |    | R | 8,04 | 0,62 | 0,03 | 58,1  | 1,3  |
|          |         |    | I | 7,48 | 0,49 | 0,04 | 53,3  | 2,1  |
| 23.12.84 | 6058,17 | 8  | U | 8,98 | 1,05 | 0,06 | 61,1  | 1,6  |
|          |         |    | B | 9,08 | 1,16 | 0,04 | 63,9  | 0,9  |
|          |         |    | V | 8,61 | 0,90 | 0,05 | 59,5  | 1,7  |
|          |         |    | R | 8,09 | 0,46 | 0,03 | 54,4  | 1,6  |
| 27.12.84 | 6062,16 | 7  | I | 7,55 | 0,36 | 0,03 | 49,7  | 2,5  |
|          |         |    | U | 8,83 | 0,84 | 0,07 | 60,6  | 2,5  |
|          |         |    | B | 9,04 | 1,11 | 0,04 | 65,4  | 1,1  |
|          |         |    | V | 8,60 | 0,81 | 0,05 | 62,8  | 1,7  |
|          |         |    | R | 8,07 | 0,42 | 0,03 | 53,0  | 1,8  |
|          |         |    | I | 7,56 | 0,36 | 0,04 | 55,2  | 3,2  |
| 30.12.84 | 6065,18 | 8  | U | 8,82 | 0,73 | 0,09 | 60,0  | 3,4  |
|          |         |    | B | 8,99 | 0,99 | 0,05 | 65,5  | 1,4  |
|          |         |    | V | 8,56 | 0,62 | 0,06 | 66,0  | 2,6  |
|          |         |    | R | 8,07 | 0,33 | 0,04 | 56,3  | 3,6  |
|          |         |    | I | 7,57 | 0,25 | 0,07 | 58,0  | 7,4  |
| 12.04.85 | 6168,53 | 8  | U | 8,91 | 0,46 | 0,06 | 34,9  | 4,0  |
|          |         |    | B | 9,03 | 0,54 | 0,03 | 25,0  | 1,8  |
|          |         |    | V | 8,57 | 0,56 | 0,04 | 23,3  | 2,3  |
|          |         |    | R | 8,06 | 0,44 | 0,03 | 28,4  | 1,7  |
|          |         |    | I | 7,49 | 0,45 | 0,03 | 29,9  | 2,0  |
| 19.04.85 | 6175,56 |    | U | 8,96 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 9,08 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,55 |      |      |       |      |
| 26.04.85 | 6182,51 |    | U | 8,93 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 8,99 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,53 |      |      |       |      |
| 09.05.85 | 6195,50 |    | U | 8,94 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 8,84 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,42 |      |      |       |      |
| 27.05.85 | 6213,51 |    | U | 8,86 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 9,00 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,51 |      |      |       |      |
|          |         |    | R | 7,99 |      |      |       |      |
|          |         |    | I | 7,50 |      |      |       |      |
| 07.06.85 | 6224,41 |    | U | 8,94 |      |      |       |      |
|          |         |    | B | 8,97 |      |      |       |      |
|          |         |    | V | 8,50 |      |      |       |      |
| 13.06.85 | 6230,43 | 8  | U | 8,81 | 0,18 | 0,06 | 0,0   | 9,9  |
|          |         |    | B | 8,95 | 0,24 | 0,04 | 1,1   | 4,8  |
|          |         |    | V | 8,52 | 0,32 | 0,05 | 3,3   | 4,4  |
|          |         |    | R | 8,03 | 0,26 | 0,03 | 17,4  | 3,0  |
|          |         |    | I | 7,48 | 0,24 | 0,06 | 15,6  | 7,0  |
| 23.06.85 | 6240,42 | 8  | U | 8,89 | 0,65 | 0,11 | 0,0   | 5,0  |
|          |         |    | B | 9,03 | 0,71 | 0,03 | 4,8   | 1,3  |
| 23.06.85 | 6240,42 |    | V | 8,55 | 0,60 | 0,04 | 4,8   | 2,1  |
|          |         |    | R | 8,04 | 0,42 | 0,03 | 12,1  | 1,9  |
|          |         |    | I | 7,50 | 0,34 | 0,04 | 11,4  | 3,7  |
| 10.07.85 | 6257,48 | 10 | U |      | 0,58 | 0,18 | 178,1 | 8,6  |
|          |         |    | B |      | 0,47 | 0,06 | 5,6   | 3,5  |
|          |         |    | V |      | 0,51 | 0,05 | 5,8   | 3,1  |
|          |         |    | R |      | 0,36 | 0,10 | 21,5  | 7,9  |
|          |         |    | I |      | 0,21 | 0,09 | 35,0  | 12,5 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8    | 9   |
|----------|---------|---|---|------|------|------|------|-----|
| 11.07.85 | 6258,48 |   | U | 8,87 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 8,99 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,53 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,04 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,47 |      |      |      |     |
| 27.07.85 | 6274,40 |   | U | 8,90 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,06 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,60 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,09 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,54 |      |      |      |     |
| 06.08.85 | 6284,39 |   | U | 8,89 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,01 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,53 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,06 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,49 |      |      |      |     |
| 10.08.85 | 6288,32 |   | U | 8,95 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,06 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,54 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,04 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,50 |      |      |      |     |
| 11.08.85 | 6289,38 | 8 | U | 8,93 | 0,92 | 0,06 | 16,0 | 2,0 |
| 11.08.85 | 6289,38 |   | B | 9,03 | 0,97 | 0,03 | 19,9 | 0,9 |
|          |         |   | V | 8,55 | 0,96 | 0,04 | 22,4 | 1,2 |
|          |         |   | R | 8,07 | 0,65 | 0,02 | 22,0 | 0,9 |
|          |         |   | I | 7,52 | 0,54 | 0,02 | 21,4 | 1,3 |
| 13.08.85 | 6291,39 | 4 | U | 8,95 | 0,99 | 0,09 | 15,1 | 2,7 |
|          |         |   | B | 9,06 | 0,99 | 0,05 | 24,6 | 1,3 |
|          |         |   | V | 8,59 | 0,89 | 0,06 | 24,0 | 1,9 |
|          |         |   | R | 8,07 | 0,74 | 0,04 | 18,8 | 1,7 |
|          |         |   | I | 7,58 | 0,63 | 0,05 | 22,8 | 2,1 |
| 15.08.85 | 6293,38 | 4 | U | 8,94 | 0,90 | 0,09 | 17,3 | 2,7 |
|          |         |   | B | 9,05 | 0,93 | 0,06 | 18,7 | 1,8 |
|          |         |   | V | 8,58 | 0,79 | 0,05 | 21,4 | 2,0 |
|          |         |   | R | 8,10 | 0,59 | 0,03 | 20,8 | 1,4 |
|          |         |   | I | 7,54 | 0,64 | 0,04 | 18,5 | 1,7 |
| 18.08.85 | 6296,34 | 8 | U | 8,91 | 0,81 | 0,05 | 27,8 | 1,9 |
|          |         |   | B | 9,02 | 0,80 | 0,03 | 25,7 | 1,1 |
|          |         |   | V | 8,55 | 0,65 | 0,04 | 24,3 | 1,5 |
|          |         |   | R | 8,06 | 0,54 | 0,02 | 19,8 | 1,2 |
|          |         |   | I | 7,53 | 0,45 | 0,03 | 18,2 | 1,6 |
| 24.08.85 | 6302,27 |   | U | 8,93 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,04 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,54 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,04 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,52 |      |      |      |     |
| 25.08.85 | 6303,27 | 8 | U | 8,91 | 0,57 | 0,06 | 9,7  | 3,2 |
|          |         |   | B | 9,02 | 0,55 | 0,03 | 16,8 | 1,7 |
|          |         |   | V | 8,53 | 0,46 | 0,04 | 16,3 | 2,5 |
|          |         |   | R | 8,02 | 0,28 | 0,02 | 13,1 | 2,2 |
|          |         |   | I | 7,50 | 0,26 | 0,03 | 14,2 | 2,9 |
| 27.08.85 | 6305,26 |   | U | 8,90 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,01 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,52 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,02 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,50 |      |      |      |     |

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9   |
|----------|---------|---|---|------|------|------|-------|-----|
| 28.08.85 | 6306,28 | 8 | U | 8,88 | 0,71 | 0,05 | 13,8  | 2,0 |
|          |         |   | B | 8,99 | 0,88 | 0,03 | 16,7  | 0,9 |
|          |         |   | V | 8,50 | 0,62 | 0,04 | 18,4  | 1,7 |
|          |         |   | R | 7,98 | 0,40 | 0,02 | 15,7  | 1,3 |
|          |         |   | I | 7,43 | 0,29 | 0,03 | 15,4  | 2,5 |
| 02.09.85 | 6311,34 | 8 | U | 8,90 | 0,87 | 0,06 | 23,9  | 1,8 |
|          |         |   | B | 9,08 | 0,93 | 0,03 | 25,0  | 1,0 |
|          |         |   | V | 8,57 | 0,77 | 0,04 | 22,6  | 1,3 |
|          |         |   | R | 8,04 | 0,61 | 0,02 | 26,1  | 0,9 |
|          |         |   | I | 7,59 | 0,50 | 0,03 | 24,9  | 1,5 |
| 07.09.85 | 6316,29 | 8 | U | 8,84 | 0,52 | 0,06 | 14,0  | 3,1 |
|          |         |   | B | 9,04 | 0,58 | 0,04 | 13,3  | 1,7 |
|          |         |   | V | 8,55 | 0,51 | 0,03 | 18,8  | 1,9 |
|          |         |   | R | 8,07 | 0,44 | 0,02 | 20,2  | 1,6 |
|          |         |   | I | 7,56 | 0,39 | 0,03 | 19,6  | 2,1 |
| 19.09.85 | 6328,33 | 8 | U | 8,88 | 0,37 | 0,04 | 12,3  | 3,1 |
|          |         |   | B | 9,00 | 0,48 | 0,02 | 11,9  | 1,5 |
|          |         |   | V | 8,55 | 0,33 | 0,03 | 7,6   | 2,8 |
|          |         |   | R | 8,07 | 0,22 | 0,02 | 8,4   | 3,2 |
|          |         |   | I | 7,59 | 0,24 | 0,03 | 9,5   | 3,4 |
| 23.09.85 | 6332,31 | 8 | U | 8,92 | 0,58 | 0,04 | 2,1   | 2,2 |
|          |         |   | B | 9,02 | 0,59 | 0,03 | 10,4  | 1,5 |
|          |         |   | V | 8,54 | 0,35 | 0,04 | 11,2  | 2,8 |
|          |         |   | R | 8,06 | 0,19 | 0,02 | 17,0  | 3,2 |
|          |         |   | I | 7,56 | 0,14 | 0,03 | 9,0   | 3,4 |
| 25.09.85 | 6334,26 | 8 | U | 8,86 | 0,64 | 0,05 | 4,8   | 2,3 |
|          |         |   | B | 8,96 | 0,75 | 0,03 | 8,7   | 1,1 |
|          |         |   | V | 8,50 | 0,53 | 0,04 | 11,3  | 1,9 |
|          |         |   | R | 8,01 | 0,31 | 0,02 | 8,9   | 2,1 |
|          |         |   | I | 7,54 | 0,22 | 0,03 | 7,2   | 3,5 |
| 03.10.85 | 6342,33 | 8 | U | 8,84 | 0,76 | 0,05 | 0,9   | 1,8 |
|          |         |   | B | 8,97 | 0,95 | 0,03 | 0,2   | 0,8 |
|          |         |   | V | 8,52 | 0,82 | 0,05 | 2,6   | 1,6 |
|          |         |   | R | 8,04 | 0,64 | 0,02 | 5,2   | 0,9 |
|          |         |   | I | 7,51 | 0,46 | 0,03 | 5,0   | 1,9 |
| 04.10.85 | 6343,29 | 8 | U | 8,89 | 0,70 | 0,07 | 177,2 | 2,8 |
|          |         |   | B | 9,01 | 0,94 | 0,03 | 179,2 | 1,0 |
|          |         |   | V | 8,56 | 0,70 | 0,04 | 2,8   | 1,7 |
|          |         |   | R | 8,08 | 0,59 | 0,02 | 7,7   | 1,1 |
|          |         |   | I | 7,62 | 0,49 | 0,03 | 8,7   | 1,8 |
| 05.10.85 | 6344,31 | 8 | U | 8,89 | 0,89 | 0,05 | 177,5 | 1,7 |
|          |         |   | B | 8,98 | 0,91 | 0,04 | 0,7   | 1,3 |
|          |         |   | V | 8,53 | 0,68 | 0,04 | 6,5   | 1,9 |
|          |         |   | R | 8,06 | 0,50 | 0,05 | 14,5  | 3,0 |
|          |         |   | I | 7,56 | 0,45 | 0,05 | 19,2  | 3,0 |
| 06.10.85 | 6345,32 | 4 | U | 8,87 | 0,88 | 0,06 | 173,2 | 2,0 |
|          |         |   | B | 8,97 | 1,04 | 0,04 | 177,1 | 1,1 |
|          |         |   | V | 8,52 | 0,76 | 0,05 | 0,6   | 1,9 |
|          |         |   | R | 8,09 | 0,59 | 0,03 | 4,4   | 1,3 |
|          |         |   | I | 7,57 | 0,49 | 0,04 | 3,1   | 2,1 |
| 08.10.85 | 6347,26 | 8 | U | 8,87 | 0,68 | 0,05 | 0,7   | 2,0 |
|          |         |   | B | 8,96 | 0,93 | 0,03 | 0,8   | 0,9 |
|          |         |   | V | 8,52 | 0,73 | 0,04 | 3,0   | 1,4 |
|          |         |   | R | 8,03 | 0,54 | 0,03 | 5,2   | 1,5 |
|          |         |   | I | 7,58 | 0,47 | 0,03 | 4,1   | 1,8 |

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|---|---|------|------|------|-------|------|
| 21.10.85 | 6360,33 | 4 | U | 8,93 | 0,52 | 0,07 | 4,7   | 3,8  |
|          |         |   | B | 8,99 | 0,50 | 0,04 | 7,1   | 2,3  |
|          |         |   | V | 8,52 | 0,35 | 0,07 | 6,9   | 5,4  |
| 21.10.85 | 6360,33 |   | R | 8,05 | 0,41 | 0,03 | 15,2  | 2,2  |
|          |         |   | I | 7,54 | 0,29 | 0,04 | 11,0  | 3,7  |
| 28.10.85 | 6367,23 | 8 | U |      | 0,45 | 0,05 | 11,3  | 3,0  |
|          |         |   | B |      | 0,66 | 0,03 | 16,0  | 1,2  |
|          |         |   | V |      | 0,54 | 0,04 | 13,8  | 2,0  |
|          |         |   | R |      | 0,44 | 0,02 | 15,3  | 1,4  |
|          |         |   | I |      | 0,27 | 0,03 | 11,0  | 3,0  |
| 31.10.85 | 6370,21 | 8 | U |      | 0,47 | 0,05 | 10,2  | 3,1  |
|          |         |   | B |      | 0,61 | 0,03 | 11,4  | 1,4  |
|          |         |   | V |      | 0,44 | 0,04 | 15,8  | 2,7  |
|          |         |   | R |      | 0,39 | 0,02 | 12,8  | 1,8  |
|          |         |   | I |      | 0,29 | 0,03 | 17,0  | 3,0  |
| 06.11.85 | 6376,21 |   | U | 8,96 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,00 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,55 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 8,07 |      |      |       |      |
|          |         |   | I | 7,54 |      |      |       |      |
| 10.11.85 | 6380,18 |   | U | 9,02 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,03 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,57 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 8,07 |      |      |       |      |
|          |         |   | I | 7,54 |      |      |       |      |
| 18.11.85 | 6388,21 | 8 | U | 8,95 | 0,66 | 0,06 | 178,5 | 2,5  |
|          |         |   | B | 9,01 | 0,67 | 0,03 | 2,1   | 1,2  |
|          |         |   | V | 8,54 | 0,60 | 0,04 | 2,8   | 1,8  |
|          |         |   | R | 8,02 | 0,44 | 0,02 | 5,2   | 1,6  |
|          |         |   | I | 7,48 | 0,40 | 0,03 | 0,4   | 2,2  |
| 20.11.85 | 6390,22 | 8 | U | 8,93 | 0,56 | 0,06 | 4,3   | 3,3  |
|          |         |   | B | 9,00 | 0,70 | 0,03 | 7,7   | 1,3  |
| 20.11.85 | 6390,22 |   | V | 8,52 | 0,58 | 0,04 | 7,4   | 1,8  |
|          |         |   | R | 8,01 | 0,44 | 0,03 | 6,6   | 1,9  |
|          |         |   | I | 7,46 | 0,36 | 0,04 | 8,1   | 2,9  |
| 24.11.85 | 6394,21 | 8 | U | 8,94 | 0,80 | 0,05 | 12,7  | 1,7  |
|          |         |   | B | 9,02 | 0,83 | 0,03 | 12,8  | 1,0  |
|          |         |   | V | 8,54 | 0,70 | 0,04 | 16,9  | 1,5  |
|          |         |   | R | 8,01 | 0,47 | 0,02 | 18,8  | 1,1  |
|          |         |   | I | 7,45 | 0,39 | 0,03 | 16,3  | 2,0  |
| 30.11.85 | 6400,23 |   | U | 9,01 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,08 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,55 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 8,03 |      |      |       |      |
|          |         |   | I | 7,45 |      |      |       |      |
| 02.12.85 | 6402,22 | 6 | U |      | 0,95 | 0,07 | 22,2  | 2,1  |
|          |         |   | B |      | 1,00 | 0,09 | 20,2  | 2,5  |
|          |         |   | V |      | 0,79 | 0,09 | 19,3  | 3,3  |
|          |         |   | R |      | 0,80 | 0,08 | 11,7  | 2,9  |
|          |         |   | I |      | 0,59 | 0,21 | 4,0   | 10,0 |
| 10.12.85 | 6410,14 |   | U | 9,02 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,09 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,62 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 8,09 |      |      |       |      |
|          |         |   | I | 7,51 |      |      |       |      |



Т а б л и ц а 1 (продолжение)

| 1           | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|-------------|---------|---|---|------|------|------|-------|------|
| 13.12.85    | 6413,15 | 4 | U | 8,99 | 0,96 | 0,06 | 14,2  | 1,9  |
|             |         |   | B | 9,09 | 0,94 | 0,06 | 18,1  | 1,9  |
|             |         |   | V | 8,63 | 0,82 | 0,07 | 13,6  | 2,4  |
|             |         |   | R | 8,10 | 0,45 | 0,07 | 8,1   | 4,5  |
| 21.12.85    | 6421,14 |   | I | 7,53 | 0,34 | 0,08 | 2,1   | 6,8  |
|             |         |   | U | 8,98 |      |      |       |      |
|             |         |   | B | 9,05 |      |      |       |      |
|             |         |   | V | 8,58 |      |      |       |      |
| 22.12.85    | 6422,14 | 8 | R | 8,05 |      |      |       |      |
|             |         |   | I | 7,52 |      |      |       |      |
|             |         |   | U | 8,89 | 0,65 | 0,09 | 2,8   | 3,9  |
|             |         |   | B | 9,03 | 0,61 | 0,03 | 10,3  | 1,4  |
| 24.12.85    | 6424,17 | 6 | V | 8,58 | 0,53 | 0,04 | 11,6  | 2,3  |
|             |         |   | R | 8,08 | 0,39 | 0,02 | 11,3  | 1,5  |
|             |         |   | I | 7,55 | 0,39 | 0,03 | 11,8  | 2,4  |
|             |         |   | U | 8,93 | 0,66 | 0,22 | 4,4   | 9,4  |
| 13.03.86    | 6503,60 |   | B | 9,00 | 0,61 | 0,05 | 10,5  | 2,5  |
|             |         |   | V | 8,52 | 0,50 | 0,06 | 5,5   | 3,4  |
|             |         |   | R | 8,01 | 0,36 | 0,05 | 179,6 | 3,8  |
|             |         |   | I | 7,46 | 0,33 | 0,13 | 12,4  | 10,8 |
| 29.03.86.   | 6518,58 | 8 | U | 8,93 |      |      |       |      |
|             |         |   | B | 9,12 |      |      |       |      |
|             |         |   | V | 8,64 |      |      |       |      |
|             |         |   | R | 8,08 |      |      |       |      |
| 02.04.86    | 6523,55 | 4 | I | 7,56 |      |      |       |      |
|             |         |   | U | 8,93 | 0,71 | 0,06 | 106,1 | 2,3  |
|             |         |   | B | 9,09 | 0,85 | 0,03 | 105,2 | 1,1  |
|             |         |   | V | 8,62 | 0,72 | 0,04 | 103,6 | 1,8  |
| 02.04.86    | 6523,55 | 4 | R | 8,10 | 0,35 | 0,02 | 102,7 | 1,8  |
|             |         |   | I | 7,60 | 0,27 | 0,03 | 104,0 | 3,3  |
|             |         |   | U | 8,69 | 0,45 | 0,10 | 118,5 | 3,1  |
|             |         |   | B | 9,04 | 0,41 | 0,07 | 121,1 | 4,7  |
| 07.04.86    | 6528,58 |   | V | 8,58 | 0,37 | 0,08 | 139,9 | 3,5  |
|             |         |   | R | 8,07 | 0,11 | 0,03 | 147,9 | 5,3  |
|             |         |   | I | 7,56 | 0,07 | 0,04 | 151,8 | 15,6 |
|             |         |   | U | 8,90 |      |      |       |      |
| 01.05.86    | 6552,52 |   | B | 9,05 |      |      |       |      |
|             |         |   | V | 8,58 |      |      |       |      |
|             |         |   | R | 8,07 |      |      |       |      |
|             |         |   | I | 7,57 |      |      |       |      |
| 14.05.86    | 6565,41 |   | U | 8,89 |      |      |       |      |
|             |         |   | B | 9,04 |      |      |       |      |
|             |         |   | V | 8,58 |      |      |       |      |
|             |         |   | R | 8,07 |      |      |       |      |
| 16.05.86    | 6567,48 |   | I | 7,57 |      |      |       |      |
|             |         |   | U | 8,99 |      |      |       |      |
|             |         |   | B | 9,20 |      |      |       |      |
|             |         |   | V | 8,73 |      |      |       |      |
| 4. Зак. 410 |         |   | R | 8,22 |      |      |       |      |
|             |         |   | I | 7,74 |      |      |       |      |
|             |         |   | U | 8,96 |      |      |       |      |
|             |         |   | B | 9,15 |      |      |       |      |
|             |         |   | V | 8,70 |      |      |       |      |
|             |         |   | R | 8,21 |      |      |       |      |
|             |         |   | I | 7,73 |      |      |       |      |
|             |         |   |   |      |      |      |       |      |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9   |
|----------|---------|---|---|------|------|------|-------|-----|
| 18.05.86 | 6569,47 | 6 | U | 8,98 | 0,76 | 0,06 | 167,7 | 1,5 |
|          |         |   | B | 9,14 | 0,99 | 0,04 | 169,1 | 1,0 |
|          |         |   | V | 8,67 | 0,72 | 0,04 | 170,4 | 1,0 |
|          |         |   | R | 8,17 | 0,39 | 0,02 | 173,7 | 1,6 |
|          |         |   | I | 7,71 | 0,36 | 0,03 | 170,0 | 2,7 |
| 30.05.86 | 6581,48 | 6 | U | 9,00 | 0,66 | 0,08 | 166,9 | 2,9 |
|          |         |   | B | 9,17 | 0,55 | 0,05 | 157,5 | 1,8 |
|          |         |   | V | 8,69 | 0,43 | 0,06 | 156,2 | 3,9 |
| 30.05.86 | 6581,48 |   | R | 8,19 | 0,22 | 0,06 | 176,3 | 7,9 |
|          |         |   | I | 7,68 | 0,19 | 0,07 | 10,5  | 9,5 |
| 01.06.86 | 6583,46 |   | U | 9,04 |      |      |       |     |
|          |         |   | B | 9,20 |      |      |       |     |
|          |         |   | V | 8,75 |      |      |       |     |
|          |         |   | R | 8,25 |      |      |       |     |
|          |         |   | I | 7,75 |      |      |       |     |
| 06.06.86 | 6588,45 | 5 | U | 9,04 | 0,36 | 0,07 | 152,9 | 3,7 |
|          |         |   | B | 9,21 | 0,45 | 0,04 | 161,2 | 1,9 |
|          |         |   | V | 8,74 | 0,36 | 0,05 | 167,4 | 4,1 |
|          |         |   | R | 8,24 | 0,39 | 0,03 | 172,3 | 1,5 |
|          |         |   | I | 7,73 | 0,28 | 0,04 | 167,2 | 3,7 |
| 17.06.86 | 6599,46 |   | U | 9,01 |      |      |       |     |
|          |         |   | B | 9,18 |      |      |       |     |
|          |         |   | V | 8,71 |      |      |       |     |
|          |         |   | R | 8,21 |      |      |       |     |
|          |         |   | I | 7,67 |      |      |       |     |
| 19.06.86 | 6601,41 | 8 | U | 9,05 | 0,54 | 0,06 | 0,5   | 3,2 |
|          |         |   | B | 9,20 | 0,49 | 0,04 | 6,5   | 1,8 |
|          |         |   | V | 8,70 | 0,34 | 0,05 | 6,4   | 3,4 |
|          |         |   | R | 8,20 | 0,31 | 0,02 | 7,4   | 2,1 |
|          |         |   | I | 7,65 | 0,23 | 0,03 | 5,6   | 2,6 |
| 21.06.86 | 6603,48 | 8 | U | 9,00 | 0,44 | 0,05 | 175,6 | 2,7 |
|          |         |   | B | 9,15 | 0,45 | 0,03 | 0,1   | 2,1 |
|          |         |   | V | 8,69 | 0,42 | 0,04 | 7,4   | 2,7 |
|          |         |   | R | 8,16 | 0,33 | 0,03 | 8,7   | 2,3 |
|          |         |   | I | 7,63 | 0,25 | 0,04 | 8,0   | 4,5 |
| 30.06.86 | 6612,45 | 8 | U | 9,09 | 0,51 | 0,06 | 167,3 | 2,3 |
|          |         |   | B | 9,16 | 0,41 | 0,04 | 167,8 | 3,0 |
| 30.06.86 | 6612,45 |   | V | 8,67 | 0,22 | 0,05 | 160,2 | 6,5 |
|          |         |   | R | 8,15 | 0,14 | 0,02 | 2,5   | 5,0 |
|          |         |   | I | 7,57 | 0,13 | 0,03 | 1,5   | 6,6 |
| 01.07.86 | 6613,42 | 8 | U | 9,11 | 0,49 | 0,06 | 174,6 | 3,7 |
|          |         |   | B | 9,18 | 0,58 | 0,04 | 175,7 | 1,9 |
|          |         |   | V | 8,69 | 0,30 | 0,06 | 171,4 | 5,6 |
|          |         |   | R | 8,14 | 0,22 | 0,03 | 0,1   | 4,0 |
|          |         |   | I | 7,59 | 0,18 | 0,04 | 168,3 | 5,5 |
| 03.07.86 | 6615,41 | 8 | U | 9,07 | 0,83 | 0,08 | 176,4 | 2,2 |
|          |         |   | B | 9,16 | 0,93 | 0,05 | 0,8   | 1,4 |
|          |         |   | V | 8,67 | 0,69 | 0,06 | 177,4 | 1,4 |
|          |         |   | R | 8,14 | 0,35 | 0,03 | 2,0   | 2,4 |
|          |         |   | I | 7,58 | 0,16 | 0,04 | 1,0   | 8,1 |
| 06.07.86 | 6618,45 | 6 | U | 9,06 | 0,95 | 0,07 | 3,1   | 2,2 |
|          |         |   | B | 9,13 | 0,96 | 0,06 | 4,9   | 1,4 |
|          |         |   | V | 8,65 | 0,69 | 0,06 | 4,0   | 2,3 |
|          |         |   | R | 8,15 | 0,46 | 0,04 | 6,5   | 2,2 |
|          |         |   | I | 7,58 | 0,30 | 0,04 | 0,7   | 3,4 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9   |
|----------|---------|----|---|------|------|------|-------|-----|
| 10.07.86 | 6622,42 | 8  | U | 9,04 | 0,61 | 0,06 | 6,4   | 2,1 |
|          |         |    | B | 9,10 | 0,71 | 0,03 | 13,0  | 1,0 |
|          |         |    | V | 8,62 | 0,51 | 0,04 | 16,1  | 2,4 |
|          |         |    | R | 8,11 | 0,37 | 0,03 | 8,1   | 2,0 |
| 13.07.86 | 6625,38 | 8  | I | 7,56 | 0,31 | 0,03 | 8,1   | 1,9 |
|          |         |    | U | 8,96 | 0,62 | 0,06 | 3,7   | 2,8 |
|          |         |    | B | 9,06 | 0,57 | 0,04 | 5,6   | 1,7 |
|          |         |    | V | 8,59 | 0,46 | 0,05 | 8,9   | 2,8 |
| 15.07.86 | 6627,44 | 4  | R | 8,10 | 0,38 | 0,02 | 3,4   | 1,9 |
|          |         |    | I | 7,55 | 0,29 | 0,03 | 6,0   | 2,2 |
|          |         |    | U |      | 0,68 | 0,12 | 178,9 | 2,6 |
|          |         |    | B |      | 0,61 | 0,07 | 177,0 | 2,2 |
| 15.07.86 | 6627,44 |    | V |      | 0,47 | 0,09 | 1,7   | 5,5 |
|          |         |    | R |      | 0,28 | 0,04 | 0,0   | 3,9 |
|          |         |    | I |      | 0,11 | 0,06 | 177,3 | 7,1 |
|          |         |    | U | 8,90 | 0,56 | 0,07 | 167,3 | 2,4 |
| 16.07.86 | 6628,42 | 10 | B | 9,04 | 0,56 | 0,04 | 177,2 | 1,5 |
|          |         |    | V | 8,57 | 0,49 | 0,04 | 176,4 | 2,0 |
|          |         |    | R | 8,08 | 0,31 | 0,03 | 170,7 | 1,9 |
|          |         |    | I | 7,54 | 0,32 | 0,05 | 172,1 | 4,2 |
| 18.07.86 | 6630,36 | 5  | U | 8,91 | 0,66 | 0,08 | 175,8 | 3,7 |
|          |         |    | B | 9,05 | 0,67 | 0,04 | 0,9   | 1,3 |
|          |         |    | V | 8,58 | 0,61 | 0,06 | 175,6 | 2,0 |
|          |         |    | R | 8,08 | 0,40 | 0,03 | 178,8 | 1,7 |
| 20.07.86 | 6632,36 | 8  | I | 7,56 | 0,28 | 0,04 | 0,1   | 1,8 |
|          |         |    | U |      | 0,54 | 0,06 | 173,6 | 3,1 |
|          |         |    | B |      | 0,71 | 0,04 | 0,2   | 1,0 |
|          |         |    | V |      | 0,64 | 0,05 | 177,1 | 2,4 |
| 22.07.86 | 6634,37 | 8  | R |      | 0,47 | 0,02 | 175,0 | 1,0 |
|          |         |    | I |      | 0,33 | 0,03 | 168,8 | 2,9 |
|          |         |    | U | 8,97 | 0,74 | 0,07 | 173,2 | 2,2 |
|          |         |    | B | 9,07 | 0,74 | 0,04 | 179,2 | 1,6 |
| 26.07.86 | 6638,39 | 8  | V | 8,62 | 0,76 | 0,05 | 179,3 | 1,8 |
|          |         |    | R | 8,14 | 0,52 | 0,03 | 176,6 | 1,8 |
|          |         |    | I | 7,61 | 0,35 | 0,04 | 176,5 | 2,5 |
|          |         |    | U | 8,98 | 0,51 | 0,07 | 176,5 | 3,9 |
| 31.07.86 | 6643,44 | 8  | B | 9,07 | 0,60 | 0,03 | 5,4   | 1,2 |
|          |         |    | V | 8,62 | 0,59 | 0,04 | 178,2 | 1,9 |
|          |         |    | R | 8,12 | 0,41 | 0,02 | 172,0 | 1,5 |
|          |         |    | I | 7,61 | 0,38 | 0,03 | 176,6 | 2,6 |
| 01.08.86 | 6644,46 | 8  | U |      | 0,85 | 0,09 | 8,0   | 3,1 |
|          |         |    | B |      | 1,12 | 0,02 | 16,7  | 0,6 |
|          |         |    | V |      | 0,92 | 0,03 | 12,5  | 1,0 |
|          |         |    | R |      | 0,66 | 0,03 | 8,4   | 1,3 |
| 06.08.86 | 6649,39 | 8  | I |      | 0,48 | 0,04 | 3,0   | 2,2 |
|          |         |    | U | 8,97 | 0,91 | 0,06 | 16,8  | 1,8 |
|          |         |    | B | 9,11 | 1,16 | 0,04 | 18,1  | 0,7 |
|          |         |    | V | 8,58 | 0,90 | 0,05 | 13,7  | 1,6 |
| 06.08.86 | 6649,39 | 8  | R | 8,04 | 0,65 | 0,02 | 8,4   | 0,9 |
|          |         |    | I | 7,54 | 0,45 | 0,03 | 5,2   | 2,0 |
|          |         |    | U | 8,89 | 1,39 | 0,06 | 12,8  | 1,1 |
|          |         |    | B | 9,11 | 1,80 | 0,03 | 16,6  | 0,4 |
| 06.08.86 | 6649,39 | 8  | V | 8,64 | 1,57 | 0,04 | 14,4  | 0,6 |
|          |         |    | R | 8,11 | 1,03 | 0,03 | 10,3  | 0,6 |
| 06.08.86 | 6649,39 | 8  | I | 7,60 | 0,82 | 0,03 | 13,7  | 1,2 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8    | 9   |
|----------|---------|---|---|------|------|------|------|-----|
| 08.08.86 | 6651,42 | 8 | U |      | 1,15 | 0,05 | 10,3 | 1,2 |
|          |         |   | B |      | 1,61 | 0,03 | 15,9 | 0,6 |
|          |         |   | V |      | 1,50 | 0,04 | 14,0 | 0,6 |
|          |         |   | R |      | 1,03 | 0,02 | 12,2 | 0,5 |
|          |         |   | I |      | 0,78 | 0,04 | 14,2 | 1,4 |
| 09.08.86 | 6652,38 | 8 | U | 8,80 | 1,22 | 0,08 | 6,9  | 1,8 |
|          |         |   | B | 9,06 | 1,65 | 0,05 | 16,4 | 0,9 |
|          |         |   | V | 8,63 | 1,42 | 0,05 | 14,6 | 0,9 |
|          |         |   | R | 8,10 | 0,94 | 0,04 | 12,0 | 1,1 |
|          |         |   | I | 7,61 | 0,73 | 0,05 | 9,8  | 2,1 |
| 12.08.86 | 6655,38 | 8 | U | 8,85 | 1,18 | 0,18 | 15,3 | 4,4 |
|          |         |   | B | 9,08 | 1,24 | 0,13 | 18,9 | 3,0 |
|          |         |   | V | 8,62 | 1,10 | 0,13 | 16,8 | 3,3 |
|          |         |   | R | 8,12 | 0,65 | 0,12 | 8,1  | 5,1 |
|          |         |   | I | 7,61 | 0,62 | 0,08 | 14,9 | 3,6 |
| 14.08.86 | 6657,39 | 8 | U | 8,85 | 0,89 | 0,10 | 24,3 | 3,1 |
|          |         |   | B | 9,09 | 1,24 | 0,07 | 24,0 | 1,7 |
|          |         |   | V | 8,64 | 1,05 | 0,07 | 22,2 | 1,9 |
|          |         |   | R | 8,09 | 0,74 | 0,04 | 17,6 | 1,4 |
|          |         |   | I | 7,63 | 0,61 | 0,07 | 16,5 | 3,5 |
| 15.08.86 | 6658,35 | 8 | U | 8,91 | 1,02 | 0,06 | 27,3 | 1,5 |
|          |         |   | B | 9,12 | 1,12 | 0,05 | 27,9 | 1,2 |
|          |         |   | V | 8,65 | 0,94 | 0,05 | 23,1 | 1,3 |
|          |         |   | R | 8,07 | 0,78 | 0,06 | 18,5 | 2,3 |
|          |         |   | I | 7,63 | 0,64 | 0,07 | 22,6 | 3,2 |
| 17.08.86 | 6660,31 | 8 | U | 9,00 | 0,64 | 0,08 | 23,9 | 3,6 |
|          |         |   | B | 9,20 | 0,81 | 0,04 | 34,2 | 1,4 |
|          |         |   | V | 8,73 | 0,73 | 0,04 | 28,6 | 1,5 |
|          |         |   | R | 8,22 | 0,55 | 0,03 | 22,8 | 1,5 |
|          |         |   | I | 7,70 | 0,45 | 0,03 | 16,2 | 1,8 |
| 18.08.86 | 6661,38 | 8 | U | 9,01 | 0,49 | 0,05 | 26,5 | 1,8 |
|          |         |   | B | 9,16 | 0,73 | 0,03 | 31,5 | 1,1 |
|          |         |   | V | 8,70 | 0,67 | 0,06 | 22,0 | 2,4 |
|          |         |   | R | 8,17 | 0,49 | 0,02 | 19,7 | 1,3 |
|          |         |   | I | 7,71 | 0,43 | 0,04 | 19,0 | 1,6 |
| 22.08.86 | 6665,36 | 8 | U | 8,98 | 0,71 | 0,08 | 20,8 | 3,1 |
|          |         |   | B | 9,13 | 1,04 | 0,04 | 29,6 | 0,9 |
|          |         |   | V | 8,66 | 0,87 | 0,05 | 26,3 | 1,4 |
|          |         |   | R | 8,15 | 0,47 | 0,05 | 24,8 | 3,1 |
|          |         |   | I | 7,62 | 0,30 | 0,08 | 32,7 | 7,0 |
| 24.08.86 | 6667,04 |   | U | 8,93 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,12 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,66 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,15 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,63 |      |      |      |     |
| 25.08.86 | 6668,42 | 8 | U | 8,90 | 1,06 | 0,06 | 15,7 | 1,7 |
|          |         |   | B | 9,09 | 1,37 | 0,03 | 19,5 | 0,7 |
|          |         |   | V | 8,61 | 1,22 | 0,04 | 18,2 | 0,9 |
|          |         |   | R | 8,08 | 0,78 | 0,02 | 15,7 | 0,7 |
|          |         |   | I | 7,54 | 0,58 | 0,04 | 16,6 | 1,9 |
| 26.08.86 | 6669,31 |   | U | 8,92 |      |      |      |     |
|          |         |   | B | 9,09 |      |      |      |     |
|          |         |   | V | 8,62 |      |      |      |     |
|          |         |   | R | 8,10 |      |      |      |     |
|          |         |   | I | 7,57 |      |      |      |     |

Таблица 1 (продолжение)

| 1           | 2        | 3  | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9   |
|-------------|----------|----|---|------|------|------|-------|-----|
| 27.08.86    | 6670,29  | 8  | U | 8,98 | 0,94 | 0,05 | 16,3  | 1,2 |
|             |          |    | B | 9,11 | 1,16 | 0,03 | 21,1  | 0,8 |
|             |          |    | V | 8,62 | 0,99 | 0,04 | 17,4  | 1,2 |
|             |          |    | R | 8,10 | 0,80 | 0,02 | 13,9  | 0,8 |
|             |          |    | I | 7,57 | 0,66 | 0,04 | 13,9  | 1,5 |
| 28.08.86    | 6671,30  | 8  | U | 8,91 | 0,92 | 0,05 | 18,7  | 1,7 |
|             |          |    | B | 9,11 | 1,09 | 0,03 | 22,3  | 0,8 |
|             |          |    | V | 8,63 | 0,96 | 0,04 | 20,4  | 1,1 |
|             |          |    | R | 8,09 | 0,68 | 0,02 | 16,1  | 1,0 |
|             |          |    | I | 7,61 | 0,58 | 0,03 | 16,5  | 1,4 |
| 29.08.86    | 6672,34  | 12 | U | 8,93 | 0,89 | 0,04 | 23,8  | 1,3 |
|             |          |    | B | 9,15 | 1,01 | 0,03 | 25,5  | 0,8 |
|             |          |    | V | 8,66 | 0,88 | 0,03 | 24,3  | 1,1 |
|             |          |    | R | 8,10 | 0,72 | 0,03 | 19,7  | 1,0 |
|             |          |    | I | 7,60 | 0,60 | 0,03 | 21,1  | 1,4 |
| 30. 08, 86. | 6673, 34 |    | U | 9,02 |      |      |       |     |
|             |          |    | B | 9,21 |      |      |       |     |
|             |          |    | V | 8,72 |      |      |       |     |
| 30.08.86    | 6673,34  |    | R | 8,18 |      |      |       |     |
|             |          |    | I | 7,64 |      |      |       |     |
| 31.08.86    | 6674,40  | 8  | U | 8,99 | 0,81 | 0,07 | 21,6  | 2,6 |
|             |          |    | B | 9,20 | 1,10 | 0,04 | 22,9  | 0,9 |
|             |          |    | V | 8,72 | 0,99 | 0,05 | 25,4  | 0,9 |
|             |          |    | R | 8,18 | 0,72 | 0,04 | 16,6  | 1,2 |
|             |          |    | I | 7,61 | 0,63 | 0,04 | 26,4  | 1,7 |
| 05.09.86    | 6679,40  | 8  | U | 9,03 | 0,62 | 0,07 | 16,5  | 3,2 |
|             |          |    | B | 9,24 | 0,75 | 0,04 | 25,4  | 1,1 |
|             |          |    | V | 8,77 | 0,75 | 0,07 | 20,5  | 2,7 |
|             |          |    | R | 8,24 | 0,55 | 0,03 | 14,9  | 1,7 |
|             |          |    | I | 7,70 | 0,50 | 0,05 | 18,4  | 2,7 |
| 08.09.86    | 6682,30  | 8  | U | 9,02 | 0,55 | 0,06 | 10,8  | 2,1 |
|             |          |    | B | 9,25 | 0,63 | 0,03 | 20,5  | 1,3 |
|             |          |    | V | 8,78 | 0,60 | 0,05 | 19,3  | 2,3 |
|             |          |    | R | 8,26 | 0,40 | 0,03 | 13,9  | 1,9 |
|             |          |    | I | 7,71 | 0,28 | 0,03 | 11,1  | 3,1 |
| 15.09.86    | 6689,32  | 5  | U | 9,01 | 0,63 | 0,10 | 25,6  | 4,6 |
|             |          |    | B | 9,20 | 0,76 | 0,04 | 19,8  | 1,4 |
|             |          |    | V | 8,74 | 0,60 | 0,05 | 17,9  | 2,1 |
|             |          |    | R | 8,23 | 0,44 | 0,03 | 6,2   | 1,3 |
|             |          |    | I | 7,68 | 0,32 | 0,04 | 8,8   | 3,8 |
| 18.09.86    | 6692,29  | 5  | U | 8,95 | 0,48 | 0,08 | 19,5  | 5,0 |
|             |          |    | B | 9,19 | 0,67 | 0,05 | 28,5  | 2,2 |
|             |          |    | V | 8,73 | 0,56 | 0,09 | 19,3  | 4,6 |
|             |          |    | R | 8,20 | 0,38 | 0,05 | 15,6  | 3,6 |
|             |          |    | I | 7,62 | 0,41 | 0,06 | 14,1  | 4,2 |
| 26.09.86    | 6700,22  | 8  | U | 8,75 | 0,68 | 0,06 | 174,1 | 2,7 |
|             |          |    | B | 9,03 | 0,71 | 0,04 | 1,5   | 1,4 |
|             |          |    | V | 8,61 | 0,68 | 0,05 | 0,1   | 2,2 |
| 26.09.86    | 6700,22  |    | R | 8,06 | 0,46 | 0,04 | 3,1   | 2,4 |
|             |          |    | I | 7,59 | 0,37 | 0,04 | 5,1   | 2,1 |
| 29.09.86    | 6703,25  | 8  | U | 9,01 | 0,88 | 0,13 | 0,0   | 4,1 |
|             |          |    | B | 9,16 | 0,94 | 0,06 | 4,5   | 1,7 |
|             |          |    | V | 8,68 | 0,82 | 0,05 | 2,1   | 1,8 |
|             |          |    | R | 8,16 | 0,57 | 0,03 | 1,1   | 1,5 |
|             |          |    | I | 7,64 | 0,48 | 0,04 | 4,8   | 2,1 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|---|---|------|------|------|-------|------|
| 06.10.86 | 6710,24 | 8 | U | 8,96 | 0,68 | 0,11 | 11,4  | 4,6  |
|          |         |   | B | 9,16 | 1,01 | 0,07 | 16,6  | 2,0  |
|          |         |   | V | 8,72 | 0,90 | 0,07 | 16,8  | 2,1  |
|          |         |   | R | 8,18 | 0,67 | 0,08 | 19,0  | 3,6  |
|          |         |   | I | 7,69 | 0,59 | 0,07 | 23,0  | 3,2  |
| 16.10.86 | 6720,20 | 8 | U | 9,10 | 0,69 | 0,06 | 14,1  | 2,6  |
|          |         |   | B | 9,28 | 0,93 | 0,05 | 17,4  | 1,5  |
|          |         |   | V | 8,80 | 0,76 | 0,07 | 26,9  | 2,7  |
|          |         |   | R | 8,25 | 0,61 | 0,03 | 29,4  | 1,3  |
|          |         |   | I | 7,69 | 0,49 | 0,04 | 33,3  | 2,1  |
| 22.10.86 | 6726,18 | 5 | U | 9,10 | 0,86 | 0,17 | 14,6  | 5,5  |
|          |         |   | B | 9,30 | 0,85 | 0,17 | 16,8  | 5,6  |
|          |         |   | V | 8,81 | 1,13 | 0,20 | 20,0  | 5,1  |
|          |         |   | R | 8,28 | 0,77 | 0,12 | 17,2  | 4,6  |
|          |         |   | I | 7,74 | 0,81 | 0,10 | 21,1  | 3,7  |
| 23.10.86 | 6727,22 | 8 | U | 9,09 | 0,57 | 0,07 | 5,7   | 3,3  |
|          |         |   | B | 9,27 | 0,74 | 0,03 | 8,0   | 1,1  |
|          |         |   | V | 8,78 | 0,57 | 0,05 | 12,4  | 1,4  |
|          |         |   | R | 8,24 | 0,54 | 0,03 | 16,7  | 1,4  |
|          |         |   | I | 7,71 | 0,50 | 0,03 | 18,2  | 1,5  |
| 26.10.86 | 6730,26 | 8 | U | 9,10 | 0,64 | 0,05 | 9,3   | 2,4  |
|          |         |   | B | 9,28 | 0,76 | 0,05 | 14,6  | 1,8  |
| 26.10.86 | 6730,26 |   | V | 8,79 | 0,74 | 0,09 | 14,1  | 3,4  |
|          |         |   | R | 8,25 | 0,55 | 0,13 | 16,2  | 6,5  |
|          |         |   | I | 7,71 | 0,38 | 0,14 | 22,9  | 10,5 |
| 28.10.86 | 6732,19 | 5 | U | 9,11 | 0,67 | 0,07 | 13,6  | 3,1  |
|          |         |   | B | 9,29 | 0,81 | 0,05 | 17,8  | 1,7  |
|          |         |   | V | 8,80 | 0,70 | 0,06 | 21,0  | 2,4  |
|          |         |   | R | 8,29 | 0,57 | 0,04 | 24,4  | 1,9  |
|          |         |   | I | 7,75 | 0,46 | 0,05 | 25,7  | 3,2  |
| 04.11.86 | 6739,18 | 8 | U | 9,04 | 0,87 | 0,05 | 14,7  | 1,5  |
|          |         |   | B | 9,21 | 1,03 | 0,04 | 18,6  | 0,4  |
|          |         |   | V | 8,74 | 0,80 | 0,06 | 18,1  | 2,2  |
|          |         |   | R | 8,23 | 0,45 | 0,06 | 30,9  | 4,1  |
|          |         |   | I | 7,74 | 0,37 | 0,07 | 24,2  | 5,0  |
| 14.11.86 | 6749,14 |   | U | 9,04 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,19 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,71 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 8,21 |      |      |       |      |
|          |         |   | I | 7,73 |      |      |       |      |
| 15.11.86 | 6750,16 | 8 | U | 9,05 | 0,49 | 0,06 | 10,3  | 3,2  |
|          |         |   | B | 9,21 | 0,63 | 0,04 | 12,9  | 1,7  |
|          |         |   | V | 8,72 | 0,44 | 0,07 | 7,0   | 4,2  |
|          |         |   | R | 8,22 | 0,32 | 0,02 | 12,8  | 2,2  |
|          |         |   | I | 7,74 | 0,30 | 0,04 | 11,0  | 3,6  |
| 18.11.86 | 6753,19 |   | U | 9,08 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,21 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,73 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 8,24 |      |      |       |      |
|          |         |   | I | 7,76 |      |      |       |      |
| 23.11.86 | 6758,18 | 4 | U |      | 0,74 | 0,09 | 174,1 | 0,1  |
| 23.11.86 | 6758,18 |   | B |      | 0,86 | 0,08 | 173,9 | 2,5  |
|          |         |   | V |      | 0,94 | 0,14 | 162,6 | 4,2  |

Таблица 1 (окончание)

| 1        | 2       | 3 | 4 | 5    | 6    | 7    | 8     | 9    |
|----------|---------|---|---|------|------|------|-------|------|
|          |         |   | R |      | 0,73 | 0,15 | 160,1 | 6,0  |
|          |         |   | I |      | 0,68 | 0,25 | 166,2 | 10,0 |
| 24.11.86 | 6759,17 | 8 | U | 8,97 | 0,57 | 0,06 | 0,7   | 2,9  |
|          |         |   | B | 9,09 | 0,77 | 0,03 | 177,2 | 1,3  |
|          |         |   | V | 8,61 | 0,65 | 0,06 | 172,7 | 2,4  |
|          |         |   | R | 8,12 | 0,35 | 0,02 | 179,9 | 2,0  |
|          |         |   | I | 7,68 | 0,21 | 0,03 | 3,3   | 4,7  |
| 26.11.86 | 6761,16 | 7 | U | 9,01 | 0,80 | 0,09 | 0,9   | 3,1  |
|          |         |   | B | 9,13 | 1,00 | 0,06 | 1,8   | 1,8  |
|          |         |   | V | 8,63 | 0,76 | 0,09 | 178,4 | 3,2  |
|          |         |   | R | 8,13 | 0,42 | 0,11 | 5,4   | 7,5  |
|          |         |   | I | 7,67 | 0,39 | 0,11 | 177,9 | 7,7  |
| 15.12.86 | 6780,14 |   | U | 9,05 |      |      |       |      |
|          |         |   | B | 9,21 |      |      |       |      |
|          |         |   | V | 8,73 |      |      |       |      |
|          |         |   | R | 8,20 |      |      |       |      |
|          |         |   | I | 7,76 |      |      |       |      |

произошло синхронное ослабление блеска примерно на  $0^m,1$  и одновременно такое же поярчение в полосах ЖНК.

В 1986 г. фотометрическая активность PU Vul была существенно выше, чем в два предыдущих года, но в первом приближении кривая блеска в U характеризуется такими же двумя медленными волнами, как в 1985 г., но с амплитудой в 2–3 раза большей. Около JD 2446580, когда блеск в UBVRi был минимален, виден четкий максимум в полосах ЖНК, после которого до конца года происходило плавное ослабление яркости объекта в этих инфракрасных областях. Инфракрасные измерения 20.05.86. (JD2446571) явно выпадают из общего хода соответствующих кривых блеска, но нам не удалось найти какие-либо инструментальные причины, которые поставили бы под сомнение эти измерения.

На рис. 3 не нанесены малочисленные измерения в полосах L и M. Но следует заметить, что когда около JD 2446410 и 2446580 в ЖНК полосах имели место максимумы блеска, а в оптическом диапазоне — минимумы, излучение в полосе L вело себя так же, как в ЖНК полосах.

Таким образом, рис. 3 показывает, что в 1983–1986 гг. фотометрическое поведение PU Vul было весьма сложным, и в этой сложной картине можно выделить следующие черты:

нет заметных временных интервалов постоянного блеска;

блеск PU Vul слабо коррелирует в оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн, существуют периоды, когда изменения в этих диапазонах происходят в противофазе, а именно, максимуму блеска в ЖНК соответствует минимум в UBVRi;

в оптическом диапазоне длин волн можно заподозрить плавные колебания блеска с амплитудой до  $0^m,2$ – $0^m,3$  и с характерной продолжительностью в несколько десятков–сотню суток, напоминающие квазипериодические вариации блеска PU Vul до глубокого минимума 1980–81 гг.

Для проверки этих подозрений мы провели поиск периодичности блеска PU Vul методом Диминга [8] в интервале вероятных периодов от 10 до 600 сут. Вычисления проводились для наблюдений в полосах UV как по отдельным сезонам, так и по всему наблюдательному материалу за 1983–1986 гг. Результаты периодограммного анализа всех данных, содержащих 215 измерений на интервале в 1381 сут., представлены на рис. 4. На рисунке не обнаруживаются значимые пики, отличные от пиков в спектре

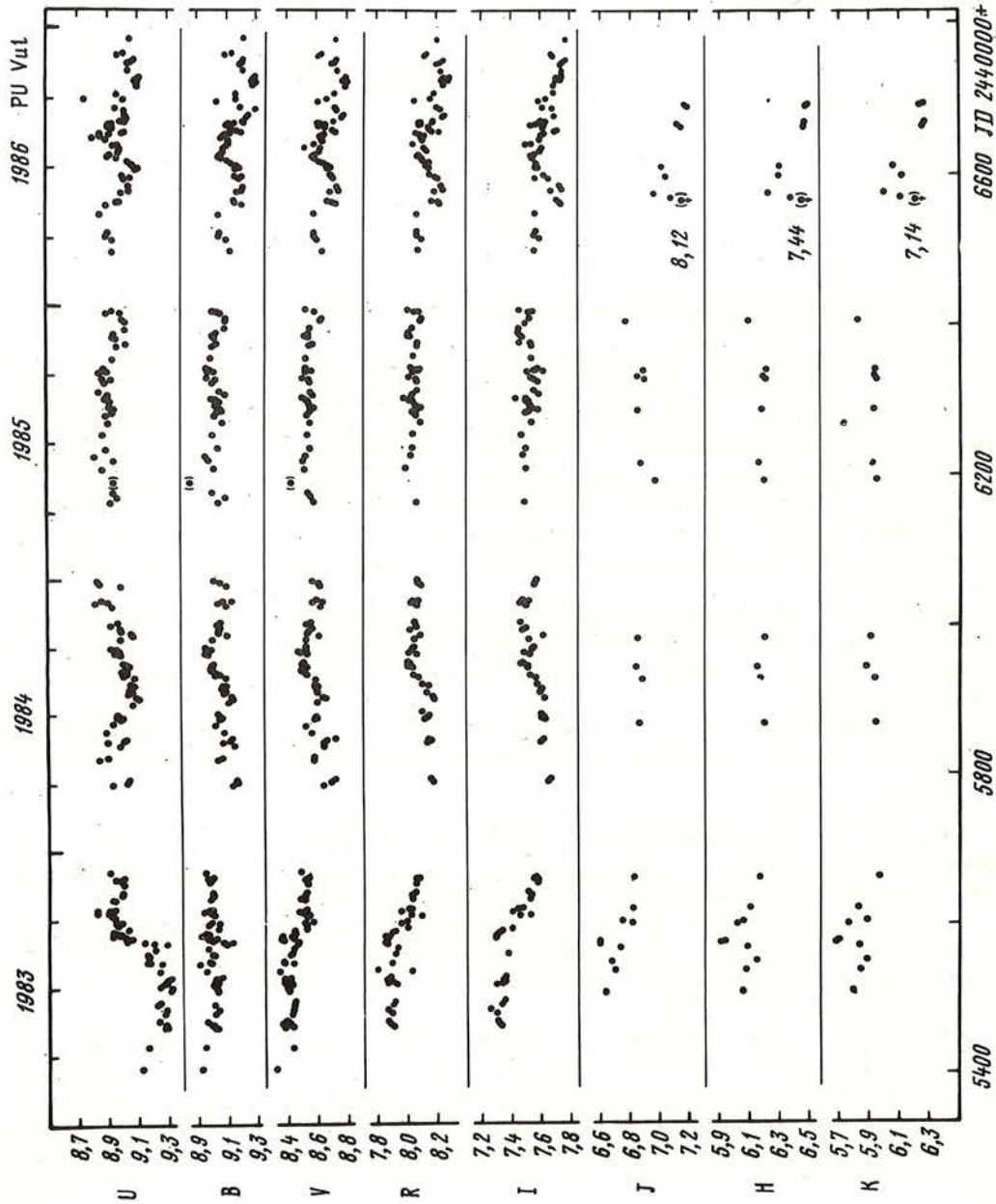


Рис. 3. Блеск PUVul в UBVRJHK полосах



Т а б л и ц а 2  
 ИНКЛМ-фотометрия PU Vul в 1983–1986 гг.

| Дата     | J.D.<br>2440000 | I    | H    | K    | L    | M    |
|----------|-----------------|------|------|------|------|------|
| 26.06.83 | 5511,5          | 6,64 | 6,06 | 5,80 |      |      |
| 25.07.83 | 5540,5          | 6,70 | 6,08 | 5,85 |      |      |
| 05.08.83 | 5551,5          | 6,68 | 6,15 | 5,89 |      |      |
| 25.08.83 | 5571,3          | 6,74 | 6,09 | 5,84 |      |      |
| 31.08.83 | 5577,3          | 6,60 | 5,91 | 5,68 |      |      |
| 02.09.83 | 5579,3          | 6,60 | 5,94 | 5,70 |      |      |
| 26.09.83 | 5603,4          | 6,82 | 6,02 | 5,76 |      |      |
| 29.09.83 | 5606,3          | 6,75 | 6,06 | 5,89 |      |      |
| 16.10.83 | 5623,3          | 6,82 | 6,11 | 5,83 |      |      |
| 26.11.83 | 5664,2          | 6,83 | 6,17 | 5,97 |      |      |
| 20.06.84 | 5870,5          | 6,86 | 6,20 | 5,95 | 5,48 |      |
| 18.08.84 | 5929,5          | 6,88 | 6,17 | 5,94 | 5,58 |      |
| 04.09.84 | 5946,5          | 6,84 | 6,15 | 5,88 |      |      |
| 13.10.84 | 5985,2          | 6,85 | 6,20 | 5,91 | 5,51 |      |
| 10.05.85 | 6195,5          | 6,97 | 6,20 | 5,95 | 5,52 |      |
| 01.06.85 | 6217,6          | 6,87 | 6,16 | 5,92 | 5,56 |      |
| 12.08.85 | 6289,4          | 6,85 | 6,18 | 5,93 | 5,61 | 5,66 |
| 21.09.85 | 6329,3          | 6,90 | 6,21 | 5,95 | 5,56 | 5,60 |
| 26.09.85 | 6334,3          | 6,85 | 6,19 | 5,94 | 5,54 | 5,72 |
| 04.10.85 | 6342,2          | 6,89 | 6,21 | 5,94 | 5,55 | 5,75 |
| 09.12.85 | 6408,1          | 6,77 | 6,09 | 5,82 | 5,40 | 5,67 |
| 20.05.86 | 6570,5          | 8,12 | 7,44 | 7,14 | 6,78 | 5,98 |
| 21.05.86 | 6571,5          | 7,08 | 6,38 | 6,11 | 5,58 |      |
| 28.05.86 | 6578,5          | 6,96 | 6,23 | 6,00 | 5,57 |      |
| 19.06.86 | 6600,5          | 7,04 | 6,30 | 6,12 | 5,76 |      |
| 02.07.86 | 6613,4          | 7,01 | 6,30 | 6,06 | 5,61 | 5,92 |
| 23.08.86 | 6665,4          | 7,15 | 6,46 | 6,26 | 5,90 | 5,92 |
| 28.08.86 | 6670,3          | 7,12 | 6,47 | 6,27 | 5,88 | 5,90 |
| 19.09.86 | 6692,3          | 7,19 | 6,48 | 6,24 | 5,86 |      |
| 21.09.86 | 6694,2          | 7,17 | 6,49 | 6,26 | 5,84 |      |

мощности временного распределения наблюдений. Такой же результат следует из рассмотрения аналогичных графиков, построенных для отдельных наблюдательных сезонов. Таким образом, упомянутые видимые волны блеска длительностью в десятки–сотню суток имели неустойчивый характер и не обусловлены строго периодическим процессом.

Понимание общего направления эволюции PU Vul в последние годы удастся достичь при рассмотрении двуцветных диаграмм, построенных на основе перечисленных выше фотометрических данных.

На рис. 5 представлены двуцветные диаграммы (U–B, B–V) и (B–V, V–R). Сплошные кривые на этих графиках соответствуют последовательности нормальных сверхгигантов [9], двойные светлые кружки – средним положениям PU Vul на этих диаграммах с августа 1981 г. до июля 1982 г. т.е., в период сравнительно спокойного состояния, наступившего после выхода системы из глубокого минимума 1980–1981 гг. Как мы уже отмечали ранее [4], положение PU Vul на диаграмме (U–B, B–V) в указанный период формально соответствует сверхгиганту A5–A7, покрасневшему на  $E_{B-V} = 0^m,68$  за счет межзвездного поглощения – линии нарастания межзвездного поглощения даны на рис. 5 штриховыми линиями, а исправленное за это поглощение положение

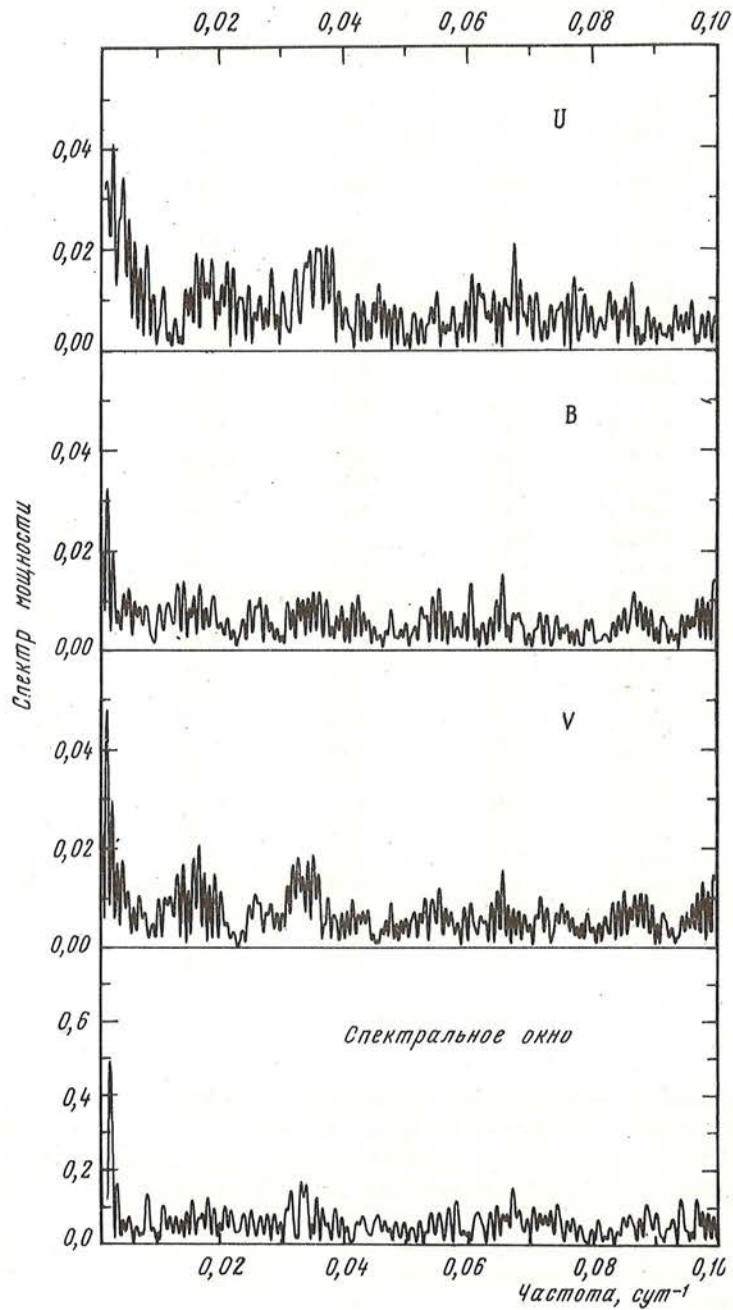


Рис. 4. Периодограммы блеска PU Vul в UVB полосах

PU Vul — двойным штриховым кружком. Однако подробный анализ непрерывного и абсорбционного спектра PU Vul в этот период позволил заключить, что мы имеем дело со сверхгигантом F5, покрасневшим на  $E_{B-I} = 0^m,39$  и обладающим ультрафиолетовым избытком  $\Delta(U-B) \approx -0^m,18$ . Такое заключение подтверждает и рис. 5, б: на диаграмме (B-V, V-R) положение PU Vul в этот период наилучшим образом соответствует сверхгиганту F6 с избытком показателя цвета  $E_{B-V} = 0^m,34$ ; однако и при

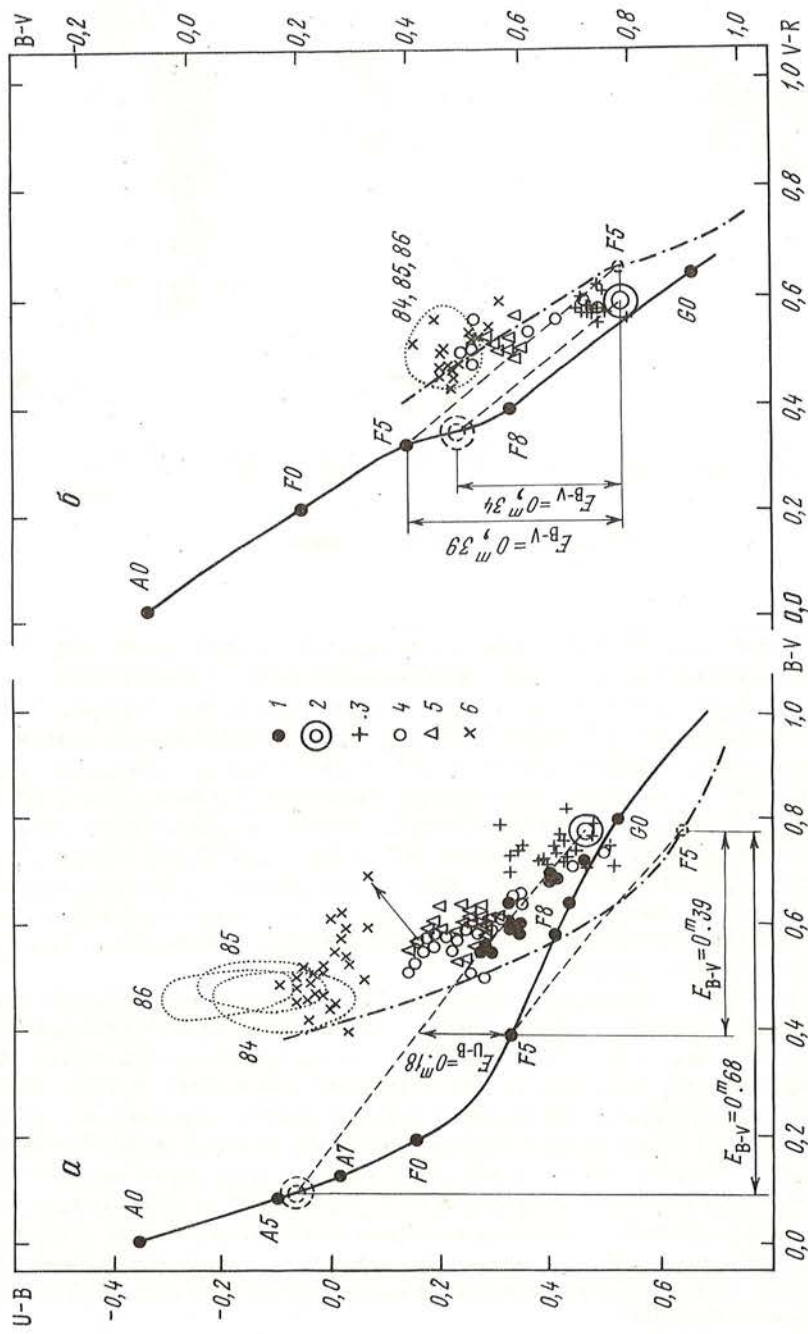


Рис. 5. Дрейф системы UVuI по двухцветным диаграммам  
 Сплошные линии — ветвь нормальных сверхгигантов, штрих-пунктир — та же ветвь, смещенная на  $E_{B-V} = 0,39$ . 1 — устойчивое состояние в 1979 г., 2 — среднее положение с августа 1981 г. до июля 1982 г., 3 — неглубокие минимумы в 1982 г., 4 — поглубокие в конце 1982 г., 5 — устойчивое состояние в 1983 г., 6 — поглубокие в конце 1983 г.

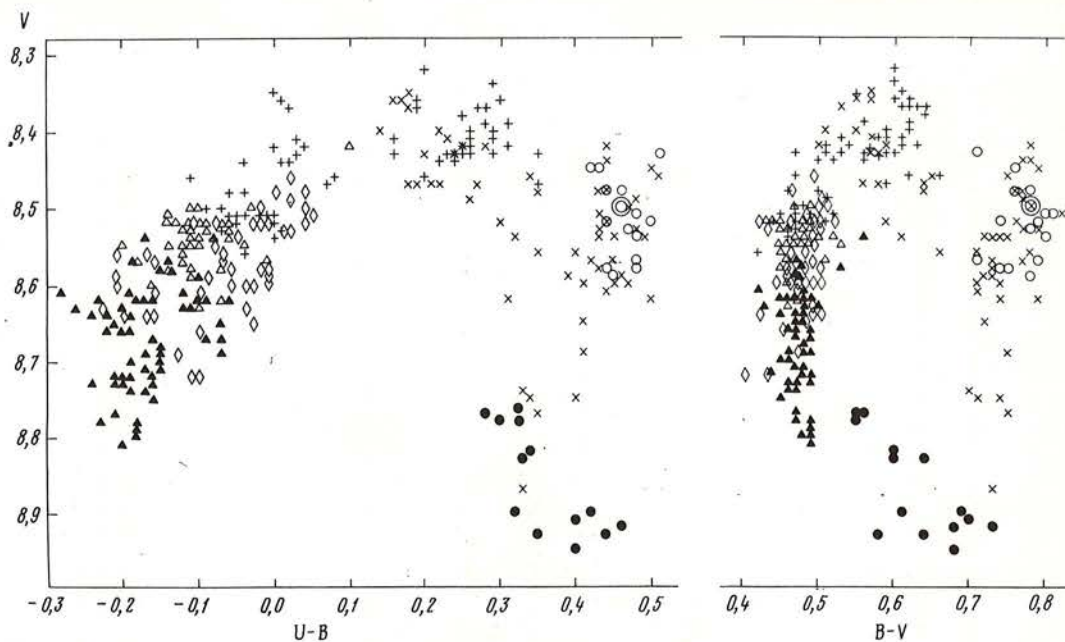


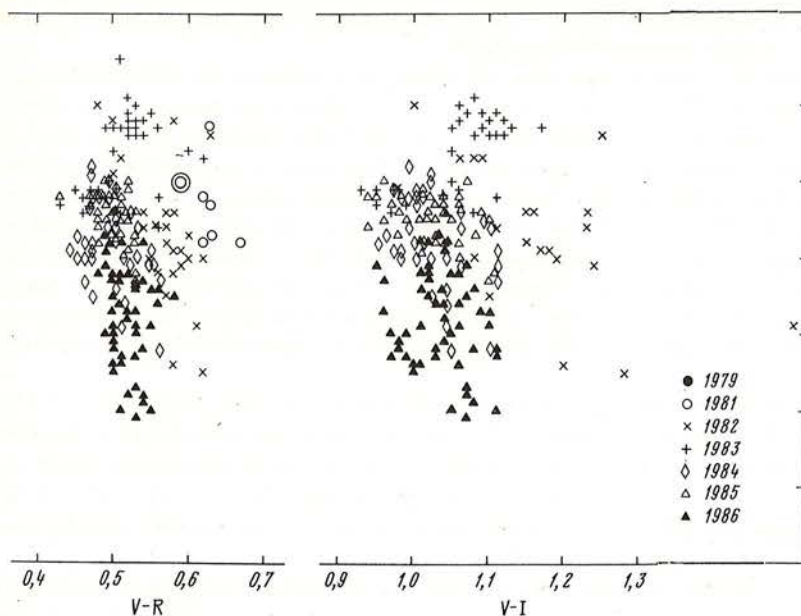
Рис. 6. Диаграммы цвет-величина

$E_{B-V} = 0^m,39$  положение PU Vul отличается от положения нормального сверхгиганта F5 не более, чем на возможные погрешности фотометрической стандартизации.

Черные и светлые кружки и прямые крестики перенесены на рис. 5, а с рис. 22 в [4] и обозначают соответственно положения PU Vul на этой двухцветной диаграмме во время квазипериодических колебаний блеска в 1979 г., во время заметного поглубления системы в конце 1982 г. и во время двух непродолжительных ослаблений блеска PU Vul, которые предшествовали этому поглублению системы и характеризовались необычными колориметрическими свойствами:  $\Delta V \approx \Delta B > \Delta U$ . В [4] нам не удалось однозначно определить физический смысл этих фотометрических вариаций, хотя и обсуждались возможности связать обозначенные черными кружками положения с пульсациями вспыхнувшего компонента системы или с возникновением в его расширяющейся атмосфере пылевых структур.

Треугольники на рис. 5 обозначают положение PU Vul во время устойчивого состояния системы с марта и до конца августа 1983 г. — JD 2445408—563. Положения PU Vul в последние месяцы этого года — JD 2445577—673, когда произошло следующее заметное поглубление системы, отмечены на рис. 5 косыми крестиками. В 1984—1986 гг. смещения PU Vul на двухцветных диаграммах были сравнительно невелики, и области их локализации в эти годы обведены пунктирными кривыми, на рис. 5, б эти области практически совпадают. Наконец, штрих-пунктирные линии соответствуют последовательности нормальных сверхгигантов, смещенной на  $E_{B-V} = 0^m,39$ . (Строго говоря, из-за некоторой нелинейности кривых нарастания межзвездного поглощения на двухцветных диаграммах при смещении исходной последовательности по диаграмме должна происходить деформация этой последовательности; в нашем случае величина этой деформации не превышает  $0^m,02-0^m,03$ .)

Рис. 5 четко показывает, что общее направление эволюции PU Vul в последние годы — это повышение температуры вспыхнувшего компонента системы, смещение его вдоль последовательности нормальных сверхгигантов в сторону ранних спектральных клас-



сов; однако такая эволюция происходит неравномерно во времени и даже немонотонно, на средний дрейф системы накладываются заметные "случайные блуждания".

Действительно, смещенная на  $E_{B-V} = 0^m,39$  последовательность нормальных сверхгигантов оказывается огибающей слева и снизу наблюдавшихся положений PU Vul на двухцветной диаграмме ( $U - V$ ,  $B - V$ ), и ранее [4] мы отмечали, что для данных до 1982 г. включительно лучшее согласие может быть достигнуто при  $E_{B-V} = 0^m,48$ . С учетом более поздних наблюдений такое значение  $E_{B-V}$  не улучшает представление полученных данных. И остается принять, что система PU Vul, смещаясь в сторону сверхгигантов все более ранних спектральных классов, сохраняет при этом ультрафиолетовый избыток  $\Delta(U - V) \sim 0^m,2$ . Двухцветная диаграмма ( $B - V$ ,  $V - R$ ), куда излучение в полосе  $U$  не входит, подтверждает такой вывод. В самом деле, удовлетворительное представление на рис. 5, б наблюдавшихся положений PU Vul последовательностью нормальных сверхгигантов, смещенной на  $E_{B-V} = 0^m,39$ , означает, что именно ультрафиолетовый избыток ответствен за систематическое отклонение смещенной на такую величину  $E_{B-V}$  последовательности нормальных сверхгигантов на рис. 5, а от наблюдавшихся положений PU Vul. Используя поэтому рис. 5, б как диагностический график, мы можем оценить спектральный тип PU Vul в конце нашего периода наблюдений как близкий к A2.

Возвращаясь к рис. 5, а, отметим, что ультрафиолетовый избыток PU Vul непостоянен, он максимален непосредственно перед заметным поглублением системы (см. прямые крестики), либо в самом начале такого поглубления (см. переход от последнего треугольника к первому косому крестику, отмеченный на графике стрелкой) и продолжает увеличиваться в последние годы.

Итак, анализ дрейфа PU Vul по двухцветным диаграммам убедительно показывает, что вспыхнувший компонент системы уже прошел фазу минимальной температуры и максимального радиуса фотосферы и начал возвращаться в состояние горячего компактного объекта. В течение нескольких лет это возвратное движение происходит не монотонно, а в виде четких дискретных событий, которые наблюдаются как заметные поглубления системы с характерным временем порядка одного-двух месяцев. Некото-

рые количественные характеристики PU Vul в рассматриваемый период можно получить, обратившись к диаграммам цвет—величина.

На рис. 6 представлены диаграммы цвет—величина, построенные по нашим фотометрическим наблюдениям PU Vul в 1979—1986 гг.; на графики не нанесены данные за весь 1980 г. и за первые семь месяцев 1981 г., когда блеск системы определялся не медленной эволюцией вспыхнувшего компонента, а быстрым формированием и последующей диссипацией мощной пылевой структуры. Рис. 6 показывает, что в течение последних 8 лет дрейф PU Vul по диаграммам цвет—величина носил явно немонотонный характер, скорее можно говорить о некотором более или менее замкнутом цикле, описанном системой на этих диаграммах. Очевидно, что по физическому смыслу рассматриваемые диаграммы эквивалентны рис. 1 и замкнутый цикл на рис. 6 соответствует теоретическому треку вблизи точки поворота при минимальной температуре вспыхнувшего компонента системы.

Циклический характер дрейфа PU Vul лучше всего виден на диаграмме (B — V, V); на диаграмме (U — B, V) наблюдаемый трек незамкнут из-за упоминавшегося систематического возрастания ультрафиолетового избытка, в полосе R измерения были начаты лишь в 1981 г., в полосе I — в 1982 г., и на диаграммах (V — R, V) и (V — I, V) амплитуды изменений показателей цвета невелики. Поэтому для количественного анализа наиболее подходящая диаграмма (B — V, V).

Как и на рис. 5, двойным светлым кружком на рис. 6 обозначены средние положения PU Vul с августа 1981 г. по июль 1982 г., т.е. в период сравнительно спокойного состояния, наступившего после выхода системы из глубокого минимума 1980—1981 гг. Как следует из диаграммы (B — V, V), в этот период система имела максимальный показатель цвета B — V, т.е. вспыхнувший компонент был наиболее холодным. Согласно проведенному в [4] детальному анализу спектра в то время его эффективная температура составляла 6300 K, а его радиус был близок к  $100 R_{\odot}$ . Летом 1983 г., после заметного поглубления в конце 1982 г., PU Vul достигла наибольшего блеска в полосе V. Поглубление звезды F5 на  $\Delta(B - V) \approx 0^m,2$  соответствует, согласно рис. 5, переходу в спектральный класс F0. Дальнейшее повышение температуры сопровождается столь быстрым уменьшением размера звезды, что блеск ее начинает падать: к концу 1986 г. PU Vul ослабела на  $\Delta V = 0^m,45$  относительно максимума блеска в этой полосе.

Излагаемые далее спектрофотометрические наблюдения дают практически независимо такую же картину общей эволюции PU Vul в рассматриваемый период.

## 2. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Как и прежде [4], спектрофотометрические наблюдения PU Vul мы проводили на двух инструментах: на спектрофотометре АСП-38 с высоким спектральным разрешением, установленном на 1,25 м рефлекторе АЗТ-11, и на пятиканальном спектрофотометре с низким разрешением, установленном на 70 см рефлекторе АЗТ-8.

В табл. 3 приведены даты и некоторые обстоятельства наблюдений на АЗТ-11. В 1983 и 1984 г. проводилось сплошное сканирование спектра PU Vul с шагом 10 Å, в 1986 г. наблюдения велись в избранных участках длин волн, свободных от сильных спектральных линий. В каждую ночь до или после сканирования PU Vul наблюдался спектрофотометрический стандарт, причем программа наблюдений составлялась так, чтобы воздушные массы в средние моменты наблюдений PU Vul и стандарта различались не более, чем на 0,1. Полное время сканирования одного объекта составляло от 45 мин до 1 ч. Распределение спектральной плотности в излучении стандартов было взято из [10, 11].

На рис. 7 представлены полученные нами наблюдаемые распределения энергии в спектре PU Vul в абсолютных единицах; как и в табл. 3, в этот график включены также результаты аналогичных наблюдений в две ночи 1982 г., перенесенные из [4] с уточнением их абсолютной калибровки. Над осью абсцисс вертикальными отрезками даны средние ошибки ( $\pm 1\sigma$ ) измерений в различных диапазонах длин волн.

Таблица 3

## Спектрофотометрические наблюдения на АЗТ-11

| Номер скана | Дата     | Спектрофотометрический стандарт | Выходная щель, Å | Номер скана | Дата     | Спектрофотометрический стандарт | Выходная щель, Å |
|-------------|----------|---------------------------------|------------------|-------------|----------|---------------------------------|------------------|
| 1           | 11.06.82 | 29 Vul                          | 10               | 6           | 7.06.84  | 29 Vul                          | 40               |
| 2           | 22.12.82 | $\theta$ Peg                    | 10               | 7           | 13.07.84 | 111 Her                         | 40               |
| 3           | 30.06.83 | 29 Vul                          | 20               | 8           | 19.08.84 | $\alpha$ Lac                    | 40               |
| 4           | 7.09.83  | 15 Vul                          | 20               | 9           | 24.09.86 | 29 Vul                          | 40               |
| 5           | 30.09.83 | $\alpha$ Lac                    | 40               | 10          | 11.11.86 | 29 Vul                          | 40               |

Результаты более многочисленных спектрофотометрических наблюдений на АЗТ-8 представлены в табл. 4. Эти наблюдения проводились по описанной ранее методике [4] в восьми участках спектра; семь из них выделялись выходными щелями спектрометра шириной 23,4 Å и были центрированы на длины волн 3549, 3860, 4723, 5310, 6186, 7120 и 8015 Å, а восьмой участок выделялся интерференционным фильтром на длину волны 5500 Å с полушириной 50 Å, установленным в референтном канале, где регистрировалось излучение, отраженное от дифракционной решетки в нулевом порядке. Вероятная ошибка приведенных в табл. 4 величин  $F_{\lambda}$  достигает 3% в полосе 5500 Å, 5% в полосах 4723, 5310 и 6186 Å, 10% в полосах 3549 и 3860 Å, 15% в полосе 7120 Å и 20% в полосе 8015 Å.

Рассмотрим полученные данные.

Кривая 3 на рис. 7 дает распределение энергии в спектре PU Vul в июне 1983 г., когда, как отмечалось выше, система была в относительно спокойном состоянии после поглубления в конце 1982 г., и между кривыми 2 и 3 графика, действительно, нет заметных различий. Следующие два скана получены в сентябре 1983 г. после новой ступени поглубления системы, и сходные между собой кривые 4 и 5 при сравнении с двумя предыдущими кривыми обнаруживают изменения в составе излучения PU Vul, отмеченные нами выше при анализе фотометрических наблюдений: возрастание блеска в ультрафиолете сопровождается ослаблением блеска в длинноволновой области спектра и эти изменения имеют место при практическом постоянстве блеска в области  $\lambda \approx 4400$  Å. Начиная с кривой 4 на сканах PU Vul хорошо видна эмиссия  $H_{\alpha}$ , которая на спектральных снимках была обнаружена еще в декабре 1982 г. Кривые 6, 7 и 8 на рис. 7 соответствуют сканам 1984 г. и мало отличаются от двух предыдущих, столь же мало различаются и положения PU Vul на двуцветных диаграммах в эти годы. Кривые 9 и 10, относящиеся к 1986 г., не обнаруживают существенных отличий от трех предыдущих кривых, хотя последние две построены по меньшему числу точек и здесь такой вывод менее надежен.

Распределение энергии в спектре PU Vul в широком диапазоне длин волн — от 0,33 до 5 мкм — становится особенно наглядным при совместном рассмотрении результатов спектрофотометрии и широкополосной фотометрии. Такие данные для нескольких характерных периодов развития PU Vul приведены на рис. 8. В оптическом диапазоне представленные здесь кривые получены усреднением спектрофотометрических данных, а отдельные значки, по которым эти кривые продолжены в длинноволновую область, соответствуют нашим наблюдениям в полосах IJHKLM; перевод звездных величин в абсолютные спектральные плотности излучения проводился с помощью калибровки Джонсона [12]. Рисунок показывает, что когда в коротковолновой области спектра PU Vul становится ярче и ее излучение становится все более высокотемпературным, в красной и в инфракрасной областях спектра происходит неуклонное ослабление блеска системы.

На рис. 9 приведено сопоставление распределений энергии в спектре PU Vul в 1983 и 1986 гг. и в спектрах нормальных сверхгигантов. Маленькие точки соответствуют наблю-

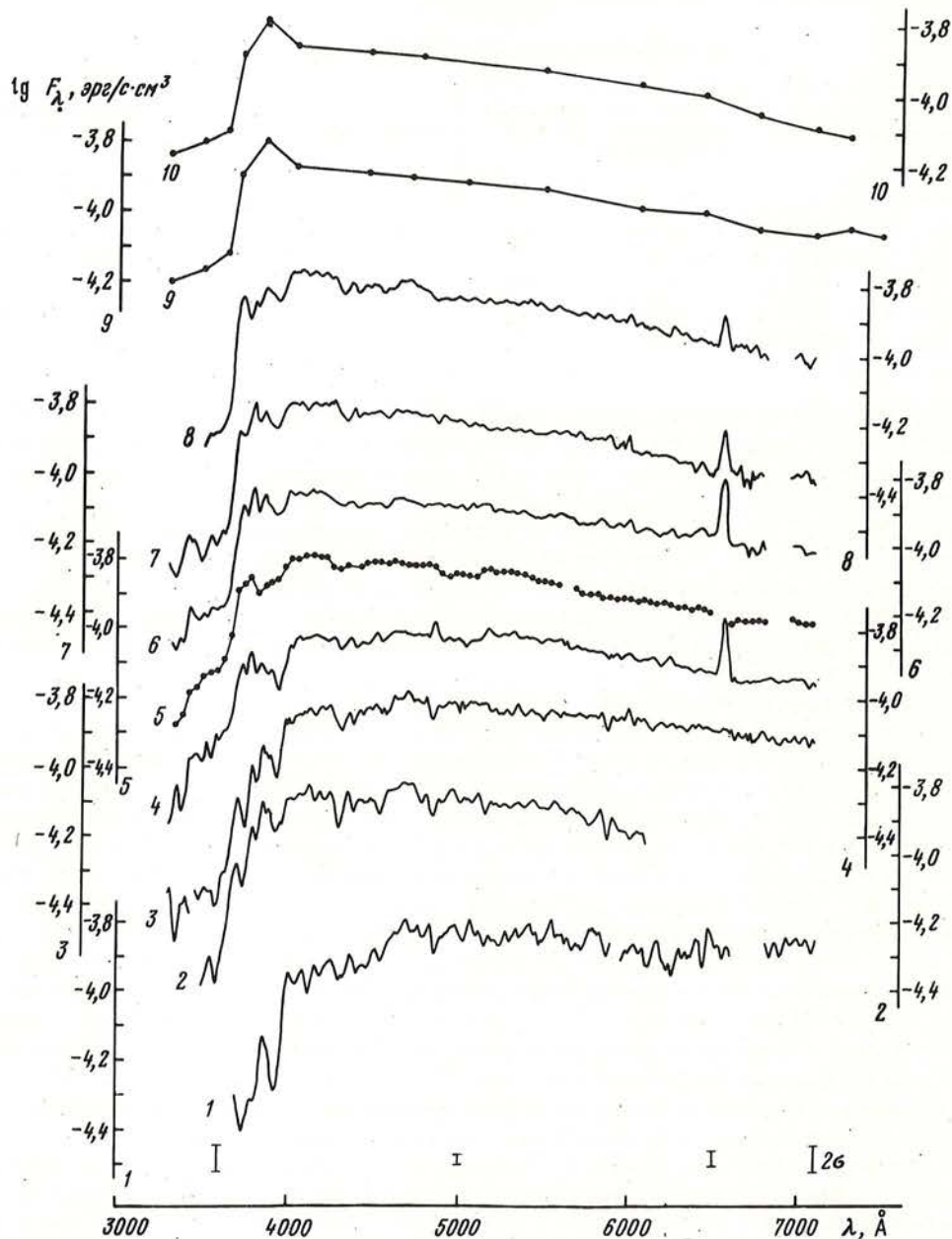


Рис. 7. Наблюдаемые распределения энергии в спектре PU Vul в диапазоне длин волн 3300–7000 Å. Цифры у шкал соответствуют номерам кривых

дениям PU Vul на АЗТ-11 1.7.83., когда система находилась в состоянии наибольшего блеска в полосе V, большие черные кружки – наблюдениям PU Vul на АЗТ-11 24.9.86.; оба распределения исправлены за межзвездное поглощение  $E_{B-V} = 0^m,39$  согласно [13]. Штриховые линии соответствуют распределениям энергии в спектрах нормальных звезд спектральных классов F0 Ib и A2 Ia, приведенным в [14, 15] и сдвинутым по оси ординат до наилучшего совпадения с совокупностью маленьких точек и черных кружков соответственно. Рис. 9 показывает хорошее согласие распределений энергии



Т а б л и ц а 4  
Спектральные плотности излучения

| Дата     | J.D.<br>2440000+ | $-\log F_{\lambda}$ , эрг/(с · см <sup>2</sup> · см) |      |      |      |      |      |      |      |
|----------|------------------|--|------|------|------|------|------|------|------|
|          |                  | Длина волны, Å                                       |      |      |      |      |      |      |      |
|          |                  | 3549   | 3860 | 4723 | 5310 | 5500 | 6186 | 7120 | 8015 |
| 8.06.83  | 5493,43          | 4,28   | 3,91 | 3,80 | 3,86 | 3,87 | 3,87 | 3,84 |      |
| 25.06.   | 5511,37          | 4,24   | 3,81 | 3,79 | 3,80 | 3,83 | 3,85 |      |      |
| 9.07.    | 5524,43          |  | 3,89 | 3,82 | 3,84 | 3,87 | 3,87 | 3,86 |      |
| 4.08.    | 5551,29          |  | 3,87 | 3,78 | 3,84 | 3,80 | 3,83 | 3,90 |      |
| 10.08.   | 5557,30          | 4,29   | 3,80 | 3,84 | 3,79 | 3,82 | 3,89 | 3,91 |      |
| 15.08.   | 5562,32          | 4,21   | 3,88 | 3,81 | 3,84 | 3,86 | 3,87 | 3,96 | 4,02 |
| 16.08.   | 5563,37          | 4,22   | 3,88 | 3,83 | 3,84 | 3,87 | 3,88 | 3,95 | 4,00 |
| 17.08.   | 5564,32          | 4,27   | 3,87 | 3,82 | 3,84 | 3,88 | 3,88 | 3,92 | 4,01 |
| 22.08.   | 5569,30          | 4,27   | 3,89 | 3,83 | 3,84 | 3,87 | 3,88 | 3,90 | 3,98 |
| 23.08.   | 5570,28          | 4,25   | 3,87 | 3,80 | 3,83 | 3,85 | 3,87 | 3,92 | 3,96 |
| 24.08.   | 5571,30          | 4,23   | 3,89 | 3,80 | 3,84 | 3,86 | 3,86 | 3,97 | 3,91 |
| 29.08.   | 5576,30          | 4,23   | 3,96 | 3,80 | 3,83 | 3,84 | 3,85 | 3,94 | 3,99 |
| 30.08.   | 5577,30          | 4,24   | 3,96 | 3,83 | 3,85 | 3,87 | 3,86 | 3,92 |      |
| 1.09.    | 5579,28          | 4,11   | 3,94 | 3,84 | 3,83 | 3,86 | 3,85 | 3,94 | 3,97 |
| 2.09.    | 5580,28          | 4,06   | 3,91 | 3,84 | 3,83 | 3,85 | 3,87 | 3,92 | 4,01 |
| 6.09.    | 5584,28          | 4,10   | 3,91 | 3,83 | 3,88 | 3,85 | 3,86 | 3,97 | 3,96 |
| 9.09.    | 5587,27          | 4,06   | 3,80 | 3,81 | 3,86 | 3,85 | 3,91 | 4,01 |      |
| 10.09.   | 5588,35          | 4,12   | 3,85 | 3,82 | 3,82 | 3,86 | 3,88 | 3,94 |      |
| 11.09.   | 5589,33          | 4,10   | 3,82 | 3,80 | 3,81 | 3,86 | 3,86 | 3,93 | 4,04 |
| 12.09.   | 5590,24          | 4,08   | 3,83 | 3,83 | 3,83 | 3,86 | 3,86 | 3,94 | 3,91 |
| 16.09.   | 5594,28          | 4,10   | 3,86 | 3,83 | 3,84 | 3,90 | 3,87 | 3,91 | 4,05 |
| 25.09.   | 5603,28          | 4,10   | 3,83 | 3,84 | 3,83 | 3,89 | 3,93 | 3,94 | 4,01 |
| 28.09.   | 5606,30          | 4,11   | 3,85 | 3,85 | 3,86 | 3,91 | 3,93 | 3,99 | 4,13 |
| 6.10.    | 5614,30          | 4,08   | 3,84 | 3,86 | 3,87 | 3,90 | 3,94 | 4,03 | 4,09 |
| 15.10.   | 5623,27          | 4,10   | 3,81 | 3,84 | 3,85 | 3,89 | 3,91 | 4,00 | 4,07 |
| 17.10.   | 5625,26          |  | 3,85 |      | 3,85 | 3,88 |      | 4,01 |      |
| 18.10.   | 5626,26          | 4,11   | 3,82 | 3,84 | 3,86 | 3,89 | 3,92 | 3,99 | 4,06 |
| 23.10.83 | 5631,19          |  |      | 3,84 | 3,86 | 3,88 | 3,93 | 3,99 | 4,03 |
| 24.10.   | 5632,20          | 4,12   | 3,83 | 3,85 | 3,87 | 3,89 | 3,92 | 3,99 | 4,04 |
| 28.10.   | 5636,21          | 4,13   | 3,83 | 3,83 | 3,86 | 3,90 | 3,93 | 4,02 |      |
| 4.0484   | 5794,58          | 4,13   | 3,75 | 3,91 | 3,90 | 3,94 | 3,99 |      |      |
| 3.05.    | 5823,54          | 4,13   | 3,74 | 3,84 | 3,90 | 3,93 | 3,95 |      |      |
| 27.05.   | 5847,53          | 4,10   | 3,79 | 3,87 | 3,91 | 3,96 | 3,96 | 4,04 | 4,05 |
| 1.06.    | 5852,53          | 4,10   | 3,82 | 3,86 | 3,90 | 3,93 | 3,96 | 4,12 | 4,01 |
| 12.06.   | 5863,43          | 4,14   | 3,81 | 3,86 | 3,90 | 3,94 | 3,93 | 4,02 | 4,09 |
| 18.06.   | 5869,45          | 4,13   | 3,80 | 3,85 | 3,88 | 3,92 | 3,93 | 4,00 | 4,08 |
| 29.06.   | 5880,44          | 4,16   | 3,77 | 3,87 | 3,90 | 3,92 | 3,94 | 4,02 | 4,11 |
| 3.07.    | 5884,39          | 4,16   | 3,81 | 3,86 | 3,90 | 3,92 | 3,92 | 4,03 |      |
| 13.07.   | 5894,37          | 4,22   | 3,80 | 3,87 | 3,88 | 3,93 | 3,94 | 4,05 | 4,14 |
| 25.11.   | 6030,16          | 4,05   | 3,72 | 3,87 | 3,88 | 3,92 | 3,93 | 4,02 | 4,06 |
| 5.12.    | 6040,15          | 4,05   | 3,70 | 3,91 | 3,89 | 3,94 | 3,97 | 4,01 | 4,05 |
| 9.07.85  | 6255,42          | 4,17   |      | 3,84 | 3,90 | 3,89 | 3,88 | 4,02 | 3,99 |
| 19.07.   | 6265,38          | 4,12   | 3,79 | 3,85 | 3,88 | 3,90 | 3,93 | 4,00 | 4,03 |
| 23.09.   | 6331,34          | 4,09   | 3,73 | 3,84 | 3,87 | 3,88 | 3,93 | 4,04 | 4,10 |
| 29.09.86 | 6703,20          | 4,09   | 3,79 | 3,91 | 3,91 | 3,96 | 3,97 | 4,02 | 4,08 |

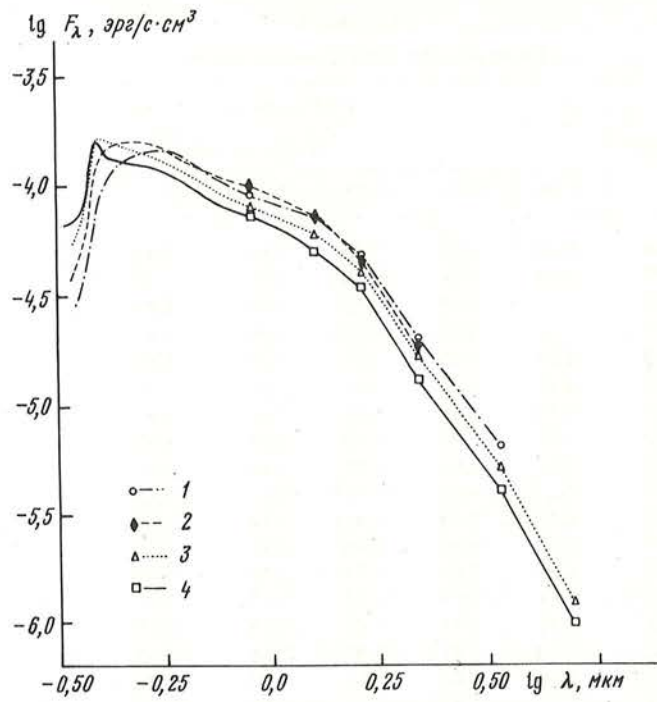


Рис. 8. Распределение энергии в спектре PUVul в диапазоне длин волн от 0,33 до 5 мкм  
 1 — устойчивое состояние 1981—1982 г.г., 2 — устойчивое состояние 1983 г., 3 — наблюдения  
 1984—1985 гг., 4 — наблюдения 1986 г.

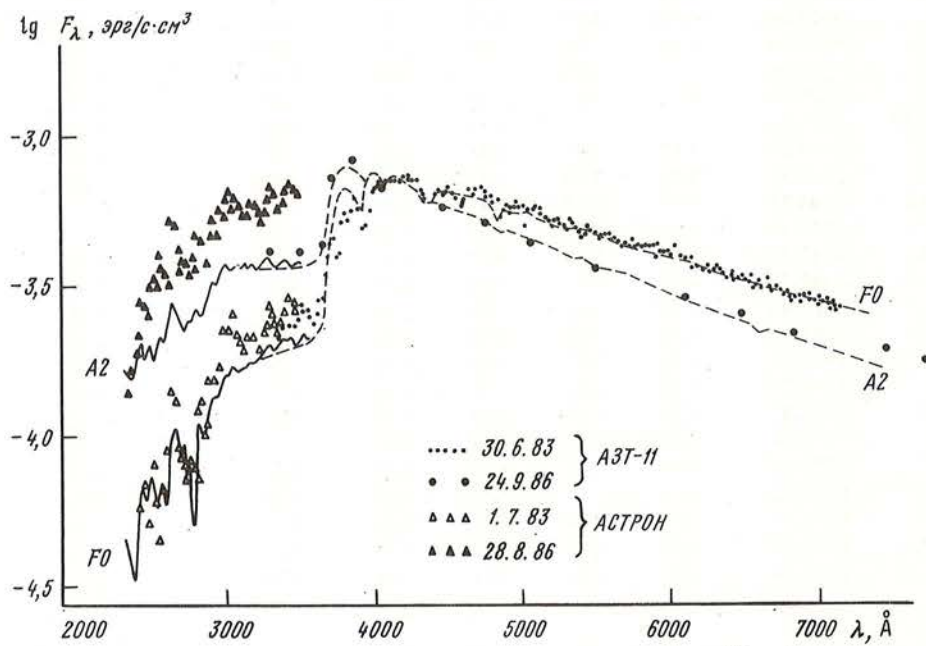


Рис. 9. Распределение энергии в спектре PUVul и в спектрах нормальных F0 и A2 сверхгигантов в  
 оптическом и ультрафиолетовом диапазонах длин волн

в спектрах PU Vul и нормальных сверхгигантов в диапазоне длин волн от 3800 Å до 7000 Å. Что же касается области от 3800 Å до 3200 Å, то здесь в излучении PU Vul отчетливо заметен ультрафиолетовый избыток, величина которого в 1983 г. согласуется с его фотометрической оценкой  $\Delta(U - V) \approx -0^m,2$ .

Таким образом, спектрофотометрический анализ PU Vul подтверждает полученный по фотометрическим данным вывод о том, что в момент максимального блеска в полосе V горячий компонент системы имел распределение энергии в спектре как сверхгигант F0, а к концу 1986 г. — как A2.

Наилучшее согласие распределения энергии в спектре звезды F0 по [14] с модельными расчетами Куруча [16] имеет место для модели с  $T_{эф} = 7000$  К и  $\lg g = 2$ ; для распределения энергии в спектре звезды A2 I по [15] лучше всего подходит модель с  $T_{эф} = 8000$  К и  $g = 2$ . Прямые измерения дают для звезды  $\alpha$  Car (F0 I b — II)  $T_{эф} = 7210 \pm 170$  К [17] и для  $\alpha$  Cyg (A2 Ia)  $T_{эф} = 7635 \pm 150$  К [18]. Далее, по шкале эффективных температур де Ягера [19] сверхгиганты F0 имеют эффективные температуры 7800 К, а сверхгиганты A2 — 9120 К. Наконец, согласно нашим спектроскопическим исследованиям (см. ниже) в 1984 г. температура возбуждения в атмосфере PU Vul была близка к 8000 К, а эффективные температуры сверхгигантов на 5–7% выше температуры возбуждения [20]. С учетом всех этих не вполне согласующихся между собой данных, примем для PU Vul в первой половине 1983 г., т.е. в момент максимального блеска в полосе V,  $T_{эф} = 7300$  К и в 1986 г.  $T_{эф} = 8400$  К.

Если теперь воспользоваться выводом [4] о том, что в период устойчивого состояния системы 1981–82 гг. радиус горячего компонента составлял  $100 R_{\odot}$ , а температура возбуждения в его атмосфере  $T_{возб} = 6300$  К и, следовательно,  $T_{эф}$  была близка к 6600 К, то с помощью очевидного соотношения, справедливого для сферически симметричного и чернотельно излучающего объекта

$$R = 10^{-0,2 \Delta V} \left[ \frac{B_V(T_0)}{B_V(T)} \right]^{1/2} R_0 \quad (1)$$

находим, что в первой половине 1983 г., когда система в полосе V была на  $0^m,15$  ярче, чем в 1981 г., радиус горячего компонента PU Vul составлял  $88 R_{\odot}$ , а к концу 1986 г., когда блеск системы ослабел на  $0^m,45$ , этот радиус уменьшился уже до  $56 R_{\odot}$ .

Рассмотрим теперь холодный компонент системы PU Vul.

В [4] было показано, что этот компонент — поздний M-гигант с  $T_{эф} = 2400$  К, причем такой вывод следует как из анализа наблюдений системы в период глубокого минимума 1980–1981 гг., так и из рассмотрения спектрофотометрических данных в эпоху максимального блеска 1981–1982 гг. Повторим такое рассмотрение, на основе наблюдений 1986 г.

На рис. 10 квадратики представляют распределение энергии в спектре PU Vul в 1986 г. в широком диапазоне длин волн, исправленное за межзвездное поглощение  $E_{B-V} = 0^m,39$ . Открытыми кружками и тонкой сплошной линией, проведенной в видимой области спектра, на рисунке дано среднее распределение энергии в спектрах сверхгигантов  $\alpha$  Cyg и  $\nu$  Ser, полученное по данным [7, 15] с учетом соответствующих значений межзвездного поглощения и смещенное по оси ординат до наилучшего согласия с распределением энергии в видимой области спектра PU Vul. Штрих-пунктирная линия обозначает распределение энергии в спектре модели Куруча [16] с  $T_{эф} = 8000$  К и  $\lg g = 2$ , также смещенное до наилучшего согласия с квадратиками в видимой области спектра. Систематическое различие между квадратиками и светлыми кружками в длинноволновой области обусловлено вкладом M-гиганта в суммарное излучение системы, и светлыми треугольниками дано распределение энергии в спектре этого инфракрасного избыточного излучения. Темные треугольники — аналогичные данные за 1982 г., перенесенные на рис. 10 из [4]. Близость светлых и темных треугольников показывает, что излучение холодного компонента системы PU Vul в последние годы остается неизменным с точностью до  $\sim 15\%$ .

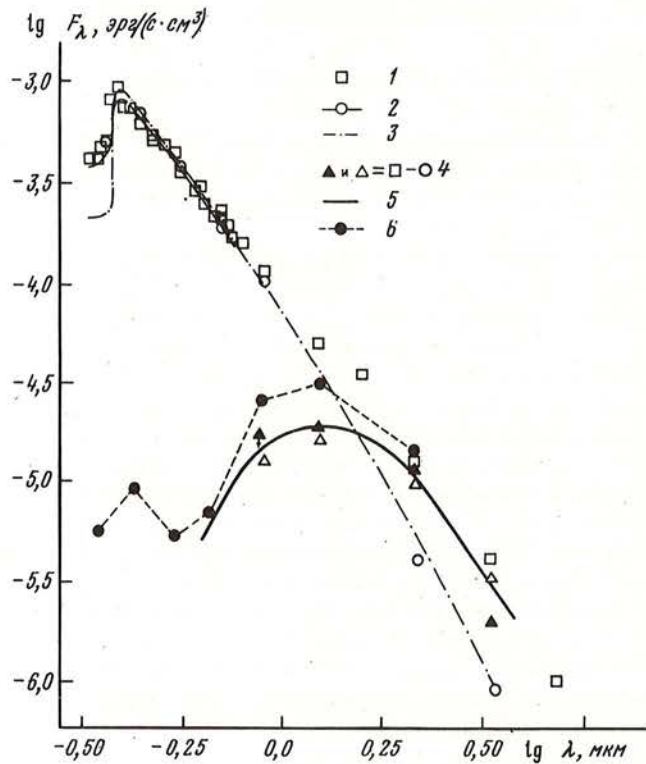


Рис. 10. Распределение энергии в спектре холодного компонента системы PU Vul  
 1 — наблюдения 1986 г., 2 — стандартный сверхгигант A2, 3 — модель Куруча для  $T_e = 8000$  К,  $g = 2$ , 4 — избыток ИК-излучения в 1982 и 1986 гг., 5 — функция Планка  $T = 2400$  К, 6 — минимум 1980 г.

Сплошная толстая кривая, проведенная через треугольники, соответствует чернотельному излучению с  $T = 2400$  К. Темные кружки, соединенные штриховой линией — данные фотометрических наблюдений в минимуме 1980 г. [4], когда в общем излучении системы PU Vul преобладал М-гигант. Как видно из рисунка, в 1986 г. этот компонент в полосе К давал около 75% общего излучения системы, что согласуется с независимой оценкой [21].

### 3. УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Нам известны результаты 4 сеансов наблюдений PU Vul с IUE: 26.4.79., 1.1.80., в августе 1980 г. и 3.8.81. [22, 23]. Эти даты отмечены на рис. 2 буквой I. Согласно IUE наблюдениям, к январю 1980 г. система ослабела по сравнению с апрелем 1979 года на  $1^m,6$  в области  $2500 \text{ \AA}$  и на  $1^m,0$  около  $2900 \text{ \AA}$ ; по-видимому, это ослабление было связано с началом формирования мощной пылевой структуры около вспыхнувшего компонента системы. В августе 1980 г. звезду вообще не удалось обнаружить с IUE, поскольку она находилась в глубоком минимуме, а 3.8.81 PU Vul имела в ультрафиолете нормальный спектр A9. К сожалению, мы не располагаем докладом М. Фридьонга и др. на конференции, посвященной 6-летию работы IUE, и докладом П.Л. Селвелли и Р.Виотти на 10 Европейской астрономической конференции, в которых сообщается о более поздних наблюдениях PU Vul с IUE.

Ультрафиолетовые наблюдения PU Vul с Астрофизической станции Астрон [24] проводились нами 1.7.83., 10.7.84., 11.7.85. и 28.8.86.; эти даты отмечены на рис. 2 буквой А. Наблюдения выполнялись с выходной щелью спектрометра, соответствующую

Таблица 5

Спектральные плотности излучения PU Vul в ультрафиолетовой области спектра

| Длина волны, Å | -logF <sub>λ</sub> , эрг/(с · см <sup>2</sup> · см) |           |           |           | Длина волны, Å | -logF <sub>λ</sub> , эрг/(с · см <sup>2</sup> · см) |          |          |          |      |      |      |      |      |      |      |     |
|----------------|---|-----------|-----------|-----------|----------------|---|----------|----------|----------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
|                | 1.07.83   | 10.07.84  | 11.07.85  | 28.08.86  |                | 1.07.83   | 10.07.84 | 11.07.85 | 28.08.86 |      |      |      |      |      |      |      |     |
| 2340           |   |           |           | 5,18±0,05 | 2920           | 4,71  | ,01      | 4,39     | ,01      | 4,35 | ,01  | 4,19 | ,01  |      |      |      |     |
| 2360           |   |           | 5,33±0,05 | 5,07      | ,04            | 2940  | 4,74     | ,02      | 4,41     | ,01  | 4,37 | ,01  | 4,23 | ,01  |      |      |     |
| 2380           |   |           | 5,27      | ,03       | 5,06           | ,04   | 2960     | 4,66     | ,01      | 4,35 | ,01  | 4,31 | ,01  | 4,14 | ,01  |      |     |
| 2400           |   | 5,27±0,06 | 5,18      | ,05       | 4,98           | ,04   | 2980     | 4,60     | ,02      | 4,32 | ,01  | 4,27 | ,01  | 4,15 | ,01  |      |     |
| 2420           | 5,46±0,07   | 5,05      | ,06       | 5,04      | ,03            | 4,88  | ,03      | 3000     | 4,52     | ,01  | 4,27 | ,01  | 4,21 | ,01  | 4,09 | ,02  |     |
| 2440           | 5,36  | ,08       | 4,94      | ,03       | 4,94           | ,04   | 4,76     | ,02      | 3020     | 4,51 | ,01  | 4,23 | ,01  | 4,19 | ,01  | 4,05 | ,02 |
| 2460           | 5,41  | ,04       | 4,92      | ,03       | 4,88           | ,02   | 4,74     | ,02      | 3040     | 4,51 | ,01  | 4,25 | ,01  | 4,21 | ,02  | 4,08 | ,02 |
| 2480           | 5,46  | ,05       | 4,99      | ,02       | 4,89           | ,03   | 4,75     | ,02      | 3060     | 4,54 | ,01  | 4,27 | ,01  | 4,23 | ,01  | 4,10 | ,02 |
| 2500           | 5,23  | ,04       | 4,85      | ,02       | 4,80           | ,02   | 4,63     | ,02      | 3080     | 4,53 | ,01  | 4,29 | ,01  | 4,21 | ,02  | 4,11 | ,01 |
| 2520           | 5,41  | ,06       | 4,84      | ,06       | 4,77           | ,10   | 4,61     | ,09      | 3100     | 4,53 | ,01  | 4,27 | ,01  | 4,21 | ,02  | 4,08 | ,02 |
| 2540           | 5,45  | ,05       | 4,93      | ,10       | 4,84           | ,10   | 4,70     | ,10      | 3120     | 4,56 | ,01  | 4,29 | ,01  | 4,26 | ,02  | 4,11 | ,02 |
| 2560           | 5,26  | ,09       | 4,80      | ,09       | 4,76           | ,10   | 4,59     | ,10      | 3140     | 4,54 | ,01  | 4,27 | ,01  | 4,23 | ,01  | 4,10 | ,01 |
| 2580           | 5,18  | ,05       | 4,68      | ,05       | 4,65           | ,02   | 4,52     | ,03      | 3160     | 4,51 | ,01  | 4,25 | ,01  | 4,21 | ,01  | 4,08 | ,01 |
| 2600           | 5,10  | ,03       | 4,74      | ,03       | 4,66           | ,02   | 4,51     | ,02      | 3180     | 4,50 | ,01  | 4,23 | ,01  | 4,19 | ,01  | 4,06 | ,02 |
| 2620           | 5,10  | ,04       | 4,72      | ,02       | 4,66           | ,02   | 4,54     | ,03      | 3200     | 4,50 | ,01  | 4,25 | ,01  | 4,19 | ,01  | 4,06 | ,01 |
| 2640           | 4,88  | ,03       | 4,56      | ,01       | 4,47           | ,02   | 4,32     | ,03      | 3220     | 4,53 | ,02  | 4,27 | ,01  | 4,22 | ,01  | 4,07 | ,01 |
| 2660           | 4,90  | ,02       | 4,54      | ,02       | 4,49           | ,01   | 4,31     | ,01      | 3240     | 4,55 | ,01  | 4,28 | ,01  | 4,24 | ,01  | 4,11 | ,01 |
| 2680           | 5,04  | ,02       | 4,59      | ,01       | 4,57           | ,03   | 4,38     | ,02      | 3260     | 4,46 | ,02  | 4,22 | ,02  | 4,18 | ,01  | 4,06 | ,01 |
| 2700           | 5,06  | ,02       | 4,64      | ,01       | 4,60           | ,01   | 4,44     | ,02      | 3280     | 4,44 | ,01  | 4,19 | ,02  | 4,16 | ,01  | 4,02 | ,01 |
| 2720           | 5,06  | ,01       | 4,61      | ,01       | 4,55           | ,02   | 4,40     | ,02      | 3300     | 4,37 | ,01  | 4,15 | ,01  | 4,12 | ,01  | 3,98 | ,01 |
| 2740           | 5,12  | ,02       | 4,64      | ,01       | 4,57           | ,02   | 4,40     | ,02      | 3320     | 4,43 | ,01  | 4,19 | ,01  | 4,14 | ,01  | 3,99 | ,01 |
| 2760           | 5,04  | ,03       | 4,63      | ,01       | 4,59           | ,02   | 4,43     | ,02      | 3340     | 4,47 | ,01  | 4,21 | ,01  | 4,18 | ,01  | 4,04 | ,01 |
| 2780           | 5,05  | ,02       | 4,56      | ,01       | 4,52           | ,02   | 4,36     | ,03      | 3360     | 4,42 | ,01  | 4,18 | ,01  | 4,15 | ,01  | 4,02 | ,01 |
| 2800           | 5,11  | ,02       | 4,61      | ,01       | 4,58           | ,01   | 4,41     | ,02      | 3380     | 4,39 | ,01  | 4,18 | ,01  | 4,14 | ,01  | 4,01 | ,01 |
| 2820           | 4,86  | ,02       | 4,46      | ,01       | 4,43           | ,02   | 4,28     | ,03      | 3400     | 4,36 | ,01  | 4,14 | ,02  | 4,10 | ,02  | 3,97 | ,01 |
| 2840           | 4,82  | ,02       | 4,48      | ,01       | 4,46           | ,02   | 4,28     | ,02      | 3420     | 4,31 | ,01  | 4,12 | ,01  | 4,06 | ,01  | 3,95 | ,02 |
| 2860           | 4,93  | ,02       | 4,55      | ,01       | 4,54           | ,01   | 4,35     | ,02      | 3440     | 4,33 | ,01  | 4,12 | ,01  | 4,07 | ,02  | 3,95 | ,01 |
| 2880           | 4,88  | ,02       | 4,51      | ,01       | 4,49           | ,01   | 4,34     | ,02      | 3460     | 4,35 | ,03  | 4,11 | ,01  | 4,08 | ,01  | 3,95 | ,01 |
| 2900           | 4,72  | ,01       | 4,42      | ,01       | 4,39           | ,01   | 4,24     | ,01      |          |      |      |      |      |      |      |      |     |

щей 28 Å, в течение экспозиции звезда удерживалась в диафрагме диаметром в 1 угл. мин. с помощью оффсетного гидирования, так что реальное разрешение полученных данных близко к 30 Å. В табл. 5 приведены полученные значения абсолютных потоков от системы PU Vul. Спектрометр Астрона регистрирует излучение в диапазоне от 1500 до 3500 Å, но реальная коротковолновая граница определяется вкладом интенсивности рассеянного на дифракционной решетке "белого" света: для излучения, более холодного, чем у звезды F0, в области  $\lambda < 2400$  Å рассеянный свет преобладает и полезный сигнал здесь извлечь не удастся, тогда как при наблюдениях А-звезд мы можем продвинуться и область более коротких длин волн.

На рис. 9 вместе с наземными данными представлены результаты наших ультрафиолетовых наблюдений в 1983 и 1986 гг. — открытыми и залитыми треугольниками соответственно. Как и при редукции наземных данных, принято  $E_{B-V} = 0^m,39$  и кривая межзвездного поглощения взята из [13]. Тонкие сплошные линии соответствуют распределениям энергии в ультрафиолетовой области спектра нормальных сверхгигантов: из [25] для A2 Ia взято распределение энергии в спектре  $\alpha$  Cyg, исправленное за  $E_{B-V} = 0^m,072$ , для F0 Ib — распределение энергии в спектре  $\alpha$  Lep, для этой звезды  $E_{B-V} = 0$ . При построении рис. 9 оптические и ультрафиолетовые кривые распределения энергии в спектрах стандартных звезд совмещались подвижками вдоль оси ординат до наилучшего совпадения на интервале 3200–3500 Å.

Рис. 9 показывает хорошую стыковку наших практически одновременных наземных и ультрафиолетовых наблюдений PU Vul в 1983 г. Небольшой ультрафиолетовый избыток, обнаруженный по описанным выше фотометрическим и наземным спектрофотометрическим данным и не превышающий  $0^m_{,2}$ , хорошо заметен на рис. 9 в ультрафиолетовых данных от 3000 Å до бальмеровского скачка. В 1986 г. ситуация оказалась менее однозначной: наземные данные указывают на некоторое уменьшение ультрафиолетового избытка по сравнению с 1983 г., тогда как данные с Астроны, полученные в 1986 г. почти на месяц раньше соответствующих наземных данных, свидетельствуют о его заметном увеличении. Однако широкополосные фотометрические наблюдения, проводившиеся вблизи обеих дат, не дают оснований подозревать существенные изменения ультрафиолетового излучения системы за этот период. Оставляя открытым вопрос о причине расхождения оценок абсолютных потоков от PU Vul в области 3500 Å в 1986 г. по наземным наблюдениям и по данным Астроны, отметим, высокую степень соответствия относительных распределений энергии в спектре PU Vul в 1983 и 1986 гг. с распределениями энергии в спектрах нормальных сверхгигантов F0 и A2.

#### 4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

##### 4.1. ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

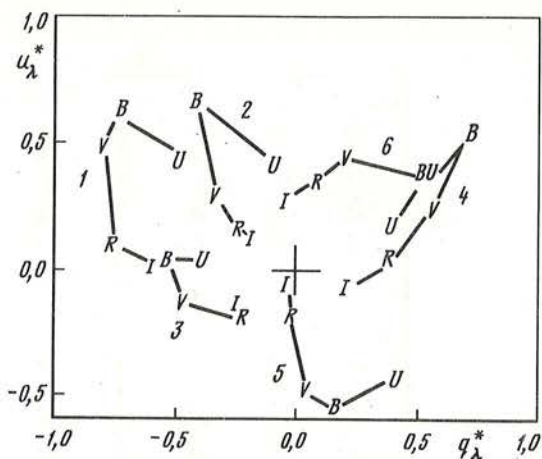
В 1983–1986 гг. поляриметрические наблюдения PU Vul проводились нами на той же аппаратуре и той же методикой, что и ранее [4]: использовался пятиканальный фотометр–поляриметр Пииролы [6], установленный на АЗТ-11. Результаты этих наблюдений суммированы в табл. 1, где после календарных и юлианских дат, числа измерений и полученных фотометрических данных приведены измеренные значения степени поляризации ( $p$ ) и позиционные углы плоскости поляризации ( $\theta$ ) с соответствующими средне-квадратичными ошибками в полосах UBVRI. Как следует из табл. 1, параметры наблюдаемой поляризации обнаруживают заметные изменения. Но прежде чем обсуждать такие изменения, следует исключить влияние межзвездной поляризации и перейти от наблюдаемой к собственной поляризации излучения PU Vul.

В [4] мы учитывали межзвездную поляризацию методом Пёкерта и др. [26]. Однако одно из предположений, лежащих в основе этого метода — предположение о независимости ориентации плоскости собственной поляризации от длины волны и ее постоянстве во времени — представляется довольно искусственным в приложении к существенно нестационарной системе PU Vul. Более естественно предположение, что ориентация плоскости поляризации собственного излучения объекта меняется от даты к дате, оставаясь в каждую дату независимой от длины волны. Тогда, задавая длину волны  $\lambda_{\max}$ , на которой степень межзвездной поляризации максимальна, можно определить величину этой максимальной степени поляризации  $p_{\max}$  и ориентацию плоскости межзвездной поляризации  $\theta_{\text{мжз}}$  — только по наблюдениям изучаемого объекта. Подробно этот метод изложен в [27]. Применяв его ко всей совокупности наших поляриметрических наблюдений PU Vul 1982–1986 гг. и приняв наиболее вероятное значение  $\lambda_{\max} = 0,56$  мкм для данной области Галактики [28], мы нашли  $p_{\max} = 0,30 \pm 0,01\%$  и  $\theta_{\text{мжз}} = 17,6 \pm 1,4$ .

Примененный метод тоже не безупречен. Во-первых, он не позволяет отделить постоянную и медленно меняющуюся компоненту околозвездной поляризации от межзвездной поляризации. Во-вторых, согласно нашим наблюдениям, в некоторые даты предположение о независимости ориентации плоскости собственной поляризации PU Vul от длины волны не выполнялось (см. рис. 11). Тем не менее, полученные параметры межзвездной поляризации оказались довольно близки к нашим прежним оценкам этих величин, найденным по поляризации окрестных звезд и методом Пёкерта и др.:  $p_{\max} = 0,2\%$  и  $\theta_{\text{мжз}} = 14^\circ$ ; поэтому для перехода от наблюдаемой к собственной поляризации излучения PU Vul мы приняли эти новые значения параметров межзвездной поляризации, опирающиеся на более продолжительный ряд наблюдений.

Рис. 11. Примеры сложных векторных диаграмм собственной поляризации излучения PU Vul с различной ориентацией плоскости поляризации в полосах UBVRl

Цифры у кривых соответствуют следующим датам: 1 — 7.9.83, 2 — 6.4.84, 3 — 23.10.84, 4 — 1.8.86, 5 — 30.5.86, 6 — 16.10.86



Полученные таким образом параметры собственной поляризации PU Vul с 1982 по 1986 г. приведены на рис. 12 и 13; в нижней части рисунков даны значения блеска системы в полосе U и показателя цвета V — I. Рисунки показывают, что в течение всех пяти лет наблюдались нерегулярные вариации обоих параметров поляризации с характерным временем около 30–40 сут, и степень поляризации лишь в редких случаях превышала 1%. В отдельные сезоны изменения степени поляризации имели вид плавных колебаний (1984 и 1985 гг.) или характер всплесков, наложенных на более медленные и плавные изменения (1986 г.). Во все сезоны наблюдались значительные вариации позиционного угла плоскости собственной поляризации, происходившие одновременно во всем спектральном диапазоне.

Из сравнения рис. 12 и 13 следует, что изменения параметров поляризации происходили в основном независимо: в периоды относительно спокойного состояния степени поляризации наблюдались значительные изменения ориентации плоскости поляризации (1983 г.) и на фоне довольно плавных изменений угла наблюдалась вспышечная поляризационная активность (1986 г.). Имели место периоды и одновременных заметных изменений обоих поляризационных параметров (1984 год). Рис. 12 и 13 наводят на подозрение о существовании также малоамплитудных колебаний поляризационных параметров с характерными временами около 100–150 сут. Отметим, наконец, что характер изменений параметров поляризации в разных спектральных полосах практически одинаков, хотя амплитуда изменений степени поляризации систематически уменьшается при переходе в длинноволновую область.

Если отвлечься от перечисленных выше изменений поляризационных параметров PU Vul на сравнительно коротких временных интервалах, то рис. 12 и 13 показывают, что средний уровень степени поляризации в течение 5 лет оставался практически постоянным, тогда как позиционный угол плоскости поляризации в среднем монотонно возрастал, и за весь период наблюдений эта плоскость повернулась почти на пол оборота в каждой спектральной полосе. Если этот поворот обусловлен орбитальным движением компонентов системы PU Vul, то период такого движения должен быть близок к 8 годам. Независимый анализ лучевых скоростей дает  $8,8 \pm 1,5$  года [29]. При массах компонентов около  $1 M_{\odot}$  и таком орбитальном периоде большая полуось системы должна быть близка к 6 АЕ.

Сопоставим теперь полученные нами поляризационные и фотометрические характеристики PU Vul и рассмотрим зависимость  $p_{\lambda}^*$  от длины волны — это даст нам возможность перейти к обсуждению физических причин поляризации излучения системы PU Vul.

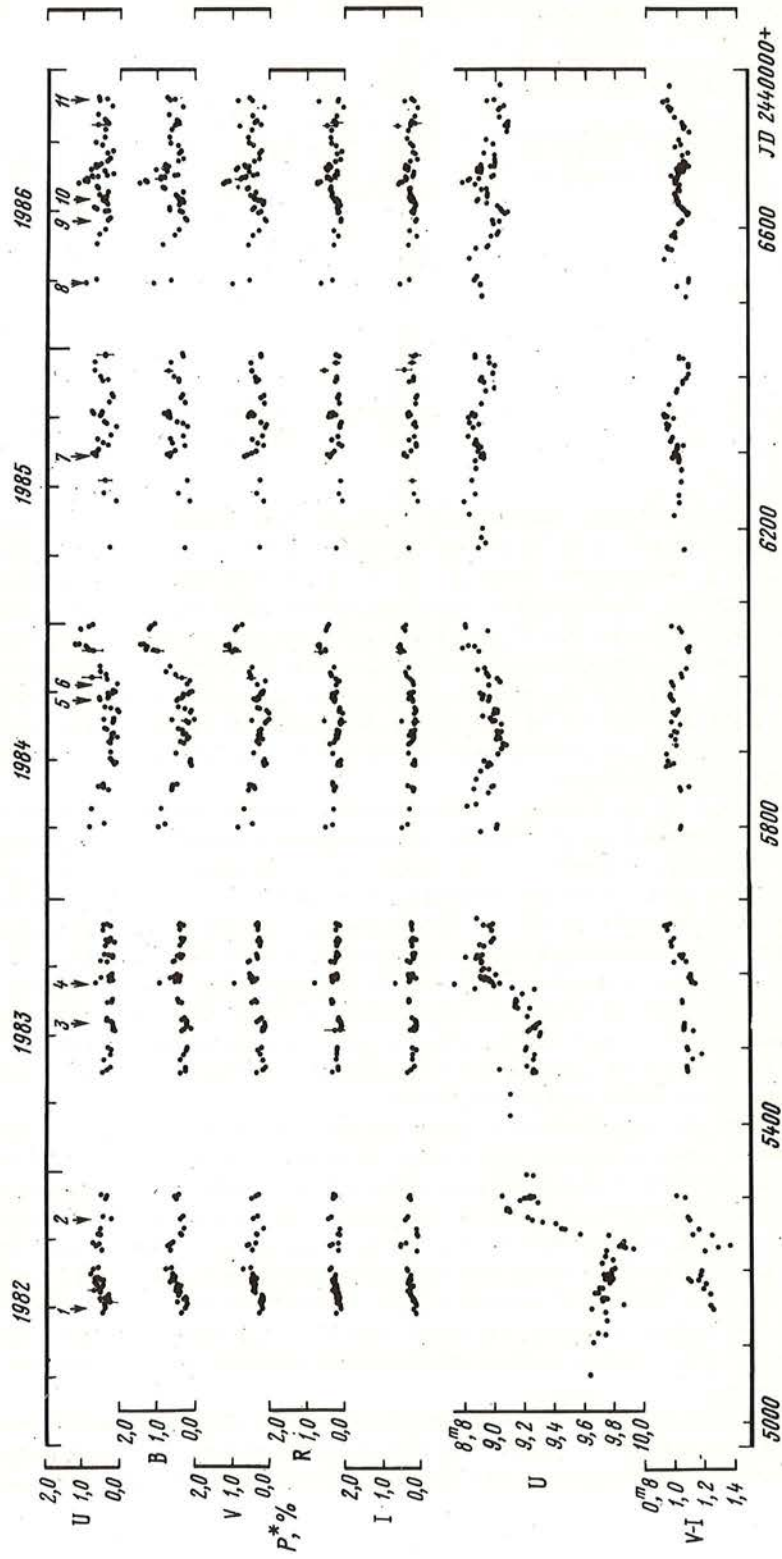


Рис. 12. Временной ход степени собственной поляризации излучения PUVRI в полосах UVRI. Нумерованными стрелками отмечены перечисленные в тексте моменты полиметрических наблюдений, отобранных для сравнения наблюдаемых волновых зависимостей  $P^*$  с модельными кривыми. Ошибки наблюдений показаны только для случаев, когда они превышают 0,2%



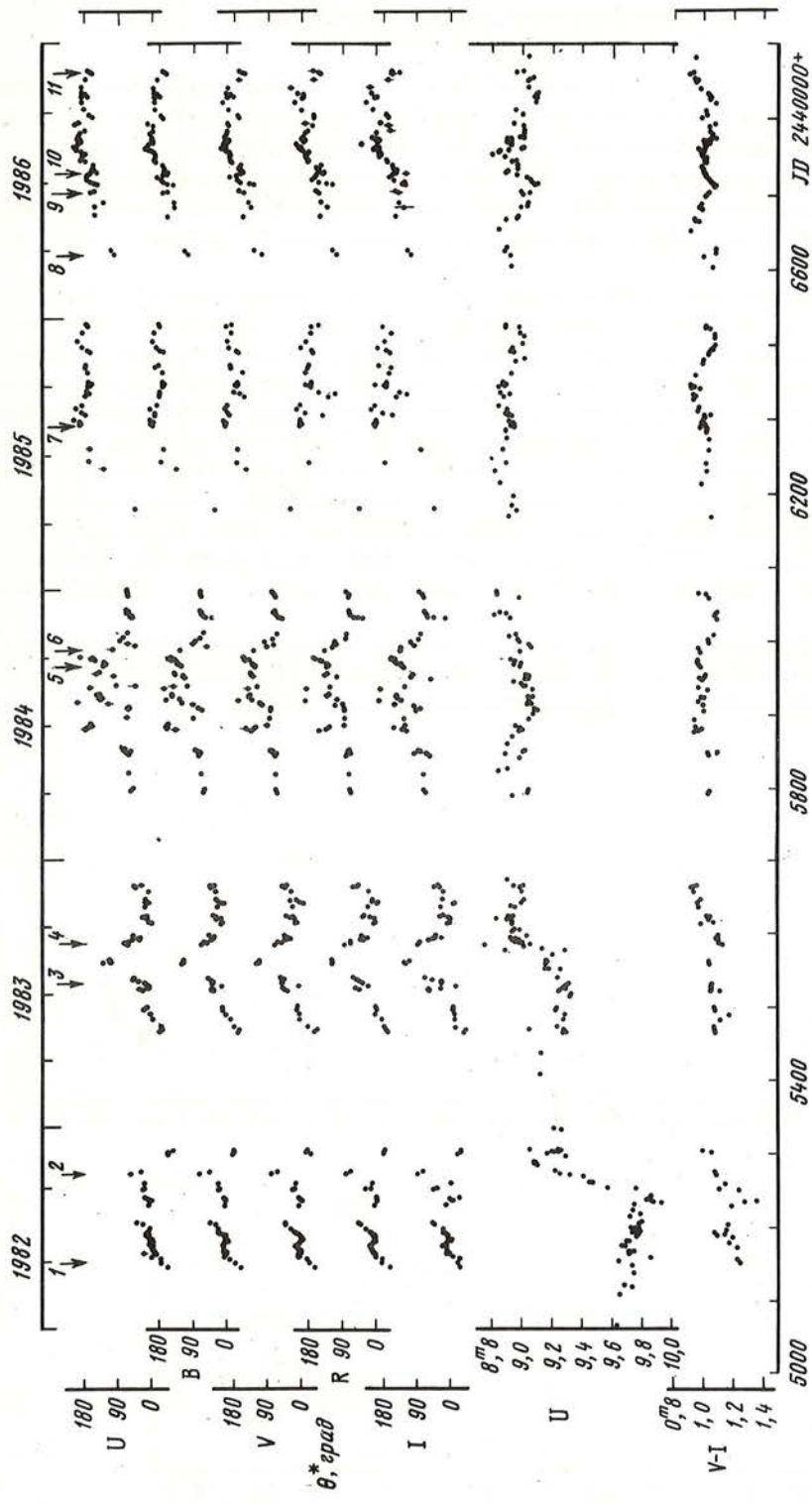


Рис. 13. Временной ход позиционного угла плоскости собственной поляризации излучения PVA<sub>UVRI</sub> в полосах UVRI. Нумерованные стрелки отмечают те же даты, что на рис. 12. Ошибки наблюдений показаны только для случаев, когда они превышают 5°.

#### 4.2. СОПОСТАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Как следует из рис. 12 и 13, резкий рост блеска PU Vul в ультрафиолете в конце 1982 г. и в середине 1983 г. практически не отразился на степени поляризации, но в течение быстрого поглубления системы в 1983 г. имел место кратковременный резкий поворот плоскости поляризации примерно на  $90^\circ$  во всем оптическом диапазоне; поляриметрические наблюдения в конце 1982 г. были менее регулярными и они не позволяют утверждать, что такой же эффект имел место и в течение первого эпизода сильного поглубления системы.

В 1984 г. изменения яркости PU Vul в полосе U и степень поляризации  $p_U^*$  имели сходный характер: во время плавного понижения и последующего увеличения блеска системы степень поляризации тоже сперва плавно уменьшалась, а затем возрастала. Аналогичные изменения имели место в полосах B и V, но в R и I такие изменения блеска не были заметны. А изменения позиционного угла имели в это время весьма нерегулярный характер. В 1985 г. связь между изменениями степени поляризации и блеска в ультрафиолете становится менее заметной, а позиционный угол меняется более плавно. Но в 1986 г. опять наметилась корреляция блеска и степени поляризации, хотя для этого сезона были характерны всплески, а не плавные вариации, как в 1984 г. Всплески блеска и степени поляризации в 1986 году происходили в основном на временном интервале, ограниченном двумя четкими максимумами показателя цвета  $V - I - JD$  2446620 и 2446680.

Наглядное представление о связи блеска и степени поляризации PU Vul в полосе U в различные сезоны наблюдений дает рис. 14; количественно эту связь можно охарактеризовать соответствующими коэффициентами корреляции (табл. 6).

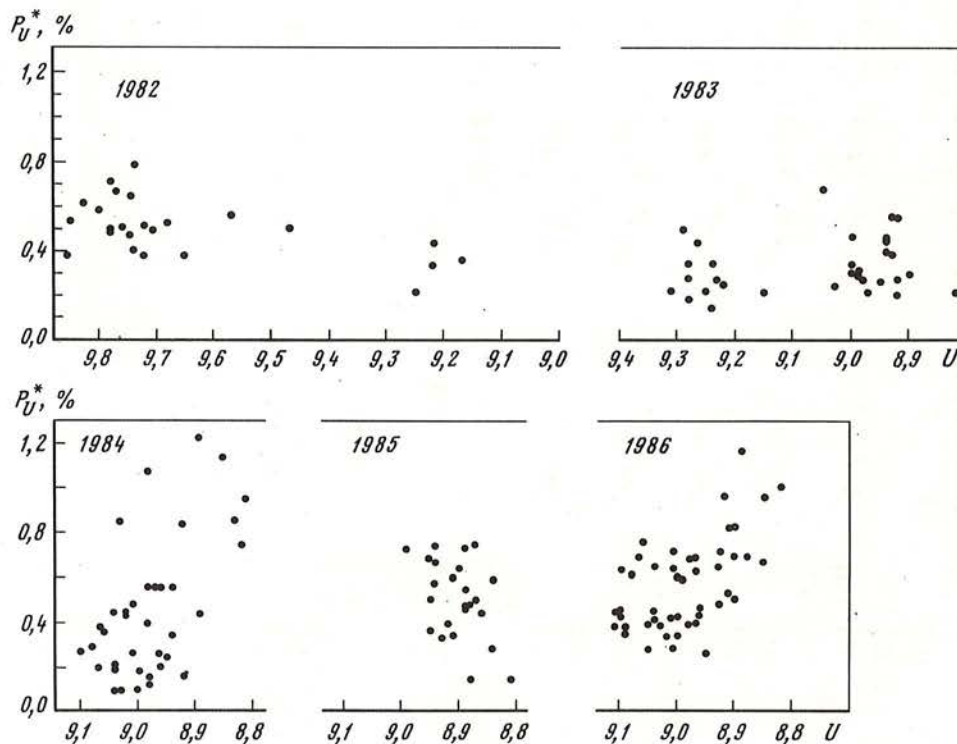


Рис. 14. Сопоставление блеска и собственной поляризации излучения PU Vul в полосе U

Т а б л и ц а 6

| Год  | Число измерений | $r(U, p_U^*)$    | Год  | Число измерений | $r(U, p_U^*)$    |
|------|-----------------|------------------|------|-----------------|------------------|
| 1982 | 25              | $+0,53 \pm 0,14$ | 1985 | 26              | $0,42 \pm 0,16$  |
| 1983 | 34              | $-0,24 \pm 0,16$ | 1986 | 48              | $-0,51 \pm 0,11$ |
| 1984 | 37              | $-0,58 \pm 0,11$ |      |                 |                  |

Таким образом, связь между яркостью PU Vul и степенью поляризации ее излучения неоднозначна и не имеет устойчивого характера.

Выше мы показали, что основным процессом, определяющим вариации излучения PU Vul в широком диапазоне длин волн, является возвратное движение вспыхнувшего компонента системы из состояния сверхгиганта в состояние белого карлика. То обстоятельство, что между фотометрическими и поляризационными параметрами системы не обнаруживается тесная связь, означает, что поляризация излучения PU Vul обусловлена не этим основным процессом в системе, а некоторым сопутствующим механизмом (или механизмами).

#### 4.3. ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ PU Vul ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Зависимость степени собственной поляризации излучения исследуемого объекта от длины волны, т.е. волновая зависимость  $p_\lambda^*$  несет, как правило, существенную информацию о механизме поляризации и, следовательно, о физических свойствах излучающего объекта. Мы рассмотрели несколько десятков волновых зависимостей  $p_\lambda^*$  PU Vul и отобрали 11 из них, характерных либо формой кривой, либо тем, что они относятся к моментам, когда были обнаружены какие-либо особенности блеска, цвета и степени поляризации исследуемой системы. Моменты наблюдений этих 11 волновых зависимостей  $p_\lambda^*$  отмечены на рис. 12 и 13 заштрихованными стрелками, юлианские дни этих моментов таковы: 1 – 2445150, 2 – 2445270, 3 – 2445532, 4 – 2445585, 5 – 2445963, 6 – 2445985, 7 – 2446289, 8 – 2446518, 9 – 2446601, 10 – 2446628 и 11 – 2446759. Сами волновые зависимости  $p_\lambda^*$  в указанные даты представлены на рис. 15.

Отобранные волновые зависимости довольно разнообразны, и на рис. 15 они распределены по 3 группам. Характерной особенностью кривых  $p_\lambda^*$  первой группы является крутой рост степени поляризации в ультрафиолет (рис. 15,а), для этих случаев типична низкая поляризация в полосе В:  $p_B < 0,5\%$ . Во вторую (рис. 15,б) группу собраны кривые  $p_\lambda^*$  с максимумом поляризации в полосе В или V, для них характерна величина  $p_B \approx 1\%$ . К третьей группе (рис. 15,в) отнесены два промежуточных случая.

Мы рассмотрели распределение волновых зависимостей  $p_\lambda^*$  указанных типов во времени и нашли, что переход от одного типа к другому происходит за несколько дней и при этом не заметно какой-либо связи между появлением той или иной волновой зависимости  $p_\lambda^*$  и особенностями блеска или показателей цвета системы.

Напомним результаты теоретических исследований, относящихся к виду зависимости  $p_\lambda$ .

При рассеянии света на мелких пылевых частицах и молекулах имеет место Рэлеевское рассеяние, при котором степень поляризации круто растет с уменьшением длины волны как  $\lambda^{-4}$ . При увеличении размеров пылинок максимум степени поляризации смещается в сторону больших длин волн и ее величина зависит от ориентации частиц, а вид волновой зависимости определяется размером, формой и химическим составом пылинок. При рассеянии на очень крупных пылинках и на свободных электронах в однородной среде без магнитного поля степень поляризации не зависит от длины волны. В присутствии магнитного поля среда становится анизотропной, и спектральная за-

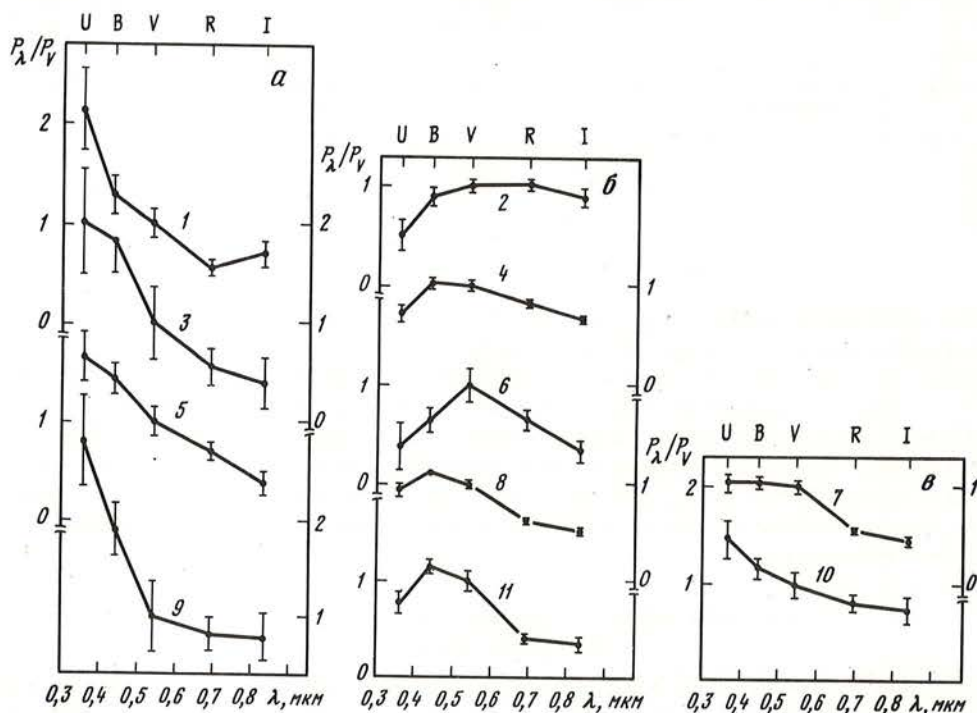


Рис. 15. Характерные волновые зависимости  $p_{\lambda}^*$   
 Цифры у кривых соответствуют датам наблюдений, указанным нумерованными стрелками на рис. 12 и 13

зависимость параметров поляризации приобретает "горбатую" форму, причем положение максимума степени поляризации  $\lambda_{\max}$  определяется параметрами частиц и среды: при увеличении напряженности магнитного поля максимум поляризации смещается в коротковолновую область [30]. При заметной оптической толщине оболочки появляется зависимость параметров поляризации от геометрии оболочки. Наличие крупных температурных неоднородностей в атмосфере звезды или в ее оболочке также может дать немонотонный ход степени поляризации с длиной волны [31, 32]. С учетом этих фактов перейдем к рассмотрению полученных поляриметрических параметров излучения PU Vul.

#### 4.4. ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ PU Vul

##### 4.4.1. Пылевая модель

Еще во время глубокого минимума 1980–1981 гг. возникло подозрение, что это стократное ослабление блеска PU Vul обусловлено формированием вокруг вспыхнувшего компонента системы мощной пылевой оболочки. В [4] мы получили ряд независимых подтверждений этой гипотезы. Во-первых, Рэлеевским рассеянием на пыли можно объяснить аномально "голубые" цвета системы в минимуме блеска. Во-вторых, волновая зависимость степени поляризации  $p_{\lambda}^*$  вблизи минимума неплохо соответствовала пылевой модели. В-третьих, физические условия в окрестностях вспыхнувшего компонента в начале 1980 г., действительно, были достаточно близки к тем, которые реализуются при вспышках новых звезд, сопровождающихся формированием пылевых структур. Позднее Ефимов [33] обнаружил, что учет реального роста размеров пылинок в процессе формирования пылевой оболочки позволяет с неожиданной полнотой воспроизвести довольно тонкие фотометрические и колориметрические свойства PU Vul – разновре-

менность минимумов блеска в разных участках спектра, структуру кривых блеска на значительном временном интервале и сложный дрейф системы по диаграмме цвет-величина во время этого минимума. Таким образом, нет сомнений, что глубокий минимум блеска PU Vul в 1980–81 гг. был обусловлен процессом формирования мощной пылевой оболочки, и, обсуждая наблюдения системы в последующие годы, мы должны выяснить, не сохранились ли следы этой мощной оболочки и не происходят ли сейчас новые акты формирования пыли.

Согласно [4], непосредственно перед выходом системы PU Vul из глубокого минимума околозвездные пылинки были уже достаточно близки по своим оптическим свойствам к обычным пылинкам межзвездной среды. Если считать, что и поляризирующая способность этой околозвездной среды такова же, как межзвездной, то степень поляризации и поглощение света в околозвездной среде должны удовлетворять соотношению  $p/\Delta V \leq 2,8\%/mag$  [34]. Поскольку  $\Delta p \sim 0,8\%$ , то следует ожидать  $\Delta V \sim 0^m,3$ , и эта величина, действительно, близка к наблюдаемой амплитуде флуктуаций блеска системы.

Так как поглощение света в однородном оптически тонком пылевом слое описывается формулой

$$\Delta V = 1,086 \pi a^2 Q n l,$$

где  $a$  — радиус пылинок,  $Q$  — коэффициент экстинкции,  $n$  — плотность частиц и  $l$  — толщина слоя, то при типичных для межзвездных пылинок значениях  $a = 10^{-5}$  см и  $Q = 2$  и при  $\Delta V = 0^m,3$  получаем  $n l = 4 \times 10^8$  см $^{-2}$ . При скорости расширения 50 км/с [4] внешний радиус оболочки за 6 лет должен достичь  $10^{15}$  см — величины, которая в несколько раз превышает как начальный размер пылевой оболочки, так и ее нынешний внутренний радиус, если он определяется условием равенства радиационной температуры 1000 К [4]. Поэтому из приведенной оценки произведения  $n l$  получаем среднюю плотность пылевых частиц  $5 \times 10^{-7}$  см $^{-3}$ . Сферически симметричная оболочка такой плотности и указанного размера имеет массу  $8 \times 10^{-9} M_{\odot}$ . Очевидно, это верхний предел массы пылевой оболочки PU Vul, так как  $\Delta V = 0^m,3$  — максимальная амплитуда колебаний блеска. Заметим, что этот верхний предел на 1–2 порядка величины меньше массы пылевых оболочек новых звезд [35, 36].

Итак, наблюдаемое отношение  $p/\Delta V$  не противоречит пылевой модели, но отсутствие устойчивой корреляции между поляризацией и блеском PU Vul означает, что пылевая оболочка не является решающим фактором в изменениях этих характеристик системы.

Волновые зависимости степени поляризации излучения, выходящего из оптически тонкой пылевой оболочки, были рассчитаны Шолом [37]. Согласно его расчетам, форма зависимости  $p_{\lambda}$  определяется составом и размерами пылевых частиц и слабо зависит от геометрии оболочки. Поскольку в период формирования пылевой оболочки химический состав внешних слоев вспыхнувшего компонента системы PU Vul был близок к нормальному, то естественно считать, что основным материалом пылевых частиц являются силикаты.

На рис. 16 дано сопоставление рассчитанных Шолом зависимостей  $p_{\lambda}$  для силикатных частиц трех радиусов — 0,05, 0,09 и 0,10 мкм — с найденными из наблюдений зависимостями  $p_{\lambda}^*$  в отмеченные на рис. 12 и 13 стрелками даты; все  $p_{\lambda}$  на этом рисунке нормированы на соответствующие  $p_R$ . Пунктиром показан ход  $p_{\lambda}$  для Рэлеевского рассеяния. Из рисунка следует, что лишь в нескольких случаях наблюдаемые  $p_{\lambda}^*$  удовлетворительно представляются моделью однородной пылевой оболочки. Но не исключено, что более сложная пылевая модель, включающая смесь пылинок разных размеров и, возможно, разного состава, могла бы представить большее число наблюдаемых кривых  $p_{\lambda}^*$ .

Таким образом, мы не обнаруживаем четких следов мощной пылевой оболочки, существовавшей в системе в 1980–81 гг. Это означает, что либо оболочка уже полностью рассеялась, либо структура ее столь иррегулярна, что мы лишь изредка видим ее спорадические проявления.

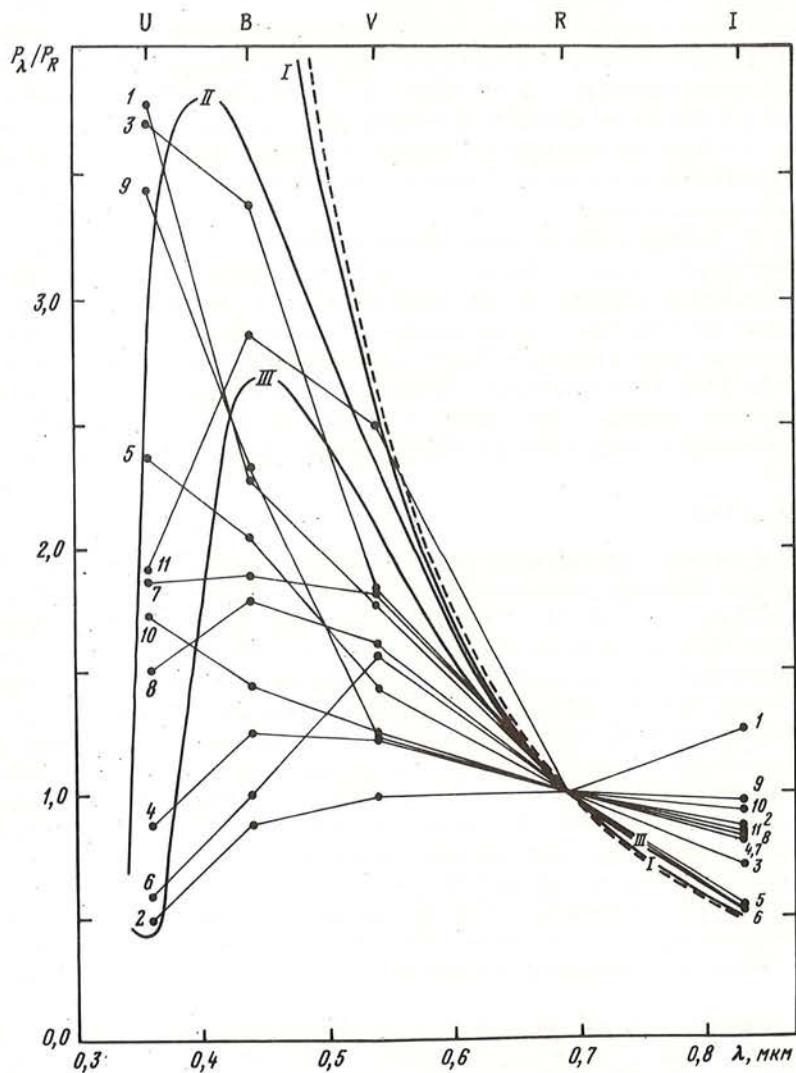


Рис. 16. Сравнение характерных наблюдаемых волновых зависимостей  $P_{\lambda}^*$  с теоретическими зависимостями для поляризации, возникающей в однородной околозвездной оболочке из идентичных сферических силикатных частиц с радиусами 0,05 (I), 0,09 (II) и 0,10 мкм (III). Волновая зависимость для рэлеевского рассеяния показана штриховой линией. Цифры у кривых соответствуют датам наблюдений, указанным нумерованными стрелками на рис. 12 и 13

Что же касается новых актов формирования пыли, то фотометрические события JD 2446410 и 2446580, когда четкие максимумы яркости в ИК-области имели место одновременно с минимумами яркости в UBVR I полосах, наводят на подозрения именно о таких процессах; однако во время этих событий мы не обнаружили изменения поляризационных параметров PU Vul.

#### 4.4.2. Магнитная модель

Как показали Гнедин и Силантьев [30], в присутствии неоднородного магнитного поля в оболочке звезды нарушается симметрия рассеяния на свободных электронах, так как не происходит компенсации фарадеевского вращения плоскости поляризации в разных частях рассеивающей среды. Это приводит к появлению поляризации излуче-

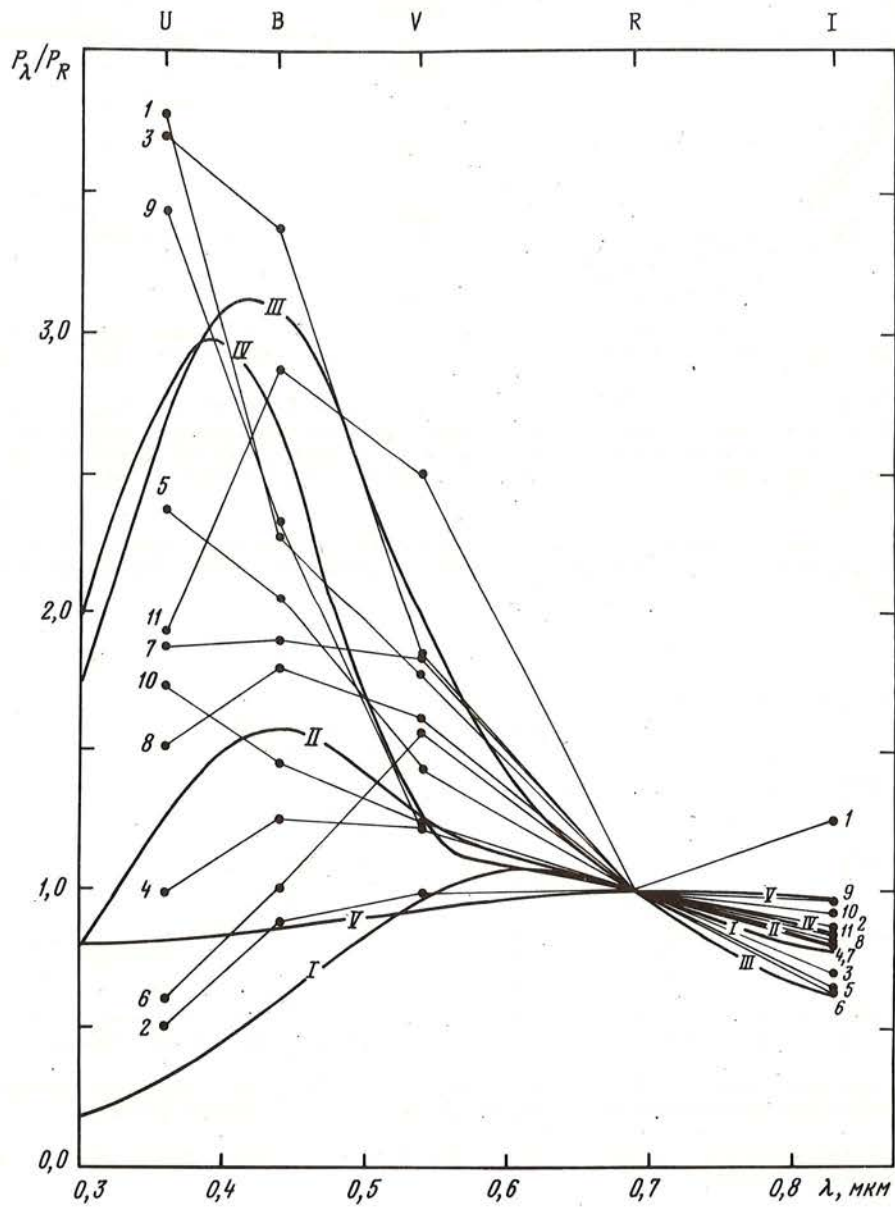


Рис. 17. Сравнение характерных наблюдаемых волновых зависимостей  $p_{\lambda}^*$  с теоретическими зависимостями для поляризации, возникающей в 5-и моделях оболочки звезды с дипольным магнитным полем (описание моделей см. в тексте)

ния даже в случае сферически симметричной оболочки. В такой магнитной модели волновые зависимости  $p_{\lambda}$  и  $\theta_{\lambda}$  определяются целым рядом параметров: напряженностью, ориентацией и топологией магнитного поля, формой и протяженностью рассеивающей оболочки, пространственным распределением электронной плотности в оболочке.

Рис. 17 дает представление о некоторых возможных зависимостях  $p_{\lambda}$  в рамках этой модели, хотя все возможные  $p_{\lambda}$  здесь представить трудно из-за большого числа параметров модели. Как и на рис. 16, на рис. 17 представлены 11 зависимостей  $p_{\lambda}^*$ , наблю-

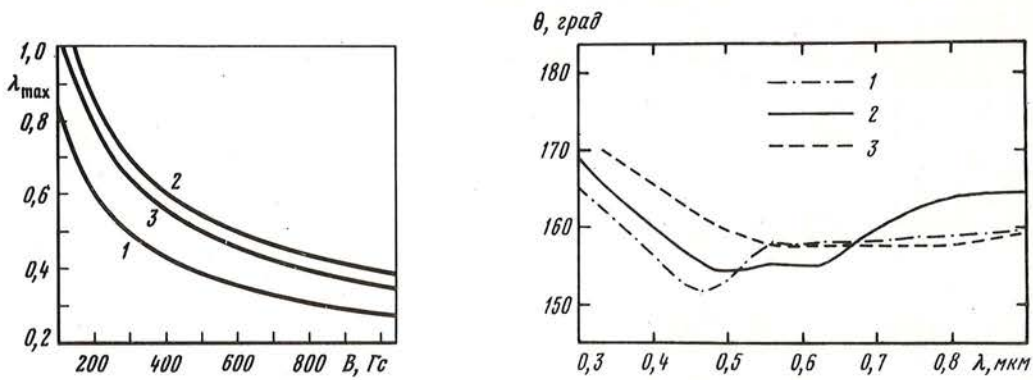


Рис. 18. Зависимость между длиной волны максимума линейной поляризации  $\lambda_{\text{max}}$  и напряженностью дипольного магнитного поля звезды, ориентированного перпендикулярно лучу зрения. Кривые 1 и 2 соответствуют однородным оболочкам с толщинами, равными одному и двум радиусам звезды соответственно, кривая 3 — оболочке с электронной плотностью, убывающей с расстоянием от звезды как  $r^{-2}$ .

Рис. 19. Теоретические волновые зависимости  $\theta_\lambda$  для модели оболочки с толщиной, равной радиусу звезды, и напряженностью поля  $B = 400$  Гс при разной ориентации оси магнитного поля относительно луча зрения: 1 —  $i = 30^\circ$ ; 2 —  $i = 45^\circ$ ; 3 —  $i = 60^\circ$ .

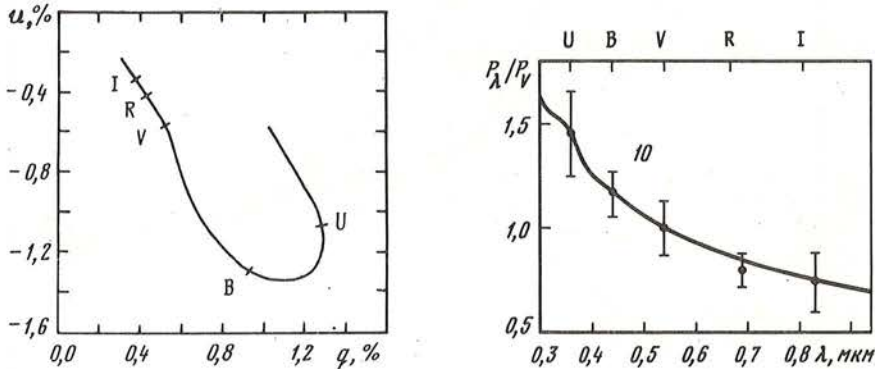


Рис. 20. Векторная диаграмма параметров Стокса для модели звезды с однородной сферической оболочкой и с дипольным магнитным полем, наклоненным к лучу зрения под углом  $30^\circ$ .

Рис. 21. Сравнение теоретической волновой зависимости  $p_\lambda$  для звезды с горячим пятном с наблюдениями PU Vul JD2446628.

давшихся в моменты, отмеченные стрелками на рис. 12 и 13. Пять кривых, занумерованных римскими цифрами на рис. 17, соответствуют следующим вариантам магнитной модели. Во всех случаях предполагается оптическая толщина оболочки  $\tau = 0,1$ . Кривые I–IV соответствуют сферически симметричной однородной оболочке, толщина которой равна радиусу звезды. Кривые I и II соответствуют оболочке с дипольным магнитным полем напряженностью 200 и 400 Гс, ось которого перпендикулярна лучу зрения ( $i = 90^\circ$ ). Кривые II, III и IV построены для случаев разной ориентации оси магнитного поля одинаковой напряженности ( $B = 400$  Гс):  $i = 30^\circ$  (IV),  $60^\circ$  (III),  $90^\circ$  (II). Кривая V соответствует случаю однородной эллиптической оболочки с отношением осей 1:4, ось магнитного поля которой ориентирована по оси симметрии оболочки и перпендикулярна к направлению на наблюдателя, причем наибольший радиус оболочки в 8 раз



превышает радиус звезды и напряженность магнитного поля составляет 1000 Гс. Как следует из рис. 17, по крайней мере 6–7 наблюдаемых зависимостей  $p_\lambda^*$  могут быть удовлетворительным образом представлены магнитной моделью.

На рис. 18 показана зависимость  $\lambda_{\max}$  от напряженности дипольного магнитного поля в сферической оболочке, ориентированного перпендикулярно лучу зрения; кривые 1 и 2 соответствуют однородным по плотности оболочкам, толщины которых равны 1 и 2 радиусам звезды, а кривая 3 соответствует оболочке с электронной плотностью, убывающей по закону  $r^{-2}$ . Рис. 18 показывает, что максимум  $p_\lambda$  должен приходиться на полосу V или на еще более коротковолновую область, если напряженность магнитного поля превышает 300 Гс.

Как уже упоминалось, магнитная модель предсказывает также определенную волновую зависимость для угла плоскости поляризации  $\theta_\lambda$ . Примеры таких плавных зависимостей для однородной оболочки с толщиной, равной радиусу звезды, и с полем в 400 Гс представлены на рис. 19; различными кривыми на нем даны теоретические зависимости  $\theta_\lambda$  для разных ориентаций оси диполя относительно луча зрения. Для одной из них  $-i = 30^\circ$  — на рис. 20 дана векторная диаграмма параметров Стокса. Как следует из графика, векторная диаграмма имеет в данном случае вид петли с перегибом в коротковолновой области спектра, что качественно согласуется с наблюдениями PU Vul в некоторые моменты времени, которые были представлены на рис. 11. Это сходство является важным аргументом в пользу магнитной модели.

Таким образом, для интерпретации поляризационных наблюдений PU Vul в рамках магнитной модели необходимо допустить, что вблизи поверхности вспыхнувшего компонента системы, имеющего размеры порядка  $10^2 R_\odot$ , напряженность магнитного поля составляет несколько сот гаусс. Если это поле является результатом ослабления исходного магнитного поля белого карлика в ходе вспышки, и такое ослабление происходит с сохранением магнитного потока, т.е. как  $r^{-2}$ , то на белом карлике с радиусом около  $10^{-2} R_\odot$  магнитное поле должно было быть порядка  $10^9 - 10^{10}$  Гс. Иными словами, мы приходим к выводу, что компактный компонент системы PU Vul до вспышки был аккрецирующим белым карликом с сильным магнитным полем, т.е. полярком. В этом отношении PU Vul может быть сходна с Новой Лебеда 1975: недавно было показано, что ответственный за эту вспышку компактный компонент двойной системы является полярком [38].

#### 4.4.3. Модель пятнистой фотосферы

Как известно [31, 32, 39], при появлении в атмосфере звезды крупной температурной неоднородности в излучении появляется поляризованная компонента, параметры которой определяются размером и температурой такой неоднородности и ее положением на диске звезды. В качестве примера на рис. 21 сплошной кривой дана теоретическая волновая зависимость  $p_\lambda$ , вычисленная нами по формулам работы [31] для звезды с температурой 8000К, на которой имеется пятно с температурой 10000К, занимающее 1/8 долю диска и смещенное на  $22^\circ,5$  от центра диска. Точками на рис. 21 показаны наши наблюдения PU Vul 16.7.86. Такое хорошее представление наблюдений возможно в рамках простейшей пятнистой модели далеко не всегда, так как зависимость  $p_\lambda$  для одиночного горячего пятна монотонно растет в область коротких длин волн.

Из теоретических кривых  $p_\lambda$ , приводимых Шварцем и Кларком [31], следует, что с ростом разности температур пятна и невозмущенной фотосферы и с ростом площади пятна увеличивается не только общий уровень поляризации, но и крутизна роста  $p_\lambda$  в область коротких длин волн. Но появление крупного холодного пятна приведет к росту поляризации в длинноволновую область спектра. Поэтому очевидно, что существование одновременно горячих и холодных пятен, их появление и исчезновение может привести к появлению разнообразных волновых зависимостей  $p_\lambda$  и дать сложный ход  $\theta_\lambda$  [39]. В такой модели связь между изменениями блеска, цвета и поляризации может быть довольно слабой, хотя и не исключено, что временами она может становить-

зя заметной. Оценки, основанные на модели [31], показывают, что наблюдаемые флюктуации блеска и поляризации могут быть достигнуты при пятнах, занимающих не менее 10% площади звездного диска.

Проведенный анализ показывает, что ни одна из рассмотренных моделей не имеет решающих преимуществ перед другими, но ни одна из них пока не может быть исключена из дальнейшего обсуждения. Возможно, что все три механизма реализуются в PU Vul, но в разные моменты доминируют проявления того или иного механизма.

Существенно, однако, заметить, что мы рассмотрели возможные механизмы поляризации излучения горячего компонента системы как одиночной звезды, тогда как PU Vul — двойная система, расстояние между компонентами которой лишь на порядок величины превышает размеры самих компонентов. Очевидно, что в такой ситуации и гравитационное, и радиационное взаимодействия компонентов могут дать поляризационные эффекты. И независимо от их конкретной физической природы, отсутствие явно выраженного преимущественного направления плоскости собственной поляризации излучения PU Vul означает, что наклон плоской орбиты системы к лучу зрения довольно велик, и этот вывод подтверждается отсутствием затмений в системе.

## 5. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Как было показано выше, сравнительно небольшие фотометрические изменения системы PU Vul в 1983–1986 гг. сопровождалась заметной эволюцией ее колориметрических и спектрофотометрических характеристик. Ответственное за эту эволюцию начавшееся возвратное движение вспыхнувшего компонента в исходное состояние компактного горячего объекта низкой светимости обусловило существенные спектральные изменения системы.

### 5.1. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения PU Vul в 1983–1986 гг. были проведены различными методами: с помощью традиционного фотографирования спектров и с помощью ПЗС-матрицы.

Большая часть спектрограмм была получена нами с дисперсией 40 Å/мм на спектрографе СП-110, установленном в фокусе Нэсмита 2,6 м Шайновского рефлектора (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории. Кроме того, в наше распоряжение были предоставлены спектрограммы этого объекта, полученные с дисперсией 28 Å/мм на спектрографе ОЗСП 6 м рефлектора Специальной астрофизической обсерватории АН СССР и сфотографированные с дисперсией 18 Å/мм на куде-спектрографе 2 м рефлектора Национальной астрономической обсерватории Болгарской АН в Рожене. В Крыму наблюдения проводились на фотопластинках 103aO, 103aD и 103aF, в CAO — на фотопластинках ПаО и 103aF; в Болгарии применялись пластинки ПаО, предварительно очувствленные водородом. Сводка фотографических наблюдений PU Vul приведена в табл. 7.

Наблюдения с ПЗС-матрицей выполнены нами с помощью системы регистрации изображений Хельсинского университета CCD-2000 [40] на базе ПЗС-матрицы, содержащей 576×380 элементов. Эта камера установлена в куде-спектрографе Шайновского рефлектора. Наблюдения проводились во втором порядке дифракционной решетки, за одну экспозицию регистрировался участок спектра в 31 Å, спектральное разрешение при ширине входной щели спектрографа 0,4 мм (или 0",8) составляло около 0,3 Å. В зависимости от качества изображений наблюдательный материал получен с отношением сигнал/шум от 20 до 50. Сводка наблюдений с ПЗС-камерой приведена в табл. 8.

Первичная обработка всех спектрограмм проводилась на микрофотометре КАО, сопряженном с микро-ЭВМ "Искра-1256" [41]; в первичную обработку входило построение характеристических кривых, сканирование спектрограмм, перевод почернений в интенсивности и запись результатов на магнитную ленту. Последующая обработка

Таблица 7  
Спектральные фотографические наблюдения Pu Vul

| Дата     | Юлианская дата 2440000+ | Диапазон, Å | Число спектрограмм | Дисперсия, Å/мм | Телескоп | Наблюдатель       |
|----------|-------------------------|-------------|--------------------|-----------------|----------|-------------------|
| 06.07.83 | 5522                    | 5700–6750   | 2                  | 40              | ЗТШ КРАО | В.И. Краснобабцев |
| 07.07.83 | 5523                    | 3800–5200   | 2                  | 40              | ЗТШ КРАО | В.И. Краснобабцев |
| 13.09.83 | 5591                    | H-Альфа     | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | К.К. Чуваев       |
| 13.09.83 | 5591                    | 3800–4950   | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | К.К. Чуваев       |
| 14.09.83 | 5592                    | 4500–4950   | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | К.К. Чуваев       |
| 15.09.83 | 5593                    | H-альфа     | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | К.К. Чуваев       |
| 19.10.83 | 5627                    | 3300–5100   | 1                  | 28              | БТА САО  | В.Д. Бычков       |
| 19.10.83 | 5627                    | 5400–6800   | 1                  | 28              | БТА САО  | В.Д. Бычков       |
| 29.03.84 | 5789                    | H-альфа     | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | В.И. Краснобабцев |
| 11.06.84 | 5863                    | 3300–5100   | 1                  | 28              | БТА САО  | В.Д. Бычков       |
| 11.06.84 | 5863                    | H-альфа     | 1                  | 28              | БТА САО  | В.Д. Бычков       |
| 12.06.84 | 5864                    | 3300–5100   | 1                  | 28              | БТА САО  | В.Д. Бычков       |
| 12.06.84 | 5864                    | H-альфа     | 1                  | 28              | БТА САО  | В.Д. Бычков       |
| 12.07.84 | 5894                    | H-альфа     | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | В.И. Краснобабцев |
| 14.07.84 | 5896                    | 3800–4950   | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | В.И. Краснобабцев |
| 15.07.84 | 5897                    | H-альфа     | 2                  | 40              | ЗТШ КРАО | В.И. Краснобабцев |
| 29.09.84 | 5973                    | 3800–4900   | 2                  | 40              | ЗТШ КРАО | В.И. Краснобабцев |
| 08.07.85 | 6255                    | 3600–4900   | 1                  | 18              | 2-М БАН  | О. Зихова         |
| 13.07.85 | 6260                    | H-альфа     | 1                  | 40              | ЗТШ КРАО | Н.И. Шаховская    |

Таблица 8  
Спектральные наблюдения PU Vul с ПЗС-матрицей

| Дата     | Юлианская дата 2440000+ | Область, Å | Число спектрограмм | Наблюдатель   |
|----------|-------------------------|------------|--------------------|---------------|
| 23.08.85 | 6301                    | 6563       | 1                  | П.П. Петров   |
| 24.08.85 | 6302                    | 6563       | 1                  | А.Г. Щербаков |
| 06.10.85 | 6345                    | 6563       | 2                  | П.П. Петров   |
| 06.06.86 | 6588                    | 6563       | 1                  | П.П. Петров   |
| 18.07.86 | 6630                    | 6563       | 1                  | И.С. Саванов  |
| 02.08.86 | 6645                    | 6563       | 1                  | И.С. Саванов  |
| 02.08.86 | 6645                    | 5886       | 1                  | И.С. Саванов  |
| 03.08.86 | 6646                    | 6563       | 1                  | И.С. Саванов  |
| 08.08.86 | 6651                    | 6563       | 1                  | И.С. Саванов  |
| 09.08.86 | 6652                    | 6563       | 1                  | И.С. Саванов  |
| 10.08.86 | 6653                    | 6563       | 1                  | И.С. Саванов  |
| 12.08.86 | 6655                    | 5886       | 2                  | П.П. Петров   |
| 13.08.86 | 6656                    | 6563       | 1                  | П.П. Петров   |
| 14.08.86 | 6657                    | 6444       | 1                  | А.Г. Щербаков |
| 14.08.86 | 6657                    | 6563       | 1                  | А.Г. Щербаков |
| 15.08.86 | 6658                    | 8542       | 2                  | А.Г. Щербаков |
| 15.08.86 | 6658                    | 8662       | 1                  | А.Г. Щербаков |
| 15.08.86 | 6658                    | 8498       | 1                  | А.Г. Щербаков |

данных, включающая проведение непрерывного спектра, нормирование к нему и привязку к длинам волн, выполнялась на ЭВМ СМ-4 с помощью разработанного И.В. Ильиным пакета интерактивной обработки спектральных данных DAP (Data Automatic Processing). Редукция ПЗС-спектрограмм также выполнялась на ЭВМ СМ-4 с помощью пакета DAP и заключалась в очистке данных от эффектов космических частиц, в исправлении за неравномерность чувствительности элементов матрицы, вычитании фона неба и нормировании к локальному континууму звездного спектра.

## 5.2. ОБЩАЯ КАРТИНА СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗВИТИЯ PU Vul

Как было показано нами ранее [4], после глубокого минимума 1980–1981 гг. система PU Vul имела абсорбционный спектр, характерный для нормального позднего F сверхгиганта, и распределение энергии в спектре системы соответствовало тому же спектральному типу. Проследим дальнейшее развитие спектра с помощью качественно-го рассмотрения перечисленных выше данных наблюдений.

На рис. 22 подробно представлена эволюция профиля линии  $H_{\alpha}$  за весь рассматриваемый период наблюдений. Некоторые количественные характеристики этих профилей собраны в табл. 9. Как следует из рисунка и таблицы, в июле 1983 г., когда система находилась в сравнительно спокойном состоянии после поглубления в конце 1982 г., интенсивность эмиссии  $H_{\alpha}$  была невелика, не более, чем в 1981–1982 гг. [4], однако профиль линии имел четко выраженный вид P Cyg со смещением центра абсорбции

Т а б л и ц а 9  
Параметры профиля линии H-альфа в спектрах PU Vul

| Дата     | Юлианская дата<br>2440000+ | Центральная интенсивность в единицах<br>соседнего континуума |   |   | V/R  | Метод<br>наблюдений |
|----------|----------------------------|--|---|---|------|---------------------|
|          |                            | Синий эмиссионный<br>компонент<br>(V)                        | Абсорбционный компонент на скорости около<br>-50 км/с | Красный эмиссионный<br>компонент<br>(R) |      |                     |
| 06.07.83 | 5522                       |  |   | 2,5                                     |      | Фотогр.             |
| 13.09.83 | 5591                       | 4,9  | 4,4   | 11,5                                    | 0,43 | "                   |
| 15.09.83 | 5593                       | 5,4  | 4,8   | 10,4                                    | 0,46 | "                   |
| 19.10.83 | 5627                       | 6,6  | 6,1   | 7,7                                     | 0,86 | "                   |
| 29.03.84 | 5789                       | 6,9  | 6,1   | 16,5                                    | 0,42 | "                   |
| 11.06.84 | 5863                       | 2,7  | 2,6   | 8,8                                     | 0,31 | "                   |
| 12.06.84 | 5864                       | 3,0  | 2,7   | 9,1                                     | 0,33 | "                   |
| 12.07.84 | 5894                       | 2,6  |   | 9,2                                     | 0,29 | "                   |
| 15.07.84 | 5897                       | 3,4  |   | 11,7                                    | 0,29 | "                   |
| 13.07.85 | 6260                       | 2,4  | 1,7   | 6,3                                     | 0,38 | "                   |
| 23.08.85 | 6301                       | 1,5  | 0,6   | 3,4                                     | 0,45 | ПЗС                 |
| 24.08.85 | 6302                       | 1,5  | 0,5   | 3,0                                     | 0,49 | "                   |
| 06.10.85 | 6345                       | 2,4  | 0,9   | 4,2                                     | 0,59 | "                   |
| 06.06.86 | 6588                       | 4,4  | 1,4   | 13,0                                    | 0,34 | "                   |
| 18.07.86 | 6630                       | 3,0  | 1,0   | 9,2                                     | 0,33 | "                   |
| 02.08.86 | 6645                       | 3,4  | 1,0   | 9,6                                     | 0,35 | "                   |
| 03.08.86 | 6646                       | 3,2  | 1,0   | 8,9                                     | 0,36 | "                   |
| 08.08.86 | 6651                       | 4,2  | 1,3   | 11,6                                    | 0,36 | "                   |
| 09.08.86 | 6652                       | 4,2  | 1,2   | 10,8                                    | 0,39 | "                   |
| 10.08.86 | 6653                       | 4,1  | 1,2   | 11,9                                    | 0,35 | "                   |
| 13.08.86 | 6656                       | 4,6  | 1,3   | 11,7                                    | 0,40 | "                   |
| 14.08.86 | 6657                       | 3,9  | 1,2   | 9,3                                     | 0,42 | "                   |

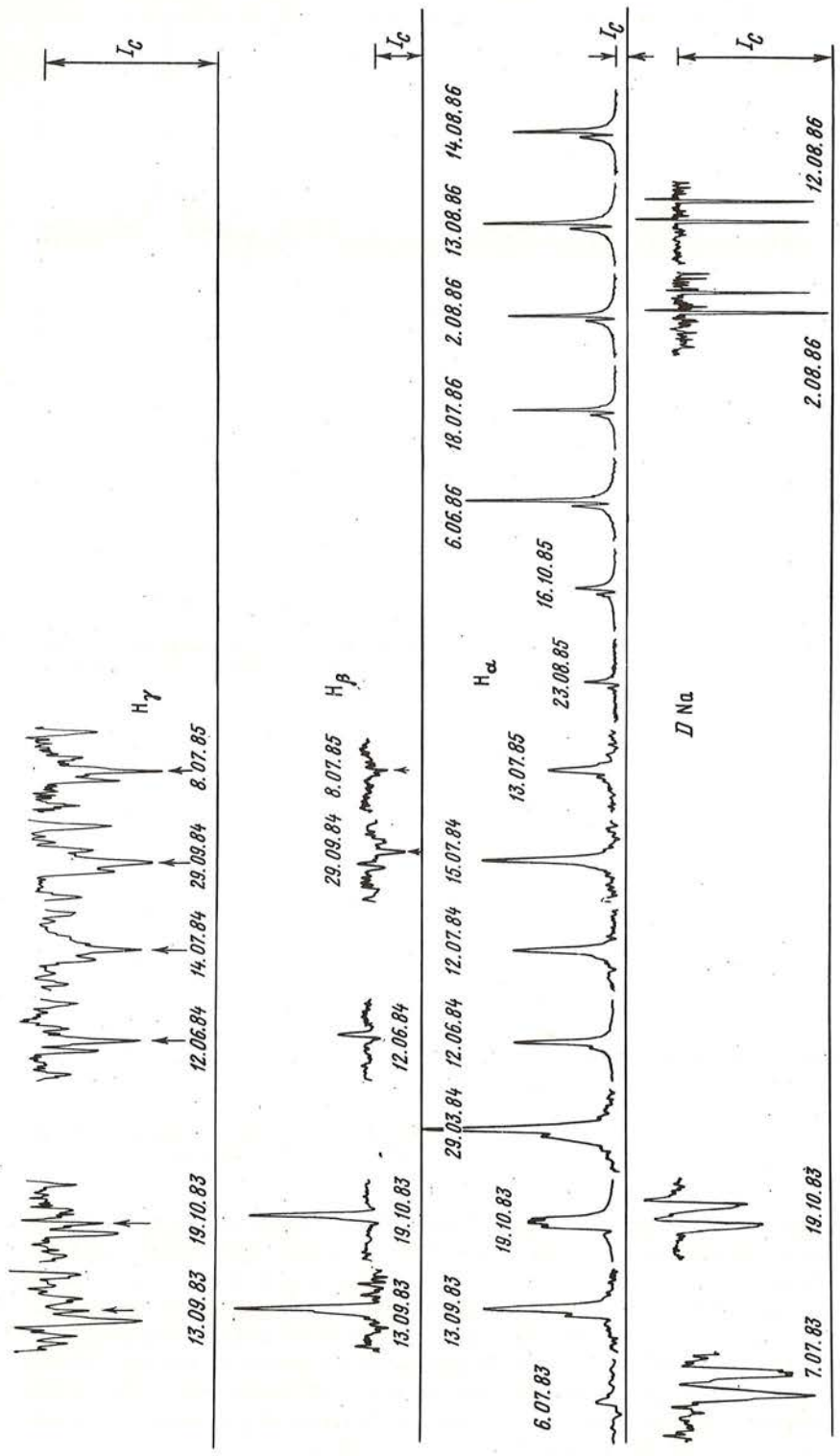


Рис. 22. Эволюция профилей балмеровских линий водорода и D NaI в 1983–86 г. Стрелки отмечают абсорбционные линии H $\gamma$  и H $\beta$

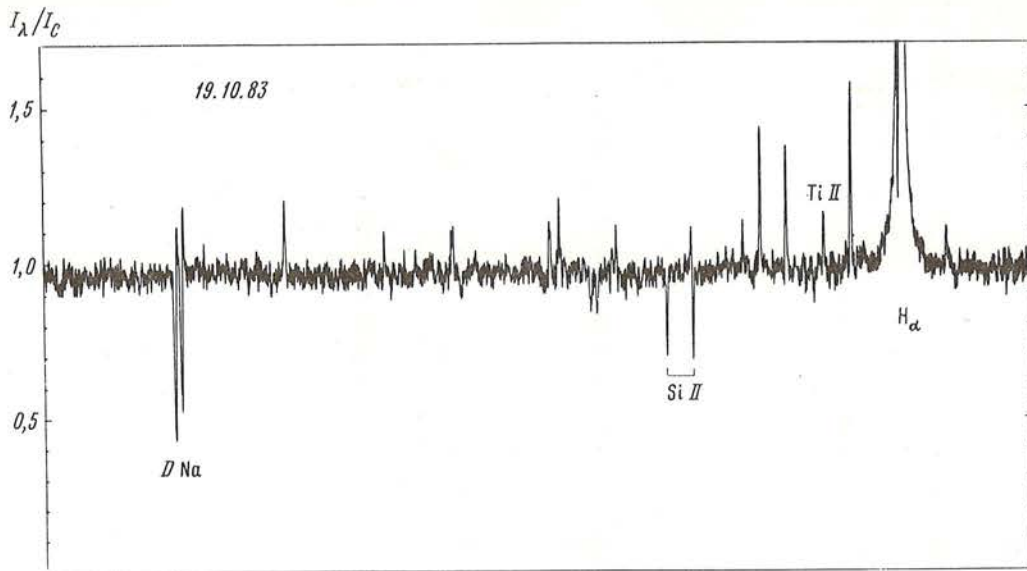


Рис. 23. Фрагмент красной области спектра PU Vul 19.10.83  
Кроме обозначенных линий, видны многочисленные эмиссии ионов железа и скандия

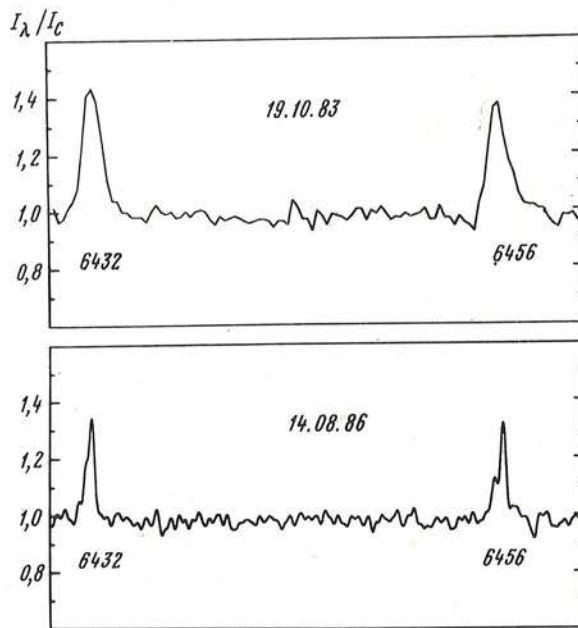


Рис. 24. Сравнение профилей линий Fe II (42) в 1983 и 1984 гг.

относительно центра эмиссии на  $-157$  км/с. Линии D Na I имели в это время чисто абсорбционные широкие профили (см. также рис. 22). Но в сентябре 1983 г. с началом сильного поглубения системы, интенсивность эмиссии  $H_\alpha$  возросла в 4–5 раз, а профиль приобрел двугорбый вид с широкими – до  $\pm 650$  км/с – крыльями у основания; абсорбция P Cug при этом оказалась замытой, но в синем крыле эмиссионного профиля на расстоянии  $-153 \pm 6$  и  $-56 \pm 10$  км/с от центра эмиссии были видны четкие абсорбционные детали. В то же время сильная эмиссия была зарегистрирована в линии  $H_\beta$ ; линия  $H_\gamma$  оставалась абсорбционной (см. рис. 22), но наименее глубокой за весь период наших наблюдений, т.е., по-видимому, была частично залита эмиссией.

Спектрограммы PU Vul, полученные на БТА в октябре 1983 г. сразу после сильного

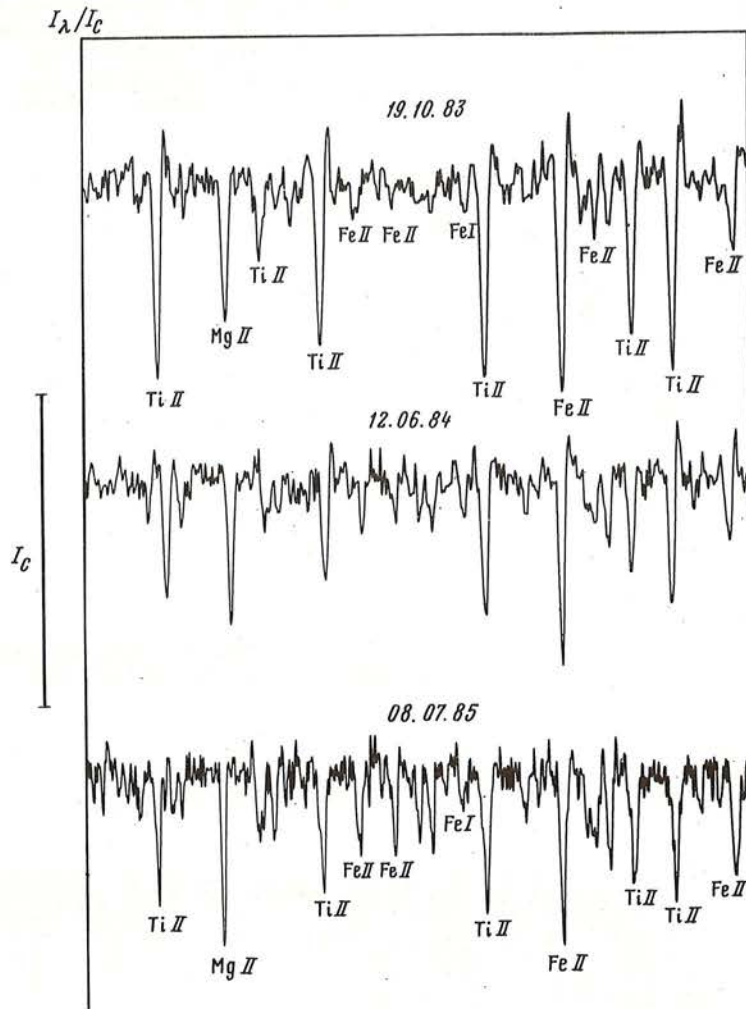


Рис. 25. Эволюция спектральных линий металлов в области 4450–4585 Å в 1983–85 гг.

поглубления системы, обнаружили богатый эмиссионный спектр. Как видно на рис. 22, в этот момент профиль линии  $H_\alpha$  имел довольно сложную структуру, сильную эмиссию обнаружила  $H_\beta$ , а линия  $H_\gamma$  стала лишь немного глубже. На этом же рисунке видно появление эмиссии в красных крыльях линий D Na I, сопровождавшееся некоторым сужением абсорбции; возникшие таким образом типичные P Cyg профили компонентов натриевого дублета имели расстояние между центрами эмиссии и абсорбции около 150 км/с. На рис. 23 воспроизведен фрагмент красной области спектра PU Vul 19.10.83, на котором, кроме  $H_\alpha$  и D Na I, видны узкие эмиссионные линии ряда мультиплетов ионизованного железа и скандия. На рис. 24 показаны профили двух линий Fe II 42 мультиплета в зеленой области спектра. Из рисунка следует, что в октябре 1983 г. эти линии имели типичный профиль P Cyg. В то же время в красной области спектра линии других мультиплетов Fe II – 40, 46, 49, 74 – наблюдались в виде узких эмиссионных линий без следов абсорбций (рис. 23), а в синей области многочисленные линии мультиплетов 1, 3, 27, 37, 38, 76, 105 и других того же иона Fe II имели чисто абсорбционные профили. На рис. 25 видно, что наиболее сильные линии Ti II, подобно линиям Fe II (42), также имели в это время эмиссионные компоненты в красных крыльях.

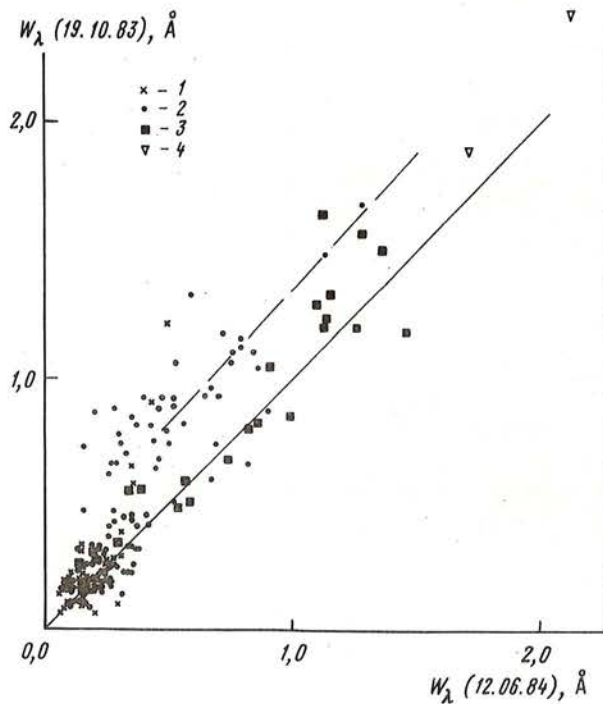
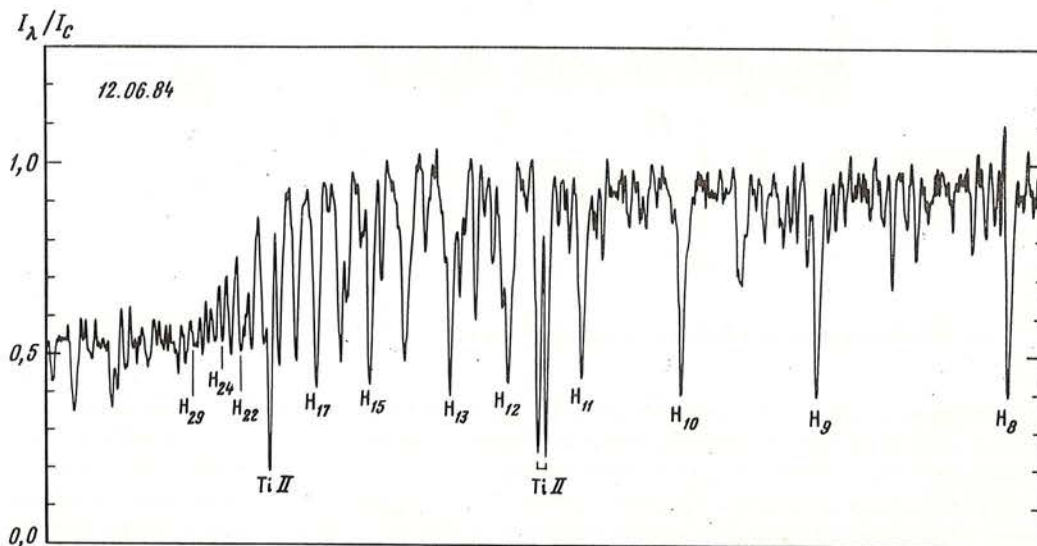


Рис. 26. Сопоставление эквивалентных ширин линий по спектрограммам 19.10.83 и 12.6.84  
1 — нейтральные атомы, 2 — ионы, 3 — водород, 4 — Н и К Ca II

Рис. 27. Фрагмент синей области спектра PUVul 12.6.84



Сравнение спектрограмм PU Vul, полученных на БТА в октябре 1983 и в июне 1984 г. показывает, что в этот период эмиссия в линиях металлов медленно ослабевала (см. рис. 24 и 25). У линии  $H_\alpha$  исчезли широкие крылья и абсорбционный компонент, соответствующий скорости около  $-160$  км/с. Спектрограмма, полученная в Крыму 29.3.84, несколько недодержана, поэтому мы не можем настаивать на реальном усилении линии в этот момент. К июню эмиссия  $H_\beta$  существенно ослабела, а к сентябрю практически исчезла. Рис. 26, на котором сопоставлены эквивалентные ширины линий по спектрограммам БТА 1983 и 1984 гг., иллюстрирует характер изменений абсорбционного спектра в этот период: линии поглощения водорода, Н и К Ca II и слабые линии других



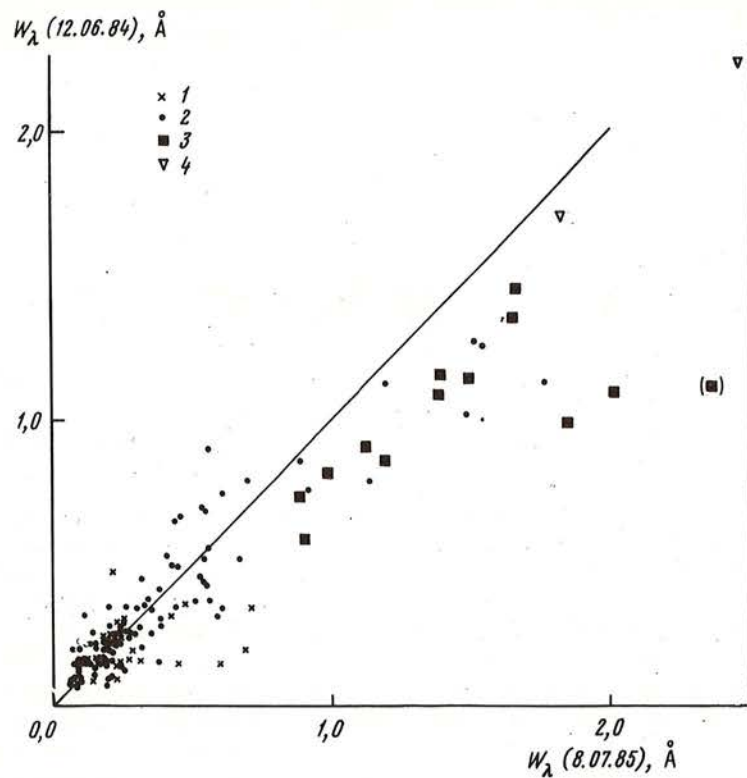


Рис. 28. Сопоставление эквивалентных ширин линий по спектрограммам 12.6.84 и 8.7.85  
1 — нейтральные атомы, 2 — ионы, 3 — водород, 4 — H и K Ca II

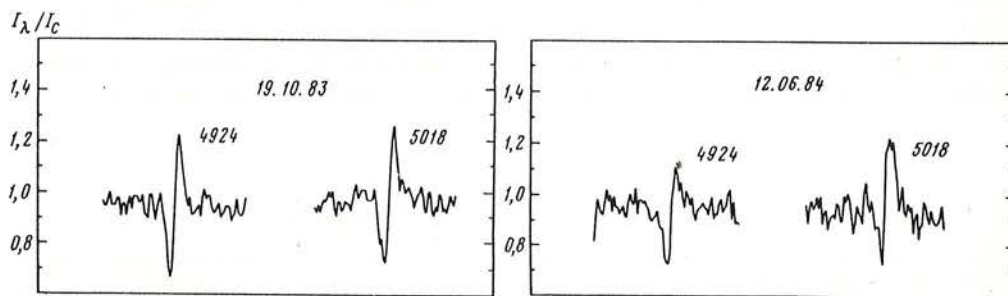


Рис. 29. Сравнение профилей линий Fe II в красной области спектра в 1983 и 1986 гг.

элементов в среднем не изменились, тогда как сильные линии нейтральных и ионизованных металлов заметно ослабели; это видно и на рис. 25. На рис. 27 представлен фрагмент синей области спектра PU Vul по спектрограмме 12.6.84, на котором балмеровская серия прослеживается до  $H_{29}$ .

Из рис. 22 и 25 следует, что до июля 1985 г. продолжался плавный процесс ослабления эмиссионного спектра, возникшего во время поглубения системы в сентябре 1983 г., при этом увеличивалась глубина линии  $H_{\gamma}$ . С другой стороны, эквивалентные ширины абсорбционных неводородных линий на снимках, полученных 12.6.84 на БТА и 8.7.85 в Рожене, систематически не различаются (см. рис. 28). Но в августе произошло заметное изменение профиля линии  $H_{\alpha}$  — он стал явно двугорбым; расстояние между центрами эмиссии и абсорбции, составлявшее 56 км/с в 1983–1984 гг., уменьшилось до  $41 \pm 5$  км/с и такая структура профиля сохранилась до конца наших наблю-

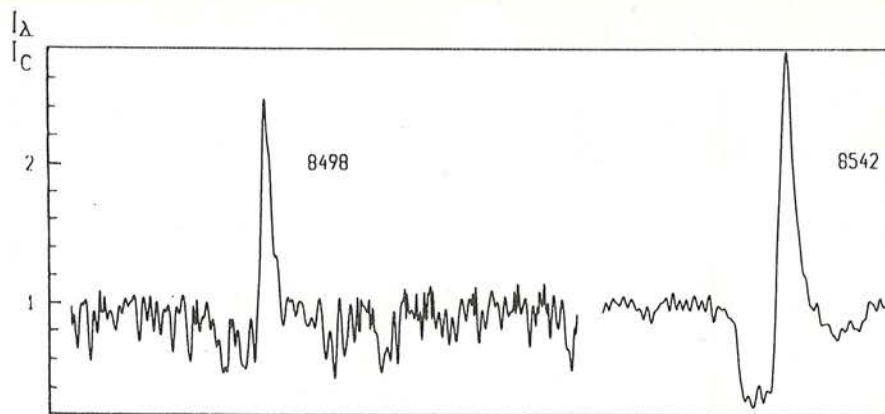


Рис. 30. Профили компонентов инфракрасного триплета Ca II 15.8.86

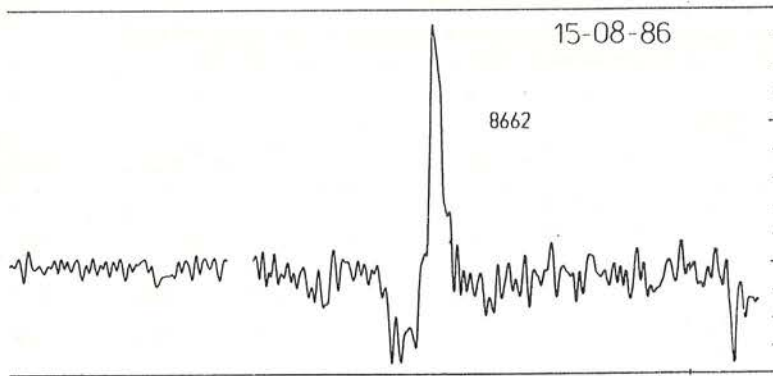
дений. К концу наших наблюдений эмиссия в линии  $H_\alpha$  вновь возрастает, практически достигая уровня 1983–1984 гг. (см. рис. 22); одновременно ослабевают абсорбционные водородные линии, видимо, за счет заливания эмиссией, а линии D Na I вновь становятся узкими и глубокими. Вместе с тем остаются узкими, без следов абсорбции, эмиссионные линии Fe II в красной области спектра. На рис. 29 приведено сопоставление профилей двух таких линий в начале и в конце наших наблюдений; снимок 1983 г. получен с худшим разрешением (фотография), чем снимок 1986 г. (ПЗС-камера), поэтому ширины линий непосредственно сравнивать нельзя, но очевидно существенное уменьшение эквивалентных ширин линий, т.е. ослабление эмиссии. В августе 1986 года мы получили профили ИК-триплета Ca II (см. рис. 30). Все компоненты триплета имеют четкий P Cуг профиль, отношения интенсивностей их эмиссионных компонентов близки к единице, т.е. оптическая толщина весьма велика, а смещения центров абсорбций относительно эмиссионных максимумов составляет  $-64,8$ ,  $-64,5$  и  $-70,6$  км/с для компонентов  $\lambda\lambda$  8498, 8542 и 8662 Å соответственно. В P Cуг профилях дублета D Na I в этот момент (см. рис. 22) соответствующие смещения составляли заметно меньшую величину  $-41,6$  км/с, близкую к аналогичной величине в профиле линии  $H_\alpha$  ( $-41$  км/с).

### 5.3. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Для количественного рассмотрения спектров PU Vul мы провели стандартную обработку описанных выше спектрограмм: выполнили отождествление спектральных линий и измерение их эквивалентных ширин; при отождествлении линий мы воспользовались высокодисперсионными спектрограммами звезд сходных спектральных классов, которые были получены на куде-спектрографе ЗТШ. Результаты этой работы даны в табл. 10–12 для спектрограмм, полученных в Крыму, в САО и в Рожене соответственно. Величины эквивалентных ширин из этих таблиц уже использовались нами при построении рис. 26 и 28.

Для анализа атмосферы вспыхнувшего компонента системы PU Vul методом кривых роста мы выбрали наблюдения в июне 1984 г. и в июле 1985 г., проведенные в САО и в Рожене соответственно.

В ходе анализа методом кривых роста эквивалентные ширины линий по спектрограммам 11 и 12 июня 1984 г. усреднялись. Мы рассматривали только линии с длиной волны более 3800 Å, поскольку в более коротковолновой области большинство спектральных деталей представляют собой сложные бленды и для количественного анализа не могут быть использованы. Построение кривой роста проводилось по методике, описанной



в [4], с той же системой сил осцилляторов. Напомним, что в качестве теоретической кривой роста использовалась кривая, рассчитанная Врубелем для параметра  $B^0/B^1 = 1/3$ .

Первоначально были построены кривые роста для линий нейтрального и ионизованного железа и ионизованного титана. Определение микротурбулентной скорости  $\xi_t$  проводилось по линиям Fe II и Ti II. Величина  $\xi_t$  оказалась близкой к 6 км/с. С этим значением  $\xi_t$  мы оценили температуру возбуждения по сдвигу отрезков кривой роста для линий с различными потенциалами возбуждения нижнего уровня. Оказалось, что величина температуры возбуждения может быть заключена в интервале от 7750 до 8500К; для дальнейшего анализа мы выбрали  $T_{\text{возб}} = 8000\text{К}$ . Затем было определено значение электронного давления по линиям Fe I и Fe II:  $\lg P_e = 1,1$ . Точно к такому же результату приводит рассмотрение линий Si I и Si II, хотя используется только одна линия Si I. Однако формула Инглиса—Теллера для 29 последней наблюдаемой линии Бальмеровской серии дает  $\lg P_e = 0,0$ .

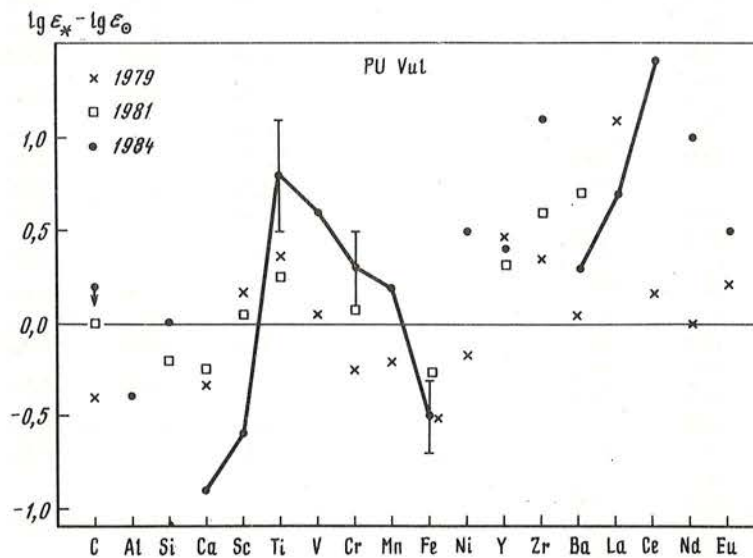


Рис. 31. Химический состав атмосферы вспыхнувшего компонента PU Vul, нормированный относительно химического состава солнечной атмосферы

Таблица 10

Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре PU VuI в 1983–1984 гг.  
(по спектрам, полученным на ЗТШ со спектрографом СП-110)

| λ <sub>лаб.</sub> , Å | Элемент | Мульти-<br>плет | W <sub>λ</sub> , Å |        |         |         |         |         |
|-----------------------|---------|-----------------|--------------------|--------|---------|---------|---------|---------|
|                       |         |                 | 7.7.83             | 7.7.83 | 13.8.83 | 14.7.84 | 29.9.84 | 29.9.84 |
| 1                     | 2       | 3               | 4                  | 5      | 6       | 7       | 8       | 9       |
| 3797,90               | HI      |                 |                    |        |         | 2,67    | 2,66    |         |
| 3835,39               | HI      |                 |                    |        |         | 2,94    | 2,31    |         |
| 3856,37               | Fe I    | 4 }             |                    |        |         |         |         |         |
| 3856,02               | Si II   | 3 }             |                    |        |         | 0,82    | 0,79    | 0,49    |
| 3878,28               | Y II    | 7 }             |                    |        |         |         |         |         |
| 3878,57               | Fe I    | 4 }             |                    |        |         | 0,46    | 0,46    |         |
| 3889,05               | HI      |                 |                    |        | 1,23    | 2,55    | 2,46    | 2,23    |
| 3900,54               | Ti II   | 34              |                    |        | 1,47    | 1,19    | 0,99    | 0,97    |
| 3905,52               | Si II   | 3 }             |                    |        |         |         |         |         |
| 3906,48               | Fe I    | 4 }             |                    |        |         |         | 0,48    |         |
| 3913,46               | Ti II   | 34              |                    |        | 1,57    | 0,99    | 1,23    | 0,94    |
| 3933,66               | Ca II   | 1               |                    |        |         | 4,07    | 3,81    | 3,64    |
| 3968,47               | Ca II   | 1 }             |                    |        |         |         |         |         |
| 3970,07               | HI      |                 |                    |        | 5,65    | 4,15    | 4,04    | 3,72    |
| 3981,99               | Ti II   | 11 }            |                    |        |         |         |         |         |
| 3982,59               | Y II    | 6 }             |                    |        | 0,69    | 0,53    | 0,72    | 0,64    |
| 3998,98               | Zr II   | 16              |                    |        | 0,27    | 0,49    | 0,54    | 0,48    |
| 4005,25               | Fe I    | 43              |                    |        | 0,40    | 0,46    | 0,57    | 0,40    |
| 4012,31               | Ti II   | 11              |                    |        | 0,60    | 0,58    | 0,58    |         |
| 4025,12               | Ti II   | 11              |                    |        | 0,45    | 0,67    | 1,03    | 0,71    |
| 4028,33               | Ti II   | 87 }            |                    |        |         |         |         |         |
| 4030,76               | Mn I    | 2 }             |                    |        | 0,51    |         | 0,70    | 0,41    |
| 4045,82               | Fe I    | 43              |                    |        | 0,51    | 0,40    | 0,47    | 0,42    |
| 4053,81               | Ti II   | 87              |                    |        | 0,39    | 0,41    | 0,69    | 0,71    |
| 4077,71               | Sr II   | 1               |                    |        | 1,36    | 0,51    | 0,89    | 0,66    |
| 4101,74               | HI      |                 |                    |        | 2,10    | 2,61    | 2,78    | 2,75    |
| 4128,05               | Si II   | 3 }             |                    |        | 0,64    | 0,47    | 0,62    | 0,51    |
| 4130,65               | Ba II   | 4 }             |                    |        |         |         |         |         |
| 4130,88               | Si II   | 3               |                    |        | 0,28    | 0,30    | 0,44    | 0,48    |
| 4147,67               | Fe I    | 42              |                    |        | 0,38    |         | 0,35    | 0,44    |
| 4163,64               | Ti II   | 105             |                    |        | 0,49    |         | 0,74    | 0,65    |
| 4178,86               | Fe II   | 28              |                    |        | 0,54    | 0,55    | 0,96    | 1,15    |
| 4215,52               | Sr II   | 1               |                    |        | 1,06    |         | 0,59    | 0,50    |
| 4225,46               | Fe I    | 693 }           |                    |        |         |         |         |         |
| 4226,73               | Ca I    | 2 }             |                    |        | 0,62    |         | 0,64    | 0,66    |
| 4233,17               | Fe II   | 27              |                    |        |         | 0,50    | 0,90    | 0,81    |
| 4246,83               | Sc II   | 7               |                    |        | 1,13    | 0,52    | 0,76    | 0,76    |
| 4290,22               | Ti II   | 41              |                    |        | 0,73    | 0,57    | 0,76    | 0,83    |
| 4294,10               | Ti II   | 20 }            |                    |        |         |         |         |         |
| 4294,77               | Sc II   | 15 }            |                    |        | 1,00    | 0,59    | 0,86    | 0,78    |
| 4300,05               | Ti II   | 41              |                    |        | 1,08    | 0,73    | 0,77    | 1,01    |
| 4307,90               | Ti II   | 41              |                    |        | 0,49    | 0,38    | 0,61    | 0,50    |
| 4312,86               | Ti II   | 41 }            |                    |        |         |         |         |         |
| 4314,08               | Sc II   | 15 }            |                    |        |         |         |         |         |
| 4314,29               | Fe II   | 32 }            |                    |        | 0,83    | 0,96    | 1,85    | 1,67    |
| 4314,98               | Ti II   | 41 }            |                    |        |         |         |         |         |
| 4320,74               | Sc II   | 15 }            |                    |        |         |         |         |         |
| 4320,97               | Ti II   | 41 }            |                    |        | 0,44    | 0,49    | 0,52    | 0,55    |
| 4330,71               | Ti II   | 41              |                    |        |         | 0,35    | 0,39    | 0,42    |

Таблица 10 (продолжение)

| 1       | 2     | 3   | 4    | 5    | 6    | 7    | 8    | 9    |
|---------|-------|-----|------|------|------|------|------|------|
| 4337,97 | Ti II | 20  |      |      | 1,13 | 0,74 | 1,05 | 0,93 |
| 4340,47 | H I   |     |      |      |      | 1,73 | 2,08 | 2,00 |
| 4344,29 | Ti II | 20  |      |      | 0,47 |      | 0,66 | 0,51 |
| 4351,76 | Fe II | 27  |      |      | 0,49 | 0,44 | 0,86 | 0,73 |
| 4374,45 | Sc II | 14  |      |      |      |      |      |      |
| 4374,82 | Ti II | 93  |      |      | 1,12 | 0,64 | 0,84 | 0,87 |
| 4395,03 | Ti II | 19  |      |      |      |      |      |      |
| 4395,85 | Ti II | 61  |      |      | 1,28 | 0,95 | 1,69 | 1,32 |
| 4399,77 | Ti II | 51  |      |      |      |      |      |      |
| 4400,40 | Sc II | 14  |      |      | 0,54 | 0,62 | 1,07 | 1,02 |
| 4416,81 | Fe II | 27  |      |      |      |      |      |      |
| 4417,71 | Ti II | 40  |      |      | 0,71 | 0,70 | 1,39 | 1,09 |
| 4418,34 | Ti II | 51  |      |      |      |      |      |      |
| 4443,80 | Ti II | 18  |      |      |      |      |      |      |
| 4444,56 | Ti II | 31  |      |      | 1,27 | 0,89 | 1,38 | 1,21 |
| 4450,49 | Ti II | 19  |      |      | 0,30 | 0,37 | 0,49 | 0,45 |
| 4468,49 | Ti II | 31  |      |      |      |      |      |      |
| 4469,16 | Ti II | 18  |      |      | 1,01 | 0,58 | 0,90 | 0,83 |
| 4481,33 | Mg II | 4   |      |      | 0,56 | 0,67 | 0,86 | 0,81 |
| 4501,27 | Ti II | 31  |      |      | 1,00 | 0,46 | 0,73 | 0,60 |
| 4508,28 | Fe II | 38  | 0,61 |      |      | 0,35 | 0,68 | 0,57 |
| 4515,34 | Fe II | 37  | 0,90 |      |      | 0,21 | 0,59 | 0,41 |
| 4520,22 | Fe II | 27  | 0,56 |      |      | 0,23 | 0,49 | 0,34 |
| 4522,63 | Fe II | 38  | 0,75 |      |      | 0,25 | 0,73 | 0,46 |
| 4529,46 | Ti II | 82  | 0,89 |      | 0,23 | 0,19 | 0,51 | 0,34 |
| 4533,97 | Ti II | 50  |      |      |      |      |      |      |
| 4534,17 | Fe II | 37  | 1,17 | 1,37 | 1,13 | 0,66 | 1,08 | 0,83 |
| 4541,52 | Fe II | 38  | 0,57 | 0,25 |      |      | 0,60 |      |
| 4549,46 | Fe II | 38  |      |      |      |      |      |      |
| 4549,62 | Ti II | 82  | 1,50 | 1,03 | 1,19 | 0,79 | 0,92 | 0,92 |
| 4554,03 | Ba II | 1   |      |      |      |      |      |      |
| 4555,89 | Fe II | 37  | 1,48 | 1,09 | 0,85 | 0,52 | 0,72 | 0,92 |
| 4558,66 | Cr II | 44  | 0,65 | 0,59 | 0,21 | 0,44 | 0,53 | 0,57 |
| 4563,76 | Ti II | 50  | 1,22 | 0,81 | 0,96 | 0,60 | 0,70 | 0,90 |
| 4571,97 | Ti II | 82  | 1,12 | 0,82 | 1,25 | 0,73 | 0,72 | 1,05 |
| 4582,83 | Fe II | 37  |      |      |      |      |      |      |
| 4583,83 | Fe II | 38  | 0,90 | 0,72 | 0,56 | 0,68 | 0,82 | 0,83 |
| 4588,21 | Cr II | 44  |      |      |      |      |      |      |
| 4589,96 | Ti II | 50  | 0,80 | 0,50 | 0,36 | 0,61 | 1,05 |      |
| 4618,83 | Cr II | 44  | 0,55 | 0,30 |      |      | 0,51 |      |
| 4629,33 | Fe II | 37  | 0,84 | 0,44 |      | 0,43 | 0,75 | 0,81 |
| 4634,11 | Cr II | 44  | 0,48 |      |      | 0,25 | 0,39 | 0,46 |
| 4657,21 | Ti II | 59  | 0,46 | 0,37 |      |      | 0,42 | 0,35 |
| 4666,75 | Fe II | 37  | 0,45 | 0,29 |      |      | 0,30 | 0,36 |
| 4670,40 | Sc II | 24  | 0,51 | 0,47 |      |      | 0,31 | 0,39 |
| 4731,44 | Fe II | 43  | 0,44 |      |      |      | 0,41 | 0,44 |
| 4779,99 | Ti II | 92  | 0,40 | 0,16 |      |      | 0,52 | 0,60 |
| 4805,10 | Ti II | 92  | 0,55 | 0,26 |      |      | 0,50 | 1,07 |
| 4824,13 | Cr II | 30  | 0,81 | 0,34 |      |      | 0,57 | 0,44 |
| 4848,24 | Cr II | 30  |      |      |      |      |      |      |
| 4849,18 | Ti II | 29  | 0,80 | 0,34 |      |      | 0,66 | 0,46 |
| 4861,33 | H I   |     | 2,80 | 2,54 |      |      |      |      |
| 4883,69 | Y II  | 22  | 0,95 | 0,64 |      |      |      |      |
| 4890,76 | Fe I  | 318 |      |      |      |      |      |      |
| 4891,50 | Fe I  | 318 | 0,72 |      |      |      |      |      |

Таблица 10 (окончание)

| 1       | 2     | 3   | 4    | 5    | 6 | 7 | 8 | 9 |
|---------|-------|-----|------|------|---|---|---|---|
| 4900,13 | Y II  | 22  | 0,84 | 0,58 |   |   |   |   |
| 4923,92 | Fe II | 42  | 1,14 | 0,99 |   |   |   |   |
| 4934,08 | Ba II | 1   | 1,21 | 0,67 |   |   |   |   |
| 4957,30 | Fe I  | 318 | 0,51 |      |   |   |   |   |
| 4957,60 | Fe I  | 318 |      |      |   |   |   |   |
| 5018,43 | Fe II | 42  | 0,93 | 1,13 |   |   |   |   |
| 5087,42 | Y II  | 20  | 0,59 | 0,98 |   |   |   |   |
| 5167,33 | Mg I  | 2   | 1,63 | 1,73 |   |   |   |   |
| 5169,03 | Fe II | 42  |      |      |   |   |   |   |
| 5172,68 | Mg I  | 2   | 0,59 | 0,43 |   |   |   |   |
| 5183,62 | Mg I  | 2   | 0,40 | 0,45 |   |   |   |   |
| 5188,70 | Ti II | 70  | 0,62 | 0,59 |   |   |   |   |
| 5197,57 | Fe II | 49  | 0,46 | 0,53 |   |   |   |   |
| 5211,54 | Ti II | 103 | 0,26 | 0,33 |   |   |   |   |
| 5226,53 | Ti II | 70  | 0,64 | 0,69 |   |   |   |   |
| 5275,99 | Fe II | 49  | 0,79 | 0,89 |   |   |   |   |
| 5278,88 | Cr II | 43  | 0,32 | 0,40 |   |   |   |   |
| 5280,07 | Cr II | 43  |      |      |   |   |   |   |
| 5316,62 | Fe II | 49  | 0,63 | 0,65 |   |   |   |   |
| 5325,55 | Fe II | 49  | 0,38 | 0,29 |   |   |   |   |
| 5362,86 | Fe II | 48  | 0,33 | 0,39 |   |   |   |   |
| 5371,49 | Fe I  | 15  | 0,38 |      |   |   |   |   |
| 5381,02 | Ti II | 69  | 0,46 | 0,32 |   |   |   |   |
| 5455,62 | Fe I  | 15  | 0,35 | 0,27 |   |   |   |   |
| 5521,59 | Y II  | 27  | 0,32 | 0,20 |   |   |   |   |
| 5526,81 | Sc II | 31  | 0,42 | 0,47 |   |   |   |   |
| 5528,42 | Mg I  | 9   | 0,28 | 0,32 |   |   |   |   |
| 5534,26 | Fe II | 55  | 0,43 | 0,47 |   |   |   |   |
| 5853,67 | Ba II | 1   | 0,38 |      |   |   |   |   |
| 5889,95 | Na I  | 1   | 3,08 | 3,01 |   |   |   |   |
| 5895,92 | Na I  | 1   | 2,88 | 2,85 |   |   |   |   |

Аналогичная независимая оценка параметров атмосферы горячего компонента системы PU Vul была выполнена также по наблюдениям в 1985 г. в Рожене.

Сводка определений параметров атмосферы вспыхнувшего компонента PU Vul с 1979 по 1985 г. представлена в табл. 13. Таблица позволяет заключить, что в 1984–1985 гг. температура возбуждения повысилась примерно на 1500К по сравнению с 1979–1981 гг., а электронное давление возросло на порядок величины и стало соответствовать значению, характерному для атмосфер гигантов. Заметим, однако, что нельзя говорить о переходе вспыхнувшего компонента из состояния сверхгиганта в состояние гиганта, так как в эти годы не наблюдался переход на более низкий уровень светимости, соответствующий гиганту.

В табл. 14 приведены результаты определения относительных содержаний 18 элементов в атмосфере горячего компонента PU Vul, выполненного по наблюдениям в июне 1984 г. По этим и аналогичным данным из [4] построен рис. 31, который показывает характер химического состава этой атмосферы в разные годы. Для трех элементов — титана, хрома, железа — указаны характерные ошибки определения их содержания, для других элементов точности определения несколько ниже.

Рис. 31 показывает, что характер аномалий содержания элементов, расположенных в одной строке таблицы Менделеева от Ca до Fe, отмеченный нами ранее [4], остался прежним, но амплитуда "волны аномалии" увеличилась примерно вдвое. В целом,

Т а б л и ц а 11

Эквивалентные ширины линий поглощения и излучения в спектре PU VuI  
в 1983–1984 гг. (по спектрам, полученным на БТА)

| $\lambda_{\text{лаб}}, \text{Å}$ | Элемент   | Мультиплет | $W_{\lambda}, \text{Å}$ |          |          |
|----------------------------------|-----------|------------|-------------------------|----------|----------|
|                                  |           |            | 19.10.83                | 11.06.84 | 12.06.84 |
| 1                                | 2         | 3          | 4                       | 5        | 6        |
| 3303,47                          | Fe II     | 1          |                         |          | 0,65     |
| 3308,81                          | Ti II     | 7          |                         |          | 0,41     |
| 3310,65                          | Cr II     | 120, 158   |                         |          | 1,06     |
| 3311,91                          | Mn I      | 10         |                         |          | 0,95     |
| 3312,39                          | Y II      | 65         |                         |          | 0,50     |
| 3312,71                          | Fe II     | 1          |                         |          |          |
| 3313,08                          | Cr II     | 119        |                         |          |          |
| 3314,00                          | Fe II     | 1          |                         |          | 0,64     |
| 3314,06                          | Cr II 150 |            |                         |          |          |
| 3318,02                          | Ti II     | 7          |                         |          | 1,63     |
| 3319,08                          | Ti II     | 8          |                         |          | 0,73     |
| 3321,70                          | Ti II     | 65         |                         |          |          |
| 3324,06                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3324,10                          | Cr II     | 120        |                         |          | 1,16     |
| 3324,35                          | Cr II     | 80         |                         |          |          |
| 3325,01                          | Fe II     | 93         |                         |          |          |
| 3326,76                          | Ti II     | 7          |                         |          | 1,12     |
| 3328,35                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3329,46                          | Ti II     | 7          |                         |          | 1,19     |
| 3330,88                          | Y II      | 85         |                         |          | 1,09     |
| 3332,11                          | Ti II     | 65         |                         |          |          |
| 3333,16                          | Si II     | 6          |                         |          | 1,07     |
| 3336,34                          | Fe II     | 76         |                         |          | 1,15     |
| 3336,33                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3340,34                          | Ti II     | 7          |                         |          | 0,74     |
| 3340,55                          | Zr II     | 3          |                         |          |          |
| 3341,88                          | Ti II     | 16         |                         |          | 1,14     |
| 3342,51                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3343,77                          | Ti II     | 7          |                         |          | 0,55     |
| 3346,72                          | Ti II     | 7          |                         |          | 0,74     |
| 3347,84                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3348,84                          | Ti II     | 7          |                         |          | 1,34     |
| 3349,04                          | Ti II     | 16         |                         |          |          |
| 3349,34                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3349,39                          | Ti II     | 1          |                         |          | 0,26     |
| 3352,80                          | Co II     | 2          |                         |          |          |
| 3353,12                          | Cr II     | 4          |                         |          | 0,49     |
| 3353,73                          | Sc II     | 12         |                         |          |          |
| 3356,24                          | Fe II     | 105        |                         |          | 0,41     |
| 3358,25                          | Fe II     | 77         |                         |          | 0,58     |
| 3358,50                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3360,10                          | Fe II     | 105        |                         |          | 1,77     |
| 3360,30                          | Cr II     | 21         |                         |          |          |
| 3361,07                          | Ti II     | 64         |                         |          |          |
| 3361,21                          | Ti II     | 1          |                         |          | 0,41     |
| 3363,71                          | Cr II     | 3          |                         |          |          |
| 3367,42                          | Cr II     | 79         |                         |          | 1,25     |
| 3368,05                          | Cr II     | 4          |                         |          |          |
| 3368,95                          | Sc II     | 4          |                         |          |          |

Таблица 11 (продолжение)

| 1       | 2     | 3   | 4 | 5    | 6    |
|---------|-------|-----|---|------|------|
| 3372,13 | Sc II | 4   | } |      |      |
| 3372,15 | Cr II | 91  |   |      | 1,49 |
| 3372,80 | Ni II | 1   |   |      |      |
| 3374,64 | Ni I  | 106 | } |      | 0,50 |
| 3379,83 | Cr II | 21  |   |      |      |
| 3380,11 | Fe I  | 304 | } | 1,07 | 0,99 |
| 3380,27 | Ti II | 1   |   |      |      |
| 3382,68 | Cr II | 3   | } | 1,52 | 1,54 |
| 3383,76 | Ti II | 1   |   |      |      |
| 3387,72 | Co II | 2   | } | 1,03 | 1,22 |
| 3387,87 | Ti II | 1   |   |      |      |
| 3391,43 | Cr II | 3   | } | 0,66 | 1,26 |
| 3393,86 | Cr II | 21  |   |      | 0,61 |
| 3394,32 | Cr II | 21  | } |      |      |
| 3394,57 | Ti II | 1   |   |      | 1,38 |
| 3394,58 | Fe I  | 81  | } |      |      |
| 3402,32 | Fe II | 105 |   |      |      |
| 3403,32 | Cr II | 3   | } | 0,66 | 0,81 |
| 3403,29 | Cr II | 21  |   |      |      |
| 3408,76 | Cr II | 3   | } | 1,08 | 1,01 |
| 3415,78 | Co II | 1   |   |      | 0,23 |
| 3421,20 | Cr II | 3   | } | 0,50 | 0,95 |
| 3422,66 | Ti II | 63  |   |      |      |
| 3422,74 | Cr II | 3   | } | 0,69 | 0,87 |
| 3427,12 | Fe I  | 81  |   |      |      |
| 3432,32 | Cr II | 8   | } | 0,68 | 0,40 |
| 3433,40 | Cr II | 3   |   |      | 0,40 |
| 3436,11 | Fe II | 91  | } |      | 0,39 |
| 3437,28 | Ni I  | 3   |   |      |      |
| 3438,23 | Zr II | 1   | } | 0,47 | 0,40 |
| 3438,98 | Mn II | 1   |   |      | 0,17 |
| 3440,61 | Fe I  | 6   | } |      |      |
| 3440,99 | Fe I  | 6   |   |      | 0,63 |
| 3441,98 | Mn II | 3   | } |      | 0,78 |
| 3442,24 | Fe II | 89  |   |      |      |
| 3443,88 | Fe I  | 6   | } | 0,70 | 0,64 |
| 3444,31 | Ti II | 6   |   |      |      |
| 3446,14 | Co II | 2   | } |      | 0,32 |
| 3454,16 | Ni II | 1   |   |      | 0,30 |
| 3456,39 | Ti II | 99  | } |      | 0,43 |
| 3458,47 | Ni I  | 19  |   |      |      |
| 3459,29 | Cr II | 136 | } | 1,29 | 0,95 |
| 3460,03 | Cr II | 60  |   |      |      |
| 3460,31 | Mn II | 3   | } |      |      |
| 3461,49 | Ti II | 6   |   |      | 0,65 |
| 3468,88 | Fe II | 114 | } | 0,10 | 0,33 |
| 3474,03 | Mn II | 3   |   |      | 0,69 |
| 3474,12 | Mn II | 3   | } |      | 0,85 |
| 3475,13 | Cr II | 2   |   |      | 0,95 |
| 3475,45 | Fe I  | 6   | } |      | 0,84 |
| 3479,91 | Fe II | 4   |   |      |      |
| 3481,14 | Zr II | 46  | } |      |      |
| 3480,90 | Ti II | 22  |   |      | 0,49 |
| 3482,90 | Mn II | 3   |   |      | 0,62 |



Таблица 11 (продолжение)

| 1       | 2     | 3   | 4    | 5    | 6    |
|---------|-------|-----|------|------|------|
| 3487,99 | Fe II | 4   |      |      |      |
| 3488,68 | Mn II | 3   |      | 0,38 | 0,60 |
| 3489,74 | Ti II | 6   |      |      |      |
| 3490,58 | Fe I  | 6   |      | 0,47 | 0,68 |
| 3491,05 | Ti II | 6   |      | 0,30 | 0,41 |
| 3494,52 | Cr II | 2   |      |      |      |
| 3495,37 | Cr II | 2   | 0,66 | 0,74 | 0,83 |
| 3495,83 | Mn II | 3   |      |      |      |
| 3504,87 | Fe I  | 171 |      |      |      |
| 3504,89 | Ti II | 88  | 1,32 | 0,57 | 0,59 |
| 3510,81 | Ti II | 88  | 0,88 | 0,47 | 0,46 |
| 3517,30 | V II  | 6   |      | 0,16 | 0,25 |
| 3519,72 | Fe II | 88  |      | 0,22 | 0,25 |
| 3524,87 | Ti II | 118 |      |      | 0,20 |
| 3533,87 | Ti II | 98  |      |      |      |
| 3535,41 | Ti II | 98  | 0,78 | 0,41 | 0,30 |
| 3556,61 | Zr II | 9   |      |      |      |
| 3556,80 | V II  | 5   | 0,84 | 0,34 | 0,35 |
| 3571,23 | Fe I  | 46  | 1,21 | 0,49 | 0,50 |
| 3575,11 | Fe I  | 321 |      |      |      |
| 3575,25 | Fe I  | 332 | 0,92 | 0,58 | 0,40 |
| 3579,84 | Fe I  | 573 |      |      |      |
| 3580,93 | Sc II | 3   | 0,70 | 0,23 | 0,33 |
| 3581,20 | Fe I  | 23  |      |      |      |
| 3586,99 | Fe I  | 23  |      |      |      |
| 3587,13 | Ti II | 15  | 0,28 |      | 0,20 |
| 3589,11 | Fe I  | 23  |      |      |      |
| 3589,64 | Sc II | 3   | 0,66 | 0,45 | 0,27 |
| 3613,08 | Zr II | 1   |      |      |      |
| 3613,15 | Fe I  | 324 |      |      |      |
| 3613,21 | Cr II | 13  | 1,17 | 0,88 | 0,72 |
| 3613,30 | Ti II | 76  |      |      |      |
| 3618,77 | Fe I  | 23  |      |      | 0,28 |
| 3624,69 | Fe II |     |      |      |      |
| 3624,83 | Ti II | 52  | 0,66 | 0,41 | 0,29 |
| 3630,76 | Fe I  | 126 |      |      |      |
| 3630,74 | Sc II | 2   | 1,10 | 0,74 | 0,84 |
| 3641,64 | Ni I  | 9   |      |      |      |
| 3641,78 | Co I  | 99  | 0,90 | 0,56 | 0,43 |
| 3642,67 | Ti I  | 19  |      |      |      |
| 3642,79 | Sc II | 2   | 0,88 | 0,41 | 0,28 |
| 3645,31 | Sc II | 2   |      |      |      |
| 3645,44 | Co I  | 97  | 0,62 | 0,26 | 0,26 |
| 3651,79 | Sc II | 2   | 0,47 | 0,25 | 0,28 |
| 3661,95 | Ni I  | 16  |      |      |      |
| 3662,24 | Ti II | 75  | 0,56 | 0,22 | 0,34 |
| 3662,26 | H I   |     |      |      |      |
| 3663,41 | H I   |     |      | 0,15 | 0,07 |
| 3664,68 | H I   |     |      | 0,16 | 0,09 |
| 3666,10 | H I   |     | 0,26 | 0,16 | 0,14 |
| 3667,68 | H I   |     | 0,19 | 0,12 | 0,10 |
| 3669,47 | H I   |     | 0,30 | 0,28 | 0,20 |
| 3671,48 | H I   |     | 0,35 | 0,30 | 0,30 |
| 3673,76 | H I   |     | 0,56 | 0,43 | 0,39 |

Таблица 11 (продолжение)

| 1       | 2     | 3       | 4    | 5    | 6    |
|---------|-------|---------|------|------|------|
| 3676,37 | H I   |         | 0,59 | 0,47 | 0,57 |
| 3679,30 | H I   |         | 0,49 | 0,51 | 0,54 |
| 3682,81 | H I   |         | 0,51 | 0,56 | 0,59 |
| 3685,19 | Ti II | 14      | 1,39 | 1,11 | 1,02 |
| 3686,83 | H I   |         | 0,68 | 0,77 | 0,74 |
| 3691,56 | H I   |         | 0,83 | 0,89 | 0,86 |
| 3697,15 | H I   |         | 1,24 | 1,04 | 1,14 |
| 3703,86 | H I   |         | 0,80 | 0,80 | 0,82 |
| 3707,13 | Cr II | 169     | 0,92 | 0,45 | 0,47 |
| 3710,30 | Y II  | 7       | 0,87 | 0,22 | 0,19 |
| 3711,97 | H I   |         | 1,05 | 1,07 | 0,91 |
| 3716,44 | Fe I  | 388,705 | 0,58 | 0,37 | 0,36 |
| 3721,94 | H I   |         | 1,33 | 1,42 | 1,15 |
| 3728,89 | Mn I  | 24      | 0,29 | 0,28 | 0,31 |
| 3734,37 | H I   |         | 1,28 | 1,11 | 1,10 |
| 3738,38 | Cr II | 20      | 0,41 | 0,39 | 0,37 |
| 3742,99 | Cr II | 6       | 0,82 | 0,57 | 0,56 |
| 3743,20 | Cr II | 6       |      |      |      |
| 3747,00 | Fe I  | 388     | 0,39 | 0,33 | 0,31 |
| 3747,26 | Cr I  | 289     |      |      |      |
| 3747,55 | Y II  | 8       |      |      |      |
| 3750,15 | H I   |         | 1,18 | 0,98 | 1,46 |
| 3756,55 | Cr II | 144     |      | 0,11 | 0,15 |
| 3759,29 | Ti II | 13      | 1,67 | 1,08 | 1,28 |
| 3761,32 | Ti II | 13      | 1,48 | 0,96 | 1,13 |
| 3765,54 | Fe I  | 608     | 0,22 | 0,17 | 0,15 |
| 3765,62 | Cr II | 20      |      |      |      |
| 3768,24 | Cr I  | 43      | 0,28 | 0,28 | 0,28 |
| 3768,57 | Cr II | 6       |      |      |      |
| 3770,63 | H I   |         | 1,20 | 0,95 | 1,26 |
| 3774,65 | Ti II | 12      | 0,73 | 0,17 | 0,16 |
| 3776,56 | Y II  | 8       | 0,33 | 0,32 | 0,19 |
| 3784,27 | Fe I  | 607     | 0,26 | 0,17 | 0,26 |
| 3797,90 | H I   |         | 1,57 | 1,22 | 1,28 |
| 3814,97 | Zr II | 8       | 0,96 | 0,78 | 0,67 |
| 3815,84 | Fe I  | 45      |      |      |      |
| 3834,22 | Fe I  | 20      | 0,65 | 0,32 | 0,35 |
| 3835,39 | H I   |         | 1,64 | 1,28 | 1,12 |
| 3838,30 | Mg I  | 3       |      | 0,21 | 0,20 |
| 3843,00 | Sc II | 1       | 0,32 | 0,15 | 0,14 |
| 3849,97 | Fe I  | 20      | 0,20 | 0,14 | 0,10 |
| 3853,66 | Si II | 1       | 0,16 | 0,15 | 0,16 |
| 3856,02 | Si II | 1       | 0,44 | 0,37 | 0,32 |
| 3859,91 | Fe I  | 4       | 0,16 | 0,17 | 0,10 |
| 3862,59 | Si II | 1       | 0,33 | 0,30 | 0,35 |
| 3878,57 | Fe I  | 4       | 0,28 | 0,28 | 0,25 |
| 3882,28 | Ti II | 34      | 0,25 | 0,14 | 0,26 |
| 3889,05 | H I   |         | 1,20 | 1,13 | 1,13 |
| 3895,66 | Fe I  | 4       | 0,25 | 0,14 | 0,15 |
| 3900,54 | Ti II | 34      | 1,15 | 0,79 | 0,79 |
| 3905,52 | Si I  | 3       | 0,33 | 0,25 | 0,31 |
| 3906,48 | Fe I  | 4       |      |      |      |
| 3913,46 | Ti II | 34      | 1,10 | 0,69 | 0,76 |
| 3933,60 | Ca II | 1       | 2,81 | 2,47 | 2,24 |

Т а б л и ц а 11 (продолжение)

| 1        | 2     | 3   | 4    | 5    | 6    |
|----------|-------|-----|------|------|------|
| 3938,29  | Fe II | 3   | 0,17 | 0,15 | 0,16 |
| 3944,00  | Al I  | 1   | 0,32 | 0,14 | 0,15 |
| 3945,21  | Fe II | 3   |      | 0,15 | 0,11 |
| 3961,52  | Al I  | 1   | 0,20 | 0,15 | 0,16 |
| 3968,47  | Ca II | 1   | 1,88 | 1,56 | 1,71 |
| 3970,07  | H I   |     | 0,85 | 0,97 | 0,99 |
| 3981,99  | Ti II | 11  |      |      |      |
| 3982,59  | Y II  | 6   | 0,22 | 0,23 | 0,24 |
| 3991,14  | Zr II | 30  | 0,20 | 0,14 | 0,15 |
| 3998,98  | Zr II | 16  | 0,19 | 0,22 | 0,20 |
| 4002,94  | V II  | 9   | 0,16 | 0,14 | 0,15 |
| 4005,25  | Fe I  | 43  | 0,19 | 0,20 | 0,25 |
| 4012,50  | Ti II | 11  | 0,32 | 0,30 | 0,38 |
| 40 15,50 | Ni II | 10  | 0,19 | 0,14 | 0,16 |
| 4023,39  | V II  | 32  |      |      | 0,30 |
| 4025,11  | Ti II | 11  | 0,41 | 0,20 | 0,42 |
| 4028,33  | Ti II | 87  | 0,23 | 0,25 | 0,24 |
| 4030,76  | Mn I  | 2   | 0,23 | 0,08 | 0,11 |
| 4033,07  | Mn I  | 2   |      | 0,09 | 0,10 |
| 4035,73  | Mn I  | 5   | 0,15 |      | 0,16 |
| 4036,78  | V II  | 9   |      |      | 0,10 |
| 4040,65  | Fe I  | 655 |      |      | 0,09 |
| 4042,90  | La II | 66  |      |      | 0,07 |
| 4045,82  | Fe I  | 43  | 0,19 | 0,20 | 0,20 |
| 4048,80  | Zr II | 43  | 0,16 | 0,14 | 0,15 |
| 4053,82  | Ti II | 87  | 0,26 | 0,32 | 0,36 |
| 4061,08  | Na II | 10  |      |      | 0,07 |
| 4063,60  | Fe I  | 43  | 0,10 | 0,17 | 0,30 |
| 4071,74  | Fe I  | 43  | 0,18 | 0,16 | 0,17 |
| 4077,71  | Sr II | 1   | 0,74 | 0,22 | 0,31 |
| 4101,74  | H I   |     | 1,50 | 1,33 | 1,36 |
| 4122,05  | Fe II | 28  | 0,17 | 0,17 | 0,16 |
| 4123,23  | La II | 41  |      | 0,10 | 0,11 |
| 4124,79  | Fe II | 22  | 0,09 | 0,11 | 0,10 |
| 4128,05  | Si II | 3   | 0,23 | 0,25 | 0,35 |
| 4130,65  | Ba II | 4   |      |      |      |
| 4130,88  | Si II | 3   | 0,20 | 0,20 | 0,19 |
| 4132,06  | Fe I  | 43  | 0,11 | 0,15 | 0,15 |
| 4143,87  | Fe I  | 43  |      | 0,15 | 0,11 |
| 4147,67  | Fe I  | 42  | 0,19 | 0,09 | 0,15 |
| 4152,17  | Fe I  | 18  | 0,11 | 0,07 | 0,09 |
| 4156,24  | Fe I  | 693 | 0,16 | 0,07 | 0,08 |
| 4163,63  | Ti II | 105 | 0,30 | 0,25 | 0,24 |
| 4171,90  | Ti II | 105 | 0,25 | 0,23 | 0,26 |
| 4173,45  | Fe II | 27  | 0,26 | 0,32 | 0,28 |
| 4175,64  | Fe I  | 354 |      |      | 0,08 |
| 4177,60  | Y II  | 14  |      |      |      |
| 4177,70  | Fe I  | 18  | 0,23 | 0,20 | 0,13 |
| 4178,86  | Fe II | 28  | 0,33 | 0,32 | 0,34 |
| 4184,33  | Ti II | 21  | 0,16 |      | 0,10 |
| 4187,04  | Fe I  | 152 | 0,17 |      | 0,09 |
| 4187,80  | Fe I  | 152 |      |      | 0,08 |
| 4199,10  | Fe I  | 522 | 0,19 |      | 0,08 |
| 4202,03  | Fe I  | 42  |      |      | 0,09 |

Таблица 11 (продолжение)

| 1       | 2     | 3   | 4    | 5    | 6    |
|---------|-------|-----|------|------|------|
| 4205,05 | Eu II | 1   | 0,19 |      | 0,10 |
| 4208,99 | Zr II | 41  | 0,14 |      | 0,06 |
| 4211,88 | Zr II | 15  | 0,07 |      | 0,07 |
| 4215,52 | Sr II | 1   | 0,47 | 0,24 | 0,16 |
| 4222,22 | Fe I  | 152 | 0,08 | 0,08 | 0,08 |
| 4225,46 | Fe I  | 693 |      | 0,14 | 0,13 |
| 4226,73 | Ca I  | 2   | 0,34 | 0,19 | 0,15 |
| 4229,76 | Fe I  | 41  |      | 0,08 | 0,06 |
| 4233,17 | Fe II | 27  | 0,33 | 0,33 | 0,32 |
| 4242,38 | Cr II | 31  | 0,17 | 0,25 | 0,16 |
| 4246,83 | Sc II | 7   | 0,79 | 0,51 | 0,49 |
| 4250,12 | Fe I  | 152 |      |      |      |
| 4250,74 | Fe I  | 42  | 0,10 | 0,11 | 0,09 |
| 4252,62 | Cr II | 31  | 0,11 | 0,11 | 0,09 |
| 4254,35 | Cr I  | 1   | 0,10 | 0,10 | 0,15 |
| 4258,10 | Fe II | 28  | 0,15 | 0,16 | 0,11 |
| 4260,48 | Fe I  | 152 | 0,17 |      | 0,09 |
| 4261,92 | Cr II | 31  | 0,19 | 0,22 | 0,15 |
| 4267,83 | Fe I  | 482 | 0,09 | 0,10 | 0,09 |
| 4271,16 | Fe I  | 152 |      |      |      |
| 4271,76 | Fe I  | 42  | 0,20 | 0,17 | 0,14 |
| 4274,80 | Cr I  | 1   |      |      |      |
| 4275,57 | Cr II | 31  | 0,20 | 0,22 | 0,15 |
| 4282,41 | Fe I  | 71  | 0,11 | 0,14 | 0,11 |
| 4287,89 | Ti II | 20  | 0,16 | 0,17 | 0,07 |
| 4290,22 | Ti II | 41  | 0,68 | 0,45 | 0,46 |
| 4294,10 | Ti II | 20  |      |      |      |
| 4294,77 | Sc II | 15  | 0,74 | 0,47 | 0,50 |
| 4296,05 | La II | 53  |      | 0,07 | 0,08 |
| 4300,05 | Ti II | 41  | 0,87 | 0,60 | 0,90 |
| 4301,93 | Ti II | 41  | 0,26 | 0,25 | 0,19 |
| 4303,17 | Fe II | 27  | 0,19 | 0,22 | 0,25 |
| 4305,71 | Sc II | 15  |      |      | 0,11 |
| 4307,90 | Ti II | 41  | 0,43 | 0,26 | 0,28 |
| 4312,26 | Ti II | 41  | 0,45 | 0,30 | 0,35 |
| 4314,08 | Sc II | 15  |      |      |      |
| 4314,98 | Ti II | 41  | 0,51 | 0,32 | 0,52 |
| 4317,32 | Zr II | 40  | 0,19 | 0,16 | 0,14 |
| 4320,97 | Ti II | 41  | 0,37 | 0,25 | 0,26 |
| 4325,00 | Sc II | 15  |      |      |      |
| 4325,70 | Fe I  | 42  | 0,33 | 0,19 | 0,22 |
| 4330,71 | Ti II | 41  | 0,23 | 0,26 | 0,23 |
| 4337,92 | Ti II | 20  | 0,75 | 0,43 | 0,44 |
| 4340,47 | H I   |     |      | 1,11 | 1,09 |
| 4344,29 | Ti II | 20  | 0,28 | 0,22 | 0,22 |
| 4349,79 | Ce II | 59  |      | 0,08 | 0,17 |
| 4350,83 | Ti II | 94  |      |      |      |
| 4351,76 | Fe II | 27  | 0,32 | 0,28 | 0,37 |
| 4352,74 | Fe I  | 71  |      |      |      |
| 4359,63 | Cr I  | 22  |      | 0,09 | 0,08 |
| 4362,10 | Ni II | 9   |      | 0,09 | 0,08 |
| 4367,66 | Ti II | 104 | 0,34 | 0,20 |      |
| 4374,45 | Sc II | 14  |      |      |      |
| 4374,82 | Ti II | 93  | 0,81 | 0,43 | 0,37 |

Таблица 11 (продолжение)

| 1       | 2     | 3   | 4                    | 5    | 6    |
|---------|-------|-----|----------------------|------|------|
| 4383,55 | Fe I  | 41  | 0,28                 | 0,48 |      |
| 4386,86 | Ti II | 104 | 0,22                 | 0,19 | 0,22 |
| 4390,98 | Ti II | 61  | 0,14                 | 0,15 | 0,16 |
| 4394,06 | Ti II | 51  |                      |      |      |
| 4395,03 | Ti II | 19  | 1,04                 | 0,67 | 0,86 |
| 4395,85 | Ti II | 61  |                      |      |      |
| 4399,77 | Ti II | 51  |                      |      |      |
| 4400,40 | Sc II | 14  | 0,64                 | 0,42 | 0,45 |
| 4404,75 | Fe I  | 41  | 0,16                 | 0,15 | 0,15 |
| 4411,08 | Ti II | 115 |                      |      |      |
| 4411,94 | Ti II | 61  | 0,32                 | 0,26 | 0,25 |
| 4415,12 | Fe I  | 41  | 0,26                 | 0,23 | 0,25 |
| 4416,82 | Fe II | 27  |                      |      |      |
| 4417,72 | Ti II | 40  | 0,60                 | 0,40 | 0,67 |
| 4421,95 | Ti II | 93  | 0,15                 | 0,16 | 0,20 |
| 4434,96 | Ca I  | 4   | 0,14                 |      | 0,17 |
| 4443,80 | Ti II | 18  |                      |      |      |
| 4444,56 | Ti II | 31  | 0,93                 | 0,63 | 0,70 |
| 4450,49 | Ti II | 19  | 0,25                 | 0,26 | 0,29 |
| 4455,89 | Ca I  | 4   |                      |      | 0,09 |
| 4457,42 | Zr II | 79  | 0,10                 | 0,09 | 0,09 |
| 4460,21 | Ce II | 2   |                      | 0,08 | 0,09 |
| 4464,46 | Ti II | 40  | 0,17                 | 0,19 | 0,22 |
| 4468,49 | Ti II | 31  | 0,93                 | 0,58 | 0,65 |
| 4470,86 | Ti II | 40  | 0,15                 | 0,25 | 0,23 |
| 4481,33 | Mg II | 4   | 0,74                 | 0,66 | 0,69 |
| 4486,91 | Ce II | 57  | 0,09                 | 0,08 | 0,09 |
| 4488,32 | Ti II | 115 | 0,41                 | 0,32 | 0,26 |
| 4489,18 | Fe II | 37  |                      |      | 0,16 |
| 4491,40 | Fe II | 37  | 0,16                 | 0,19 | 0,16 |
| 4501,27 | Ti II | 31  | 1,06 a }<br>0,04 e } | 0,49 | 0,53 |
| 4508,28 | Fe II | 38  | 0,19                 | 0,25 | 0,25 |
| 4515,34 | Fe II | 37  | 0,17                 | 0,15 | 0,22 |
| 4520,22 | Fe II | 27  | 0,15                 | 0,17 | 0,20 |
| 4522,63 | Fe II | 38  | 0,19                 | 0,20 | 0,26 |
| 4529,56 | Fe I  | 987 | 0,19                 | 0,15 | 0,20 |
| 4533,97 | Ti II | 50  |                      |      |      |
| 4534,17 | Fe II | 37  | 1,06                 | 0,60 | 0,75 |
| 4541,52 | Fe II | 38  | 0,14                 | 0,15 | 0,17 |
| 4549,47 | Fe II | 38  | 1,12                 | 0,80 | 0,79 |
| 4555,89 | Fe II | 37  | 0,33                 | 0,28 | 0,22 |
| 4558,66 | Cr II | 44  | 0,23                 | 0,33 | 0,35 |
| 4563,76 | Ti II | 50  | 0,81                 | 0,44 | 0,43 |
| 4571,97 | Ti II | 82  | 0,92                 | 0,55 | 0,52 |
| 4583,83 | Fe II | 38  | 0,43                 | 0,33 | 0,35 |
| 4588,21 | Cr II | 44  |                      | 0,28 | 0,28 |
| 4589,96 | Ti II | 50  | 0,56                 | 0,20 | 0,25 |
| 4618,83 | Cr II | 44  | 0,20                 | 0,25 | 0,26 |
| 4620,51 | Fe II | 38  | 0,10                 | 0,11 | 0,16 |
| 4629,34 | Fe II | 37  | 0,17                 | 0,22 | 0,28 |
| 4634,11 | Cr II | 44  | 0,17                 | 0,20 | 0,22 |
| 4657,21 | Ti II | 59  | 0,20                 | 0,19 | 0,17 |
| 4666,75 | Fe II | 37  | 0,19                 | 0,09 | 0,16 |

Таблица 11 (окончание)

| 1       | 2     | 3   | 4                      | 5                      | 6                      |
|---------|-------|-----|------------------------|------------------------|------------------------|
| 4670,40 | Sc II | 24  | 0,19                   | 0,23                   | 0,24                   |
| 4731,44 | Fe II | 43  |                        | 0,11                   | 0,16                   |
| 4779,99 | Ti II | 92  | 0,23                   | 0,25                   | 0,32                   |
| 4792,39 | Ti II | 48  |                        | 0,17                   | 0,08                   |
| 4805,10 | Ti II | 92  | 0,26                   | 0,28                   | 0,17                   |
| 4823,52 | Mn I  | 16  | 0,37                   | 0,25                   | 0,26                   |
| 4824,13 | Cr II | 30  |                        |                        |                        |
| 4848,24 | Cr II | 30  | 0,19                   | 0,22                   | 0,22                   |
| 4849,18 | Ti II | 19  |                        |                        |                        |
| 4861,33 | H I   |     | { ≥ 1,37 a<br>≥ 0,98 e | { ≥ 1,10 a<br>≥ 0,72 e | { ≥ 1,12 a<br>≥ 5,83 e |
| 4871,32 | Fe I  | 318 | 0,11                   | 0,22                   | 0,15                   |
| 4872,14 | Fe I  | 318 |                        |                        |                        |
| 4883,69 | Y II  | 19  | 0,15                   | 0,19                   | 0,20                   |
| 4900,13 | Y II  | 32  | 0,17                   | 0,14                   | 0,20                   |
| 4911,20 | Ti II | 114 | 0,14                   | 0,17                   | 0,31                   |
| 4918,99 | Fe I  | 318 |                        | 0,14                   | 0,14                   |
| 4920,50 | Fe I  | 318 |                        |                        |                        |
| 4923,92 | Fe II | 42  | { 0,45 a<br>0,17 e     | 0,32                   | 0,42                   |
| 4934,08 | Ba II | 1   | 0,08                   | 0,15                   | 0,18                   |
| 4942,48 | Cr I  | 9   |                        | 0,14                   | 0,16                   |
| 4957,30 | Fe I  | 318 | 0,06                   | 0,14                   | 0,20                   |
| 4957,60 | Fe I  | 318 |                        |                        |                        |
| 5018,43 | Fe II | 42  | { 0,35 a<br>0,19 e     |                        |                        |
| 5477,67 | Fe II | 49  | 0,11 e                 |                        |                        |
| 5889,95 | Na I  | 1   | { 1,34 a<br>0,11 e     |                        |                        |
| 5895,92 | Na I  | 1   | { 1,01 a<br>0,14 e     |                        |                        |
| 5991,38 | Fe II | 46  | 0,20 e                 |                        |                        |
| 6084,11 | Fe II | 46  | 0,08 e                 |                        |                        |
| 6113,33 | Fe II | 46  | 0,03 e                 |                        |                        |
| 6147,74 | Fe II | 74  | 0,07 e                 |                        |                        |
| 6149,24 | Fe II | 74  | 0,06 e                 |                        |                        |
| 6150,10 | Fe II | 46  | 0,10 e                 |                        |                        |
| 6238,58 | Fe II | 74  | 0,14 e                 |                        |                        |
| 6239,36 | Fe II | 74  | 0,09 e                 |                        |                        |
| 6247,56 | Fe II | 74  | 0,27 e                 |                        |                        |
| 6300,17 | Sc II | 28  | 0,10 e                 |                        |                        |
| 6347,09 | Si II | 2   | 0,49 a                 |                        |                        |
| 6369,45 | Fe II | 40  | 0,10 e                 |                        |                        |
| 6371,36 | Si II | 2   | 0,48 a                 |                        |                        |
| 6416,37 | Fe II | 74  | 0,13 e                 |                        |                        |
| 6432,65 | Fe II | 40  | 0,54 e                 |                        |                        |
| 6456,38 | Fe II | 74  | 0,41 e                 |                        |                        |
| 6491,61 | Ti II | 91  | 0,10 e                 |                        |                        |
| 6496,90 | Ba II | 2   | 0,17 a                 |                        |                        |
| 6516,05 | Fe II | 40  | 0,61 e                 |                        |                        |
| 6604,60 | Sc II | 19  | 0,13 e                 |                        |                        |

Таблица 12

Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре PU VuI, полученном в Болгарии

| $\lambda_{\text{лаб}}, \text{Å}$ | Элемент | Мультиплет | $W_{\lambda}, \text{Å}$ |         | $\lambda_{\text{лаб}}, \text{Å}$ | Элемент | Мультиплет | $W_{\lambda}, \text{Å}$ |         |
|----------------------------------|---------|------------|-------------------------|---------|----------------------------------|---------|------------|-------------------------|---------|
|                                  |         |            |                         | 8,07.85 |                                  |         |            |                         | 8,07.85 |
| 1                                | 2       | 3          | 4                       |         | 1                                | 2       | 3          | 4                       |         |
| 3682,81                          | H I     |            | 0,92                    |         | 3827,82                          | Fe I    | 45         | 0,19                    |         |
| 3685,19                          | Ti II   |            | 1,49                    |         | 3829,35                          | Mg I    | 3          | 0,30                    |         |
| 3686,83                          | H I     |            | 0,89                    |         | 3834,22                          | Fe I    | 20         | 0,71                    |         |
| 3691,56                          | H I     |            | 1,20                    |         | 3835,39                          | H I     |            | 2,37                    |         |
| 3697,15                          | H I     |            | 1,40                    |         | 3838,29                          | Mg I    | 3          |                         |         |
| 3698,00                          | Cr II   | 118        | 1,40                    |         | 3838,29                          | Mg I    | 3          |                         | 0,69    |
| 3703,85                          | H I     |            | 0,99                    |         | 3840,44                          | Fe I    | 20         | 0,25                    |         |
| 3705,57                          | Fe I    | 5          | 0,78                    |         | 3843,00                          | Sc II   | 1          | 0,24                    |         |
| 3709,25                          | Fe I    | 21         | 0,44                    |         | 3849,97                          | Fe I    | 20         | 0,21                    |         |
| 3711,97                          | H I     |            | 1,12                    |         | 3853,66                          | Si II   | 1          | 0,18                    |         |
| 3716,44                          | Fe I    | 388, 705   | 0,47                    |         | 3856,02                          | Si II   | 1          |                         |         |
| 3721,94                          | H I     |            | 1,50                    |         | 3856,37                          | Fe I    | 4          |                         | 0,59    |
| 3727,62                          | Fe I    | 21         | 0,30                    |         | 3858,30                          | Ni I    | 32         | 0,11                    |         |
| 3734,37                          | H I     |            | 2,02                    |         | 3859,91                          | Fe I    | 4          | 0,23                    |         |
| 3737,13                          | Fe I    | 5          | 0,59                    |         | 3862,59                          | Si II   | 1          | 0,44                    |         |
| 3738,08                          | Eu II   |            | 0,30                    |         | 3865,53                          | Fe I    | 20         | 0,15                    |         |
| 3742,56                          | Fe I    | 389        |                         |         | 3872,50                          | Fe I    | 20         | 0,19                    |         |
| 3742,62                          | Fe I    | 387        |                         |         | 3878,02                          | Fe I    | 20         |                         |         |
| 3742,99                          | Cr II   | 6          | 0,56                    |         | 3878,57                          | Fe I    | 4          |                         | 0,24    |
| 3743,20                          | Cr II   | 6          |                         |         | 3882,28                          | Ti II   | 34         | 0,24                    |         |
| 3745,56                          | Fe I    | 5          |                         |         | 3886,26                          | Fe I    | 4          | 0,22                    |         |
| 3745,90                          | Fe I    | 5          | 0,69                    |         | 3889,05                          | H I     |            | 1,77                    |         |
| 3748,26                          | Fe I    | 5          | 0,75                    |         | 3896,15                          | V II    | 10         | 0,09                    |         |
| 3750,15                          | H I     |            | 1,67                    |         | 3900,55                          | Ti II   | 34         | 1,14                    |         |
| 3750,67                          | Fe I    | 225        | 0,46                    |         | 3903,90                          | Fe I    | 429        | 0,22                    |         |
| 3756,55                          | Cr II   | 144        | 0,15                    |         | 3904,02                          | Mg I    | 19         | 0,22                    |         |
| 3759,29                          | Ti II   | 13         | 1,52                    |         | 3905,53                          | Si I    | 3          | 0,25                    |         |
| 3761,32                          | Ti II   | 13         | 1,20                    |         | 3913,46                          | Ti II   | 34         | 0,91                    |         |
| 3763,79                          | Fe I    | 21         | 0,28                    |         | 3914,48                          | Fe I    | 3          | 0,29                    |         |
| 3767,19                          | Fe I    | 21         | 0,25                    |         | 3916,42                          | V II    | 10         | 0,18                    |         |
| 3770,30                          | Fe I    | 287        | 0,87                    |         | 3927,92                          | Fe I    | 4          | 0,11                    |         |
| 3770,63                          | H I     |            | 1,55                    |         | 3930,30                          | Fe I    | 4          | 0,18                    |         |
| 3774,33                          | Y II    | 7          |                         |         | 3933,66                          | Ca II   | 1          | 2,52                    |         |
| 3774,65                          | Ti II   | 12         | 0,38                    |         | 3938,29                          | Fe II   | 3          | 0,21                    |         |
| 3775,86                          | Fe I    | 287        |                         |         | 3940,88                          | Fe I    | 20         | 0,05                    |         |
| 3776,56                          | Y II    | 8          | 0,41                    |         | 3944,01                          | Al I    | 1          | 0,31                    |         |
| 3778,32                          | Fe I    | 367        | 0,11                    |         | 3951,97                          | V II    | 10         | 0,11                    |         |
| 3779,21                          | Fe I    | 290        | 0,13                    |         | 3952,61                          | Fe I    | 278        | 0,16                    |         |
| 3783,34                          | Fe II   | 14         |                         |         | 3958,21                          | Ti I    | 13         |                         |         |
| 3783,53                          | Ni I    | 30         | 0,28                    |         | 3958,24                          | Zr II   | 16         |                         | 0,14    |
| 3784,27                          | Fe I    | 607        |                         |         | 3961,52                          | Al I    | 1          | 0,26                    |         |
| 3786,68                          | Fe I    | 22         | 0,23                    |         | 3968,47                          | Ca II   | 1          | 1,83                    |         |
| 3790,09                          | Fe I    | 22         | 0,21                    |         | 3970,07                          | H I     |            | 1,84                    |         |
| 3797,90                          | H I     |            | 2,27                    |         | 3976,66                          | Fe I    | 769        | 0,19                    |         |
| 3812,96                          | Fe I    | 20         | 0,44                    |         | 3982,00                          | Ti II   | 11         |                         |         |
| 3814,53                          | Fe I    | 22         |                         |         | 3982,59                          | Y II    | 6          |                         | 0,18    |
| 3814,58                          | Ti II   | 12         | 0,41                    |         | 3987,63                          | Ti II   | 11         | 0,12                    |         |
| 3815,84                          | Fe I    | 45         | 0,25                    |         | 3991,12                          | Zr II   | 30         |                         |         |
| 3820,43                          | Fe I    | 20         | 0,36                    |         | 3991,47                          | V II    | 10         |                         | 0,13    |
| 3825,88                          | Fe I    | 20         | 0,29                    |         | 4000,47                          | Fe I    | 426        | 0,15                    |         |

Таблица 12 (продолжение)

| 1       | 2     | 3      | 4    | 1       | 2     | 3   | 4    |
|---------|-------|--------|------|---------|-------|-----|------|
| 4002,07 | Fe II | 29     | 0,09 | 4242,59 | Fe I  | 693 | 0,23 |
| 4002,94 | V II  | 9      |      | 4246,41 | Cr II | 31  |      |
| 4005,25 | Fe I  | 43     | 0,19 | 4246,83 | Sc II | 7   | 0,45 |
| 4012,37 | Ti II | 11     |      | 4247,43 | Fe I  | 693 |      |
| 4012,50 | Cr II | 183    | 0,34 | 4248,68 | Ce II | 1   | 0,21 |
| 4023,39 | V II  | 32     |      | 4252,62 | Cr II | 31  |      |
| 4025,14 | Ti II | 11     | 0,38 | 4254,35 | Cr I  | 1   | 0,08 |
| 4028,33 | Ti II | 87     | 0,25 | 4258,05 | Zr II | 15  | 0,15 |
| 4030,76 | Mn I  | 2      | 0,09 | 4258,16 | Fe II | 28  | 0,15 |
| 4035,73 | Mn I  | 5      | 0,12 | 4260,48 | Fe I  | 152 | 0,07 |
| 4045,81 | Fe I  | 43     | 0,28 | 4261,92 | Cr II | 31  | 0,15 |
| 4048,68 | Zr II | 43     | 0,16 | 4268,03 | Co I  | 1   | 0,06 |
| 4051,06 | V II  | 32     | 0,05 | 4271,16 | Fe I  | 152 | 0,19 |
| 4052,47 | Fe I  | 563    | 0,08 | 4271,78 | Fe I  | 42  |      |
| 4053,81 | Ti II | 87     | 0,32 | 4273,32 | Fe II | 27  | 0,17 |
| 4054,11 | Cr II | 19     |      | 4274,80 | Cr I  | 1   |      |
| 4063,60 | Fe I  | 43     | 0,23 | 4275,57 | Cr II | 31  | 0,11 |
| 4066,98 | Fe I  | 358    | 0,09 | 4287,89 | Ti II | 20  |      |
| 4071,74 | Fe I  | 43     | 0,16 | 4290,22 | Ti II | 41  | 0,53 |
| 4077,71 | Sr II | 1      | 0,38 | 4294,10 | Ti II | 20  | 0,42 |
| 4101,74 | H I   |        | 1,65 | 4294,13 | Fe I  | 41  | 0,42 |
| 4122,64 | Fe II | 28     | 0,15 | 4296,57 | Fe II | 28  | 0,17 |
| 4123,23 | La II | 41     |      | 4300,05 | Ti II | 41  |      |
| 4128,05 | Si II | 3      | 0,19 | 4301,93 | Ti II | 41  | 0,26 |
| 4128,74 | Fe II | 27     |      | 4303,17 | Fe II | 27  |      |
| 4130,88 | Si II | 3      | 0,21 | 4307,90 | Ti II | 41  | 0,31 |
| 4132,06 | Fe I  | 43     | 0,06 | 4309,62 | Y II  | 5   | 0,09 |
| 4149,22 | Zr II | 41     | 0,12 | 4312,86 | Ti II | 41  | 0,26 |
| 4153,91 | Fe I  | 695    | 0,03 | 4314,08 | Sc II | 15  | 0,65 |
| 4156,24 | Zr II | 29     | 0,09 | 4314,98 | Ti II | 41  | 0,65 |
| 4156,46 | Fe I  | 693    | 0,09 | 4317,32 | Zr II | 40  | 0,09 |
| 4161,52 | Ti II | 21     | 0,18 | 4320,96 | Ti II | 41  | 0,28 |
| 4163,64 | Ti II | 105    | 0,25 | 4325,01 | Sc II | 15  | 0,28 |
| 4167,26 | Mg I  | 15     | 0,03 | 4325,76 | Fe I  | 42  |      |
| 4171,90 | Ti II | 105    | 0,34 | 4330,21 | Ti II | 94  | 0,18 |
| 4173,45 | Fe II | 27     | 0,38 | 4330,71 | Ti II | 41  |      |
| 4177,54 | Y II  | 14     | 0,25 | 4337,92 | TiII  | 20  | 0,53 |
| 4177,60 | Fe I  | 18     | 0,25 | 4340,47 | H I   |     | 1,39 |
| 4178,85 | Fe II | 28     | 0,35 | 4344,29 | Ti II | 41  | 0,21 |
| 4187,04 | Fe I  | 152    | 0,06 | 4351,76 | Fe II | 28  | 0,51 |
| 4191,44 | Fe I  | 152    | 0,05 | 4352,43 | Fe I  | 41  |      |
| 4202,03 | Fe I  | 42     | 0,13 | 4359,63 | Cr I  | 22  | 0,08 |
| 4205,05 | Eu II | 1      | 0,08 | 4367,66 | Ti I  | 104 | 0,17 |
| 4210,35 | Fe I  | 152    | 0,08 | 4367,91 | Fe I  | 41  |      |
| 4211,88 | Zr II | 15     | 0,08 | 4369,04 | Fe II | 28  | 0,17 |
| 4215,52 | Sr II | 1      | 0,32 | 4370,82 | Ti II | 93  | 0,12 |
| 4219,36 | Fe I  | 800    | 0,08 | 4374,47 | Sc II | 14  | 0,55 |
| 4222,21 | Fe I  | 152    | 0,08 | 4375,03 | Fe I  | 2   | 0,55 |
| 4226,73 | Ca I  | 2      | 0,04 | 4379,78 | Zr II | 88  | 0,13 |
| 4227,43 | Fe I  | 693    | 0,05 | 4383,55 | Fe I  | 41  | 0,21 |
| 4233,17 | Fe II | 27     | 0,41 | 4384,33 | Fe II | 32  | 0,26 |
| 4235,94 | Fe I  | 152    | 0,08 | 4384,81 | Sc II | 14  |      |
| 4239,85 | Fe I  | 18,273 | 0,04 | 4386,86 | Ti II | 104 | 0,15 |
| 4242,38 | Cr II | 31,693 | 0,23 | 4390,98 | Ti II | 61  | 0,14 |



Таблица 12 (окончание)

| 1       | 2     | 3   | 4       | 1       | 2     | 3    | 4    |
|---------|-------|-----|---------|---------|-------|------|------|
| 4394,06 | Ti II | 51  | 0,88    | 4515,34 | Fe II | 37   | 0,32 |
| 4395,04 | Ti II | 19  | 0,88    | 4518,30 | Ti II | 18   | 0,05 |
| 4395,85 | Ti II | 61  | 0,88    | 4520,24 | Fe II | 37   | 0,19 |
| 4399,77 | Ti II | 51  | 0,32    | 4522,63 | Fe II | 38   | 0,23 |
| 4401,40 | Sc II | 15  | 0,32    | 4525,16 | Fe I  | 826  | 0,05 |
| 4404,76 | Fe I  | 41  | 0,17    | 4528,62 | Fe I  | 68   | 0,10 |
| 4407,68 | Ti II | 51  | 0,08    | 4529,56 | Fe I  | 987  | 0,07 |
| 4411,08 | Ti II | 61  | 0,21    | 4533,97 | Ti II | 50   | 0,61 |
| 4411,94 | Ti II | 115 |         | 4534,17 | Fe II | 37   | 0,61 |
| 4415,12 | Fe I  | 41  | 0,17    | 4541,52 | Fe II | 38   | 0,13 |
| 4416,82 | Fe II | 27  | 0,46    | 4545,10 | Ti II | 30   | 0,08 |
| 4417,72 | Ti II | 50  |         | 4549,60 | Fe II | 38   | 0,69 |
| 4421,95 | Ti II | 93  | 0,09    | 4552,25 | Ti II | 30   | 0,07 |
| 4422,58 | Y II  | 5   | 0,11    | 4554,03 | Ba II | 1    | 0,18 |
| 4427,31 | Fe I  | 2   | 0,06    | 4555,89 | Fe II | 37   | 0,22 |
| 4430,62 | Fe I  | 68  | 0,07    | 4558,66 | Cr II | 44   | 0,29 |
| 4440,46 | Zr II | 79  | 0,10    | 4562,36 | Ce II | 1    | 0,03 |
| 4441,73 | Ti II | 40  | 0,11    | 4563,76 | Ti II | 50   | 0,54 |
| 4443,80 | Ti II | 19  | 0,53    | 4571,98 | Ti II | 82   | 0,54 |
| 4444,56 | Ti II | 31  | 0,53    | 4576,33 | Fe II | 38   | 0,11 |
| 4447,72 | Fe I  | 68  | 0,03    | 4581,90 | Ca I  | 23   | 0,09 |
| 4450,49 | Ti II | 19  | 0,25    | 4583,83 | Fe II | 38   | 0,61 |
| 4451,59 | Mn I  | 22  |         | 4584,73 | Fe I  | 840  | 0,61 |
| 4454,66 | Fe I  | 902 | 0,07    | 4588,22 | Cr II | 44   | 0,24 |
| 4454,78 | Ca I  | 4   |         | 4589,96 | Ti II | 50   | 0,22 |
| 4455,89 | Ca I  | 4   | 4592,01 | Cr II   | 44    | 0,10 |      |
| 4456,61 | Ca I  | 4   | 0,07    | 4592,66 | Fe I  | 39   | 0,10 |
| 4457,42 | Zr II | 79  | 0,10    | 4611,28 | Fe I  | 826  | 0,07 |
| 4459,12 | Fe I  | 68  | 0,03    | 4613,95 | Cr II | 67   | 0,06 |
| 4460,21 | Ce II | 2   | 0,05    | 4617,27 | Ti I  | 243  | 0,09 |
| 4461,65 | Fe I  | 2   | 0,05    | 4620,24 | Fe II | 38   | 0,16 |
| 4464,46 | Ti II | 40  | 0,12    | 4629,33 | Fe II | 37   | 0,19 |
| 4468,49 | Ti II | 31  | 0,43    | 4634,11 | Cr II | 44   | 0,15 |
| 4470,86 | Ti II | 40  | 0,09    | 4655,71 | Ti II | 38   | 0,05 |
| 4471,68 | Fe I  | 2   | 0,10    | 4663,70 | Fe II | 44   | 0,07 |
| 4472,42 | Fe II | 34  | 0,10    | 4666,75 | Fe II | 37   | 0,09 |
| 4481,13 | Mg II | 4   | 0,55    | 4670,40 | Sc II | 24   | 0,13 |
| 4481,33 | Mg II | 4   |         | 4703,00 | Mg I  | 11   | 0,11 |
| 4486,91 | Ce II | 57  | 0,05    | 4731,44 | Fe II | 43   | 0,11 |
| 4488,32 | Ti II | 115 | 0,19    | 4779,99 | Ti II | 92   | 0,11 |
| 4489,18 | Fe II | 37  | 0,15    | 4792,39 | Ti II | 48   | 0,06 |
| 4491,40 | Fe II | 37  | 0,29    | 4805,10 | Ti II | 92   | 0,13 |
| 4494,57 | Fe I  | 68  | 0,08    | 4823,52 | Mn I  | 6    | 0,14 |
| 4496,96 | Zr II | 40  | 0,09    | 4824,13 | Cr II | 30   |      |
| 4501,28 | Ti II | 31  | 0,41    | 4847,14 | Ti II | 19   | 0,12 |
| 4502,02 | Mn I  | 22  | 0,41    | 4848,24 | Cr II | 30   |      |
| 4508,28 | Fe II | 38  | 0,24    |         |       |      |      |

Т а б л и ц а 13

Параметры атмосферы горячего компонента системы PU Vul в 1979–1985 гг.

| Параметр                    | 1979 г. | 1981 г. | 1984 г., июнь       | 1985 г., июль       |
|-----------------------------|---------|---------|---------------------|---------------------|
| $\theta_{\text{возб}}$      | 0,80    | 0,80    | 0,63<br>(0,59–0,65) | 0,63<br>(0,60–0,65) |
| $T_{\text{возб}}, \text{K}$ | 6300    | 6300    | 8000                | 8000                |
| $\lg P_e$                   | 0,10    | -0,18   | 1,1                 | 1,2                 |
| $\xi_T, \text{км/с}$        | 5,5     | 6,0     | 6,0<br>(4,5–8,5)    | 6,0<br>(4,5–8,5)    |

В скобках указан диапазон возможных изменений параметров.

Т а б л и ц а 14

Химический состав атмосферы горячего компонента системы PU Vul в 1984 г. и Солнца  
(логарифм относительного содержания)

| Элемент | PU Vul | Солнце | Элемент | PU Vul | Солнце |
|---------|--------|--------|---------|--------|--------|
| C I     | ≤ 8,8  | 8,60   | Fe II   | 7,1    | 7,60   |
| Al I    | 6,0    | 6,40   | Ni II   | 6,7    | 6,21   |
| Si II   | 7,5    | 7,55   | Y II    | 2,6    | 2,24   |
| Ca I    | 5,5    | 6,36   | Zr II   | 3,7    | 2,56   |
| Sc II   | 2,4    | 3,05   | Ba II   | ≤ 2,7  | 2,40   |
| Ti II   | 5,6    | 4,85   | La II   | 1,8    | 1,13   |
| V II    | 4,6    | 4,00   | Ce II   | 2,9    | 1,55   |
| Cr II   | 5,8    | 5,50   | Nd II   | 2,3    | 1,26   |
| Mn II   | 5,8    | 5,55   | Eu II   | 1,2    | 0,70   |

атмосфера вспыхнувшего компонента системы PU Vul приобрела типичные особенности химического состава атмосфер "металлических" звезд: появился избыток группы железа (за исключением самого железа), избыток более тяжелых элементов, который увеличивается с ростом атомного номера элемента, и значительный дефицит кальция и скандия. К сожалению, трудно сделать заключение об изменении содержания углерода, для которого, как и в [4], получена лишь верхняя оценка возможного содержания.

Вопрос о причине столь быстрого изменения химического состава атмосферы вспыхнувшего компонента системы PU Vul остается открытым. Строго говоря, мы не можем быть абсолютно уверены в том, что близость спектрофотометрической температуры и температуры, получаемой из спектрального анализа, гарантирует применимость к оболочке вспыхнувшего компонента метода кривых роста, развитого для стационарных звездных атмосфер. Иными словами, мы не можем отвергнуть вероятности того, что дело не только и даже не столько в реальном изменении химического состава, как в изменении условий возбуждения и стратификации элементов по высоте; в таком случае полученные оценки температуры, плотности и химического содержания следует рассматривать лишь как предварительные результаты.

#### 5.4. ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ PU Vul – ИЗМЕРЕНИЯ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Измерения лучевых скоростей PU Vul были начаты еще в 1979 г. и к настоящему времени имеются данные, которые перекрывают временной интервал до 1986 г. Большая часть этих данных использована Хохолом и Грыгаром [29] для построения орбиты системы PU Vul. На рис. 32 воспроизведен график из [29], на котором открытыми

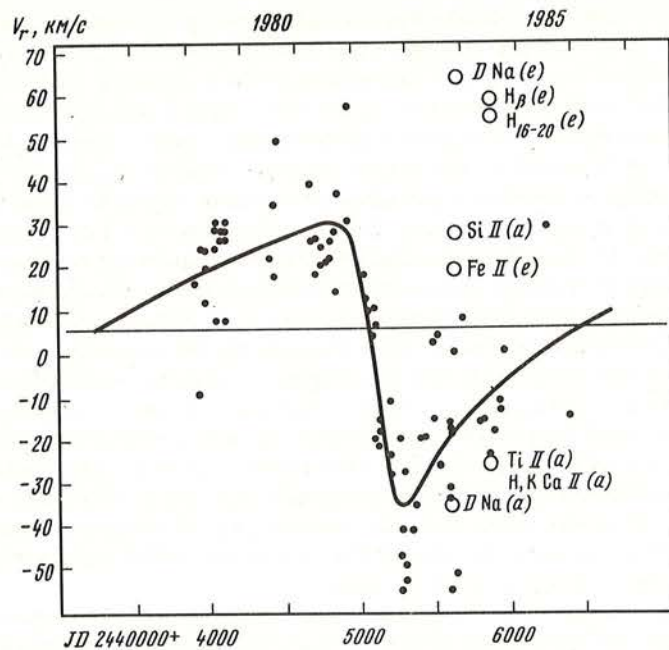


Рис. 32. Лучевые скорости PUVul в 1979–1986 гг. Черные кружки — измеренные значения  $v_r$  и вычисленная по ним спектроскопическая орбита взяты из [29]

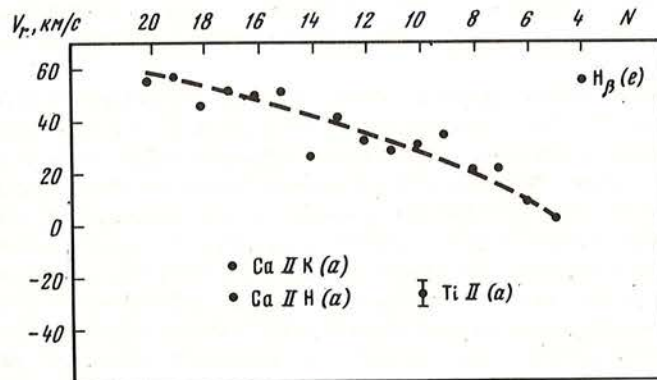


Рис. 33. Лучевые скорости PUVul по различным спектральным линиям, измеренные на ионьских спектрах 1984 г.

кружками добавлены лучевые скорости, измеренные по спектрограммам, которые были сфотографированы в 1983 и 1984 гг. на БТА; для наблюдений 1983–1984 гг. лучевые скорости разных элементов указаны отдельно, а сплошная кривая соответствует движению вспыхнувшего компонента системы по вычисленной в [29] орбите с периодом 3200 суток и эксцентриситетом 0,64.

Поскольку большой разброс данных на рис. 32 вызывает подозрения в достаточной точности индивидуальных измерений, изложим процедуру наших измерений спектрограмм, полученных в Онджейове, Рожене, Крыму и САО. Мы воспользовались компаратором Аббе обсерватории Скалнате Плесо, который оснащен телевизионной приставкой для рассмотрения прямых и обращенных профилей линий звездных спектров и спектров сравнения. После оптимального совмещения прямого и обращенного изо-

бражений профиля линии положение каретки компаратора измерялось лазерным интерферометром LA 3000. До начала измерений ход прилежащего континуума заносился в электронную память прибора для автоматического вычитания из измеряемого профиля. После выполнения измерений в одном направлении спектрограмма переворачивалась и измерялась еще раз в обратном направлении. Таким образом, мы стремились подавить как инструментальные, так и субъективные ошибки, влияющие на результаты измерений. Достигнутая ошибка измерения положения профиля идеальной линии не превышает 0,2 мкм, что при дисперсии 18 Å/мм в области 4000 Å соответствует ошибке в скорости 0,3 км/с. Таким образом, ошибки измерений пренебрежимо малы.

Обратимся теперь к распределениям лучевых скоростей по измерениям индивидуальных линий. Мы рассмотрели 3 пластинки, на каждой из которых описанным способом измерено около 130 линий, и нашли, что в каждом случае распределение индивидуальных скоростей хорошо представляется гауссовым профилем с ошибкой среднего значения  $\pm 3$  км/с. Следовательно, разброс скоростей на рис. 32 связан с реальными различиями измеренных лучевых скоростей в системе PU Vul, а не с методикой измерений.

К настоящему времени наблюдения не покрывают еще весь предполагаемый период в 3200 сут., а исключительно большой эксцентриситет в старой звездной системе заведомо подозрителен. Конечно, возможно, что данные рис. 32 содержат сведения об орбитальном движении в системе, но амплитуда скоростей таких движений может быть много меньше разброса точек на этом рисунке.

Описанная выше качественная картина развития спектра PU Vul и рис. 32 приводят к выводу о физической неоднородности измеренных лучевых скоростей, о существовании по крайней мере двух источников абсорбционного спектра PU Vul: квазистационарного источника со средней лучевой скоростью около 25 км/с и расширяющегося относительно него со скоростью 55 км/с другого источника. Заметим, что впервые идея о физической неоднородности измеренных в PU Vul лучевых скоростей была высказана Грицем и др. [42] еще в 1980 г. и позднее поддержана Ииджимой и Ортолани [43]. Сейчас мы располагаем весьма убедительными свидетельствами такой неоднородности.

На рис. 33 представлены лучевые скорости линий Бальмеровской серии водорода по спектрограммам PU Vul, полученным на БТА в июне 1984 г. Значительный градиент измеренных лучевых скоростей вдоль серии свидетельствует либо о стратификации, либо о различной степени замытия абсорбционных линий соответствующими эмиссионными компонентами, ослабевающими с ростом номера члена серии<sup>1</sup>. На рис. 33 нанесены также лучевые скорости ионов титана и кальция, которые существенно меньше лучевых скоростей водорода. Напомним, что в 1983 и 1984 гг. все сильные абсорбционные линии ионов титана имели профили типа P Cug, отрицательные лучевые скорости, полученные по абсорбционным компонентам, обусловлены влиянием соответствующих эмиссионных компонентов, что, видимо, и вызывает большой разброс данных на рис. 32. Мы не можем исключить, что сходная ситуация имела место и в другие эпохи. Но в июле 1985 г., когда эмиссионный спектр PU Vul значительно ослабел (см. рис. 25) лучевые скорости по линиям ионов и водородным линиям стали существенно положительны: 27 км/с.

Таким образом, весьма сложная и меняющаяся во времени кинематическая структура внешних слоев атмосферы вспыхнувшего компонента PU Vul серьезно затрудняет определение орбитального движения в системе, и в данном случае необходима предварительная селекция спектральных линий по группам, представляющим движения различных слоев этой атмосферы.

<sup>1</sup> Один из нас (А.Ш.) участвовал в тщательных исследованиях ряда спектрограмм, полученных в 1982–1983 гг. на том же спектрографе БТА, и в ходе этих исследований было обнаружено, что лучевые скорости по линиям в коротковолновой области спектра оказываются систематически большие, чем по линиям в длинноволновой области; однако величина этой разности 10 км/с, обусловленной, по-видимому, дисторсией спектра сравнения, существенно меньше обнаруженной амплитуды скоростей линий Бальмеровской серии на рис. 33.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные выше результаты наших наблюдений дают довольно полную феноменологическую картину развития PU Vul в последние годы. Мы уверенно зарегистрировали достижение вспыхнувшим компонентом системы состояния максимального радиуса и минимальной температуры фотосферы и начало обратного движения этого компонента в сторону горячего компактного объекта. Это движение обнаруживает определенную неравномерность, эпизоды быстрого повышения температуры, хотя в целом распределение энергии в спектре PU Vul в каждый период достаточно близко к распределению энергии в спектрах нормальных звезд высокой светимости. Пылевая оболочка, возникающая около вспыхнувшего компонента в начале 1980 г., уже рассеялась и практически не дает фотометрические и поляриметрические эффекты, не обнаруживаются также процессы повторного образования пыли. Медленное уменьшение радиуса фотосферы происходит на фоне довольно мощного истечения вещества со скоростью порядка нескольких десятков км/с; переменность профилей типа P Cug спектральных линий говорит о нестационарности этого истечения и/или о его существенных отличиях от сферически симметричного. Если наблюдаемый абсорбционный спектр интерпретировать в рамках традиционной теории кривых роста для стационарных звездных атмосфер, то систематические изменения этого спектра за последние годы можно отнести за счет заметных изменений химического состава оболочки вспыхнувшего компонента системы: в 1979–1981 гг. относительное обилие элементов было близко к солнечному, а теперь оно приближается к такому, какое имеет место у Am-звезд.

Для полноты картины перечислим некоторые дополнительные особенности PU Vul, которые были описаны другими исследователями, но не отмечены нами.

Ямашита и др. [44] проследили медленную эволюцию спектра PU Vul от A5 весной 1979 г. до позднего подкласса F в конце 1981 г. В конце 1982 г. Колотилев [45, 46] отметил, что спектр PU Vul начал меняться в сторону более ранних спектральных типов. Эти прямые спектральные данные полностью согласуются с нашими выводами, основанными на колориметрических и спектрофотометрических наблюдениях.

Весной 1979 г. Ямашита и др. [44, 47] отметили четкое ослабление абсорбционных линий металлов в спектре PU Vul и связанную с этим некоторую неоднозначность спектральной классификации по различным критериям; такое ослабление было максимальным в апреле, менее выражено в мае и полностью исчезло в сентябре 1979 г. В конце 1982 г. после быстрого поглубления системы произошло значительное ослабление абсорбционных линий Fe I и Fe II и, возможно, линий Mg II и Ca II при неизменной интенсивности линий других металлов и водорода; наблюдавшиеся в этот период соотношения линий не соответствуют спектру какой-либо нормальной звезды и такое anomальное состояние сохранялось до весны 1983 г. Во второй половине 1983 г. начался новый эпизод ослабления абсорбционных линий в спектре PU Vul, причем на этот раз была зарегистрирована определенная последовательность ослабления линий различных элементов, общая продолжительность такой спектральной аномалии составила около 9 мес., и ее начало было близко к эпохе второго резкого поглубления системы [48]. На основе этих данных и результатов спектральных наблюдений Колотилева [46] и Ииджимы и Ортолани [43] японские исследователи пришли к выводу, что вероятной причиной спорадических ослаблений абсорбционного спектра PU Vul является формирование соответствующих эмиссионных компонентов, заливающих абсорбционные линии. Наши спектральные данные качественно подтверждают такую возможность.

В 1984–1985 гг. Кенион [21] провел спектрофотометрические и фотометрические наблюдения PU Vul в оптической и ближней ИК-областях спектра, и полученные им параметры компонентов системы достаточно близки к нашим результатам. Однако мы считаем уже решенной обсуждаемую Кенионом альтернативу в объяснении глубокого минимума 1980–1981 гг.: формирование пыли или затмение M-гигантом вспыхнувшего компонента. Действительно, как уже упоминалось, Ефимов [33] фотометри-

Таблица 15

| Темп аккреции,<br>$M_{\odot}/\text{год}$ | Продолжительность цикла (в годах) |         |         |         | Продолжительность фазы<br>высокой светимости<br>(в годах) |     |     |     |
|--|-----------------------------------|---------|---------|---------|---|-----|-----|-----|
|  | Масса белого карлика, $M_{\odot}$ |         |         |         |   |     |     |     |
|  | 0,8                               | 1,0     | 1,2     | 1,4     | 0,8   | 1,0 | 1,2 | 1,4 |
| $10^{-10}$                               | 2,5 + 6                           | 3,3 + 5 | 4,4 + 4 | 5,8 + 3 | 600   | 70  | 8   | 0,8 |
| $10^{-9}$                                | 1,1 + 5                           | 1,5 + 4 | 2,0 + 3 | 2,7 + 2 |   | 8   | 2   | 0,3 |
| $10^{-8}$                                | 5,1 + 3                           | 6,5 + 2 | 8,6 + 1 | 1,1 + 1 |   |     |     |     |

2,5 + 6 обозначает  $2,5 \cdot 10^6$

чески обнаружил процесс формирования пыли непосредственно, и орбитальный период PU Vul близок к десятку лет, а не составляет многие сотни лет, как того требует модель затмения. Что же касается главного аргумента Кениона в пользу затмения — факт появления полос TiO при блеске системы, существенно превышающем минимальный, т.е. блеск самого М-гиганта, то здесь необходимо иметь в виду следующие обстоятельства. Во-первых, в эпоху глубокого минимума блеска, обусловленного затмением пылью вспыхнувшего компонента системы, интенсивность М-спектра при определенной ориентации системы может возрасти за счет отражения излучения М-гиганта той же пылью. По-видимому, такая благоприятная ориентация, действительно, имела место: на рис. 10 мы видим превышение потока от холодного компонента PU Vul в эпоху минимума 1980 г. примерно на 0,25 dex над уровнями 1982 и 1986 гг. Во-вторых, по нашим оценкам холодный компонент PU Vul имеет спектральный тип М6–М7, величины скачков интенсивности у пределов молекулярных полос TiO в таких объектах велики, и эти скачки могут быть обнаружены даже при наложении на М-спектр другого излучения, в несколько раз более интенсивного, чем излучение М-звезды.

Обсудим теперь некоторые теоретические вопросы, связанные с феноменом PU Vul.

Как отмечалось во Введении, выполненный Ибенем [5] расчет квазипериодического процесса, обусловленного аккрецией на горячий белый карлик, воспроизводит существенные параметры системы PU Vul: абсолютную светимость и эффективную температуру вспыхнувшего компонента в фазе максимального расширения его фотосферы и скорость возрастания блеска системы в последние месяцы, предшествовавшие этой фазе (см. рис. 1). Это обстоятельство не оставляет сомнений в правильности определения эволюционного статуса PU Vul как аномально медленной новой, которая в максимуме блеска проходит стадию мимикрии под сверхгигант, и делает целесообразным более детальное сопоставление теоретических расчетов с наблюдениями PU Vul.

Из теории следует, что картина поверхностной термоядерной вспышки на аккрецируемом белом карлике определяется двумя параметрами: массой белого карлика и темпом аккреции. Для широкого диапазона значений этих параметров Ибен [5] провел вычисления, на основе которых можно оценить продолжительности полного цикла между двумя соседними вспышками и продолжительности пребывания аккрецирующего компонента в состоянии высокой светимости в зависимости от этих параметров (табл. 15).

Поскольку фаза высокой светимости PU Vul длится уже более 8 лет, а интервал времени между наблюдаемой нами и предыдущей вспышкой в этой системе составляет по крайней мере 80 лет [49], то мы имеем возможность сделать оценки сверху на массу белого карлика и темп аккреции в рассматриваемой системе: возможные значения таких параметров находятся в нашей табличке слева сверху от штриховых линий. Локализация этих линий показывает, что продолжительность фазы высокой светимости накладывает более жесткие ограничения на параметры системы, чем продолжительность

полного цикла, и, по-видимому, масса компактного объекта в PU Vul не более  $1,1M_{\odot}$ , а темп аккреции менее  $10^{-8} \cdot M_{\odot}/\text{год}$ .

Далее, согласно расчетам Фуджимото [50], во вспышках новых звезд, происходящих с периодом менее  $10^4$  лет, пылинки не образуются. Это условие нанесено в левой половине таблички штрихпунктирной линией; оно накладывает на параметры PU Vul практически те же ограничения, которые в правой половине таблички обусловлены наблюдаемой продолжительностью фазы высокой светимости. Если этот факт свидетельствует о применимости расчетов Фуджимото к PU Vul, то следует иметь в виду его вывод о том, что силикатные пылинки — а именно они формировали пылевую оболочку PU Vul [33] — образуются при вспышках новых, когда масса белого карлика меньше  $0,6 M_{\odot}$ .

Таким образом, теоретические исследования двойных систем с истечением вещества и аккрецией позволяют существенно продвинуться в понимании феномена PU Vul. С другой стороны, накопленные наблюдения ставят четкую теоретическую задачу: построить кинематическую модель оболочки, которая могла бы представить сложную эволюцию лучевых скоростей и эмиссионных профилей спектральных линий PU Vul и дать ключ к пониманию наблюдаемых изменений химического состава или аномальных условий возбуждения в атмосфере вспыхнувшего компонента системы.

Мы глубоко благодарны В.Д. Бычкову, И. Илиеву, О. Зиховой, П.П. Петрову, В.И. Пронику за получение спектрограмм PU Vul, И.В. Ильину — за разработку пакета программ DAP, применявшегося при обработке всех спектральных данных, Е.В. Бердник — за участие в обработке ПЗС-спектрограмм, Н.Н. Петровой — за помощь в наблюдениях на АЗТ-11 и в обработке полученных данных, Е.А. Ефанову и Л.Г. Лиманскому — за участие в наблюдениях на АС Астрон, А.В. Теребиж — за помощь в обработке телеметрии, Н.В. Краснобацовой — за изготовление иллюстраций и А.И. Любимковой — за подготовку рукописи к печати.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белякина Т.С., Ефимов Ю.С., Павленко Е.П., Шенаврин В.И. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 1–5.
2. Гершберг Р.Е., Краснобацев В.И., Петров П.П., Чуваев К.К. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 6–14.
3. Белякина Т.С., Гершберг Р.Е., Ефимов Ю.С. и др. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 302–306.
4. Белякина Т.С., Бондарь Н.И., Гершберг Р.Е. и др. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1985. Т. 72. С. 3–72.
5. Iben I. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 259. P. 244–266.
6. Pirola V. // *Observ. and Astrophys. Lab. Univ. Helsinki Rept.* 1984. N 6. P. 151–158.
7. Johnson H.L., Mitchell R.T., Iriarte B., Wisniewski W.Z. // *Commun. Lunar and Planet. Lab.* 1966. Vol. 4. P. 3–109.
8. Deeming T.J. // *Astrophys. Space Sci.* 1975. Vol. 36. P. 137–158.
9. Страйжис В. Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас. 1977.
10. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978. 197 с.
11. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н., Бойко П.Н. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 287–295.
12. Johnson H.L. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1966. Vol. 4. P. 193–206.
13. Seaton M.J. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* Vol. 187. P. 73–76.
14. Страйжис В., Свидерскене З. // Бюл. Вильнюсской астрофиз. obs. 1972. № 35. С. 3–92.
15. Бурнашев В.И. // Бюл. Абастуманской астрофиз. obs. 1985. Т. 59. С. 83–87.
16. Kurucz R.L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 40. P. 1–130.
17. Blackwell D.E., Shallis M.J. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1977. Vol. 180. P. 177–191.
18. Blackwell D.E., Peitford A.D., Shallis M.J. // *Astron. and Astrophys.* 1980. Vol. 82. P. 249–252.
19. Де Ягер К. // Звезды наибольшей светимости. М.: Мир, 1984. 494 с.
20. Боярчук А.А., Любимков Л.С. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1983. Т. 66. С. 130–139.
21. Kenyon S.J. // *Astron. J.* 1986. Vol. 91. P. 563–569.
22. Holm A.V., Wu C.-C. // *IAU Circ.* 1980. N 3471.
23. Viotti R. // *The nature of symbiotic stars.* Reidel. Dordrecht. 1982. P. 222.
24. Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Границкий Л.В. и др. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. С. 163–174.
25. Code A.D., Meade M.R. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 39. P. 195–289.
26. Poekert R., Bastien P., Landstreet J.D. // *Astron. J.* 1979. Vol. 84. P. 812–830.

27. Шаховская Н.И., Шаховской Н.М., Бескровная Н.Г. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 75. С. 120–135.
28. Serkowski K., Mathewson D.S., Ford V.L. // *Astrophys. J.* 1975. Vol. 196. P. 261–290.
29. Chochol D., Grygar J. // *Astrophys. Space Sci.* 1987. Vol. 131. P. 487–491.
30. Gnedin Yu.N., Silant'ev N.A. // *Astrophys. Space Sci.* 1984. Vol. 102. P. 375–396.
31. Schwarz H.E., Clarke D. // *Astron. Astrophys.* 1984. Vol. 132. P. 370–374.
32. Doherty L.R. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 307. P. 261–268.
33. Ефимов Ю.С. // *Астрон. журн.* 1988 Т. 65. С. 807–815.
34. Аллен К.У. // *Астрофизические величины*. М.: Мир, 1977. 448 с.
35. Vrba F.J., Schmidt G.D., Burke E.W. // *Astrophys. J.* 1975. Vol. 211. P. 480–485.
36. Gehrz R.D., Grasdalen G.L., Hackwell J.A. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 237. P. 855–865.
37. Shawi S.J. // *Astron. J.* 1975. Vol. 80. P. 595–601.
38. Schmidt G.D., Smith P., Ekston R. // *IAU Circ.* 1987. N 4415.
39. Clarke D., Schwarz H.E. // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 132. P. 375–380.
40. Huovelin J., Poutanen M., Tuominen I. // *Helsinki Univ. Techn. Rad. Lab. Report* § 166. 1986. P.18–23.
41. Маланушенко В.П., Щербатов А.Г., Шуतेес В.И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 72. С. 226–231.
42. Hric L., Chochol D., Grygar J. // *IBVS N 1835*. 1980.
43. Iijima T., Ortolani S. // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 136. P. 1–9.
44. Yamashita Y., Maehara H., Norimoto Y. // *Astron. Soc. Japan.* 1982. Vol. 34. P. 269–280.
45. Кологиллов Е.А. // *Письма в Астрон. журн.* 1983. Т. 9. С. 486–489.
46. Кологиллов Е.А. // *Письма в Астрон. журн.* 1984. Т. 10. С. 284–292.
47. Yamashita Y., Norimoto Y., Yoo K.H. // *Astron. Soc. Japan.* 1983. Vol. 35. P. 521–529.
48. Yamashita Y., Norimoto Y., Watanabe E. (in press).
49. Liller M.H., Liller W. // *Astron. J.* 1979. Vol. 84. P. 1357–1358.
50. Fujimoto M.Y. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1980. Vol. 32. P. 463–471.

УДК 524.3

## ПЕРЕМЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ У СВЕРХГИГАНТА $\gamma$ Cyg

с 1969 по 1986 гг.

С.И. Плачинда

Анализируются наблюдения магнитного поля ( $H_l$ ) у  $\gamma$  Cyg (F8 Ib) с 1969 по 1986 гг. Обнаружено, что напряженность продольного компонента магнитного поля претерпевает в разные сезоны наблюдений изменения знака и амплитуды колебаний (от  $\sim 100$  Гс до  $\sim 350$  Гс) с характерным временем от  $0,^{d}78$  до  $0,^{d}92$ .

Для сезона 1982–1983 гг. длительность периодических колебаний  $H_e$  совпадает с длительностью периодических колебаний лучевых скоростей, измеренных по ядру  $H_\alpha$  и по линии CaI  $\lambda 6499,644\text{A}$ .

THE  $\gamma$  CYG MAGNETIC FIELD VARIATIONS IN 1969–1968, by S.I. Plachinda. The observations of the magnetic field ( $H_e$ ) of  $\gamma$  Cyg (F8 Ib) are analyzed for the period of 1969–1986. It is found, that in different observing seasons the intensity of the longitudinal component of the magnetic field undergoes variations of the sign and amplitude (from  $\sim 100$ gs to  $\sim 350$ gs) with the intrinsic time from  $0,^{d}78$  to  $0,^{d}92$ .

For the season 1982–1983 the duration of  $H_e$  periodical variations coincide with that of radial velocities periodical variations, measured by the  $H_\alpha$  line kernel and CaI  $\lambda 6499,644\text{A}$ , line.

1. Первые фотоэлектрические наблюдения магнитных полей звезд выполненные в 1969, 1970 гг. на 2,6 м телескопе (ЗТШ КАО), позволили зарегистрировать у ряда ярких звезд магнитные поля менее 200 Гс, ранее недоступные фотографическому методу [1, 2]. Кроме того, тогда же было обнаружено у некоторых объектов ( $\alpha$  CMa,  $\beta$  Ori,  $\gamma$  Cyg) изменение знака поля за время существенно меньшее, нежели вычисляемые периоды вращения. Впоследствии это явление (до сих пор не исследованное) переменности продольного компонента магнитного поля, которое не описывается в рамках модели наклонного ротатора, Северный определил как "transient phenomenon" [3] и высказал предположение о том, что быстрые изменения звездных магнитных полей возможно связаны с пульсациями.

© С.И. Плачинда



У  $\gamma$ Суг было обнаружено изменение продольного компонента в пределах от +200 до -200 Гс, а наблюдаемые изменения знака, согласно [2], происходили иногда в течение 2-3 сут.

В 1971 г. у  $\gamma$ Суг зарегистрировали переменность продольного компонента магнитного поля от +1200 до -1200 Гс за двое суток [4]. Возможно, это значение следует уменьшить в  $\sim 2$  раза из-за вероятной ошибки при калибровке прибора [3].

Исследования магнитного поля у этой звезды на многощелевых магнитометрах [5, 6] из восьми измерений только в одном случае дали значимый результат:  $-18,3 \pm \pm 5,7$  Гс. В остальных случаях сигнал был на уровне ошибок, не превышавших десятка гаусс. Здесь отметим следующее. Маска для многощелевых магнитометров была выполнена по спектру Арктура (K2 III). В спектрах же сверхгигантов, каким является  $\gamma$ Суг, могут быть градиенты лучевых скоростей с глубиной в случае существования пульсаций. Кроме того, возможна неоднородность магнитного поля с глубиной в протяженной атмосфере. Неучет этих двух факторов при применении многощелевых магнитометров для измерения магнитного поля у звезд с протяженными атмосферами, возможно, может не только исказить получаемый результат, но и свести его на нет. К сожалению, исследования этих вопросов при применении многощелевых магнитометров не проведены.

Первые наблюдения  $\gamma$ Суг были проведены в 1977 г. совместно с В.М. Кувшиновым. При выполнении части последующих наблюдений и их обработки большую помощь оказала Е.С. Дмитриенко.

Результаты наших наблюдений  $\gamma$ Суг за сезон 1981 г. опубликованы в [7]. Обработка проводилась при аппроксимации реального контура спектральной линии треугольным. Были заподозрены изменения магнитного поля с периодом около 8 сут.

С целью независимого подтверждения обнаруженной периодичности мы провели спектроскопические наблюдения  $\gamma$ Суг на телескопах БТА (САО, ст. Зеленчукская) и ЗТШ в июле и августе 1982 г. [8]. По полученным высокодисперсионным спектрограммам (1,7 Å/мм БТА и 6 Å/мм ЗТШ) измерялись лучевые скорости. Полученные значения лучевых скоростей для избранных спектральных линий были сверстаны с заподозренным ранее [7] восьмидневным периодом. В двух случаях (ядро  $H_{\alpha}$  и CaI  $\lambda$  6499,644 Å) полученные периодические зависимости удовлетворяли соответственно 95% и 93% доверительным интервалам по критерию Фишера. В остальных случаях статистическая значимость существенно ниже.

С другой стороны,  $\gamma$ Суг имеет возраст  $\sim 17 \pm 5$  млн. лет [9] и на диаграмме Герцшпрунга-Рессела находится на границе области классических цефеид со стороны ранних спектральных классов. В [10] для ряда цефеид представлены средние значения ускорения силы тяжести, а также эмпирические формулы, связывающие период цефеиды с радиусом и период с величиной ускорения силы тяжести:

$$\log \langle R \rangle / R_{\odot} = (173 \pm 0,017) + (0,652 \pm 0,020) \log P, \quad (1)$$

$$\langle \log g \rangle = (2,67 \pm 0,08) - (1,06 \pm 0,09) \log P. \quad (2)$$

Для  $\gamma$ Суг в [9] приведены следующие оценки радиуса и ускорения силы тяжести:  $R/R_{\odot} = 138$ ,  $\lg g = 1,2$ . Подставив эти значения в (1) и (2), получим, что цефеида с параметрами  $\gamma$ Суг имела бы период  $\sim 30 \pm 15$  сут. Это не далеко от полученного по наблюдениям периода, равного 8 сут. Кроме того, для цефеид KL Aql и  $\beta$  Dor при периодах  $6,^d 1$  и  $9,^d 8$  в [10] даны  $\lg g = 1,3$  и  $1,2$  соответственно. Это хорошо совпадает с  $\lg g$  для  $\gamma$ Суг и восьмидневным периодом. Эти совпадения, а также тот факт, что по лучевым скоростям по двум спектральным линиям с удовлетворительной достоверностью получился наперед заданный нами период, определенный ранее по измерениям магнитного поля, позволили в качестве рабочей гипотезы предположить реальность обнаруженного восьмидневного периода. С другой стороны, малое количество данных не позволило выполнить детальный периодограммный анализ. Необходимы были дальнейшие наблюдения.

Таблица 1 ( $\gamma$  Cyg)

| №   | JD 244 0000 + | $H_e \pm \sigma$ | $\sigma_{\sim}$ | $N$ | $\varphi$ |
|-----|---------------|------------------|-----------------|-----|-----------|
| 1   | 2             | 3                | 4               | 5   | 6         |
| 1   | 3319,507      | 94±72            | 68              | 1   | 0,65      |
| 2   | 3320,515      | 52±37            |                 | 2   | 0,96      |
| 3   | 3321,512      | -6±38            |                 | 3   | 0,24      |
| 4   | 3322,480      | 10±50            |                 | 3   | 0,49      |
| 5   | 3351,525      | 168±79           |                 | 1   | 0,93      |
| 6   | 3352,429      | -59±42           |                 | 1   | 0,10      |
| 7   | 3354,446      | 203±106          |                 | 1   | 0,70      |
| 8   | 3355,514      | 46±148           |                 | 1   | 0,07      |
| 9   | 3356,456      | -71±81           |                 | 1   | 0,29      |
| 10  | 3366,480      | -17±73           |                 | 1   | 0,19      |
| 11  | 3367,451      | -5±162           |                 | 1   | 0,44      |
| 12  | 3368,385      | 23±76            |                 | 1   | 0,64      |
| 13  | 3370,447      | -142±52          |                 | 1   | 0,30      |
| 14  | 3408,408      | 69±78            |                 | 1   | 0,09      |
| 15  | 3409,435      | -213±64          |                 | 1   | 0,41      |
| 16  | 3410,424      | 96±62            |                 | 1   | 0,68      |
| 17  | 3413,401      | -127±103         |                 | 1   | 0,50      |
| 18  | 4808,422      | 14±113           | 8               | 2   | 0,50      |
| 19  | 4809,455      | 2±49             |                 | 2   | 0,73      |
| 20  | 4810,474      | -58±56           |                 | 2   | 0,95      |
| 21  | 4811,460      | -42±36           |                 | 3   | 0,12      |
| 22  | 4812,423      | -5±43            |                 | 2   | 0,27      |
| 23  | 4827,417      | -40±34           |                 | 5   | 0,12      |
| 24  | 4828,393      | -12±32           |                 | 4   | 0,28      |
| 25  | 4859,424      | -36±57           |                 | 2   | 0,17      |
| 26  | 4888,331      | 37±36            |                 | 2   | 0,49      |
| 27  | 4889,271      | 42±37            |                 | 2   | 0,60      |
| 28  | 5219,379      | 0±48             | 29              | 5   | 0,36      |
| 29  | 5220,345      | -53±134          |                 | 4   | 0,45      |
| 30  | 5257,292      | -47±26           |                 | 15  | 0,20      |
| 31  | 5309,232      | 29±64            |                 | 5   | 0,89      |
| 32  | 5449,526      | -42±75           |                 | 7   | 0,42      |
| 33  | 5483,472      | 87±69            |                 | 7   | 0,78      |
| 34  | 5484,461      | 8±77             |                 | 8   | 0,90      |
| 35  | 5488,464      | -81±65           |                 | 5   | 0,42      |
| 36  | 5489,457      | 63±91            |                 | 6   | 0,54      |
| 37* | 5543,492      | 47±72            |                 | 11  | 0,60      |
| 38* | 5545,475      | 39±48            |                 | 19  | 0,84      |
| 39* | 5546,468      | 21±58            |                 | 20  | 0,97      |
| 40* | 5547,471      | 38±46            |                 | 17  | 0,10      |
| 41  | 5581,414      | -35±134          |                 | 4   | 0,45      |
| 42  | 5582,339      | 47±65            |                 | 7   | 0,50      |
| 43  | 5868,395      | 4±106            | 37              | 10  | 0,44      |
| 44  | 5869,420      | -91±45           |                 | 18  | 0,57      |
| 45  | 5903,496      | 1±124            |                 | 7   | 0,17      |
| 46  | 5904,388      | -70±72           |                 | 9   | 0,15      |
| 47  | 5915,431      | 19±39            |                 | 30  | 0,32      |
| 48  | 6274,455      | 36±83            |                 | 18  | 0,53      |
| 49  | 6281,421      | -90±48           |                 | 11  | 0,07      |
| 50  | 6283,436      | 30±68            |                 | 19  | 0,25      |
| 51  | 6285,456      | -110±50          |                 | 26  | 0,44      |
| 52  | 5311,361      | -47±48           |                 | 29  | 0,46      |
| 53  | 6312,358      | -11±44           |                 | 32  | 0,54      |

Таблица 1 (окончания)

| 1  | 2        | 3        | 4  | 5  | 6    |
|----|----------|----------|----|----|------|
| 54 | 6313,346 | -99±124  |    | 7  | 0,61 |
| 55 | 6327,293 | -174±134 |    | 4  | 0,68 |
| 56 | 6391,181 | -183±74  |    | 7  | 0,60 |
| 57 | 6392,204 | -230±113 |    | 10 | 0,71 |
| 58 | 6394,230 | -175±68  |    | 7  | 0,89 |
| 59 | 6612,486 | -120±58  | 69 | 9  | 0,53 |
| 60 | 6640,414 | +154±134 |    | 4  | 0,74 |
| 61 | 6641,482 | -61±71   |    | 13 | 0,90 |
| 62 | 6663,452 | -104±65  |    | 14 | 0,64 |
| 63 | 6665,451 | -67±38   |    | 16 | 0,80 |
| 64 | 6726,306 | -266±155 |    | 3  | 0,43 |
| 65 | 6727,244 | -143±79  |    | 7  | 0,44 |
| 66 | 6728,301 | -118±102 |    | 12 | 0,58 |
| 67 | 6730,177 | +43±155  |    | 3  | 0,60 |
| 68 | 6732,179 | +120±189 |    | 6  | 0,75 |
| 69 | 6733,190 | -60±134  |    | 4  | 0,84 |
| 70 | 6746,179 | +31±122  |    | 5  | 0,82 |
| 71 | 6749,183 | -97±102  |    | 10 | 0,05 |
| 72 | 6750,197 | -140±101 |    | 12 | 0,14 |
| 73 | 6751,206 | -332±65  |    | 17 | 0,23 |
| 74 | 6752,199 | -335±43  |    | 11 | 0,29 |
| 75 | 6753,209 | -197±97  |    | 7  | 0,38 |
| 76 | 6759,211 | -55±68   |    | 10 | 0,83 |

2. После наблюдений магнитного поля  $\gamma$  Суг на магнитометре ЗТШ в 1981 г. мы продолжали исследования этой звезды на том же приборе и по той же линии  $\lambda 4253,33\text{\AA}$  СгI до 1986 г. включительно. Кроме того, были проведены аналогичные наблюдения в течение четырех ночей в 1983 г. на БТА.

Результаты всех наших наблюдений начиная с 1977 г., осредненные за каждую ночь, приведены в табл. 1. В первом столбце дан порядковый номер, во втором — юлианская дата, в третьем — среднее значение напряженности магнитного поля со среднеквадратичной ошибкой в случае, если количество измерений за ночь было не менее пяти. Если количество измерений за ночь меньше пяти, то для каждой ночи вычислены средние значения  $H_e$  и отклонения единичных измерений от этих значений. По этим отклонениям для всех таких ночей вычислена общая среднеквадратичная ошибка единичного измерения. Далее, согласно количеству измерений за ночь, были вычислены среднеквадратичные ошибки среднего, которые и представлены в таблице. В четвертом столбце дана среднеквадратичная ошибка измеренного значения поля за ночь относительно найденной кривой аппроксимации колебаний, в пятом — количество измерений за ночь и в последнем столбце — фазы найденных периодических зависимостей (см. ниже). Для наблюдений 1977 и 1981 гг. приведены ошибки, вычисленные в [7].

Предварительный анализ наблюдений магнитного поля, выполненных после 1981 г., показал, что заподозренный восьмидневный период является вероятно результатом суперпозиции истинной частоты с частотой какой-то гармоники. Это потребовало нового частотного анализа всех наблюдений, включая и наблюдения 1977 и 1981 гг., и наблюдения лучевых скоростей 1982 г. Мы включили в рассмотрение также наблюдения из [1, 2].

Напряженность магнитного поля у  $\gamma$  Суг по наблюдениям 1969 г. [1] менялась от +210 Гс до -200 Гс при ошибке  $\pm 29$  Гс; по наблюдениям 1970 г. [2] от +200 Гс до -170 Гс при ошибке  $\pm 40$  Гс. Пятнадцать значений наблюдений, для которых приведены напряженности и знаки в [1, 2] послужили для определения характерного времени из-

Таблица 2

| Сезон                  | $P$                   | $N$ | $F$  | $2A/\sigma_{\sim}$ |
|------------------------|-----------------------|-----|------|--------------------|
| 1969 + 1970            | $0^d,9101 \pm 0,0002$ | 15  | >99% | 6,3                |
| 1977                   | $0,7785 \pm 0,0006$   | 17  | 98%  | 5,0                |
| 1981                   | $0,8410 \pm 0,0009$   | 10  | >99% | 11,7               |
| 1982+1983              | $0,8850 \pm 0,0002$   | 15  | 97%  | 4,8                |
| 1984 + 1985            | $0,9023 \pm 0,0002$   | 16  | >99% | 6,0                |
| 1986                   | $0,9272 \pm 0,0005$   | 18  | 95%  | 3,8                |
| 1982: $Vr(H_{\alpha})$ | $0,8839 \pm 0,0020$   | 15  | 98%  | 4,5                |
| 1982: $Vr(Ca I)$       | $0,8880 \pm 0,0020$   | 15  | 99%  | 6,7                |

менения магнитного поля. Средние значения наших измерений за ночь составили следующее количество наблюдений  $\gamma$  Cug по годам: 1977 — 17 ночей, 1981 — 10 ночей, 1982 — 4 ночи, 1983 — 11 ночей, 1984 — 5 ночей, 1985 — 11 ночей и 1986 — 18 ночей. Всего 76 ночей.

Вся совокупность этих наблюдений была подвергнута анализу на предмет существования периодических зависимостей по программам, реализующим методы Юркевича, Диминга и Лафлера—Кинмана [11–13]. Выделить значимый период по всем данным не удалось. Анализ периодов осуществлялся в пределах от 0,7 сут до 15 сут. Ограничения были выбраны из предварительного рассмотрения результатов наблюдений.

С целью поиска изменений магнитного поля в разные сезоны, были сформированы ряды наблюдений (см. табл. 2 и [1, 2]): 1977 г. 17 дат, 1981 г. — 10, 1982 + 1983 гг. — 15, 1984 + 1985 гг. — 16, 1986 г. — 18 и данные 1969 + 1970 гг. — 15 дат. Всего шесть массивов. Каждый из них был проанализирован в отдельности на предмет существования периодов по методу Диминга и Лафлера—Кинмана.

А. 1969 + 1970 гг. Для наблюдений 1969 г. в [1] не приведены моменты наблюдений, а указаны только даты. Учитывая условия видимости звезды для этих дат, мы оценили моменты наблюдений сами, считая, что ошибка в 2–3 ч для поиска изменений магнитного поля за время большее полусуток не внесет существенных искажений. Поэтому для всех шести юлианских дат за 1969 г. в качестве долей суток было взято значения  $0,^d375$ . Результаты частотного анализа приведены в табл. 2: в первом столбце — сезон наблюдений, во втором — значения периодов, без учета изменения их в течение сезона наблюдений (см. ниже), и ошибки. Ошибки оценивались по известной форме

$$\Delta P \approx P^2 / (\Delta T L),$$

где  $\Delta T$  — временной интервал рассматриваемого ряда,  $L$  — задаваемый интервал разбиения фазовой кривой на бины (мы приняли  $L = 10$ ). В третьем столбце — количество измерений магнитного поля, в четвертом — уровень значимости по критерию Фишера для обнаруженной периодической зависимости и в последнем столбце — значение отношения удвоенной амплитуды колебаний к ошибке единичного измерения, вычисленной относительно кривой аппроксимации.

Б. 1977 г. Результаты анализа приведены в табл. 2.

В. 1981 г. Выделен самый значимый период  $P = 0,^d8410$  (см. табл. 2А). Помня о том, что ранее именно по этому ряду наблюдений был заподозрен восьмидневный период, мы для дополнительной уверенности вычислили отклонения значений магнитного поля от кривой аппроксимации периода  $0,^d8$ . Найденные отклонения подвергли повторно частотному анализу. Результат показан на рис. 1. Участки кривых спектра мощности ( $Sp P$ ) исходного ряда для интервалов, где сосредоточены конкурирующие по значимости периоды, показаны в верхней части рисунка. По оси абсцисс для наглядности отложены периоды в днях. Период  $5,^d37$  является результатом разности частот периода  $0,^d841$  и звездных суток. В средней части рисунка представлены участки кривых  $SpP$

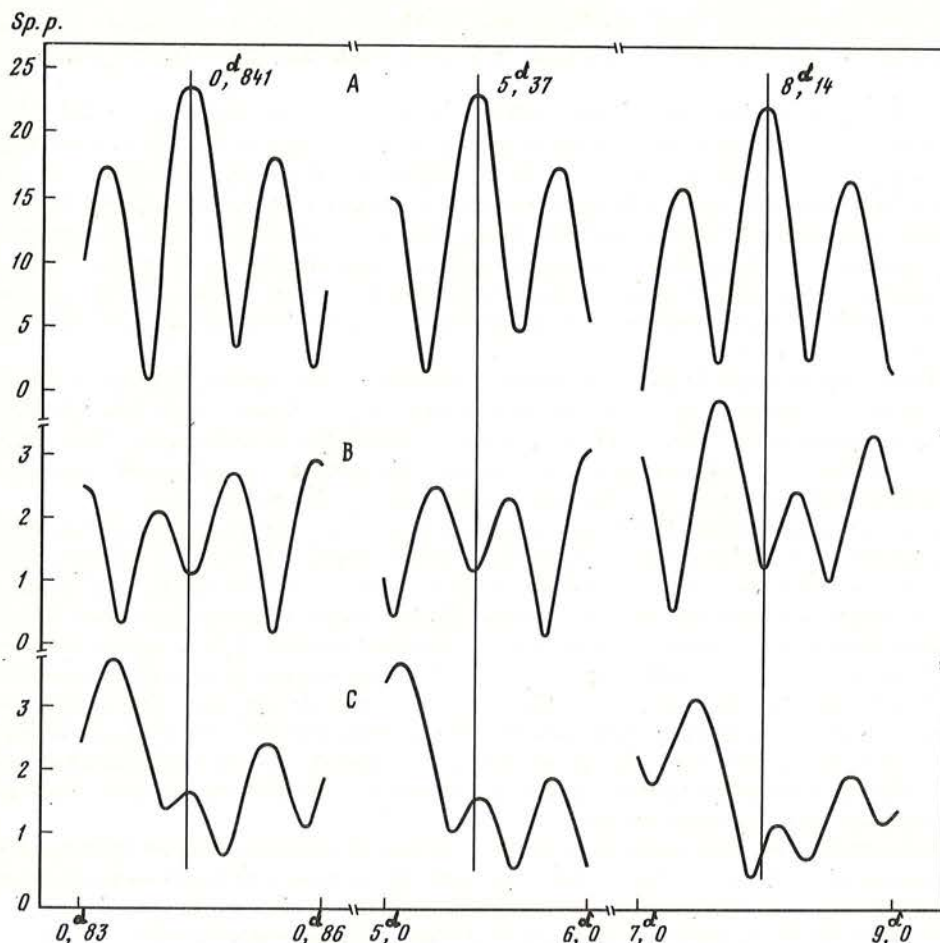


Рис. 1. Рассчитанные по наблюдениям  $\text{He}$  1981 г. участки кривых спектра мощности для интервалов, где сосредоточены конкурирующие по значимости периоды (показаны вертикальными линиями) А — для исходного ряда; В — для ряда, полученного после вычитания периодической составляющей с  $P = 0,841$ ; С — для ряда, полученного после вычитания периодической составляющей с  $P = 8,14$ . Период  $5,37$  является результатом разности частот периода  $0,841$  и звездных суток

для тех же самых интервалов, но для значений отклонений после вычитания периода  $P = 0,841$ . Участки кривой  $\text{SpP}$  в нижней части рисунка представлены для значений отклонений после вычитания периода  $P = 8,14$ . Вертикальными линиями показаны положения интересующих нас периодов. Для этих периодов в средней части рисунка на кривых  $\text{SpP}$  мы видим уверенные минимумы, в то время как на нижних кривых остались максимумы, хотя и значительно подавленные. Это определило наш выбор периода  $0,8410$ .

Г. 1982 + 1983 гг. Результаты анализа приведены в табл. 2.

Д. 1984 + 1985 гг. Для ряда, составленного из измерений магнитного поля за эти годы, в результате частотного анализа выделяются два самых значимых периода:  $P = 0,9023$  и  $P = 9,458$ . Для обоих периодов достоверность по критерию Фишера превышает 99% и отношение  $2A/\sigma_{\sim} = 6,0$ . Между этими периодами существует следующая связь:  $1/0,9023 - 1/9,458 \approx 1/0,9973$ , где  $0,9973$  есть длительность звездных суток в долях солнечных. Какой период истинный, а какой является частотной суперпозицией звездных суток в данном случае нам установить не удалось. Поэтому мы выбрали

период  $P = 0,9023$  (см. табл. 2) в качестве истинного только на основании того, что он близок по длительности остальным периодам, найденным по другим массивам.

Е. 1986 г. Анализ массива данных за этот год выделяет два периода:  $P = 0,9272$  и  $P = 1,0805$ . Установить частотную связь между ними не удалось. Результаты наблюдений, свернутые с данными периодами, были подвергнуты следующей обработке: для каждого периода была проделана процедура его исключения из массива данных и новые массивы подвергли частотному анализу. Оказалось, что вычитание из наблюдений периодических волн не исключило полностью основные пики в спектре мощности. Но для более длинного периода не происходит уничтожение в спектре мощности собственного пика, в отличие от более короткого периода. Поэтому мы выделили период  $P = 0,9272$  (см. табл. 2).

Ж. Применяя методы Лафлера–Кинмана и Диминга, были проанализированы данные по лучевым скоростям  $\gamma_{\text{Суг}}$ , опубликованные нами в [8]. Анализ периодов осуществлялся в пределах от 0,7 дня до 15 сут., как и по измерениям магнитного поля. Малое количество точек, а также ошибки в измерениях, сравнимые с амплитудой переменности для большинства линий, сделали частотный анализ предельно сложным.

Для массива измерений  $V_r$  по ядру  $H\alpha$  были выделены следующие наиболее значимые периоды:  $P_1 = 0,725$  и  $\text{Sp}P_1 = 0,69$ ,  $P_2 = 0,884$  и  $\text{Sp}P_2 = 0,71$ ;  $P_3 = 1,14$  и  $\text{Sp}P_3 = 0,72$ ;  $P_4 = 1,58$  и  $\text{Sp}P_4 = 0,75$ ;  $P_5 = 2,467$  и  $\text{Sp}P_5 = 0,76$ ;  $P_6 = 7,80$  и  $\text{Sp}P_6 = 0,75$ .  $\text{Sp}P_i$  — значение спектра мощности для  $i$ -го периода. Между этими шестью периодами существует следующая зависимость (с точностью до ошибки, равной  $0,1$  в определении периода):  $1/P_i - 1/P_{i+1} \approx 1/4,0$ , где  $i = 1, 2, \dots, 5$ . Какой период истинный, а какие ложные? После анализа мы выделили период  $P_2$ . Аналогичным образом был установлен по измерениям  $V_r$  в линии  $\text{CaI } \lambda 6499,644 \text{ \AA}$  период, равный  $0,888$  (см. табл. 2). Разница между значениями этих периодов соответствует неопределенности в вычислении фазы  $\sim 0,2$ . Анализ измерений лучевых скоростей по остальным линиям не выделил активных частот с высокой достоверностью.

3. Установленные нами значения периодов колебаний магнитного поля прогрессивно увеличиваются с 1977 г. по 1986 г. Поэтому при определении реальных значений периодов и форм колебаний необходимо учесть эти изменения.

Представим разницу между начальным моментом наблюдений и  $k$ -м как

$$T_k - T_0 = P_0 \sum_1^{n+1} f(j) + \delta T, \quad (3)$$

где  $P_0$  — начальное значение периода для момента  $T_0$ ,  $f(j)$  — функция, учитывающая изменение периода, и остаточный член ряда

$$\delta T < P_0 f(n+1).$$

Фаза  $k$ -го момента наблюдений

$$\varphi_k = \delta T / (P_0 f(n+1)).$$

В нашем случае изменение периода можно считать происходящим по линейному закону, поэтому

$$\sum_1^{n+1} f(j) = (n+1) + ((1+n)n/2)(\Delta P/P_0)$$

и

$$f(j) = 1 + (j-1)\Delta P/P_0,$$

где  $\Delta P = (\text{tg}\alpha)P_0$ , а  $\alpha$  — угол наклона прямой, приближенно описывающей изменение

Таблица 3

| Сезон       | $P_v$                | $F$  | $2A/\sigma_{\sim}$ | Сезон       | $P_v$  | $F$ | $2A/\sigma_{\sim}$ |
|-------------|----------------------|------|--------------------|-------------|--------|-----|--------------------|
| 1969 + 1970 | 0 <sup>d</sup> ,6523 | 90%  | 3,7                | 1984 + 1985 | 0,9055 | 99% | 5,4                |
| 1977        | 0,7749               | 99%  | 5,1                | 1986        | 0,9236 | 98% | 4,2                |
| 1981        | 0,8395               | >99% | 11,7               |             |        |     |                    |

периодов (см. рис. 2). Следовательно,

$$T_k - T_0 = (n+1)P_0 + ((1+n)n/2)\Delta P + \delta T$$

и

$$\varphi_k = \delta T / (P_0 + n\Delta P),$$

а

$$P_j = P_0 \pm \Delta T \operatorname{tg} \alpha,$$

где  $\Delta T = T_k - T_0$ .

Погрешность в вычислении фазы при использовании постоянного периода вместе переменного для линейной зависимости изменения периода записывается как

$$\Delta \varphi \approx \frac{n^2}{2} \operatorname{tg} \alpha,$$

где  $n \approx (T_k - T_0) / P_0$ , а точное значение можно определить из формулы (3).

На основе изложенного мы уточнили значения периодов для тех рядов наблюдений, временной интервал которых был достаточно длинным. Соответствующие фазы для каждой даты представлены в табл. 1, где в качестве начального момента времени для каждого ряда наблюдений выбиралась Юлианская дата первого наблюдения, приведенная к Гринвичу. Данные, полученные после уточнения значений периодов, приведены в табл. 3, где  $P_v$  обозначает периоды, определенные с учетом изменения их в течение сезона наблюдений. Остальные обозначения те же, что и для табл. 2. В табл. 3 отсутствуют данные для сезона наблюдений 1982 и 1983 гг. как для измерений магнитного поля, так и для измерений лучевых скоростей. Это объясняется тем, что в этот сезон наблюдений период практически не менялся (см. ниже).

4. После уточнения значений периодов по изложенной выше методике, на рис. 2, мы показали, как изменяются эти значения периодов со временем. По оси абсцисс отложены Юлианские даты, по оси ординат значения периодов в долях дня. В левом верхнем углу рисунка закрытым кружком отмечено значение периода, определенное нами по данным [1, 2] без учета изменения длительности колебаний в течение сезона наблюдений. В левом нижнем углу рисунка стрелочкой отмечен открытый кружок, обозначающий величину периода для тех же данных, но найденного, во-первых, в области значений, на которую предположительно указывает экстраполяция ломаной кривой, а во-вторых, с учетом изменения длительности колебаний со временем. Это период оказался только с 90%-м уровнем значимости по критерию Фишера (см. табл. 2), в то время как первое значение имеет уровень значимости больше 99% (см. табл. 2). Поэтому мы можем предположить, что реальным является период 0,9101 и изменений длительности колебаний в течение сезона наблюдений или не происходило или они были достаточно малы, чтобы их можно было не учитывать.

Изменение магнитного поля у  $\gamma$  Суг в 1969 и 1970 гг. с этим периодом показано на рис. 3. Аналогичная ситуация оказалась и для сезона 1982 и 1983 гг. наблюдений. Анализ измерений магнитного поля и лучевых скоростей показал постоянство величины длительности колебаний в течение сезона наблюдений. Соответствующий период ( $P =$

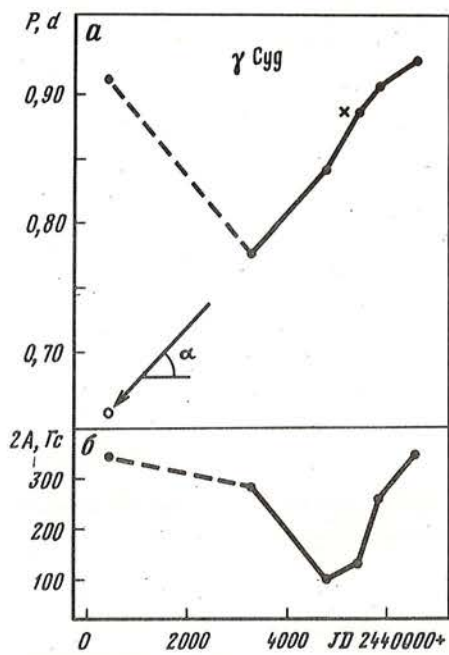


Рис. 2

Рис. 2. Изменение значений периодов колебаний  $H_e$  в разные сезоны наблюдений (закрытые кружки) (а) и изменение удвоенной амплитуды периодических колебаний  $H_e$  в разные сезоны наблюдений (б)

Крестиком обозначен период, найденный по лучевым скоростям. Стрелочкой указано значение периода для данных 1969–1970 гг., на которое предположительно указывает экстраполяция ломаной кривой

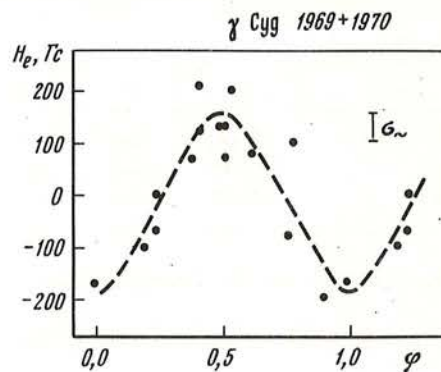


Рис. 3

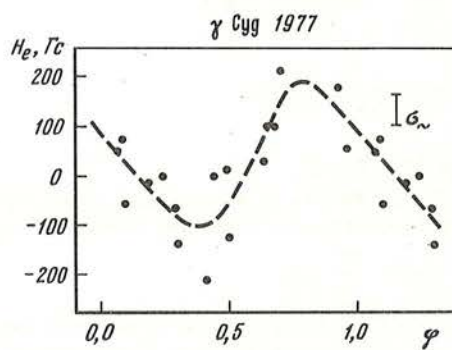


Рис. 4

Рис. 3. Периодические колебания  $H_e$  по наблюдениям 1969–1970 гг.,  $P = 0,9101$

Рис. 4. Периодические колебания  $H_e$  по наблюдениям 1977 г.,  $P = 0,7749$

$= 0,8850$ ) отмечен на рис. 2 закрытым кружком для среднего значения Юлианской даты сезона наблюдений магнитного поля, а крестиком показан период для лучевых скоростей. Значения периодов для остальных сезонов на этом рисунке представлены согласно данным табл. 2. На рис. 2, б показаны наблюдаемые изменения со временем удвоенной амплитуды колебаний магнитного поля.

На рис. 4 показаны колебания напряженности магнитного поля по наблюдениям 1977 г., 1981 г. представлен на рис. 5. Сезон наблюдений магнитного поля в 1982 и 1983 гг. представлен на рис. 6, а, на рис. 6, б показаны колебания лучевой скорости по измерениям 1982 г. в ядре  $H_\alpha$ , а на рис. 6, в – по измерениям в линии CaI. Начальная Юлианская дата для расчета фаз во всех трех случаях рис. 6 принята равной 2445158,0,  $P = 0,8850$ .

Колебания магнитного поля по наблюдениям 1984 и 1985 гг. показаны на рис. 7. Для  $JD = 2446311$  было сделано в течение ночи 29 оценок магнитного поля (см. табл. 1). Длительность наблюдений составила  $\approx 5,^h 8 \approx 0,^p 27$ . Среднее значение магнитного поля отмечено на рисунке звездочкой. Стрелкой показана длительность измерений за эту



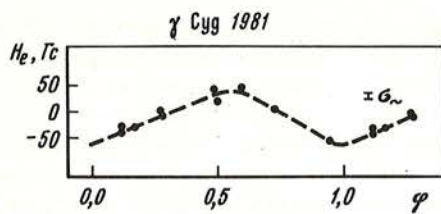


Рис. 5

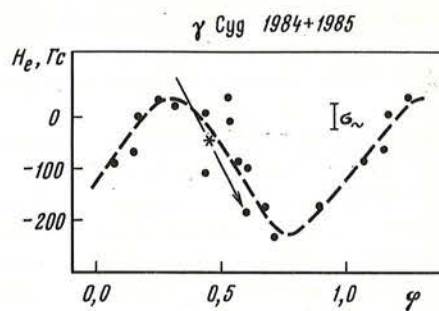


Рис. 7

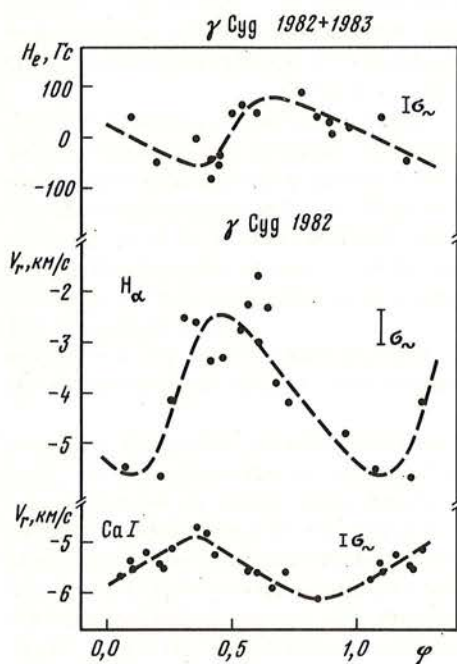


Рис. 6

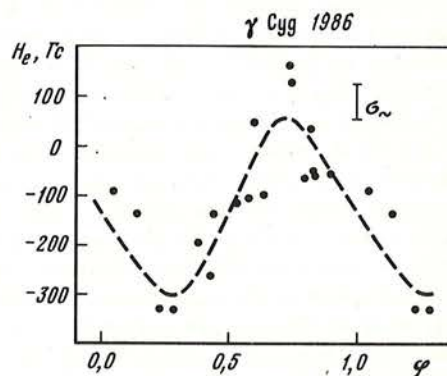


Рис. 8

Рис. 5. Периодические колебания  $H_e$  по наблюдениям 1981 г.,  $P = 0^d,8395$

Рис. 6. Периодические колебания  $H_e$  по наблюдениям 1982–1983 гг. и периодические колебания  $v_r$  по наблюдениям 1982 г. в ядре  $H_\alpha$  и линии  $\lambda 6499, 644 \text{ \AA}$  Ca I соответственно,  $P = 0^d,8850$

Рис. 7. Периодические колебания  $H_e$  по наблюдениям 1984–1985 гг.,  $P = 0^d,9055$

Рис. 8. Периодические колебания  $H_e$  по наблюдениям 1986 г.,  $P = 0^d,9236$

ночь, величина изменения магнитного поля, определенная по методу наименьших квадратов и направленность во времени наблюдений. Если же построить фазовую кривую для периода  $0^d,9023$  (см. табл. 2), полученного без учета изменения длительности колебаний в течение сезона наблюдений, то данная точка ляжет не на нисходящую ветвь, кривой, а на восходящую, т.е. среднее значение будет удовлетворять кривой аппроксимации, но вектор направленности изменения магнитного поля в интервале наблюдений будет противоречить общему ходу изменения магнитного поля с периодом. Этот подтверждает правильность выбранной методики анализа результатов наблюдений.

Колебания напряженности магнитного поля по измерениям в 1986 г. показаны на рис. 8. На рис. 3–8 даны ошибки единичных измерений, определенные относительно кривых аппроксимаций.

5. Наблюдения магнитного поля  $\gamma$ Суг охватывают около семнадцати лет. За это время, как видно из рис. 2, а, характерное время колебаний магнитного поля менялось

в пределах от  $\sim 0,478$  до  $\sim 0,492$ . На рисунке видно, что минимальное значение периода зарегистрировано по наблюдениям 1977 г. Начиная с этого времени и до конца наблюдений в 1986 г. период прогрессивно увеличивался. Значение периода изменений лучевой скорости по наблюдениям в 1982 г. и значение периода изменений магнитного поля по наблюдениям в 1982–1983 гг. совпадает с точностью до их ошибок. Это позволяет считать, что в случае  $\gamma$ Суг наблюдаются колебания магнитного поля с периодом пульсаций. Следовательно, картина колебаний магнитного поля за представленное время отражает и картину изменения длительности колебаний лучевой скорости. При этом удвоенная амплитуда изменений магнитного поля колебалась от  $\sim 100$  Гс до  $\sim 350$  Гс. Удвоенная амплитуда колебаний лучевой скорости, измеренной в 1982 г. по фотосферной линии CaI, составляет около 1,2 км/с, а напряженность продольного компонента магнитного поля в 1982–1983 гг. менялась от  $-50$  Гс до  $+125$  Гс.

Если зарегистрированные колебания лучевой скорости являются результатом прохождения волны возмущения в протяженной атмосфере сверхгиганта из более глубоких слоев наружу, то в верхних разреженных слоях амплитуда волны должна увеличиваться: величина колебаний лучевой скорости по ядру  $H_\alpha$  в  $\sim 3$  раза превышает величину колебаний, определенную по фотосферной линии CaI (см. рис. 6, б и в). Другим фактором, подтверждающим радиальную направленность зарегистрированной волны возмущения, является то, что кривая изменения лучевых скоростей по ядру  $H_\alpha$  в целом смещена в сторону положительных значений от среднего  $\langle v_r \rangle = -5,37 \pm 0,20$  км/с [8] и только на фазе  $0, P_1$  (см. рис. 6, б) совпадает со скоростью звезды, т.е. газ, в котором формируется ядро  $H_\alpha$ , падает на звезду и периодически его падение тормозится (фаза  $0, P_1$ ) выходящей наружу волной возмущения.

В [14] опубликованы сводные результаты наблюдений лучевых скоростей в течение пяти лет у 78 звезд спектральных классов F, G и K и классов светимости Ia и Ib. Большинство сверхгигантов показали переменность с малой амплитудой (в пределах от 1 до 2 км/с). Для каждой звезды в среднем было получено по 10 наблюдений в течение четырех или пяти сезонов. Ошибка единичного наблюдения около 0,5 км/с. Сведений о возможных характерных временах переменности лучевой скорости в [14] не содержится. При обсуждении результатов [14] Абт отметил, что примером переменности с малой амплитудой лучевых скоростей у сверхгигантов является  $\alpha$ Per (F 5Iv). Перечисленные факты могут быть некоторым косвенным подтверждением достоверности обнаруженной нами у  $\gamma$ Суг переменности с малой амплитудой лучевой скорости.

В связи с обнаружением совпадения величин периодов изменения магнитного поля и лучевой скорости у  $\gamma$ Суг необходимо сравнить этот эффект с наблюдениями магнитных полей у других пульсирующих звезд.

Исторически первые исследования поведения магнитного поля пульсирующих звезд были выполнены Бэбкоком [15]. Он опубликовал двадцать измерений магнитного поля у RR Lyr, в основном за 1955 и 1956 гг. Пять измерений в течение пяти ночей подряд в октябре 1955 г. при ошибке не больше 220 Гс показали изменение магнитного поля от  $-1580$  Гс до  $540$  Гс. Но корреляция в поведении магнитного поля и кривой блеска с периодом пульсаций ( $\sim 0,4567$ ) отсутствует. Значения лучевых скоростей для этих ночей не приведены. Аналогичная ситуация для восьми измерений магнитного поля за три ночи в июне 1956 г. Но для них приведены лучевые скорости, измеренные по тем же спектрограммам, по которым измерялось и магнитное поле. Лучевые скорости уверенно показывают периодичность пульсаций, но с ними изменения магнитного поля не коррелируют. Бэбкок писал, что присутствуют как кратковременные, так и долговременные изменения магнитного поля у RR Lyr, но характер переменности не установлен.

К исследованию магнитного поля у этой звезды вернулся Престон [16]. Он провел 50 наблюдений в течение двух лет и ни разу не зарегистрировал значимое магнитное поле.

Последние исследования магнитного поля у RR Lyr, опубликованы в [17]. Авторы получили на БТА за несколько ночей в 1978, 1982 и 1983 гг. 63 спектрограммы с хро-

матическим анализатором круговой поляризации. Они приводят результаты измерений магнитного поля, но без данных о лучевых скоростях. Выполненный анализ привел авторов [17] к заключению о том, что наблюдаются изменения магнитного поля с одним максимумом и одним минимумом и без изменения знака напряженности с периодом пульсаций звезды. При этом средние значения (с привлечением данных Бэбкока), взятые за период пульсаций, и полярность магнитного поля меняются с 41-дневным периодом, обусловленным эффектом Блажко. Остается открытым вопрос, требующий объяснения, почему наблюдения Бэбкока не показали зависимости в изменении магнитного поля с периодом пульсаций, а также, почему большой двухлетний ряд наблюдений Престона вообще не обнаружил наличия магнитного поля.

В [18] проведены исследования магнитного поля с периодом пульсаций для трех звезд типа  $\delta$ Сер и одной типа WVir по 28 зеемановским спектрограммам. Так как по каждой звезде данных мало, то авторы при анализе свели все изменения на одну фазовую кривую. Получился график с двумя максимумами и двумя минимумами. Корректность такой процедуры не аргументирована в [18] и не очевидна, но размах колебаний ( $\sim 500$  Гс и с изменением знака) говорит о существовании магнитного поля и его переменности у исследованных цефеид.

Этому результату противоречат наблюдения на многоцелевых магнитометрах [5, 6]. Измерения у ряда самых ярких классических цефеид не зарегистрировали магнитное поле, значимо превышающее ошибки наблюдений ( $\sigma < 20$  Гс). Только для одной даты у  $\alpha$  UMi зарегистрировано  $H_e = 15,5 \pm 3,4$  Гс. Однако, как отмечалось выше, применение многоцелевых магнитометров для измерений магнитных полей у звезд с протяженными атмосферами, а тем более пульсирующих, проблематично.

В [19] опубликованы результаты исследования по зеемановским спектрограммам поведения магнитного поля у Канопуса ( $\alpha$ Car, FO 1b — II). Обнаружен период  $6,^d90$ . Размах колебаний магнитного поля достигает  $\sim 700$  Гс с одним максимумом и одним минимумом и с изменением знака. Обнаруженный период существенно короче вычисляемого периода вращения. На основе этого автор сделал предположение о возможной связи найденного периода с периодом пульсаций (пока не установленным).

В [20, 21] изложены результаты исследований поведения магнитного поля и лучевых скоростей у сверхгиганта  $\nu$ Сер (A2 1a). Зарегистрированы долговременные изменения магнитного поля (несколько лет) с амплитудой около 2000 Гс и с изменением знака. С какими параметрами коррелируют изменения магнитного поля (вращение, двойственность, пульсации или квазислучайные процессы в атмосфере звезды) авторам установить не удалось.

Делались попытки обнаружения и исследования магнитного поля у пульсирующих звезд типа  $\beta$ Сер и  $\delta$ Scu [15, 22–24]. Только у  $\beta$  Сер однажды было надежно зарегистрировано поле:  $1280 \pm 300$  Гс ( $4,3\sigma$ ) [22].

Из вышеперечисленного следует, что пока нет установленной картины поведения магнитного поля у пульсирующих звезд. Кроме  $\gamma$ Суг, только у RR Луг по наблюдениям с 25 по 28 сентября 1982 г. [17] уверенно зарегистрированы колебания напряженности магнитного поля (без изменения знака) с периодом пульсаций.

6. Заключение. За время наблюдений  $\gamma$  Суг с 1977 г. по 1986 г. напряженность магнитного поля менялась с периодом, который прогрессивно увеличивался от  $\sim 0,^d78$  до  $0,^d92$ . Удвоенная амплитуда изменений  $H_e$  колебалась от  $\sim 100$  Гс до  $\sim 350$  Гс. По наблюдениям  $\gamma$  Суг других авторов [1, 2] обнаружены колебания напряженности магнитного поля с периодом  $\sim 0,^d9$ . Это подтвердило достоверность полученных нами результатов.

Измерения лучевой скорости  $\gamma$  Суг по наблюдениям в 1982 г. показали колебания, период которых с точностью до ошибок совпадает со значением периода изменений магнитного поля по наблюдениям в 1982–1983 гг. Обнаруженные пульсации у  $\gamma$  Суг являются малоамплитудными. Кривая изменения лучевых скоростей по ядру  $H_\alpha$  в целом смещена в сторону положительных значений от среднего  $\langle v_r \rangle$  и в  $\sim 3$  раза превышает величину колебаний, определенную по линии Ca I.

Таким образом, наши исследования установили для  $\gamma$  Суг характер "транзиентной" переменности  $H_e$  и подтвердили гипотезу Северного [3] о связи быстрой переменности магнитного поля (за время меньшее периода вращения) с пульсациями.

В заключение автор выражает глубокую благодарность **А.Б. Северному** за многолетнюю поддержку в выполнении данной работы, Е.С. Дмитриенко за помощь в наблюдениях и обработке; А.Б. Букачу, М.П. Лиморенко и О.Н. Махину за содержание в постоянном рабочем состоянии магнитометра ЗТШ в течение многих лет наблюдений; сотрудникам САО АН СССР В.Д. Бычкову, Ю.В. Глаголевскому, И.Д. Найденову, И.И. Романюку, В.Г. Штолю за проведение необходимых наблюдений на магнитометре БТА, за обсуждения; А.С. Мицкевичу за обсуждения и замечания, П.П. Добронравину за редактирование статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Severny A.B. // *Astrophys. J. Lett.* 1970. Vol. 159, L73-L76.
2. Северный А.Б., Кувшинов В.М., Никулин Н.С. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1974. Т. 50. С. 3-51.
3. Severny A.B. // *The problems of the magnetic fields in the cosmos, IAU-EPS Symp. Crimea. Pt 2, 1976. P. 1-25.*
4. Borra E.F., Landstreet J.D. // *Astrophys. J. Lett.* 1973. Vol. 185. L139-143.
5. Borra E.F., Fletcher J.M., Poeckert R. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 247. P. 569-576.
6. Borra E.F., Edwards G., Mayor M. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 284. P. 211-222.
7. Плацида С.И., Дмитриенко Е.С., Северный А.Б. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1984. Т. 69. С. 42-49.
8. Плацида С.И., Ченцов Е.Л. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1985. Т. 72. С. 120-124.
9. Любимков Л.С., Боярчук А.А. // *Астрофизика.* 1982. Т. 18. С. 596.
10. Parsons S.B., Bouw G.D. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1981. Vol. 152. P. 133.
11. Jurkevich J. // *Astrophys. Space Sci.* 1971. Vol. 13. P. 133.
12. Deeming T.J. // *Astrophys. Space Sci.* 1975. Vol. 36. P. 137-158.
13. Пельт Я. Частотный анализ астрономических временных рядов. Таллинн: Валгус, 1980.
14. Harris H.C. // *Stellar radial velocities, IAU coll. N 88.* 1985. P. 283-288.
15. Babcock H.W. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1958. Vol. 3. P. 141-210.
16. Preston G.W. // *The magnetic and related stars / Ed. C. Cameron. Baltimore: Mono Book.* 1967. P. 3-28.
17. Романов Ю.С., Удовиченко С.Н., Фролов М.С. // *Письма в Астрон. журн.* 1987. Т. 13. С. 69-74.
18. Weiss W.W., Dorfi E., Tscharnuter W.M. // *MPI-PAE/Astro 230.* 1980.
19. Weiss W.W. // *Astron. and Astrophys.* 1986. Vol. 160. P. 243-250.
20. Scholz G., Gerth E. // *Astron. Nachr.* 1980. Vol. 301. P. 211-216.
21. Scholz G., Gerth E., Glagolewskij J.V., Romanjuk I.I. // *Магнитные звезды. Саласпилс.* 1984. С. 69.
22. Rudy R.J., Kemp J.C. // *Mon. Notic. R. Astron. Soc.* 1978. Vol. 183. P. 595-603.
23. Landstreet J.D. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 258. P. 639.
24. Романов Ю.С., Удовиченко С.Н., Фролов М.С. // *Письма в Астрон. журн.* 1985. Т. 11. С. 378-382.

УДК 523.855

### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ЯДРА ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275 НА 6-МЕТРОВОМ ТЕЛЕСКОПЕ

И.И. Проник, Н.И. Меркулова

По наблюдениям на телевизионном 1000-канальном спектрофотометре 6-метрового телескопа САО АН СССР 30 ноября и 1 декабря 1984 г. получены эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре ядра пекулярной галактики NGC 1275 в области длин волн от 3700 Å до 5200 Å. Проведено сравнение данных этих наблюдений с данными спектральных наблюдений, полученных на том же телескопе 12-15 января 1977 г. Показано, что изменения относительных интенсивностей линий могут происходить за одни сутки. При этом интенсивности линий низкого возбуждения изменяются на большую величину, чем линий высокого возбуждения.

THE RESULTS OF THE PECULIAR GALAXY NGC 1275 NUCLEUS EMISSION OBSERVATIONS ON THE 6-m TELESCOPE, by I.I. Pronik and N.I. Merkulova. The equivalent width and relative

©И.И. Проник, Н.И. Меркулова

Таблица 1

Журнал наблюдений ядра галактики NGC 1275  
с телевизионным 1000-канальным спектрофотометром 6-метрового телескопа

| Дата                        | Число сканов | Среднее время экспозиции одного скана | Метеоусловия  |
|-----------------------------|--------------|---------------------------------------|---|
| 31 ноября–1 декабря 1984 г. | 7            | 22 <sup>m</sup> , 5                   | Ясно. Прозрачность хорошая, изображения 4''–6''. Зенитные расстояния: $20^\circ < z < 55^\circ$                             |
| 1–2 декабря 1984 г.         | 10           | 33 <sup>m</sup> , 5                   | Дымка, слабый ветер, к утру переменная облачность. Изображения 6''–8''. Зенитные расстояния г-ки: $11^\circ < z < 55^\circ$ |

intensities of the emission lines in the spectrum of the peculiar galaxy NGC 1275 nucleus in the region from 3700–5200 Å were obtained from the observations carried out using the TV 1000-channel spectrophotometer installed on the 6-m telescope of SAO on November 30 and December 1, 1984. These data are compared with the spectral observational data, obtained on the same telescope in January 12–15, 1977. It is shown, that the variations of relative intensities of lines have a probability to occur within one day, the line intensities of low excitation level are varying by a larger value than the ones of high excitation level.

В последнее время большой интерес представляют исследования переменности континуума и эмиссионных линий в спектрах излучения ядер сейфертовских галактик на интервалах времени сутки и даже часы. Наблюдения эмиссионного спектра ядра peculiarной галактики NGC 1275 были проведены на 6-метровом телескопе в течение четырех ночей в 1977 г. и в течение двух ночей в 1984 г.

Наблюдательный материал, относящийся к 1977 г., представлен 126 спектрограммами, полученными в первичном фокусе БТА со спектрографом UAGS и ЭОП типа УМ-92 12–15 января. Обстоятельства наблюдений и методика обработки спектров изложены в [1–3]. Была обнаружена переменность эквивалентных ширин как разрешенных, так и запрещенных линий с характерным временем 2–3 сут, сопровождаемая изменениями профилей линий: с увеличением эквивалентной ширины усиливалось голубое крыло ее контура. Изменения водородных линий происходили также и за полчаса. При таких характерных временах переменности электронная плотность газовой оболочки галактики должна быть порядка  $10^9$ – $10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Наблюдения в 1984 г. были выполнены на 6-метровом телескопе с помощью телевизионного 1000-канального спектрофотометра [4, 5]. Дифракционная решетка 600 штрих/мм обеспечивала обратную дисперсию 100 Å/мм и разрешение 3–4 Å. Реальная фотометрическая точность в 1,4 раза больше статистически ожидаемой (оцениваемой как  $100/\sqrt{N}$ , где  $N$  – число накопленных фотоэлектронов в канале). Размер щели спектрографа 1'',5×4'',0. Все наблюдения получены при одном и том же угле поворота дифракционной решетки и перекрывали спектральный диапазон от 3700 Å до 5200 Å. Обстоятельства наблюдений приведены в табл. 1. На рис. 1 можно видеть пример скана ядра галактики NGC 1275. Фон неба регистрировался одновременно со спектром объекта.

Представлялось интересным сравнить наблюдения, полученные в 1977 г., с теми, что были сделаны в 1984 г. Поэтому нами были определены эквивалентные ширины всех эмиссионных линий, попадающих в данный спектральный диапазон.

В табл. 2 содержатся средние за ночь значения эквивалентных ширин  $W_\lambda$  вместе со среднеквадратичными отклонениями от этих значений  $\sigma$  и числом усредняемых за ночь спектрограмм или сканов  $n$ . Данные наблюдений за 1977 г. взяты из [1]. Далее мы будем называть дни по порядковым номерам этой таблицы.

Необходимо отметить, что при измерении на спектрофотометре больших потоков излучения, когда скорость счета составляет 2 фотоэлектрон/с на 1 канал, возможно

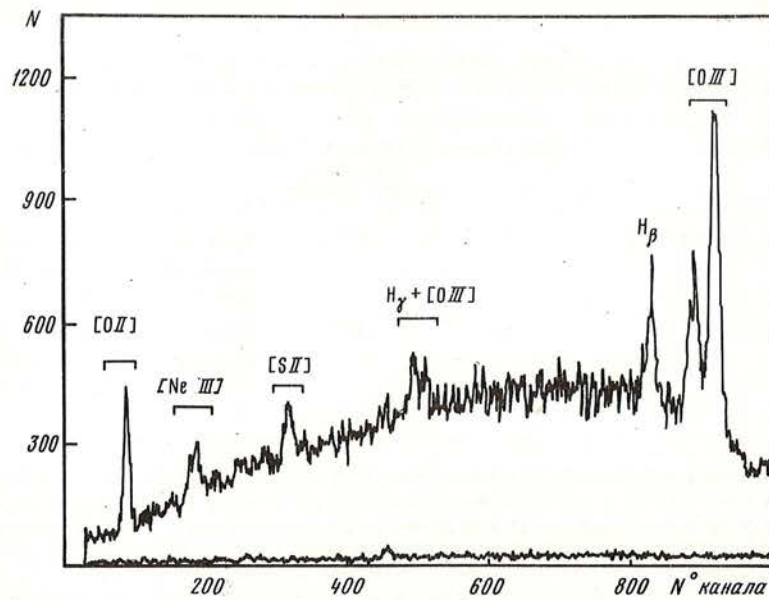


Рис. 1. Пример скана ядра peculiarной галактики NGC 1275, полученного с помощью телевизионного 1000-канального спектрофотометра CAO АН СССР

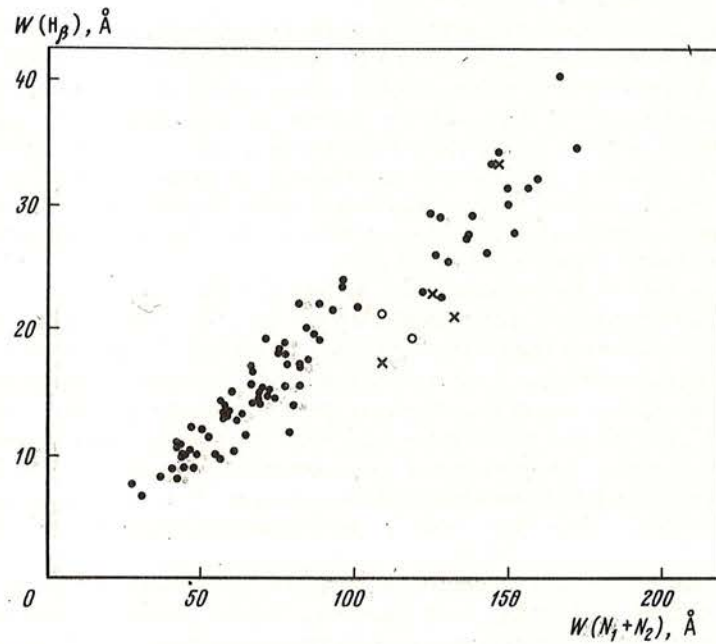


Рис. 2. Соотношение наших эквивалентных ширин линии  $H\beta$  и дублета [O III] с данными, взятыми из [6]. Крестиками нанесены наши наблюдения за 1977 г., а кружками — наблюдения 1984 г., точки — наблюдения из [6]

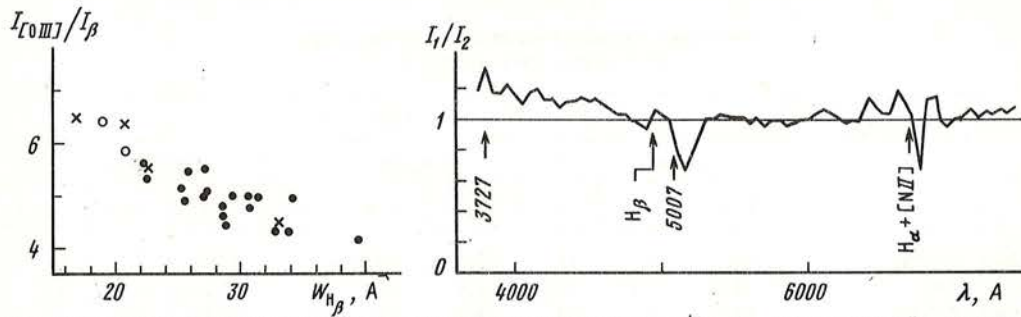


Рис. 3. Соотношение между относительной интенсивностью  $I_{[O,III]}/I_{H\beta}$  и эквивалентной шириной линии  $H\beta$ . Обозначения те же, что на рис. 2.

Рис. 4. Отношение интенсивностей непрерывного спектра ядра галактики NGC 1275, полученных Андерсоном с диафрагмой  $8''$  [13] —  $I_1$  и де Бруйном и Сарженгом с диафрагмой  $10''$  [12] —  $I_2$ .

нарушение его световой характеристики вследствие случайного "слипания" фотонов [4]. В нашем случае такая опасность может подстергать яркую линию [OIII]  $5007\text{ \AA}$ . Поэтому в табл. 2 приведена вычисленная эквивалентная ширина этой линии (по  $W_{4959}$ ), исходя из теоретического соотношения интенсивностей линий дублета [OIII]:  $I_{5007}/I_{4959} \approx 3$ .

К.К. Чуваевым [6] опубликована зависимость эквивалентных ширин линии  $H\beta$  и дублета [OIII]  $4959 + 5007\text{ \AA}$  за 11 лет наблюдений (см. точки на рис. 2, взятом из [6]). Видно, что полученные нами данные согласуются с его данными и что изменения за одну ночь могут быть так же велики, как и происходящие за месяцы и годы. Аналогичный вывод следует из рис. 3, где изображено соотношение между относительной интенсивностью  $I_{[OIII]}/I_{H\beta}$  и эквивалентной шириной линии  $H\beta$ .

При исследовании переменности эмиссионных линий  $H\beta$  и [OIII] по фотоэлектрическим наблюдениям на телескопе АЗТ-11, а также ранее по спектрам 6-метрового телескопа [1, 15], нами было замечено, что в период минимума блеска ядра в континууме яркость этих линий меняется в пределах до 1,5 раз и только в редких случаях их яркость резко падает (изменения бывают в несколько раз). При этом эквивалентные ширины линий растут. В нашем случае из 6 дат наблюдений только в одну ночь (первая дата в табл. 2) наблюдались большие значения  $W_{\beta}$ . Представляло интерес посмотреть, чем эмиссионный спектр этого одного дня отличался от остальных пяти.

Фотометрические UVV-наблюдения В.М. Лютого [7–9] показывают, что с 1979 г. ядро галактики NGC 1275 находится в минимуме блеска; он испытывает лишь небольшие флуктуации. В 1977 г. также наблюдался локальный минимум блеска ядра.

Рассмотрим табл. 3, в которой собраны все опубликованные данные UVV-наблюдений ядра этой галактики в даты, близкие к датам спектральных наблюдений [7–11]. Видно, что в диафрагме  $27''$  ядро галактики в системе V было в 1977 г. на  $0^m,1$  ярче, чем в 1984 г. Показатели цвета (B–V) были при этом практически одинаковы, а показатель цвета (U–B) в 1984 г. был больше, т.е. ядро в ультрафиолете стало "краснее". Это обычно бывает при ослаблении блеска сейфертовских ядер.

Для выяснения возможного изменения градиента непрерывного спектра ядра галактики NGC 1275, на рис. 4 мы сравнили два скана. Один получен де Бруйном и Сарженгом с диафрагмой  $10''$  [12], а другой — Андерсоном с диафрагмой  $8''$  [13]. В первом случае (B–V) ядра в диафрагме  $27''$  было  $+0^m,56$ , во втором —  $+0^m,74$  [14]. Из рисунка видно, что изменения градиента непрерывного спектра были только в ультрафиолетовой области. Видно также, что в более "синем", т.е. в более ярком спектре линии  $H\beta$ , [OIII] и  $H\alpha + [NII]$  относительно слабее, чем в более "красном". Это означает, что степень увеличения яркости непрерывного спектра больше степени увеличения яркости линий.

Таблица 2  
Эквивалентные ширины линий в спектре ядра  
NGC 1275 в 1977 и 1984 гг.

| Линия, ион                        | 1977 год  |              |    |           |              |   |           |              |    |
|-----------------------------------|-----------|--------------|----|-----------|--------------|---|-----------|--------------|----|
|                                   | 12 января |              |    | 13 января |              |   | 14 января |              |    |
|                                   | W, Å      | $\sigma$ , Å | n  | W, Å      | $\sigma$ , Å | n | W, Å      | $\sigma$ , Å | n  |
| 3726 + 29 [OII]                   | 36,7      | 2,7          | 15 | 27,2      | 3,8          | 2 | 27,7      | 3,1          | 9  |
| 3869 [NeIII]                      | 21,3      | 1,8          | 15 | 11,4      | 4,5          | 2 | 15,2      | 2,5          | 11 |
| 4069 + 76 [SII]                   | 16,1      | 1,6          | 22 | 13,3      | 2,6          | 3 | 13,0      | 1,9          | 17 |
| 4340 + 63 H $\gamma$ + [OIII]     | 21,5      | 1,5          | 26 | 17,4      | 2,7          | 5 | 17,5      | 1,4          | 27 |
| 4861 H $\beta$                    | 33,0      | 1,8          | 13 | 17,0      | 2,3          | 9 | 20,8      | 2,3          | 12 |
| 4959 [OIII]                       | 38,2      | 2,9          | 13 | 22,5      | 2,0          | 6 | 27,4      | 2,2          | 12 |
| 4959 + 5007 [OIII]                | 146,6     | 8            | 13 | 110       | 8            | 6 | 132,4     | 7            | 12 |
| 6300 + 63 [OI]                    | 73,1      | 2,7          | 14 | 74,7      | 7,4          | 4 | 65,0      | 4,0          | 12 |
| 6548 + 63 + 83 H $\alpha$ + [NII] | 257       | 15,1         | 14 | 243       | 20,4         | 4 | 279       | 16,8         | 12 |
| 6717 + 31 [SII]                   | 62,8      | 2,7          | 14 | 89,0      | 9,8          | 4 | 65,5      | 5,1          | 12 |

Таблица 3  
Яркость непрерывного спектра ядра NGC 1275

| Даты спектральных наблюдений | Даты фотоэлектрических наблюдений | V (27'')            | (B-V) (27'')        | (U-V) (27'')        | Авторы, ссылки                  |
|------------------------------|-----------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------------------|
| 12.1.1977                    | 11.1.1977                         | 12 <sup>m</sup> ,89 | +0 <sup>m</sup> ,71 | +0 <sup>m</sup> ,02 | Люты́й [7]                      |
| 13.1.1977                    |                                   |                     |                     |                     | Меркулова,<br>Проник [1-3]      |
| 14.1.1977                    | 14.1.1977                         | 12,74               | +0,68               | +0,02               | Неизвестный [12]                |
| 15.1.1977                    | 15.1.1977                         | 12,72               | +0,65               | +0,04               | „                               |
|                              | 25.11.1984                        | 12,82               | +0,70               | +0,10               | Люты́й [13]                     |
| 30.11.1984                   |                                   |                     |                     |                     | Меркулова,<br>Проник, наст. том |
| 1. 12. 1984                  | 23.12.1984                        | 12,89               | +0,67               | +0,10               | Люты́й [13]                     |

Таблица 4  
Относительные интенсивности эмиссионных линий  
в спектре излучения ядра галактики NGC 1275 для разных дат

| Линия, ион                        | 12.1.<br>1977 | 13.1.<br>1977 | 14.1.<br>1977 | 15.1.<br>1977 | 30.11.<br>1984 | 1.12.<br>1984 | Андерсон<br>[13] |
|-----------------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|----------------|---------------|------------------|
| 3726 + 29 [OII]                   | 0,91          | 1,31          | 1,09          | 1,34          | 2,10           | 2,26          | 2,54             |
| 3869 [NeIII]                      | 0,59          | 0,61          | 0,67          | 0,89          | 0,90           | 1,14          | 0,69             |
| 4069 + 76 [SII]                   | 0,48          | 0,78          | 0,62          | 0,48          | 0,46           | 0,60          | 0,38             |
| 4340 + 63 H $\gamma$ + [OIII]     | 0,65          | 1,02          | 0,84          | 0,73          | 0,71           | 0,68          | -                |
| 4861 H $\beta$                    | 1,00          | 1,00          | 1,00          | 1,00          | 1,00           | 1,00          | 1,00             |
| 4959 [OIII]                       | 1,17          | 1,32          | 1,32          | 1,48          | 1,45           | 1,60          |                  |
| 4959 + 5007 [OIII]                | 4,44          | 6,47          | 6,36          | 5,52          | 5,93           | 6,39          | 5,38             |
| 6300 + 63 [OI]                    | 2,01          | 3,98          | 2,83          | 2,32          |                |               | 1,61             |
| 6563 + 48 + 83 H $\alpha$ + [NII] | 7,06          | 12,96         | 12,16         | 11,78         |                |               | 11,92            |
| 6717 + 31 [SII]                   | 1,72          | 4,75          | 2,86          | 2,48          |                |               | 3,38             |



| 1977 год  |              |    | 1984 год  |              |   |           |              |    |
|-----------|--------------|----|-----------|--------------|---|-----------|--------------|----|
| 15 января |              |    | 30 ноября |              |   | 1 декабря |              |    |
| W, Å      | $\sigma$ , Å | n  | W, Å      | $\sigma$ , Å | n | W, Å      | $\sigma$ , Å | n  |
| 37,1      | 3,2          | 7  | 53,5      | 2,2          | 7 | 52,8      | 1,4          | 10 |
| 22,1      | 3,6          | 7  | 20,6      | 1,6          | 7 | 23,8      | 1,4          | 10 |
| 10,9      | 1,5          | 11 | 9,8       | 0,6          | 7 | 11,5      | 0,7          | 10 |
| 16,5      | 1,3          | 19 | 14,9      | 1,9          | 7 | 13,0      | 1,0          | 10 |
| 22,7      | 2,0          | 9  | 20,9      | 1,5          | 7 | 19,1      | 0,9          | 10 |
| 33,6      | 3,3          | 9  | 31,0      | 1,5          | 7 | 30,5      | 1,2          | 10 |
| 125,3     | 8            | 9  | 124:      |              | 7 | 122:      |              | 10 |
| 58,1      | 3,1          | 11 |           |              |   |           |              |    |
| 295       | 28,1         | 11 |           |              |   |           |              |    |
| 62,2      | 5,1          | 11 |           |              |   |           |              |    |

Для вычисления относительных интенсивностей эмиссионных линий по  $W_\lambda$  нужно знать градиент непрерывного спектра. Из табл. 3 видно, что все наши спектральные наблюдения проводились в даты, когда показатель цвета ядра галактики NGC 1275 (B-V) был равен примерно  $+0^m,70$ , т.е. значению, близкому случаю Андерсона. Поэтому мы для перевода своих эквивалентных ширин  $W_\lambda$  в интенсивности  $I_\lambda$  приняли градиент непрерывного спектра по Андерсону [13]. Полученные таким образом относительные интенсивности эмиссионных линий вместе с данными Андерсона приведены в табл. 4. Соотношения относительных интенсивностей линий  $I_{[\text{NeIII}]} / I_\beta$  с  $I_{[\text{OIII}]} / I_\beta$  и  $I_\gamma / J_\beta$  показаны на рис. 5.

Из рассмотрения данных табл. 4 следует, что изменения относительных интенсивностей между первым днем и вторым, а также и всеми остальными для разных линий произошли в разной мере. Для линий в ультрафиолетовой и синей областях спектра эти изменения составили 40%, а у линий в красной области спектра изменения произошли в 2 раза.

Первые в среднем имеют более высокие потенциалы возбуждения, чем вторые. Поэтому полученный результат означает, что интенсивности линий низкого потенциала возбуждения изменились сильнее, чем интенсивности линий высокого потенциала возбуждения.

Зависимости, которые получились на рис. 5, можно считать реальными, так как изменения относительных интенсивностей эмиссионных линий, которые на нем представлены, превосходят ошибки наблюдений. Ошибки можно вычислить по данным табл. 2. В среднем они равны для  $I_{[\text{NeIII}]} / I_\beta$ ,  $I_{[\text{OIII}]} / I_\beta$  и  $I_\gamma / I_\beta$  соответственно  $\pm 24\%$ ,  $\pm 16\%$  и  $\pm 16\%$ .

Данные рис. 5 можно прокомментировать, если принять во внимание также зависимость рис. 3. Синхронный рост  $I_{[\text{NeIII}]} / J_\beta$  и  $I_{[\text{OIII}]} / I_\beta$  происходит при уменьшении эквивалентной ширины линии  $H_\beta - W_\beta$ . Данные фотоэлектрических наблюдений [15] показали, что с уменьшением  $W_\lambda$  интенсивности линий  $H_\beta$  и  $[\text{OIII}]$  обычно растут. Поэтому рост величин  $I_{[\text{OIII}]}$ ,  $I_{[\text{NeIII}]}$  и  $J_\beta$ , видимо, происходит одновременно. При этом величины  $I_{[\text{OIII}]}$  и  $I_{[\text{NeIII}]}$  растут в большей степени, чем величина  $I_\beta$ . При высоких значениях  $I_{[\text{NeIII}]} / I_\beta$  отношение  $I_\gamma / I_\beta$  обычно мало, а при низких значениях  $I_{[\text{NeIII}]} / I_\beta$  отношение  $J_\gamma / J_\beta$  может быть любым. Этот результат говорит о том, что бальмеровский декремент в излучении ядра NGC 1275 меняется и эти изменения про-

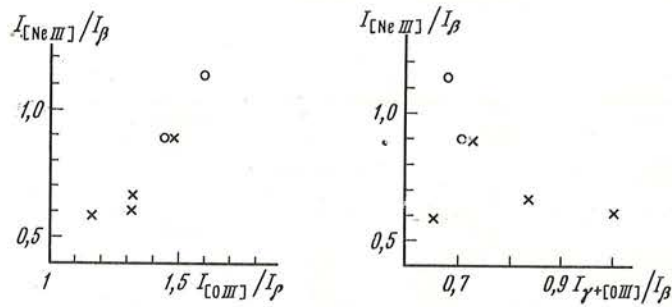


Рис. 5. Соотношение относительных интенсивностей линий в спектре излучения ядра галактики NGC 1275

Обозначения те же, что на рис. 2.  $I_{[O III]} = I_{4959}$

исходят несинхронно с изменениями отношения  $I_{[Ne III]}/I_{\beta}$ . Изменения бальмеровского декремента со временем означают, что водородная оболочка ядра NGC 1275 непрозрачна в бальмеровских линиях и неоднородна по физическим условиям. Это уже нами ранее отмечалось [3]. Из табл. 4 видно, что эмиссионный спектр ядра NGC 1275, приведенный Андерсоном, близок нашему спектру № 3. Но соответствие не полное: дублет  $3726 + 29 \text{ \AA}$  [OII] в нашем спектре в 2 раза слабее, а дублеты  $4069 + 76 \text{ \AA}$  [SII] и  $6300 + 64 \text{ \AA}$  [OI] — в 2 раза ярче. Наблюдения Андерсона проводились до 1970 г., когда ядро галактики NGC 1275 было значительно более активным, в системе UVB чаще наблюдались яркие вспышки [7, 8]. Не исключено, что ослабление вспышечной активности могло привести к некоторым изменениям в структуре газовой оболочки ядра.

Таким образом, наши данные показали, что за одни сутки произошли изменения относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275, которые отражают изменения физических условий его газовой оболочки. Такие изменения, по-видимому, носят характер довольно резких скачков, которые бывают относительно редко. Например, фотометрические наблюдения потоков в линиях  $H_{\beta}$  и [OIII] на телескопе АЗТ-11 позволили установить, что для девяти из десяти случаев, когда такие потоки мерялись в соседние ночи, отношение  $I_{[O III]}/I_{\beta}$  менялось на 15%, и только в одном случае оно изменилось на 30% [15].

Мы благодарны сотрудникам САО АН СССР Афанасьеву В.Л., Драбеку С.В., Михайлову В.П., Назарову Е.А., Бикмаеву И.Ф. — за проведение наблюдений, Тюлиной С.Л. и Шуткиной В.А. за помощь в обработке, Жоголевой В.Т., Лиморенко Е.А. и Филатовой Л.И. — помощь в изготовлении рисунков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Астрофизика*. 1983. Т. 19. С. 245.
2. Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1983. Т. 68. С. 93.
3. Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1985. Т. 71. С. 160.
4. Сомова Т.А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. САО АН СССР. 1986 г.
5. Драбек С.В., Копылов И.М., Сомов Н.Н., Сомова Т.А. *Астрофиз. исследования (Изв. САО)*. 1986. Т. 22. С. 64.
6. Чуваев К.К. // *Письма в Астрон. журн.* 1985. Т. 11. С. 803.
7. Лютый В.М. // *Астрон. журн.* 1972. Т. 49. С. 930.
8. Лютый В.М. // *Астрон. журн.* 1977. Т. 54. С. 1153.
9. Лютый В.М. // *Астрон. журн.* (в печати).
10. Лютый В.М. // *Письма в Астрон. журн.* 1980. Т. 4. С. 64.
11. Неизвестный С.И. // *АЦ* № 1017. С. 1. 1978.
12. de Bruyn A.G., Sargent L.W. // *Astron. J.* 1978. Vol. 83. P. 1257.
13. Anderson K. // *Astrophys. J.* 1970. Vol. 162. P. 473.
14. Метик Л.П., Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1988. Т. 79. С. 74.
15. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1988. Т. 79. С. 133.

**ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ  
И ДВОЙСТВЕННОСТЬ ЯДРА  
СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275.П**

И.И. Проник

По литературным источникам собраны данные наблюдений эквивалентных ширин эмиссионных линий  $H_{\beta}$  и  $4959 + 5007 \text{ \AA}$  [OIII], а также UV-фотометрии для ядра сейфертовской галактики NGC 1275 за период с 1971 г. по 1982 г. Показано, что характер изменения со временем интенсивностей линий  $H_{\beta}$  и [OIII] не противоречит предположению о двойственности ядра этой галактики, оба компонента которого являются переменными ядрами сейфертовского типа. В период вспышечной активности ядра в континууме от 1971 г. до 1979 г. в излучении его газовой оболочки можно выделить компоненты, соответствующие каждому из ядер. После того, как яркость ядра в континууме упала и в диафрагме, равной  $27'' V(27'') \geq 12,^m8$ , произошло скачкообразно изменение отношения  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$ , которое в рамках гипотезы двойного ядра можно интерпретировать, как результат угасания одного из ядер. Показано, что спектры компонент ядра галактики NGC 1275 отличаются между собой степенью возбуждения и ионизации. При одном и том же значении отношения  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  относительные интенсивности линий  $I_{[OI]}/I_{\beta}$ ,  $I_{[OII]}/I_{\beta}$ ,  $I_{[NII]}/I_{\beta}$  и  $I_{[SII]}/I_{\beta}$  в спектре одного компонента выше, чем в спектре другого. Показано, что среди галактик типа Sy 2 имеются похожие по спектру как на один, так и на другой из компонентов двойного ядра галактики NGC 1275.

**THE VARIABILITY OF THE EMISSION LINES AND SEYFERT GALAXY NGC 1275 NUCLEUS DUPLICITY. II, by I.I. Pronik.** The observational data of the equivalent widths of the emission lines  $H_{\beta}$  and  $4959-5001 \text{ \AA}$  [OIII] and the UV photometry for the nucleus of Seyfert galaxy NGC 1275 have been compiled from the publications overlapping the period from 1971 to 1982. It is shown, that the time variations of the  $H_{\beta}$  and [OIII] lines intensities do not contradict to the assumption of the duplicity of the galaxy's nucleus, the both components being variable nuclei of Seyfert type. In the period of flare activity of the nucleus in the continuum from 1971 to 1979 in the emission of its gaseous envelope one can isolate the components corresponding to each of the nuclei. After the brightness of the nucleus dropped in the continuum and in the diaphragme equal to  $27''$  and  $V(27'') \geq 12,^m8$ , a spasmodic change of the ratio  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  occurred, which might be interpreted in the frames of the binary nucleus hypothesis, as a result of the fade-up of one of the nuclei. It is shown, that the spectra of the NGC 1275 nucleus components differ from each other by the degree of excitation and ionization. At one and the same value of  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  the relative intensities of lines  $I_{[OI]}/I_{\beta}$ ,  $I_{[OII]}/I_{\beta}$ ,  $I_{[NII]}/I_{\beta}$  and  $I_{[SII]}/I_{\beta}$  in the spectrum of one component are higher, than in the spectrum of the other one. It is shown, that among the galaxies of the type Sy 2, there exist galaxies similar, according to their spectral characteristics, either to the first, or to the second component of the binary nucleus of NGC 1275.

Исследуя переменность эмиссионных линий  $H_{\beta}$  и  $4959 + 5007 \text{ \AA}$  [OIII] в спектре излучения ядра сейфертовской галактики NGC 1275 по данным разных авторов за 1971–1982 гг. [1–5], мы пришли к выводу, что ее характер не противоречит предположению о двойственности ядра [6]. Возможно, что одно из ядер имеет тип Sy1, а второе – тип Sy2. Об этом свидетельствуют, в частности, следующие факты. Отношение  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  меняется от 2 до 7, т.е. как раз в промежутке значений, характерных для типов Sy1 и Sy 2. Кроме того, когда ядро в континууме бывает относительно слабым –  $V(27'') > 12,^m6$  – в круглых скобках указан размер диафрагмы при наблюдениях), наблюдается заметная корреляция между интенсивностями линий  $H_{\beta}$  и [OIII] (как у ядер типа Sy2): коэффициент корреляция  $r = 0,76 \pm 0,08$ . В то же время, при большой яркости ядра  $V(27'') \leq 12,^m6$  эта корреляция становится значительно более слабой (как у ядер типа Sy1):  $r = 0,42 \pm 0,16$ . Иными словами, при большой яркости ядра мы наблюдаем излучение двух переменных компонентов, а при меньшей – преимущественно одного.

На рис. 1 показан ряд UV наблюдений ядра галактики NGC 1275, полученный Лютым с 1969 по 1982 г. [7–10]. На нем отмечены даты спектральных наблюдений по [2, 3].

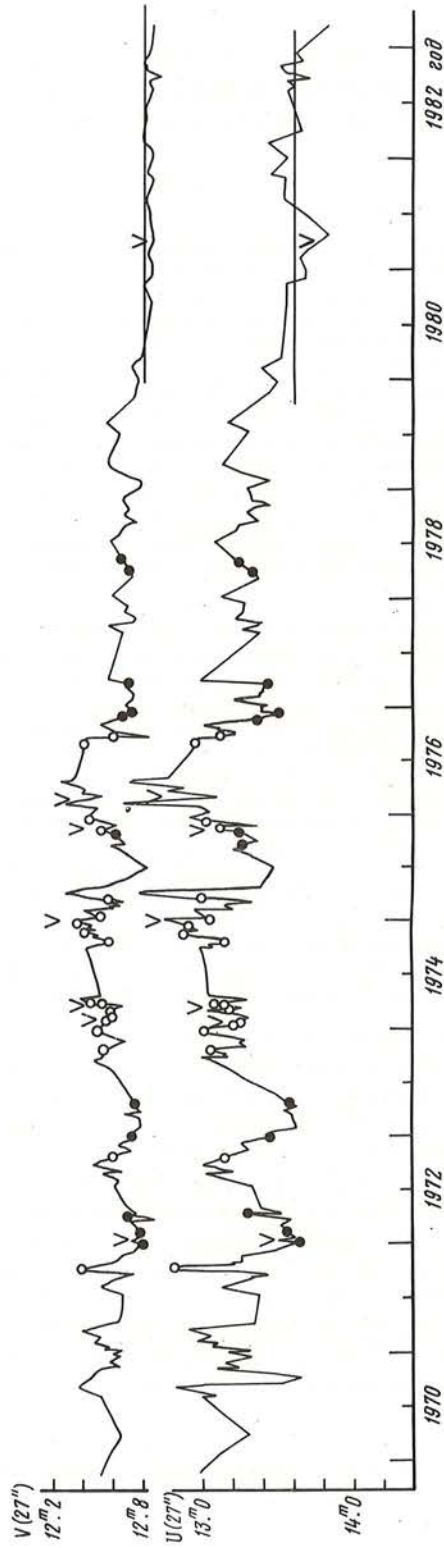


Рис. 1. Кривые блеска ядра галактики NGC 1275 в диафрагме 27" по наблюдениям Лютого [7-10]

Кружками и точками отмечены даты наблюдений спектров по [2] соответственно для высокого и низкого уровня непрерывного спектра, разделение между которыми осуществяется при  $V(27'') = 12^m, 6$ . Точки - моменты наблюдений из [3]. Прямая линия справа отмечает уровень континуума  $V(27'') = 12^m, 8$

Четко видны синхронные изменения континуума в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, только в ультрафиолете амплитуда колебаний больше. Из рис. 1 следует, что начиная с 1979 г. яркость ядра и его вспышечная активность сильно упали. Теперь, когда  $V(27'') \geq 12^m,8$  (отмечено горизонтальной линией), переменность континуума заметна только в ультрафиолете, а в видимой области спектра ее практически не видно. Это обстоятельство навело на мысль, что если предположение о двойственности ядра галактики NGC 1275 верно, то теперь мы в основном наблюдаем излучение одного из компонентов двойного ядра и характер связей между переменностью разных параметров наблюдаемого эмиссионного спектра должен сделаться более четким. Ниже мы приводим свидетельство того, что это действительно имеет место.

На рис. 2 показано соотношение  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - I_{\beta}$  из [6], полученное по 62 парам интенсивностей линий  $H_{\beta}$  и  $[OIII]$ . Как уже было сказано в [6], на рисунке можно заметить, что соотношение для яркого континуума (кружки) сдвинуто относительно соотношения для слабого континуума (точки) в сторону больших значений  $I_{\beta}$ . Но в области значений  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$ , равных 3–4, обе кривые слились. На рис. 3 вместо  $I_{\beta}$  взято  $W_{\beta}$ . Здесь использовано в 2 раза больше данных с учетом тех случаев, для которых не была известна яркость континуума — они показаны крестиками. Зависимость  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - I_{\beta}$ , которую мы видели на рис. 2, здесь превратилась в вытянутое облако значков в левой части рисунка. При этом точки (соответствующие слабому континууму) отделились от колечек (соответствующих яркому континууму): на правом краю облака преобладают точки, на левом — колечки. Соотношение  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - W_{\beta}$ , соответствующее слабому континууму, отделилось от такого же соотношения, соответствующего яркому континууму. Кроме этого, справа от широкого облака видна более или менее четкая зависимость  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - W_{\beta}$ , которая образована одними крестиками. Эта группа наблюдений также хорошо видна и на рис. 1 из [4], где она отчетливо выделяется от остальных данных. Наблюдения этой группы данных выполнены в основном после 1979 г., т.е. (согласно рис. 1), когда яркость ядра была слабой,  $V(27'') \geq 12^m,8$ . Таким образом, рис. 3 позволяет выделить как бы три зависимости  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - W_{\beta}$ , которые отличаются уровнем яркости ядра галактики NGC 1275 в непрерывном спектре. Мы обозначили их цифрами I–III и отметили средними линиями.

Существование простой зависимости  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - I_{\beta}$  после 1979 г. подтверждается и другими наблюдениями. На рис. 3 представлены данные, полученные для ядра галактики NGC 1275 с 1982 по 1987 г. на спектрофотометре телескопа АЗТ-11 [5, 11]. Здесь  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  и  $I_{\beta}/I_{cont}$  есть отношения потоков в линиях  $H_{\beta}$ ,  $[OIII]$  и континууме в полосох спектра шириной 80 Å. В этом случае поток в линиях  $[OIII]$  получается несколько меньше действительного, так как общая ширина дублета 4959 + 5007 Å  $[OIII]$  несколько больше 80 Å [12], из-за чего отношение  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  на рис. 4 меньше, чем на рис. 3. Если учесть эти различия, то видно, что данные рис. 4 повторяют данные зависимости III на рис. 3. На обоих рисунках величина  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  изменяется в 1,4 раза, величина  $I_{\beta}/I_{const}$  — в 1,7 раза.

Таким образом, данные рис. 3 показывают, что в моменты вспышечной активности ядра галактики NGC 1275, имевшей место в 1969–1978 гг., наблюдалась сложная зависимость  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - W_{\beta}$ , как сумма зависимостей I + II. После прекращения вспышечной активности в 1979 г. осталась одна простая зависимость III, которая оказалась смещенной не только относительно зависимости I, но и относительно II. Наше предположение об упрощении связи между переменными параметрами спектра ядра галактики NGC 1275 подтвердилось.

Теперь можно задать вопрос, являются ли последовательности I–III результатом одного только простого изменения подложки непрерывного спектра под линиями  $H_{\beta}$  и  $[OIII]$ . Нет, не являются. Каждая из кривых I–III не может быть получена простым изменением яркости непрерывного спектра. Если идти вдоль каждой из кривых I–III в сторону увеличения  $W_{\beta}$ , то сначала видно плавное уменьшение отношения  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$ .

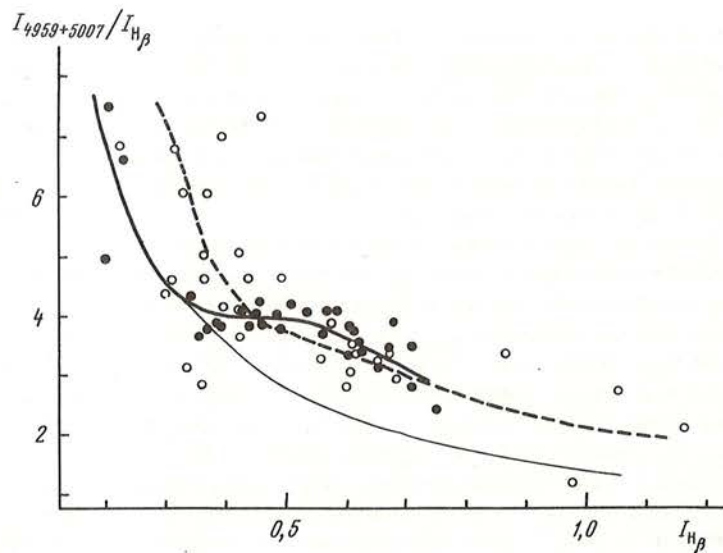


Рис. 2. Сопоставление отношений  $I_{[OIII]}/I_{\beta}$  и интенсивности линий  $I_{\beta}$  для разных яркостей ядра галактики  
 Точки и жирная линия —  $V(27'') > 12^m,6$ , колечки и прерывистая линия  $V(27'') < 12^m,6$ , тонкая линия —  $const/I_{\beta}$

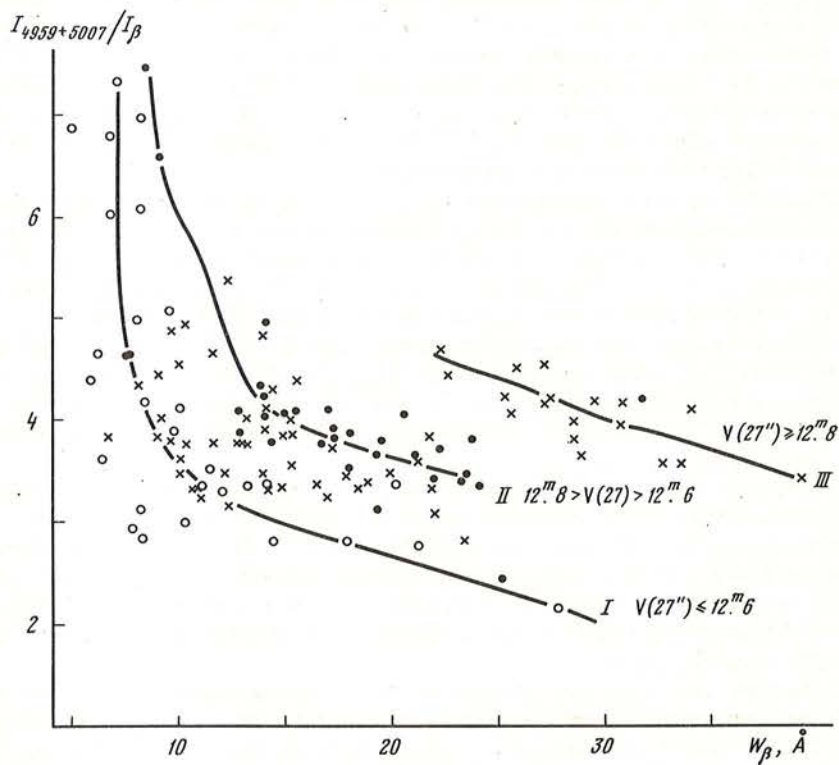


Рис. 3. Диаграмма  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - W_{\beta}$  по данным наблюдений [1-4]  
 Точки и колечки соответствуют низкому и высокому уровню яркости непрерывного спектра (см. рис. 1), крестики — наблюдения спектров, когда не было UVB наблюдений (I-III — см. текст)

Рис. 4. Соотношение  $I_{[OIII]}/I_{\beta} - I_{\beta}/I_{cont}$  по фотоэлектрическим наблюдениям, проведенным в 1982–1986 гг. [11]

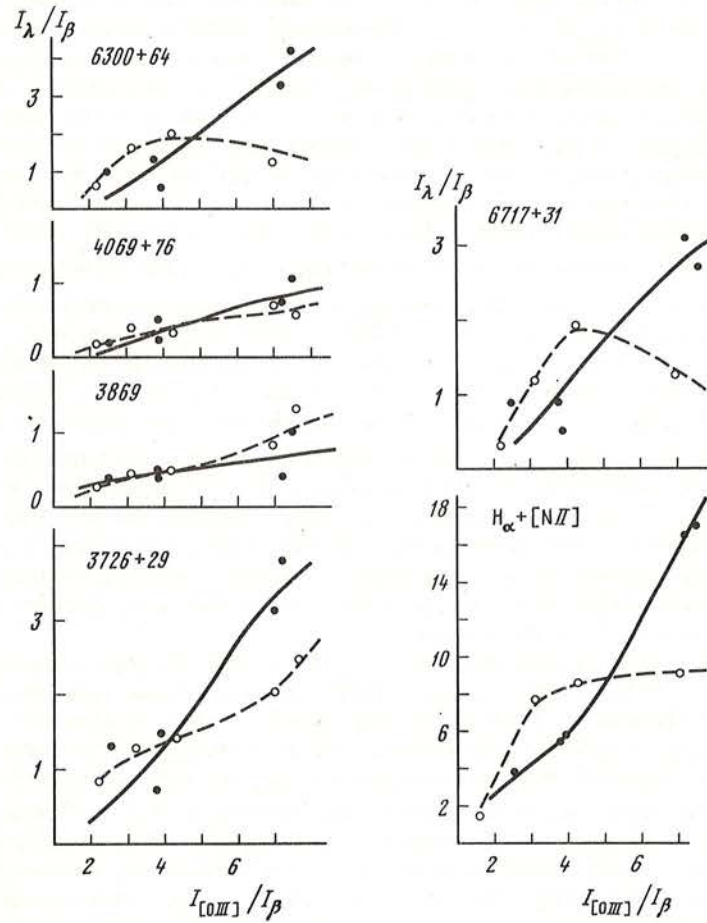
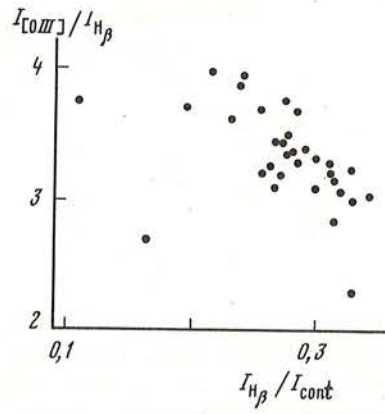


Рис. 5. Сопоставление относительных интенсивностей линий в спектре ядра галактики NGC 1275, полученных при разных уровнях яркости континуума. Линии соответствуют: прерывистая — яркому континууму, непрерывная — слабому континууму. Точки и колечки, как на рис. 2 (см. текст)

Степень переменности параметров  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$  и  $W_{\beta}$   
в последовательностях I–III рис. 3

| Параметр спектра                | Степень переменности |     |     |
|---------------------------------|----------------------|-----|-----|
|                                 | I                    | II  | III |
| $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$ | 2,7                  | 2,0 | 1,4 |
| $W_{\beta}$                     | 4,5                  | 3,5 | 1,5 |

Но этот плавный ход время от времени нарушается скачками вверх. На рис. 3 видно два таких скачка. Кроме этого, на кривых I–III наблюдается разная степень переменности величин  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$  и  $W_{\beta}$ . Данные таблицы показывают, что степень их переменности уменьшается в направлении от I к III, т.е. с уменьшением яркости континуума.

На рис. 5 представлены изменения относительных интенсивностей различных эмиссионных линий в спектре излучения ядра галактики NGC 1275 в зависимости от изменения отношения  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$  по [2]. Специально выбраны данные, соответствующие как яркому, так и слабому континууму ядра. Относительные интенсивности линий в спектре ядра галактики для одной даты здесь можно восстановить по параметру  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$ , используя данные всех графиков рис. 5. Этот рисунок показывает, что относительные интенсивности всех эмиссионных линий растут с ростом отношения  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$ . Только рост имеет разную степень, зависящую от уровня яркости континуума. При низком уровне континуума степень роста относительных интенсивностей линий низкой ионизации и возбуждения – 3726 + 29 Å [OII], 6300 + 64 Å [OI], 6548 + 84 Å [NII] и 6717 + 31 Å [SII] с возрастанием отношения  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$  значительно больше (точки), чем в случае яркого континуума (колечки). В то же время для линий более высокого возбуждения и ионизации – 4069 + 76 Å [SII] и 3869 Å [Ne III] степень роста в обоих случаях одинакова. Здесь необходимо пояснить следующее. На наших спектрах линии [NII] блендированы линией  $H_{\alpha}$ . Как было показано в [2], во всех случаях отношение интенсивностей  $I_{\alpha} / I_{6548 + 84}$  было меньше 0,6. Поэтому интенсивность бленды  $H_{\alpha}$  + [NII] можно рассматривать, как интенсивность в основном дублета 6548 + 84 Å [NII]. Таким образом, данные рис. 5 также свидетельствуют в пользу того, что переход от состояния высокого уровня яркости континуума к низкому на рис. 3 не есть простое изменение "подложки" под линиями  $H_{\beta}$  и [OIII]. Если соотношения I и II на рис. 3 отражают разные физические условия газовых оболочек каждое в одном из ядер, то одно ядро должно иметь газовую оболочку с более высоким уровнем возбуждения и ионизации, а другое – с более низким.

Коски изучал спектры ядер галактик типа Sy 2 [13]. На рис. 6 мы сравнили относительные интенсивности эмиссионных линий спектров ядер этих галактик с переменными относительными интенсивностями линий в спектре ядра NGC 1275. Здесь относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре одной галактики можно восстановить по данному значению отношения  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$ , используя все кривые рис. 6. Видно, что переменный спектр излучения ядра галактики NGC 1275 всегда похож на спектр одного из ядер типа Sy 2 с параметром  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta} \leq 7$ . Если уровень ионизации и возбуждения газовой оболочки ядра определять по величине относительных интенсивностей линий [OII], [OI], [SII] и [NII] в спектре ядра галактики NGC 1275 при данном значении отношения  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$ , то оказывается, что среди ядер типа Sy 2 одни имеют оболочки с относительно низким уровнем ионизации и возбуждения, а другие – с более высоким уровнем ионизации и возбуждения. Действительно, на рис. 6 видно, что у одной и той же галактики (на рисунке одна галактика определяется своим значением отношения  $I_{[\text{OIII}]} / I_{\beta}$ ) при высоком значении отношения  $I_{[\text{SII}]} / I_{\beta}$  высоки также



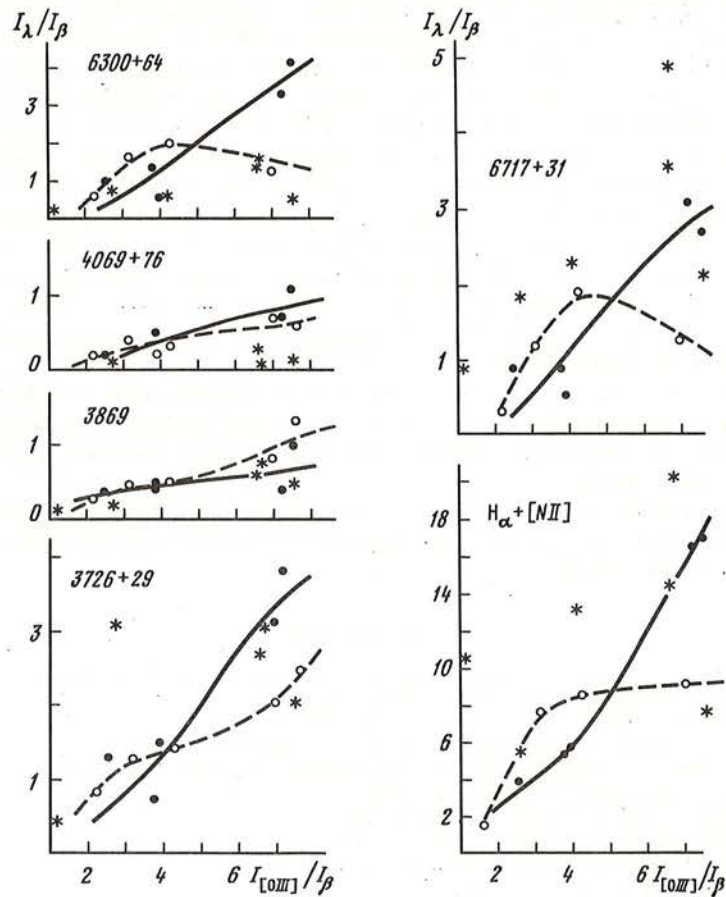


Рис. 6. То же, что на рис. 5, сопоставляется с данными для разных галактик типа Sy 2 по данным Коски [12] — звездочки (каждая звездочка соответствует одной из галактик)

и отношения  $I_{[OI]}/I_{\beta}$  и  $I_{[NII]}/I_{\beta}$ , а при низком значении отношения  $I_{[SII]}/I_{\beta}$  низки и значения отношений  $I_{[OI]}/I_{\beta}$  и  $I_{[NII]}/I_{\beta}$  т.е. здесь также наблюдается одно из состояний, отмеченных у ядра галактики NGC 1275. Например, к более возбужденным ядрам принадлежит ядро галактики Маркарян 198 — ей соответствует самая низкая звездочка на каждом из графиков рис. 6 в области  $I_{[OIII]}/I_{\beta} \approx 7$ .

Таким образом, представленные выше данные фотометрии и спектрофотометрии показывают, что с 1971 г. по 1982 г. ядро галактики NGC 1275 претерпевало изменения, которые влекли за собой не только изменения уровня яркости континуума, но также и изменения относительных интенсивностей эмиссионных линий как водородных, так и запрещенных. Изменения были как плавного характера, так и скачкообразные. В [6] было выдвинуто предположение, что в случае NGC 1275 изменение эмиссионного спектра может отражать двойственность ядра этой галактики, которая ранее подозревалась также по данным наблюдений в радиодиапазоне и по прямым снимкам. Предполагалось, что при ярком континууме ядра мы наблюдаем излучение двух компонентов, а при слабым — одного. После 1979 г., когда яркость ядра в континууме резко упала  $V(27'') \geq 12^m,8$ , мы наблюдаем изменения только одного из ядер.

Разделение последовательностей I и II на рис. 3 можно объяснить тем, что в каждый данный момент наблюдается преимущественно излучение одного из ядер компонентов

ядра. Скачок от II к III можно объяснить тем, что одновременно с угасанием одного из компонентов, которое произошло примерно в 1979 г. "выключилась" постоянная часть газовой оболочки одного или обоих ядер. Систематические фотозлектрические наблюдения [5, 11] показывают, что при изменении уровня континуума в ту же сторону изменяются интенсивности линий  $H_{\beta}$  и [OIII]. Поэтому можно предположить, что в 1979 г. произошло одновременное уменьшение интенсивностей линий  $H_{\beta}$  и [OIII] скачком, только линия  $H_{\beta}$  ослабла в большей степени, чем линия [OIII]. Зная данные UVV фотометрии Лютого для диафрагмы 27" и данные многоапертурных наблюдений Засова и Лютого [14], можно определить значения  $V(5'')$  по  $V(27'')$ . Если переходы от одной кривой к другой I  $\rightarrow$  II  $\rightarrow$  III происходили при яркостях ядра  $V(27'') = 12^m,6$  и  $12^m,8$ , а самое яркое ядро соответствует значению  $V(27'') = 12^m,4$ , то изменения яркости континуума в ультрафиолете в фильтре  $V(5'')$  составляли примерно 2 раза при переходе от I к II и от II к III.

В конце можно отметить, что все плавные и скачкообразные изменения в газовой оболочке ядра галактики NGC 1275 можно объяснять не только в рамках гипотезы двойного ядра, но также и в рамках одиночного сейфертовского ядра со сложной структурой газовой оболочки.

Выражаю искреннюю благодарность В.М. Лютому за предоставление наблюдений ядра галактики NGC 1275 до их опубликования, а также Е.А. Лиморенко и В.Т. Жоголевой за помощь в изготовлении рисунков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дорошенко В.Т., Тербиж В.Ю., Чуваев К.К. // *Астрофизика*. 1976. Т. 12. С. 417.
2. Проник И.И. *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1980. т. 61. С. 131.
3. Дорошенко В.Т., Тербиж В.Ю. // *Труды ГАИШ*. 1983. Т. 65. С. 64.
4. Чуваев К.К. // *Письма в Астрон. журн.* 1985. Т. 11. С. 803.
5. Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1987. Т. 77. С. 135.
6. Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1988. Т. 79. С. 122.
7. Лютый В.М. // *Астрон. журн.* 1972. Т. 49. С. 390.
8. Лютый В.М. // *Астрон. журн.* 1977. Т. 54. С. 1153.
9. Лютый В.М. // *Письма в Астрон. журн.* 1980. Т. 4. С. 64.
10. Лютый В.М. // *Астрон. журн.* (в печати).
11. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1988. Т. 79. С. 133.
12. Дибай Э.А. // *Астрон. журн.* 1969. Т. 46. С. 725.
13. Koski A. // *Astrophys. J.* 1978. Vol. 223. P. 56.
14. Засов А.В., Лютый В.М. // *Астрон. журн.* 1973. Т. 50. С. 253.

УДК 524.7

### МНОГОЛЕТНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕР АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА. I. ГАЛАКТИКА NGC 1275

К.К. Чуваев

В 1972–1976 гг. на спектрографе с ЭОП 2,6 м телескопа им. Шайна Крымской астрофизической обсерватории получены спектрограммы ядра галактики NGC 1275 в областях линий  $H_{\beta}$  и  $H_{\alpha}$  за 108 и 90 дат соответственно.

С точностью, близкой к  $\pm(15\div 25)\%$  определены эквивалентные ширины ( $W_{\lambda}$ ) следующих линий и бленд:  $H_{\beta}$ , [OIII]  $\lambda\lambda$  4959 + 5007, [OI]  $\lambda$  6300 и  $H_{\alpha}$  + [NII].

Показано, что в пределах указанной точности за время наблюдений интенсивность перечисленных эмиссионных деталей оставалась постоянной.

© К.К. Чуваев

Сделан вывод о том, что около ядра галактики практически отсутствует газ, в котором могли бы возникнуть достаточно интенсивные широкие компоненты разрешенных эмиссионных линий. На этом основании ядро галактики отнесено к типу Sy2.

Приведено качественное описание вида профилей некоторых эмиссионных линий в состоянии низкого блеска ядра.

Получены свидетельства заметной стратификации газа, излучающего разные линии.

**SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE ACTIVE GALAXIES NUCLEI IN THE VISUAL RANGE CARRIED OUT DURING MANY YEARS. I. THE NGC 1275 GALAXY, by K.K. Chuvpov.** In 1972–1976 on the spectrograph with the image tube installed on the 2.6-m Shain telescope at the Crimean Astrophysical Observator the spectrograms of the NGC 1275 galaxy nucleus were obtained in  $H_\beta$  and  $H_\alpha$  regions for 108 and 90 dates, correspondingly.

The equivalent width ( $W_\lambda$ ) of the following lines and blends:  $H_\beta$ , [OIII]  $\lambda\lambda$  4959 + 5007, [OI]  $\lambda$  6300 and  $H_\alpha$  + [NII] with the accuracy close to  $\pm(15-25)\%$  are determined.

It has been shown, that with the given accuracy during the whole observational period the intensity of the enumerated emission features remained unvariable.

It has been concluded, that in the circumnuclear region of the galaxy the gas, which would be responsible for the appearance of the intensive broad components of the permitted emission lines, is practically absent. Based on this conclusion we classify the galaxy nucleus as Sy 2.

The qualitative description of the view of profiles of several emission lines being in the state of low brightness of the nucleus, is given.

The evidences for noticeable stratification of gas emitting various lines are obtained.

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящей статьёй мы начинаем публикацию результатов спектральных наблюдений ряда избранных сейфертовских галактик, проводящихся в Крымской астрофизической обсерватории с 1972 г. Автор отдает себе отчет в сравнительно низкой точности, которую можно было реализовать при используемой аппаратуре, в частности, при применении ЭОП как приемника света и фотоэмульсии как регистратора и носителя информации. Это существенно ограничило круг проблем и вопросов, которые оказались доступными для изучения. Тем не менее автор убежден, что 15-летний ряд совершенно однородных и достаточно частых наблюдений ядер галактик содержит и позволяет получить важную и интересную информацию, поскольку масштабы процессов, разыгрывающихся в ядрах галактик часто приводят к изменениям, значительно превосходящим по своей величине ошибки наблюдений и обработки.

Из сопоставления результатов спектральных наблюдений ядра галактики NGC 1275, проводившихся более 10 лет, с фотоэлектрическими UBV — наблюдениями Лютого [1–3] ранее нами было показано [4], что при изменении блеска ядра до 4 раз интенсивность (поток излучения) линии  $H_\beta$  и бленды [OIII]  $\lambda\lambda$  4959 + 5007 (линии  $N_2$  и  $N_1$ ) в пределах точности определения эквивалентных ширин оставались постоянными.

Имея в виду довольно большие ошибки результатов мы, как и прежде, не делали попыток обнаружения сравнительно небольших изменений интенсивности линии (порядка 10% или меньше). На большем наблюдательном материале решалась более простая и доступная задача: меняется ли интенсивность эмиссионных линий в спектре ядра галактики в несколько раз, как это утверждает Проник [5], Меркулова и Проник [6], или эти изменения сравнительно малы, как это было найдено нами ранее в [4].

В настоящей статье представлены результаты более поздних, дополнительных наблюдений линий  $H_\beta$ ,  $N_1$ ,  $N_2$ , а также результаты 15-летних наблюдений линии [OI]  $\lambda$  6300 и бленды  $H_\alpha$  + [NII].

Поскольку ядро галактики в 80-е годы стало существенно слабее по сравнению с 1972–1976 гг., возрос контраст всех эмиссионных линий над континуумом. Это позволило так же рассмотреть вопрос о виде профилей линий и дать их описание.

## 1. АППАРАТУРА, НАБЛЮДЕНИЯ И ТОЧНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ

Краткое описание аппаратуры уже приводилось ранее [4]. Здесь мы напомним, что наблюдения проводились на спектрографе с дисперсией спектрограмм около 100 и 95 Å/мм в областях линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  соответственно, со спектральным разрешением 6–7 Å при типичной ширине щели около 1",8. Несколько спектрограмм получено так же с вдвое большей дисперсией. Спектрограммы расширялись до 0,3–0,6 мм в зависимости от яркости объекта и условий наблюдений путем перемещения изображения ядра вдоль щели, ориентированной по направлению E–W. Возможные ошибки в определении величин  $W_\lambda$  были оценены около  $\pm 15\%$  для бленд  $N_1 + N_2$  и  $H_\alpha + [NII]$  и около  $\pm (20–25\%)$  для линий  $H_\beta$  и  $[OI] \lambda 6300$ .

Остановимся подробнее на основных причинах ошибок.

1. Микро и макронеоднородности чувствительности ЭОП по полю. Для иллюстрации на рис. 1 изображен результат совмещения нормированных максимальными интенсивностями 6 фотометрических разрезов, выполненных в трех различных местах по высоте на двух сильно расширенных спектрограммах звезды AOV–Feige 15, полученных с экспозициями, различающимися в 2 раза. Эти спектрограммы практически перекрывали всю поверхность фотокатода, на которую могли проектироваться изображения спектров. Из рисунка видно, что ширина шумовой дорожки вдоль спектра составляет 6–20% от уровня сигнала. Места, где отдельные разрезы различить между собой становилось невозможно, сплошь залиты черным цветом. Рисунок дает также представление о характере распределения интенсивности вдоль спектра, определяемом спектральными характеристиками оптики телескопа, спектрографа, фотокатода ЭОП, а также виньетированием в камере спектрографа и в оптике переноса изображения с экрана ЭОП на фотоземлю.

2. Неопределенность при проведении уровня непрерывного спектра особенно под группой линий  $H_\beta$ ,  $N_2$ ,  $N_1$  и под блендой  $H_\alpha + [NII]$  и находящегося рядом с ней дублетом  $[SII]$ . Опыт показал, что эта неопределенность легко может приводить к ошибкам порядка 10%.

3. Неопределенность в установлении границ крыльев таких, относительно слабых, линий, как  $H_\beta$  и  $[OI] \lambda 6300$ , особенно при высоком блеске ядра.

4. Ошибки вообще присущие фотографическому способу регистрации спектров.

5. Ошибки связанные с плохим гидированием, изменяющимися условиями наблюдений и т.д.

На рис. 2, *a* и *b* приведены по две регистрограммы типичных спектров ядра галактики при низком и высоком блеске в областях линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . Нульпункты шкал интен-

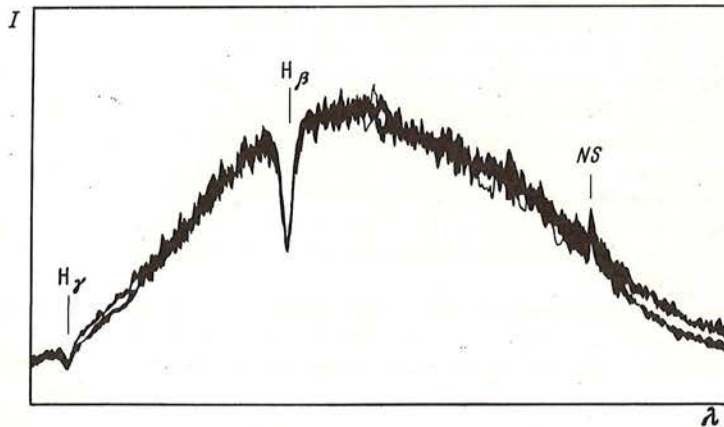


Рис. 1. Шесть совмещенных сканов спектра F звезды AOV – Feige 15 (см. текст)  
NS – линия ночного неба,  $\lambda 5577$ .

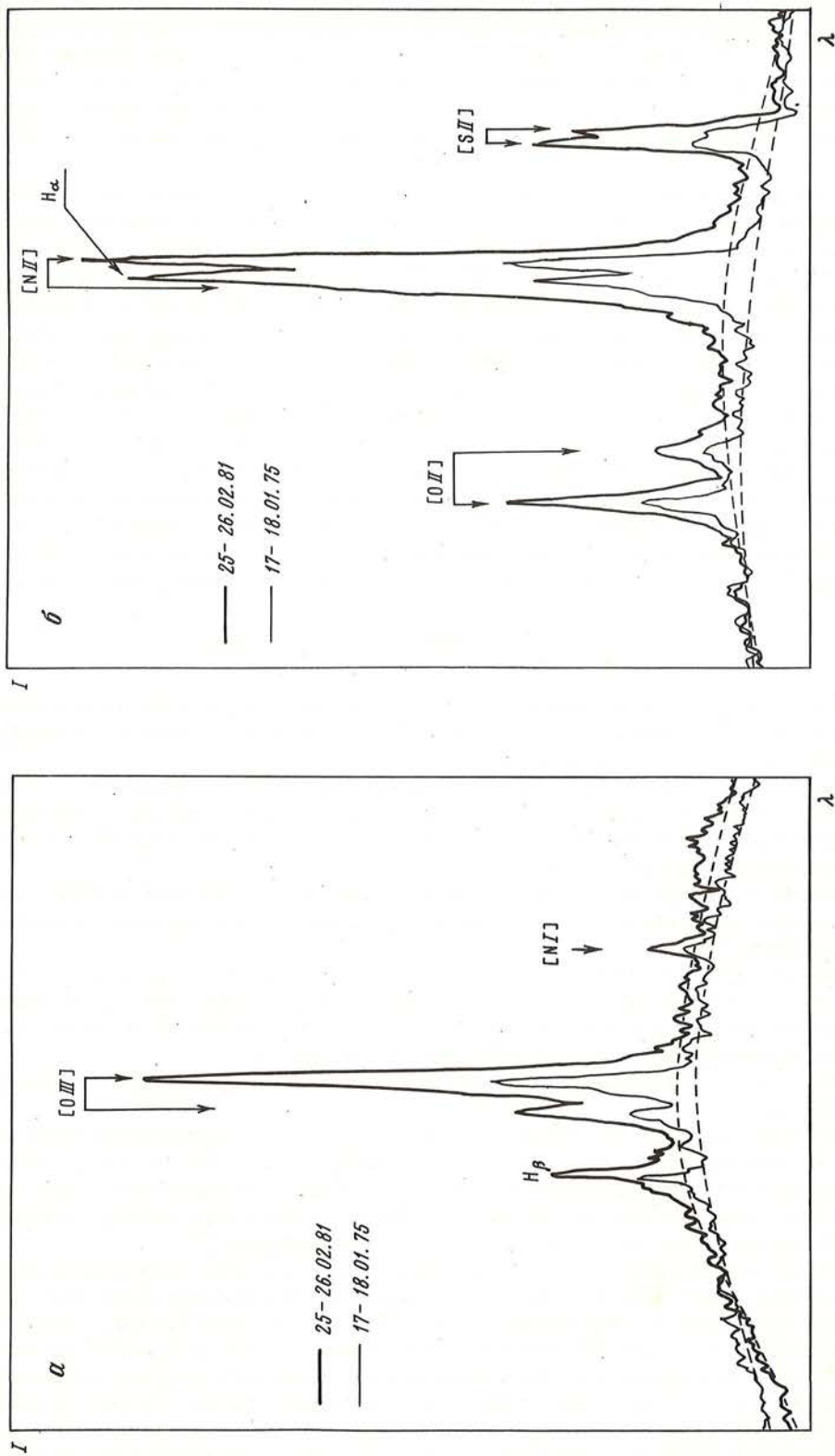


Рис. 2. Регистрограммы спектра ядра галактики в области линии  $H\beta$  ( $\alpha$ ) и  $H\alpha$  ( $\beta$ ) при различном блеске ядра

сивностей на рисунках совмещены, а сами шкалы выбраны так, чтобы расстояние до уровня континуума на регистрограммах каждой области различалось незначительно. Из рисунков можно составить впечатление о качестве спектрограмм, о проблеме проведения континуума, о различном контрасте эмиссионных линий над уровнем континуума при различном блеске ядра, а также можно грубо оценить отношение сигнал/шум.

Указанная выше точность от  $\pm 15$  до  $\pm (20-25)\%$  не является результатом статистического анализа данных. Она характеризует возможную величину максимального разброса величин  $W_\lambda$  и была оценена на основании сравнения данных обработки спектрограмм разных объектов, в том числе и ядра NGC 1275, полученных в одну ночь, в несколько соседних ночей, в разные сезоны и различные годы. Использовались так же результаты независимой обработки различными лицами одних и тех же спектрограмм. Иногда величины  $W_\lambda$ , определяемые по спектрограммам одной или соседних ночей, оказывались близкими. Но такие определения нельзя рассматривать как независимые. Условие независимости особенно трудно выполнить при проведении уровня континуума. Почти невозможно отвлечься от мысли, что характер континуума на этих спектрах должен быть подобным. Имея в виду сказанное, мы не проводили сколько-нибудь детального статистического анализа результатов и ограничились вычислением интересующих нас коэффициентов корреляции  $R$  и рассмотрением характера уклонений величин  $\Delta W_\lambda$  от соответствующих прямых регрессии. По критерию  $\chi^2$  во всех рассмотренных случаях характер распределения величин  $\Delta W_\lambda$  оказался не противоречащим нормальному закону.

## 2. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ЯДРА В РАЗЛИЧНЫЕ ФАЗЫ БЛЕСКА

Согласно UVV-фотометрии Лютого [1-3] кривую блеска центральной части галактики диаметром  $27''$  за период с 1972 по 1986 г., когда нами проводились спектральные наблюдения, можно разбить на 3 периода.

1. 1972-1976 гг., когда блеск ядра был максимальным. В это время наблюдались достаточно большие по амплитуде флюктуации блеска с двумя характерными временами: около года и десятков дней. По Лютому [1-3] они соответствуют двум различным составляющим излучения ядра.

2. В начале 1977 г. средний блеск ядра заметно упал и до 2-й половины 1979 г. оставался примерно постоянным. В этом периоде присутствовали только короткопериодические колебания блеска.

3. Во второй половине 1979 г. средний блеск ядра снова заметно упал и в этом состоянии он сохраняется до последнего времени. Долгопериодическая составляющая блеска по-прежнему отсутствует. А короткопериодические колебания, особенно в последние годы, имеют заметно меньшую амплитуду, чем прежде.

В соответствии с описанными изменениями блеска ядра происходили изменения и в виде спектра.

Прежде всего отметим все возрастающий контраст всех эмиссионных линий над уровнем непрерывного спектра. (Этот эффект для  $N_1$  и  $N_2$  является непосредственным следствием полученного ранее [4] вывода о постоянстве потоков излучения в этих линиях.) При низком блеске ядра оказалось возможным более детально изучать профили линий и, по-видимому, несколько точнее определять величины  $W_\lambda$ .

Рассмотрим, в частности, вопрос о двухкомпонентной структуре эмиссионных линий.

Наличие двух компонентов у линий  $N_1$  и  $N_2$  было отмечено еще Сейфертом [7]. Дибай [8] утверждает, что двухкомпонентная структура имеется так же у линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$ . Однако Хекман и др. [9] считают, что хотя линии [OIII] и  $H_\beta$  являются двухкомпонентными, вид фиолетовых компонентов у них различен. Основной, узкий красный компонент у  $H_\beta$  существенно ярче слабого широкого фиолетового компонента, чем у линий [OIII]. Внимательный просмотр наших спектрограмм, в том числе нескольких спектрограмм, полученных с дисперсией  $\sim 40 \text{ \AA/мм}$  в области  $H_\beta$ , не позво-

ляют утверждать, что фиолетовые компоненты линий  $N_1$  и  $N_2$  существенно шире красных, более ярких компонентов, как это утверждается в [9]. (Кстати такое утверждение не следует из рассмотрения регистрограмм, приведенных в [9 и 10].)

На большинстве крымских спектрограмм линии [OIII] не имеют четких резких ядер. На лучших спектрограммах с дисперсией  $\sim 40 \text{ \AA}/\text{мм}$ , как будто бы есть признаки тонкой структуры у каждого из компонентов. По измерениям расстояние между компонентами линий [OIII] оказалось около  $16 \text{ \AA}$ , что соответствует разности скоростей  $950 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  и заметно больше, чем  $600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  по Дибая [8] и  $300\text{--}400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  по Хекману и др. [9].

У линий [OI]  $\lambda 6300$ , [N II]  $\lambda 6548$  и [SII]  $\lambda 6747$ , близких по интенсивности с линией  $N_2$ , фиолетовые компоненты, подобные тем, которые видны у  $N_2$ , на наших спектрограммах отсутствуют. Что касается линии  $H_\beta$ , то на некоторых спектрограммах у нее видно более протяженное слабое фиолетовое крыло, как и на спектре, приведенном в [9]. На других спектрах явной асимметрии профиля  $H_\beta$  не видно. Наконец, есть спектрограммы, на которых узкий высокий пик линии как бы располагается на несколько более широкой слабой подложке. Не исключено, что отмеченные различия в виде профиля  $H_\beta$  реальны, хотя они могут вызываться и случайными помехами.

Далее необходимо отметить, что на плотных нерасширенных спектрограммах (с длинной щелью) можно видеть продолжение эмиссионных линий за пределами области ядра в виде слабых "хвостиков". Эти "хвостики" видны у всех ярких эмиссионных линий кроме линий [OIII], у которых они или очень слабы и незначительны по протяженности или вообще отсутствуют. Иными словами, на некотором уровне поверхностной яркости размер области, излучающей линии  $N_1$  и  $N_2$ , заметно меньше, чем у других упомянутых выше эмиссионных линий. Эта особенность спектра ядра очень интересна и должна стать предметом специального исследования при достаточно хорошем угловом разрешении.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

#### 3.1. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ $H_\beta$ И $N_1 + N_2$

В [4] было показано наличие линейной зависимости между блеском ядра галактики в фотометрической системе V для диафрагмы диаметром  $5''$  (что хорошо соответствует размеру ядерной области галактики, образующей наши расширенные спектры) и величиной  $2,5 \lg(N_1 + N_2)$ . Угол наклона зависимости оказался близким к  $45^\circ$ . Этот факт явился прямым аргументом в пользу вывода о постоянстве потока излучения в линиях  $N_1$  и  $N_2$ . Очевидно, что большие изменения  $W(N_1 + N_2)$  со временем лишь отражают изменения интенсивности континуума. Вывод о постоянстве интенсивности  $H_\beta$  был сделан на основании примерно одинаковых пределов изменений величин  $W(N_1 + N_2)$  и  $W(H_\beta)$  и наличием между ними тесной корреляции.

Здесь мы вновь рассмотрим сопоставление величин  $W(N_1 + N_2)$  и  $W(H_\beta)$  с использованием наблюдений последних лет. На рис. 3 новые наблюдения выделены полыми кружками. Как видно, они не нарушают, а подтверждают ранее полученную тесную связь между  $W(N_1 + N_2)$  и  $W(H_\beta)$ . Коэффициент корреляции здесь оказался равным величине  $R = 0,96$ . Новые наблюдения не противоречат и полученной ранее зависимости между величинами  $V$  и  $2,5 \lg W(N_1 + N_2)$ . Таким образом, вывод о постоянстве интенсивности линий  $H_\beta$ ,  $N_1$  и  $N_2$  остается в силе.

Выше указывалось, что в профиле линии  $H_\beta$  иногда наблюдается либо широкое и слабое фиолетовое крыло, либо слабая широкая подложка под узким пиком. Наконец, временами линия выглядит вполне симметричной. Если отмеченные различия в профиле реальны, то, вообще говоря, можно ожидать и небольших изменений интенсивности  $H_\beta$ . Однако они, вероятно, невелики поскольку их трудно оценить количественно на фоне различного рода ошибок. Рассмотрим теперь отношение  $K_1 = W(N_1 + N_2)/W(H_\beta) \approx I(N_1 + N_2)/I(H_\beta)$ , характеризующее степень возбуждения газа.

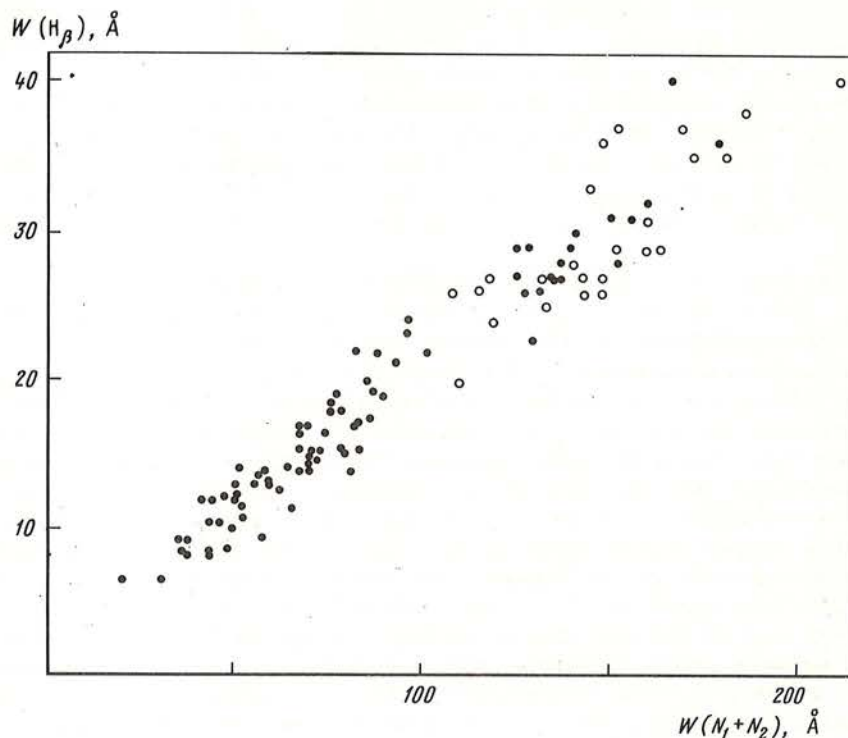


Рис. 3. Сопоставление эквивалентных ширин линий  $N_1 + N_2$  и  $H_\beta$

Согласно нашим наблюдениям эта величина близка к значению 4.8. Подчеркнем, что индивидуальные оценки из-за ошибок могут заметно различаться между собой (см рис. 3) и от среднего значения, и их, конечно, нельзя рассматривать как точные. Далее в таблице мы собрали величины  $K_1$ , вычисленные по данным других наблюдателей. Из таблицы видно, что значения  $K_1$ , кроме полученных в [10, 5, 6] различаются между собой не более чем на 22%.

По поводу данных наблюдений в [10, 5, 6] уместно сделать следующие замечания. Кингхем и О'Коннел наблюдали галактику 26.10.76 г. В ночи 26/27 и 27/28.10.76 галактика наблюдалась и в Крыму. По крымским спектрограммам значение  $K_1$  оказалось равным 4,4 и 5,5 соответственно. При этом серьезных ошибок в обработке не было обнаружено. Поэтому величину  $K_1 = 8,70$  мы считаем сомнительной.

Оценки  $K_1$  согласно [5 и 6] можно было бы не обсуждать, если бы авторы не настаивали на реальности изменений этой величины не менее чем в 3 раза (см. таблицы в [5 и 6]). Нам представляется, что использование в [5] нерасширенных спектрограмм имеющих дисперсию 380 или 570 Å/мм, едва ли позволяло получать результаты с неохватимой точностью. Что касается данных, приведенных в [6], то среди них можно обнаружить указания на ряд удивительных событий, происходивших в спектре ядра галактики за 4 ночи наблюдений. Так, например, 13.01.77 величина  $K_1$  изменялась почти вдвое за полчаса, главным образом из-за изменений величины  $W(H_\beta)$  (см. серии 2 и 26 в [6]). Более того, в [6] на рис. 2 за эту же дату приведена регистрограмма одного из спектров, на которой  $H_\beta$  практически исчезла! Судя по имеющимся описаниям она исчезала за 10–20 мин, а затем снова появилась. На этом же рис. 2, на регистрограмме спектров за 12 и 13.01.77, отчетливо видны две компоненты у линии [OIII]  $\lambda$  4959. На регистрограмме же за 14.07.77 синяя компонента исчезла. Далее 14.01.77 почти в 2 раза за несколько часов изменилась  $W$  ([OIII]  $\lambda$  5007), тогда как  $W$  ([SII]  $\lambda$  4069



Т а б л и ц а в е л и ч и н

$$K_1 = I(N_1 + N_2)/I(H_\beta) \approx W(N_1 + N_2)/W(H_\beta),$$

$$K_2 = I(H_\alpha + [NII])/I(N_1 + N_2)$$

| Авторы             | Ссылки          | Годы наблюдений | $K_1$   | $K_2$    |
|--------------------|-----------------|-----------------|---------|----------|
| Андерсон           | [11]            | 1966, 1967      | 5,30    | 2,21     |
| Вамплер            | [12]            | 1968            | 5,15    | 2,50     |
| Шилдс, Оук         | [13]            | 1970, 1974      | 4,66    | 2,48     |
| Проник И.И.        | [5]             | 1971–1978       | 1,2–7,6 | 0,63–2,3 |
| Адамс, Видман      | [14]            | 1973, 1974      | 5,70    | 2,53     |
| Дорошенко, Терезиж | [15]            | 1973–1976       | 4,87    | –        |
| Кингхем, О'Коннел  | [10]            | 1976, декабрь   | 8,70    | –        |
| Меркулова Н.И.     |                 |                 |         |          |
| Проник И.И.        | [6]             | 1977, январь    | 3,1–9,2 | 1,5–3,35 |
| Чуваев             | Наст.<br>работа | 1972–1986       | 4,80    |          |

+ 4076),  $W(H_\gamma + [OIII] \lambda 4363)$ ,  $W([OI] \lambda 6300)$  и  $W(H_\alpha + [NII])$  оставались постоянными (см. в [6] серии 31 и 34) и так далее. Столь загадочные события едва ли можно объяснить какими-либо известными физическими процессами, которые могут происходить в ядрах галактик. Что касается изменений интенсивности линий [OIII] (и, по-видимому, как будет показано ниже, водородных линий в спектре ядра NGC 1275) за время в десятки минут, часы, дни и месяцы, то аргументы против реальности таких событий уже были приведены Гейскеллом [16].

Но вернемся к таблице. Учитывая замечания относительно величин  $K_1$  по данным [10, 5 и 6] мы можем рассматривать содержащиеся в ней данные как непосредственное подтверждение вывода об отсутствии заметной переменности интенсивности линий  $H_\beta$ ,  $N_1$ ,  $N_2$  за время около 15 лет.

### 3.2. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИИ [OI] $\lambda$ 6300 И БЛЕНДЫ $H_\alpha + [NII]$

На рис. 4 и 5 величина  $W(N_1 + N_2)$  сопоставляется с величинами  $W([OI] \lambda 6300)$  и  $W(H_\alpha + [NII])$ , полученными за 15 лет. Из рисунков видно, что существование тесной связи в изменениях эквивалентных ширин в обоих случаях не вызывает сомнений. Коэффициенты корреляции  $R$ , вычисленные для этих сопоставлений оказались равными 0,92 и 0,95 соответственно. Более того, из рассмотрения рис. 2–4 следует, что относительные изменения величин  $W_\lambda$  оказываются почти одинаковыми для всех линий и достигают  $\sim 4$  раз. На основании этих результатов можно утверждать, что потоки в линии [OI]  $\lambda$  6300 и бленде  $H_\alpha + [NII]$  так же не изменялись во время наших наблюдений. Вывод относительно бленды  $H_\alpha + [NII]$ , по-видимому, подтверждается также результатами других исследователей. В виде отношения  $K_2 = I(H_\alpha + [NII])/I(N_1 + N_2)$  эти результаты представлены в той же таблице, что и величины  $K_1$ . Если учесть, что значения  $K_2$  получены по наблюдениям на различных телескопах, с различными приемниками, с различными входными апертурами, то различие между крайними значениями в 25% невелико и может рассматриваться как прямое указание на постоянство потоков в линиях. Вновь обращает на себя внимание большой интервал значений  $K_2$ , полученный по данным [5, 6].

Заметим далее, что согласно рис. 5 отношение  $W(H_\alpha + [NII])/W(N_1 + N_2)$  слегка изменяется, приблизительно от 1,75 до 2,00, в зависимости от яркости ядра. Эти изменения естественны, так как с уменьшением блеска цвет ядра становится более красным. Величина отношения эквивалентных ширин, равная 2,0, соответствует высокому блеску, при котором, в основном, получены и величины  $K_2$  таблицы. Не исключено, что

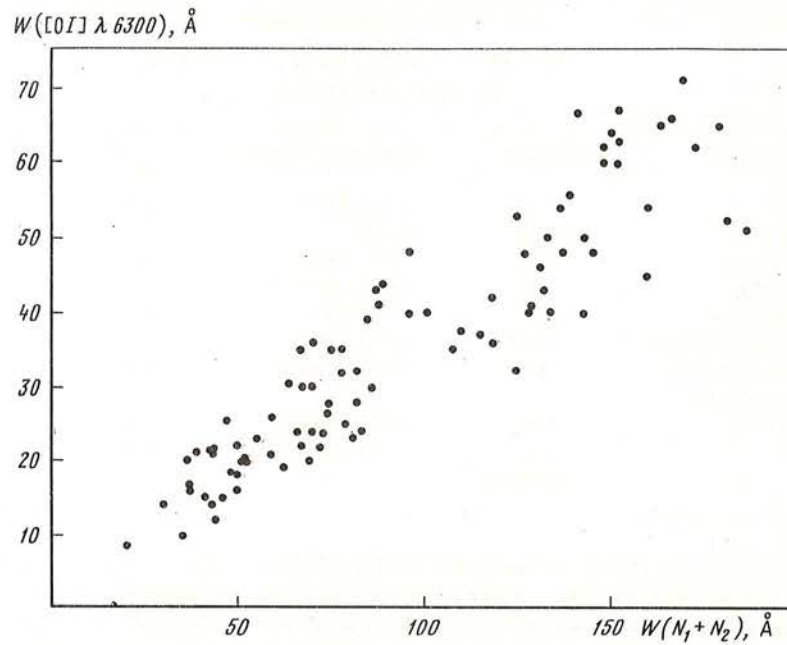


Рис. 4. Сопоставление эквивалентных ширин линий  $N_1 + N_2$  и  $[O I] \lambda 6300$

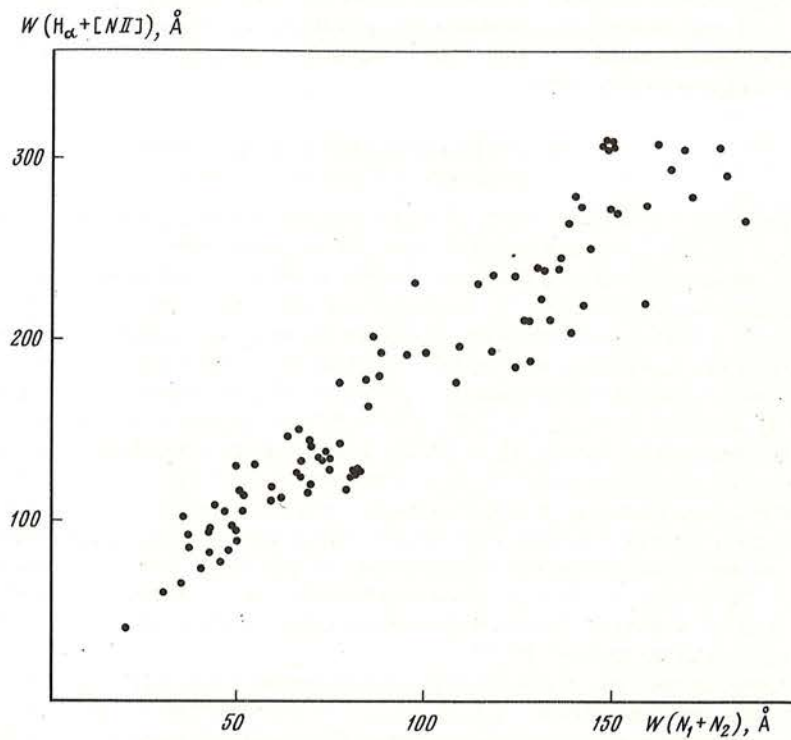


Рис. 5. Сопоставление эквивалентных ширин линий  $N_1 + N_2$  и бленды  $H_\alpha + [N II]$

корректный пересчет эквивалентных ширин в интенсивности может привести к величине, практически совпадающей с другими определениями. Следует заметить так же, что сравнительно небольшой интервал изменений рассматриваемого отношения эквивалентных ширин при сильном изменении блеска свидетельствует о сравнительно небольшом изменении градиента интенсивности континуума ядра в области спектра  $\lambda\lambda$  5000–6600 Å.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Заклучение о постоянстве потока излучения в запрещенных линиях на протяжении 15 лет вполне естественно. Оно полностью согласуется с существующими представлениями о том, что запрещенные линии формируются в областях газа, имеющих низкую плотность и большие размеры. Размеры этих областей могут достигать десятков и сотен парсек (см. напр. [16]).

Широкие же разрешенные линии возникают в плотном газе около ядер.

Первоначально казалось несколько неожиданным постоянство (с точностью  $\pm(15-25)\%$ ) излучения в линии  $H_\beta$  и бленде  $H_\alpha + [NII]$ , тогда как блеск ядра испытывал изменения в 4 раза. Однако и этот результат легко понять, если считать, что за излучение линий  $H_\beta$  и  $H_\alpha$  ответственны также большие по размерам облака газа, как и в случае запрещенных линий. Это предположение подтверждается тем, что ширина профиля основного красного компонента линии  $H_\beta$ , как это видно на регистрограмме, приведенной в [9], и на наших спектрограммах, примерно такая же, как и ширина красного компонента линии  $N_1$ .

Выше было отмечено, что у линии  $H_\beta$  временами видно относительно слабое, протяженное фиолетовое крыло или относительно широкая слабая подложка под узким центральным пиком. Вклад этих деталей в общую интенсивность линии, по-видимому, относительно мал, поскольку изменения интенсивности  $H_\beta$  при нашей точности уверенно регистрировать не представлялось возможным.

Таким образом характер изменений в видимой области спектра ядра позволяет отнести галактику NGC 1275 к галактикам типа Sy 2, недавно изученным Ферландом и Остерброком [17], которые лишены или почти лишены внутренних областей плотного газа, где возникают широкие линии.

Наличие достаточно четкой двухкомпонентной структуры только у линий  $[OIII]$   $\lambda\lambda$  4959 и 5007 в спектре ядра, по-видимому, представляет собой довольно редкий случай для спектров сейфертовских галактик. Эта особенность вместе с двухкомпонентной структурой, но совершенно другого характера у линии  $H_\beta$  (и, наверное, у линии  $H_\alpha$ ) не противоречит точке зрения Хекмана и др. [9] о существовании пространственно разделенных облаков или филаментов газа с различными физическими условиями и, вероятно, с различным химсоставом. Об этом же свидетельствует разная протяженность слабых эмиссий ("хвостиков") за пределами ядра.

В заключение автор благодарен А.И. Брунс за постоянную помощь в обработке наблюдений и вместе с В.П. Жоголевой за подготовку рукописи к печати, В.П. Маланушенко за матобеспечение и консультации при использовании спектрофотометрического измерительного комплекса, В.Ю. Теребизу за обсуждение некоторых вопросов статистической обработки результатов наблюдений, В.М. Лютому за предоставление результатов фотометрических наблюдений галактики до их опубликования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лютый В.М. // Астрон. журн. 1972. Т. 29. С. 930–942.
2. Лютый В.М. // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 1153–1167.
3. Лютый В.М. // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 721–739.
4. Чуваев К.К. // Письма в Астрон. журн. 1985. Т. 11. С. 803–810.
5. Проник И.И. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1980. Т. 61. С. 131–144.
6. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Изв. Крым. астрофиз. обл. 1983. Т. 68. С. 93–103.

7. Seyfert C.K. // *Astrophys. J.* 1943. Vol. 97. P. 28–40.
8. Дибай Э.А. // *Астрон. журн.* 1969. Т. 46. С. 725–729.
9. Heckman T.M., Milley G.K., van Brengel Will J.M., Butcher H.R. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 247. P. 403–418.
10. Kinghem K.A., O'Connell R.W. // *Astron. J.* 1979. Vol. 84. P. 1537–1541.
11. Anderson K.S. // *Astrophys. J.* 1970. Vol. 162. P. 743–759.
12. Wampler E.J. // *Astrophys. J.* 1971. Vol. 164. P. 1–10.
13. Shields G.A., Oke J.B. // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1975. Vol. 87. P. 879–883.
14. Adams T., Weedman D. // *Astrophys. J.* 1975. Vol. 199. P. 18–30.
15. Дорошенко В.Т., Теребиж В.Ю. // *Труды ГАИШ.* 1983. Т. 55. С. 64–83.
16. Gaskell C.M. // *Nature.* 1983. Vol. 304. P. 212–213.
17. Ferland G.J., Osterbrock D.E. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 300. P. 658–668.

УДК 524.1

## СПОКОЙНЫЕ СПЕКТРЫ И ЭВОЛЮЦИЯ ВСПЛЕСКОВ КОМПАКТНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Э. Валтаоя, С. Хаарала, Х. Лехто, Л. Валтаоя,  
М. Валтонен, И.Г. Моисеев, Н.С. Нестеров, Е. Салонен,  
Х. Терясранта, С. Урпо, М. Тиури

Результаты наблюдений 27 внегалактических радиоисточников, полученные в КАО АН СССР и РХУТ в 1980–1985 гг. на частотах 12, 22, 37 и 77 ГГц, анализируются вместе с другими данными из литературы. Выделены спектры излучения источников в спокойном состоянии и зарегистрированных в них в ходе наблюдений всплесков радиоизлучения.

Спектры источников в спокойном состоянии свидетельствуют о том, что даже наиболее компактные ядра становятся оптически прозрачными на частотах  $f_m < 200$  ГГц в системе покоя объекта. Ниже этой частоты перегиба  $f_m$  спектров ядер общие спектры источников оказываются плоскими из-за суперпозиции излучения отдельных компактных образований в объектах; на более высоких частотах спектры источников определяются излучением оптически тонких ядер со спектральными индексами  $\alpha_{\text{тонк}} \approx -0,2 \div -0,5$ . Наблюдаемые спектральные характеристики ядер: частота завала  $f_m$ , плотность потока на этой частоте  $s_m$  и  $\alpha_{\text{тонк}}$  коррелируют между собой.

Спектры 17 всплесков излучения, зарегистрированных у 15 объектов, могут быть аппроксимированы кривой, соответствующей каноническому спектру однородного синхротронного источника, у которого на частотах, где он оптически плотный,  $\alpha = +2,5$ , а  $\alpha_{\text{тонк}} \approx -0,2$ . Такая форма спектра сохраняется в течение всего развития всплеска. Лишь иногда на высоких частотах и на поздних стадиях эволюции всплесков в спектре происходит увеличение крутизны, что свидетельствует о значительных потерях энергии излучающими частицами. Развитие всплесков может быть разделено на 3 фазы: 1) быстрое возрастание потока; 2) плато, когда поток относительно постоянен; 3) медленное падение интенсивности. Частота, на которой поток всплеска максимален (частота завала), уменьшается со временем согласно закономерности  $f_m \sim t^{-2}$ . Простая форма всплесковых спектров и их эволюции свидетельствуют о справедливости модели, согласно которой всплески излучения внегалактических компактных источников возникают в результате прохождения ударной волны от ядра вдоль струи релятивистской плазмы (джета), направленной к наблюдателю. Волна ускоряет электроны в джете. Из анализированных данных следует, что показатель распределения электронов по энергиям  $\gamma = 1,4$  универсален для постоянных и всплесковых компонентов. Не обнаружены существенные различия в развитии всплесков и в радиоспектрах разных оптических типов источников.

**QUIET SPECTRA AND THE EVOLUTION OF FLARES IN COMPACT EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES AT MILLIMETER WAVELENGTHS**, by E. Valtaoja, S. Haarala, H. Lehto, L. Valtaoja, M. Valtonen, I.G. Moiseev, N.S. Nesterov, E. Salonen, H. Teräsanta, S. Urpo, M. Tiuri.

The results of observations of 27 extragalactic radio sources at 12, 22, 37 and 77 GHz obtained in Crimean Astrophysical Observatory and Radio Laboratory of Helsinki University of Technology in 1980–1985 are analyzed together with another data available in literature. The spectra of sources in quiescent stages and of the detected during observations radio flares have been distinguished.

© Е. Валтаоя, С. Хаарала, Х. Лехто, Л. Валтаоя, М. Валтонен, И.Г. Моисеев, Н.С. Нестеров, Е. Салонен, Х. Терясранта, С. Урпо, М. Тиури

The quiescent spectra give evidence that even most compact cores in observed sources become optically thin at frequencies  $f_m$  below about 200 GHz in objects rest frames. Below  $f_m$  total spectra of sources are flat due to superposition of the emission of various compact formations in objects. The high frequency spectra are formed by emission of optically thin cores with spectral indexes  $\alpha_{\text{thin}} -0,2 \div -0,5$ . The observed spectral parameters of the cores: maximum flux density  $S_m$ , frequency of maximum  $f_m$  and  $\alpha_{\text{thin}}$  are correlated one with another.

The spectra of 17 outbursts in 15 objects can be approximated by curve correspondent to canonical spectrum of homogeneous synchrotron source having at low frequencies where it is optically thick  $\alpha = +2,5$  and  $\alpha_{\text{thin}} = -0,2$ . Such a form of flare spectrum is conserved through evolution of outbursts. The high frequency slope of flares spectra increase at later phases of flares development sometimes only indicating considerable energy losses of emitting particles. The flare evolution can be divided on 3 phases: 1) rapid flux increase, 2) plateau when the flux is relatively constant, 3) slow intensity decrease. The frequency of flare flux density maximum decrease in time according to dependence  $f_m \sim t^{-2}$ . The simple form of outbursts spectra and their evolution agree with a model where the flares in extragalactic compact sources appear when a shock wave is moving along a jet directed close to the line of sight from galactic nuclei. This shock accelerates jet electrons up to relativistic energies. It follows from the analysis that energy spectral index of electrons  $\gamma = 1,4$  may be universal for the cores and flare components. It is not found significant differences in quiet spectra and in the flare evolution in various optical classes of radio sources.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Компактные внегалактические радиоисточники обычно связаны с мощным синхротронным излучением из наиболее внутренних частей ядер активных галактик, включающих квазары и объекты типа VL Лас — лацертиды. Исследования их могут существенно помочь в понимании феномена активности ядер галактик, так как они должны быть непосредственно связаны с центральным источником энергии [1].

Однако наблюдения методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) технически ограничены сантиметровыми и более длинными волнами и не разрешают на компоненты самые внутренние ядерные источники. Кроме того, многие компактные источники имеют спектры, свидетельствующие об их большой оптической толщине на частотах ниже 10 ГГц, поэтому на волнах, где возможна РСДБ, они обладают самопоглощением и, как следствие, имеют малые потоки и будут необнаружимы в интерферометрических наблюдениях.

Существенную информацию о ядрах могут дать наблюдения переменности потока и поляризации на различных длинах волн, особенно на высоких частотах, где источники в ядрах оптически прозрачны. На частотах ниже 15 ГГц в литературе имеются ряды наблюдений, охватывающие периоды с 1965 г. по настоящее время [2]. Есть и другие менее продолжительные ряды для меньшего числа объектов. Но в интервале от 15 до 100 ГГц наблюдения были или непродолжительными или неадекватно перекрывали кривые переменности радиопотоков, чтобы можно было сделать какие-либо определенные выводы (например, [3–12]). Только с 1982 г. начаты систематические наблюдения 12 внегалактических объектов на частотах выше 90 ГГц [13–16].

Сильная переменность излучения внегалактических компактных источников ограничивала полезность "мгновенных" спектров излучения некоторого числа объектов, полученных в широком интервале частот (см., например, [17–19]) за короткий интервал времени. Причиной малой информативности мгновенных спектров была невозможность отделения уровня спокойного излучения от всплесковой составляющей в них.

Из предыдущих наблюдений известно, что амплитуды и скорости изменения плотностей потоков компактных внегалактических радиоисточников возрастают с частотой, но максимальные амплитуды всплесков наблюдаются часто около частоты 30 ГГц [6, 7, 10, 20]. Финско-советская программа наблюдений компактных источников предусматривала получение данных в относительно слабо изученном интервале частот от 10 до 100 ГГц. Около 4000 наблюдений примерно 40 объектов были проведены на 13,7-метровом радиотелескопе радиоисследовательской станции в Метсахови (Финляндия) на частотах 12, 22, 37, 77 и 90 ГГц и на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 22 и 37 ГГц, начиная с 1978 г. Результаты полученные до 1986 г., были опубликованы в [9, 10, 21–23]. Здесь мы объединяем

полученные нами данные с результатами других наблюдателей на частотах выше 4,7 ГГц для того, чтобы разделить спокойную и переменную (всплесковую) компоненты излучения 27 внегалактических радиоисточников. Это разделение, как будет показано дальше, возможное после выполнения широкой наблюдательной программы, дает новые факты для понимания структуры и эволюции компактных радиоисточников и всплесков в них.

## 2. СПОКОЙНЫЕ СПЕКТРЫ

### 2.1. РАЗДЕЛЕНИЕ СПОКОЙНОГО И ВСПЛЕСКОВОГО КОМПОНЕНТОВ

Как показали предыдущие исследования, в излучении компактных источников наблюдаются быстрые, непредсказуемые всплески, вторичные медленные тренды, имеются спокойные периоды и бывают устойчивые формы спектров. С практической точки зрения важно то, что после окончания всплеска плотности потоков возвращаются почти к тем же уровням, что и перед событием. Наблюдения методом РСДБ выявили в компактных источниках компоненты, отождествляемые обычно с ядром и с двигающимися от ядра узелками в ядерном джете [24, 25]. Излучение узелков медленно уменьшается с течением времени и обуславливает медленные тренды в течение нескольких лет. Новые узелки появляются после всплеска, но иногда всплеск не сопровождается появлением новых компонентов в источниках. Излучение ядра и старых узелков, суммируясь, определяют минимальный или спокойный уровень спектра источника и обуславливают постоянство всего спектра в течение нескольких лет [26].

На эти медленные изменения накладываются более быстрые вариации потока — всплеска, которые зарождаются в ядре и сопровождаются, по крайней мере в некоторых случаях, новыми выбросами, видимыми при РСДБ-наблюдениях. Всплеск, длительностью несколько недель или месяцев на инфракрасных волнах [27], может длиться более года на миллиметровых волнах. Компонент, появившийся в результате всплеска, может наблюдаться в течение нескольких лет в РСДБ-экспериментах на сантиметровых и более длинных волнах, давая дополнительный вклад в новый "спокойный" уровень излучения в этом диапазоне. Поэтому мы здесь называем всплесками события, которые могут быть отчетливо выделены из медленных вторичных изменений ядра и старых узелков.

Для построения одновременных спектров в сантиметрово-миллиметровом диапазоне волн наблюдавшихся нами объектов были объединены наши данные на частотах 11,6; 22,2 и 36,8 ГГц [22] и на 77 ГГц [23] с данными из литературы, полученными на частотах выше 2,7 ГГц [2, 6–8, 11, 13–16, 18, 27–39]. У каждого источника на радиокривой, обычно из [2], находился период, когда не наблюдалось развитие всплесков ни на одной из частот, и определялась эпоха с наилучшим перекрытием спектров данными по частоте.

Построенные таким образом "спокойные" спектры для 27 источников показаны на рис. 1, где частоты наблюдений пересчитаны к системам координат, в которых источники покоятся. В некоторых случаях данные приходилось интерполировать по радиокривым на выбранную эпоху. Обычно одновременные наблюдения проведены не дальше 10 дней от выбранной средней эпохи. В качестве критерия было принято условие, чтобы ошибка потока из-за неодновременности или интерполяции была меньше ошибки измерений. Отрезки, показывающие ошибки данных неодновременных измерений на рис. 1, включают рассчитанную добавочную ошибку.

Для некоторых источников спокойные спектры не могли быть определены: в одних случаях интервал наблюдений был недостаточно продолжителен, чтобы хвост предыдущего всплеска исчез, прежде чем появился новый всплеск на коротких волнах; в других случаях нельзя было определить четкий минимальный уровень.

Многочастотные спектры со сравнимым с нашим перекрытием по частоте определялись и раньше (например, [7, 18, 36, 40]). Отличие между указанными и определен-

ными нами спектрами заключается в том, что в данных, приведенных на рис. 1, исключено влияние всплесков, которые могут полностью трансформировать спектр, подняв уровень излучения на отдельных участках в несколько раз. Поэтому детали спектров на рис. 1 отражают спокойную структуру источников.

## 2.2. СВОЙСТВА СПОКОЙНЫХ СПЕКТРОВ

Основные особенности спокойных спектров на рис. 1 могут быть просуммированы следующим образом:

1. Если учесть влияние очевидных всплесков, развивавшихся при получении более ранних спектров, они подобны приведенным нами спектрам излучения на рис. 1. Этот факт демонстрирует, что даже у наиболее переменных компактных радиосисточников возможно разделение "постоянных" и "переменных" составляющих излучения.

2. На сантиметровых волнах постоянство спектров связано со сравнительно медленным угасанием старых узелков в ядерной струе или других протяженных структур. В ряде случаев эта эволюция видна при разложении общих спектров источников на спектры компонентов с использованием данных РСДБ-наблюдений [24, 25, 41–48], а также отражается в вековом уменьшении частоты, на которой происходит низкочастотный завал спектра из-за синхротронного самопоглощения, и плотности потока. на этой частоте.

3. На миллиметровых волнах излучение принадлежит, в основном, именно ядру, поэтому постоянство спектров на этих волнах свидетельствует о том, что светимость самих ядер имеет некоторую долговременную стабильность. Постоянство светимости ядер по данным РСДБ-экспериментов, где они выделяются непосредственно, определить трудно из-за блендирования с ними областей новых всплесков. По крайней мере у квазара 3С 273 высокочастотный поток от ядра между 1979 и 1981 гг. был относительно постоянен. По-видимому, пока нет доказательств переменности светимости ядер за время  $\approx 10$  лет, и за появлением новых РСДБ компонентов не следует изменений потоков ядер.

4. Ровность (плоскость) спектров компактных источников часто несколько увеличивается. Частично это происходит из-за того, что всплески поднимают миллиметровые потоки в мгновенно измеренных спектрах. Почти у всех источников в нашей выборке спектры излучения на рис. 1 начинают загигаться вниз на низких частотах, т.е. наблюдается низкочастотный завал, обычно приписываемый синхротронному самопоглощению. Исключением являются источники 3С 84 и 4С 39. 25, но данные из [12, 45] обнаруживают точку поворота за пределами рассматриваемого нами частотного интервала. Для некоторых источников с небольшими наклонами спектров, или с небольшими по абсолютной величине спектральными индексами  $\alpha$ , не исключена возможность наличия еще более высокочастотных компонентов, связанных с ядром. В большинстве случаев спектры на рис. 1 включают участки увеличивающейся крутизны на высокочастотной части или "колени" радиоспектра [38, 49]. Можно предположить, что эти участки соответствуют излучению наиболее высокочастотного компонента, становящегося частично оптически прозрачным, и считать его связанным непосредственно с ядром. Если эта интерпретация верна, то наиболее компактное ядро у источников в нашей выборке становится, по крайней мере частично, оптически тонким на частоте не превышающей 200 ГГц.

Для количественного исследования спокойных спектров ядер были подсчитаны следующие 3 параметра: частота низкочастотного завала  $f_m$ , плотность потока на ней  $S_m$  и спектральный индекс излучения  $\alpha_{\text{тонк}}$  выше этой частоты перегиба. Эти параметры приведены в табл. 1, в которой в первых двух столбцах даны название источника в системе МАС и другое наименование, соответственно. В 3-столбце указаны типы оптических объектов, отождествленных с радиосисточниками: QSO — квазар, BL — объект типа BL Lac (блазар), G — галактика. Некоторые источники имеют двойное обозначение

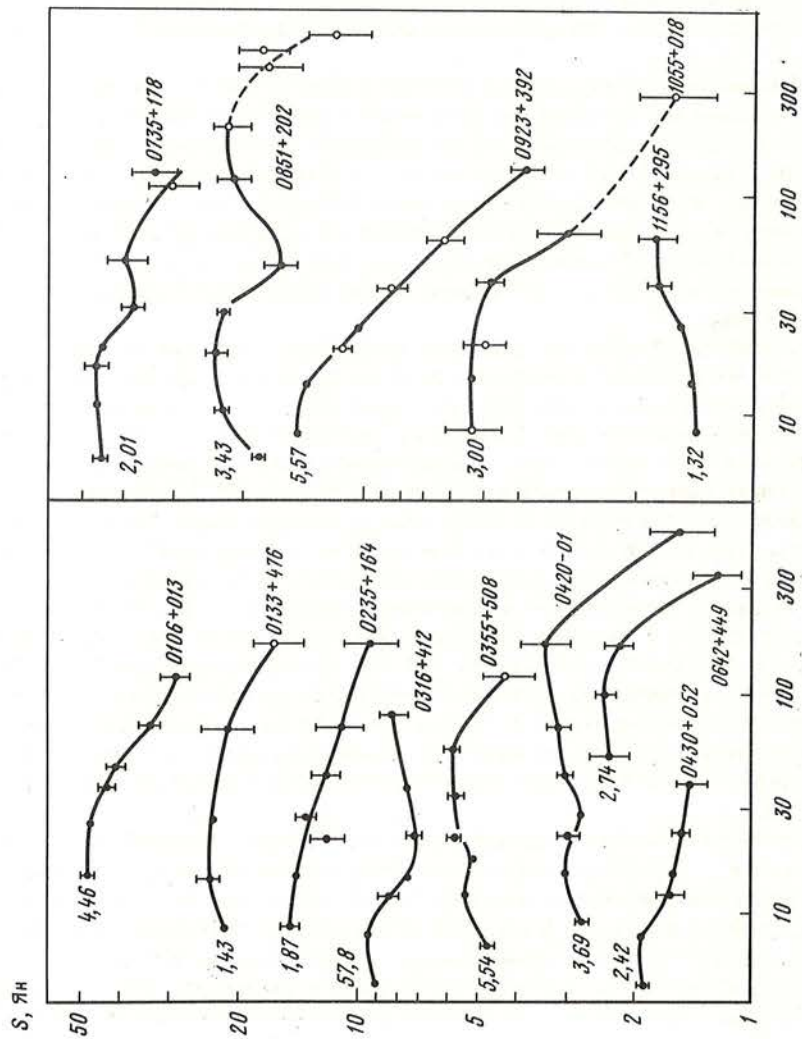
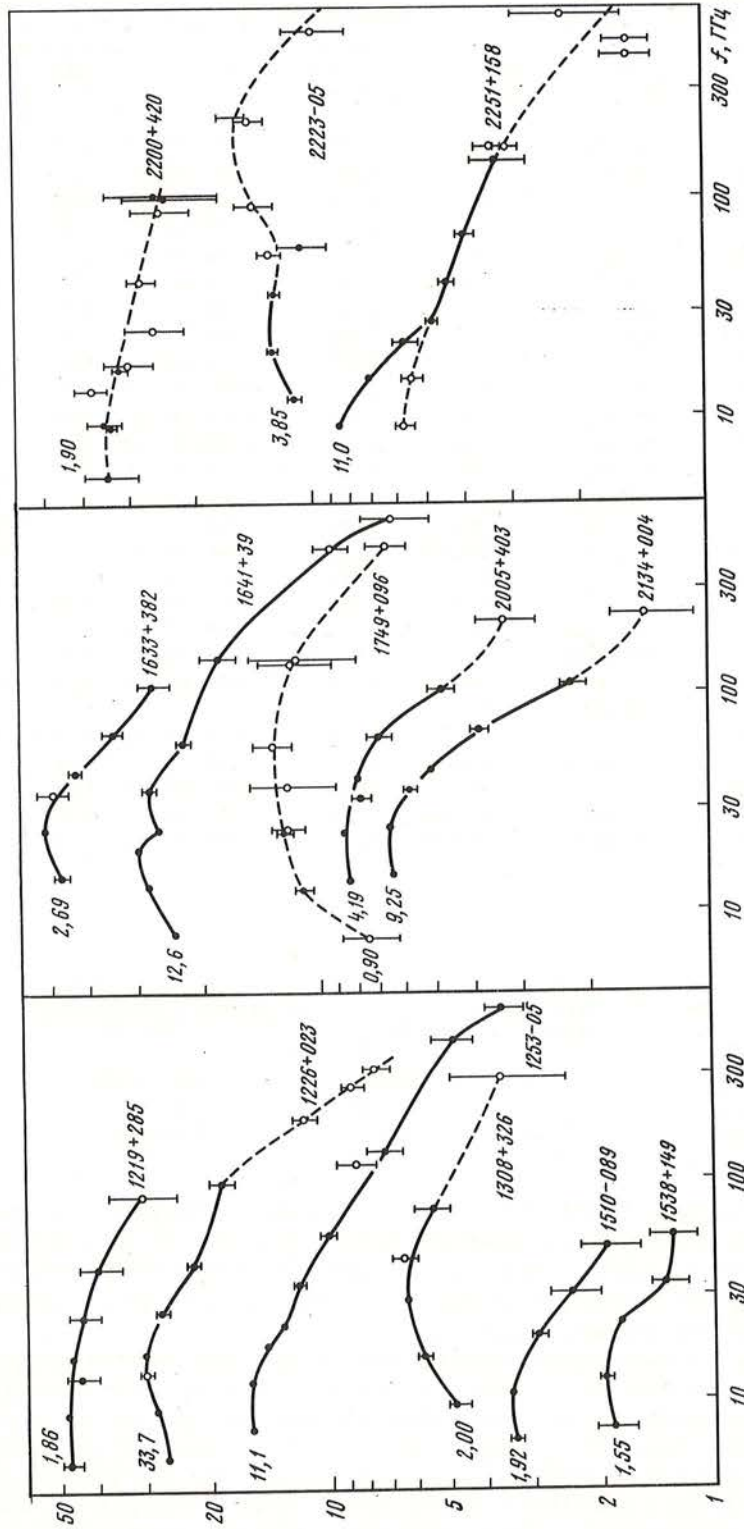


Рис. 1. Спокойные спектры 27 источников в относительной шкале потоков. Частоты пересчитаны к системам покоя источников с учетом красных смещений (табл. 1); для NRAO 150, 4C14.60 и 1749+096 приняты красные смещения  $z = 0.5$ . Заполненные кружки обозначают результаты одновременных наблюдений, не заполненные кружки — не одновременные или экстраполированные данные. Вертикальные отрезки — среднеквадратичные ошибки измерений ( $\pm\sigma$ ). Для ясности точки, представляющие спектры одного источника, соединены линиями, штриховые линии обозначают более неопределенные части спектров. Для количественных оценок у крайних левых точек спектров указаны значения плотностей потоков в Янских, соответствующие им. Соответствующие спектрам эпохи даны в табл. 1





Т а б л и ц а 1

| Название источника | Другое название | Оптический тип | Красное смещение | Эпоха      | $Zgf_m$ | $S_m$ Ян | $\alpha_{тонк}$ |
|--------------------|-----------------|----------------|------------------|------------|---------|----------|-----------------|
| 0106+013           | OC 012          | QSO            | 2,107            | 1984-07-05 | 0,75    | 4,5      | -0,45           |
| 0133+476           | DA 55           | QSO            | 0,86             | 1982-09-20 | 1,0     | 1,6      | -0,15           |
| 0235+164           |                 | BL             | 0,851            | 1984-02-20 | 0,68    | 1,9      | -0,2            |
| 0316+413           | 3C 84           | G/BL           | 0,018            | 1984-04-15 | 1,95    | 53       | -               |
| 0355+508           | NRAO150         | EF             | -                | 1984-02-15 | 1,5     | 6,9      | -0,5            |
| 0420-014           | OA 129          | QSO/BL         | 0,915            | 1984-02-15 | 1,9     | 4,7      | -0,7            |
| 0430+052           | 3C 120          | G              | 0,032            | 1984-02-20 | 0,8     | 2,5      | -0,1            |
| 0642+449           | OH 471          | QSO            | 3,402            | 1984-04-15 | 1,3     | 2,8      | -0,75           |
| 0735+178           |                 | BL             | 0,424            | 1984-04-15 | 0,9     | 2,1      | -0,2            |
| 0851+202           | OJ 287          | BL             | 0,306            | 1982-03-15 | 2,1     | 4,1      | -0,5            |
| 0923+392           | 4C 39.25        | QSO            | 0,698            | 1984-05-10 | 0,65    | 5,6      | -0,55           |
| 1055+018           | OL 093          | QSO            | 0,888            | 1982-03-10 | 0,75    | 3,0      | -0,6            |
| 1156+295           | 4C 29.45        | QSO/BL         | 0,729            | 1984-02-15 | 1,5     | 1,7      | -               |
| 1219+285           | ON 231          | BL             | 0,103            | 1984-03-10 | 0,9     | 1,9      | -0,2            |
| 1126+023           | 3C 273          | QSO            | 0,158            | 1982-03-15 | 1,1     | 37       | -0,25           |
| 1253-055           | 3C 279          | QSO/BL         | 0,536            | 1984-02-15 | 0,8     | 11,5     | -0,35           |
| 1308+326           |                 | BL             | 0,996            | 1982-10-15 | 1,35    | 2,7      | -0,35           |
| 1510-089           |                 | QSO            | 0,361            | 1984-07-10 | 0,85    | 2,0      | -0,45           |
| 1538+149           | 4C 14.60        | BL             | -                | 1984-07-10 | 0,9     | 1,6      | -0,35           |
| 1633+382           | 4C 38. 41       | QSO            | 1,814            | 1984-07-15 | 0,9     | 2,9      | -0,5            |
| 1641+399           | 3C 345          | QSO/BL         | 0,594            | 1984-02-20 | 1,05    | 15       | -0,2            |
| 1749+096           | OT 081          | BL             | -                | 1982-11-15 | 1,55    | 1,6      | -0,45           |
| 2005+403           |                 | QSO            | 1,736            | 1984-10-15 | 0,85    | 4,3      | -0,7            |
| 2234+004           | OX 057          | QSO            | 1,936            | 1984-09-01 | 0,85    | 9,6      | -0,8            |
| 2200+420           | BL Lac          | BL             | 0,070            | 1979-08-15 | 0,95    | 2,0      | -0,15           |
| 2223-052           | 3C 446          | QSO/BL         | 1,404            | 1982-05-15 | 1,9     | 5,5      | -0,45           |
| 2251+158           | 3C454.3         | QSO/BL         | 0,859            | 1984-03-10 | 0,68    | 7,7      | -0,25           |

Т а б л и ц а 2

| Тип объекта | Число источников | Коэффициент корреляции |                 |                 |
|-------------|------------------|------------------------|-----------------|-----------------|
|             |                  | $(f_m, S_m)$           | $(f_m, \alpha)$ | $(\alpha, S_m)$ |
| Блазары     | 11               | 0,53 (90)              | 0,83 (>99)      | 0,652 (90)      |
| Не блазары  | 10               | 0,69 (97)              | 0,35 (65)       | 0,69 (97)       |
| Вся выборка | 21               | 0,35 (87)              | 0,40 (93)       | 0,67 (>99)      |

ние типа, например, 0420-014 отнесен к квазарам и к блазарам — объектам с сильной и переменной линейной поляризацией оптического излучения. В 4-столбце даны красные смещения объектов. В 5-м — эпоха, для которой построен спокойный спектр, приведенный на рис. 1. В 6-м столбце указан  $\lg f_m$ , где частота считается в ГГц, а в 7-й и 8-й колонках последовательно параметры  $s_m$  и  $\alpha_{тонк}$ .

Рис. 2 и 3, построенные по данным табл. 1, показывают, что имеются различия между различными оптическими типами источников по спектральным параметрам. Квазары, не являющиеся блазарами, обычно занимают часть пространства  $(s_m, f_m, \alpha)$  с высокой светимостью, крутыми спектрами и низкой частотой завала спектра; объекты типа BL Lac — противоположную область, а квазары-блазары — промежуточное положение. Области, однако, перекрываются, и, по-видимому, имеется непрерывная прогрессия характеристик, соединяющая обычные квазары с наиболее экстремальными лацертидами без какой-либо резкой разделяющей линии.

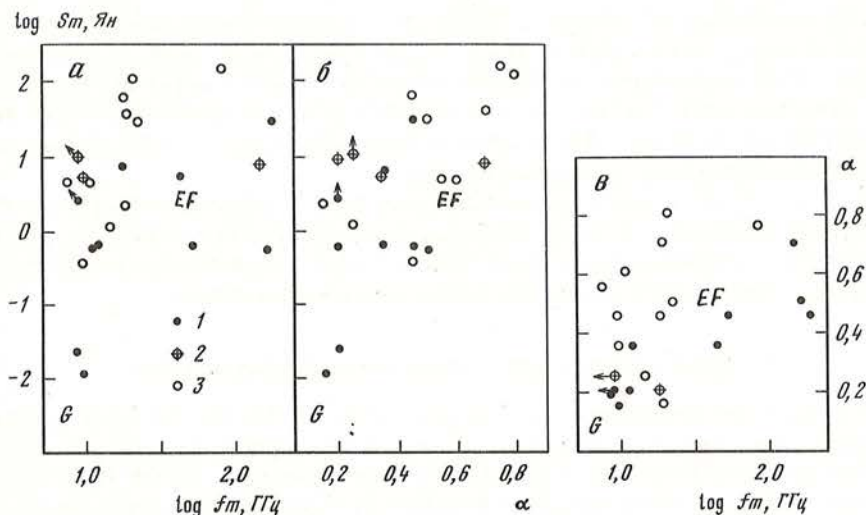


Рис. 2. Зависимости  $s_m$  от  $f_m$  (а) и от  $\alpha$  (б) и  $\alpha_{\text{тонк}}$  от  $f_m$  (в)  
 Разные типы объектов обозначены значками: 1 — лаццертиды; 2 — квазары-блазары; 3 — квазары не блазары, EF — NRAO 150, G — ЗС 120. Данные из табл. 1 пересчитаны к системе покоя источников: потоки умножены на  $(1+z)^2$ , частоты на  $(1+z)$

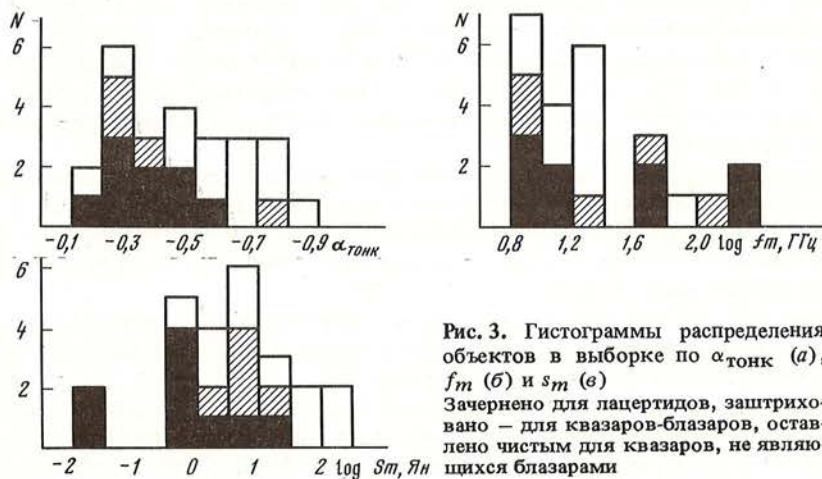


Рис. 3. Гистограммы распределения объектов в выборке по  $\alpha_{\text{тонк}}$  (а),  $f_m$  (б) и  $s_m$  (в)  
 Зачернено для лаццертидов, заштриховано — для квазаров-блазаров, оставлено чистым для квазаров, не являющихся блазарами

В табл. 2 приведены корреляционные коэффициенты между спектральными параметрами для блазаров и не блазаров отдельно, а также для всей выборки, исключая галактику ЗС 120 и неотожествленный источник NRAO 150. В скобках указаны уровни достоверности. Из табл. 2 видно, что все три параметра коррелируют попарно между собой. Особенно высок уровень достоверности корреляции (> 99%) между спектральным индексом и частотой завала спектра у блазарной группы.

Аналогичная зависимость между спектральными параметрами была найдена для выборки из 15 источников [18]. Там были определены спектры излучения источников в широком диапазоне частот по данным почти одновременных наблюдений: спектры затем — от радио до оптических частот — аппроксимировались параболическими кривыми. Можно легко показать, что три параметра парабол в [18] близко соответствуют спектральным характеристикам  $s_m$ ,  $f_m$ ,  $\alpha_{\text{тонк}}$ , определявшимся здесь. Как отмечено в [18], наблюдаемая корреляция между параметрами уменьшает число свободных

физических параметров в источниках. Поскольку мы определяли спектральные характеристики непосредственно ядер и нашли корреляцию между ними, то должны быть неизвестные пока ограничения на области генерации энергии в ядрах непосредственно.

Как показывает табл. 1 и рис. 3, спектральные индексы источников в нашей выборке изменяются от  $-0,15$  до  $-0,8$  со средним значением  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,33$  для блазаров и  $-0,52$  для не относящихся к блазарам квазаров.

Выборки в [18] и выборка, рассматриваемая здесь — результат отбора источников по некоторым критериям, поэтому необходима дополнительная работа для установления реальности отмеченных корреляций. Тем не менее, для наиболее достоверной корреляции  $f_m$  с  $\alpha$  для блазаров очевидных селекционных эффектов нет.

### 2.3. ОБЪЯСНЕНИЕ ФОРМЫ СПОКОЙНЫХ РАДИОСПЕКТРОВ

Более ранние многочастотные исследования [16, 17, 37, 38, 49] дали следующую информацию об источниках с плоскими спектрами: блазарах и сильно переменных квазарах. Спектры радиоизлучения у них обычно почти плоские до частот  $100-1000$  ГГц; дальше они становятся более крутыми. В инфракрасном (ИК) диапазоне спектральный индекс составляет обычно  $\approx -1$ . Имеется второе увеличение крутизны спектра (обрезание спектра) на волнах около  $10$  мкм, а в большинстве случаев добавочное увеличение крутизны до  $-2$  и больше на оптических и ультрафиолитовых (УФ) волнах. Эта форма спектра обсуждается в большом числе статей.

Сейчас твердо установлено, что плоская форма спектра на низких радиочастотах обусловлена "космической конспирацией" [43, 50]: суперпозицией излучения отдельных компонентов, имеющих общее происхождение и эволюцию с возрастом. У некоторых подробно анблюдавшихся методом РСДБ источников вклад от отдельных компонентов может быть измерен непосредственно (см., например, [51]); у других "ухабистая" форма спектра на сантиметровых волнах даже в спокойные периоды является отражением их сложной структуры.

В рассматриваемом нами частотном диапазоне излучение исходит главным образом от ядра, однако спектры источников остаются довольно плоскими ( $\alpha = -0,2 \div -0,8$ ). Здесь наиболее подходящими для объяснения плоской формы спектров (и переменности излучения, как это будет видно в дальнейшем) являются модели ядер с релятивистскими струями, выходящими из ядер [52-54].

В моделях [52, 53] плоский спектр является результатом непрозрачности суживающейся струи. Так в модели [53] для струи с напряженностью магнитного поля  $B \sim r^{-1}$  и плотностью релятивистских частиц в виде  $N(E) \sim E^{-2} r^{-2}$ , где  $r$  — расстояние вдоль струи от ядра, предсказывается спектральный индекс  $\alpha = 0$ . Различные зависимости  $B$  и  $N$  от  $r$  могут давать различные формы спектров. Адекватные аппроксимации спектров от радио до рентгеновских волн в этой модели были получены для нескольких источников [19, 55-57].

В модели Маршера [54] показывается, что ниже частоты низкочастотного завала частично непрозрачный джет будет иметь более плоский спектр, чем в случае однородной среды. Спектральный индекс принимает значения от  $-0,2$  до  $-1,0$  для правдоподобных распределений  $B(r)$  и  $N(r)$ . Адиабатические и радиационные потери обуславливают увеличивающуюся крутизну спектра на высоких частотах, что и наблюдается [13, 31]. Таким образом, модель [54] объясняет наблюдаемый диапазон изменений спектрального индекса в оптически прозрачной части источника.

Другой аргумент в пользу модели Маршера следует из разложения общего спектра источника на составляющие его компоненты по данным РСДБ-наблюдений. В тех случаях, когда спектр ядра может быть отделен от спектров других компонентов, было найдено, что в оптически толстой части спектра  $\alpha_{\text{толст}} < +2,5$  (величины, которая должна иметь место в случае однородного синхротронного источника [1]). Например, у ЗС 273  $\alpha_{\text{толст}} = 0,65 \pm 0,15$  [24]; у ЗС 446 —  $\alpha_{\text{толст}} = 0,6$  — [47], а у ЗС 345 —  $\alpha_{\text{толст}} =$

$= 0,3 \pm 0,1$  [25]. Указанные величины согласуются со значениями спектрального индекса в этой области спектра между  $+0,22$  ( $B \sim r^{-1}$ ) и  $+0,76$  ( $B \sim r^{-2}$ ) при  $\gamma = +1,4$  в модели [54].

Таким образом, даже наиболее компактные источники в ядрах становятся оптически прозрачными на частотах до  $\approx 200$  ГГц в системе покоя источника, средняя частота низкочастотного завала в спектре ядер около 20 ГГц. Выше этой частоты плоская форма спектра следует из распределения электронов по энергиям с  $\gamma = +1,4$ . По-видимому, имеется непрерывное распределение спектральных параметров от объектов с высокой светимостью до слабых ядер, поэтому спектральные параметры ядер коррелируют между собой.

### 3. ФОРМА СПЕКТРОВ И ЭВОЛЮЦИЯ ВСПЛЕСКОВ

#### 3.1. ВЫДЕЛЕНИЕ И ФОРМА СПЕКТРОВ ВСПЛЕСКОВ

После построения спокойных спектров, показанных на рис. 1, спектры всплесков могут быть получены просто путем вычитания спокойных спектров из полных во время всплесков. Сбрав все возможные данные и объединив их с нашими, мы получили более 60 спектров всплесков с 4 и более точками. Для 17 всплесков у 15 источников (у 3C 273 и BL Lac по два) было получено по одному спектру с более чем 4 точками на ранних фазах их эволюции до того, как они достигли максимума и стали угасать. Максимумы достигались обычно вблизи волны 1 см.

Эти 17 спектров показаны на рис. 4, где каждая точка данных представляет собой разность между измеренным потоком в указанную эпоху и спокойным потоком, соответствующим эпохе и спектру, приведенным на рис. 1. В небольшом количестве случаев вычитались значения спокойных потоков более близкие по времени к эпохе всплескового спектра. Ошибки данных подсчитаны с учетом оригинальных измерений и спокойных и всплесковых потоков. Иногда применялась интерполяция для определения плотности потока, соответствующей эпохе определения спектра; добавочная ошибка, вносимая интерполяцией, подсчитана и добавлена в общую ошибку. Большинство измерений были проведены в пределах 10 сут от эпохи, к которой отнесен спектр, поэтому все ошибки, вызванные неодновременностью, по-видимому, много меньше ошибок самих измерений.

Рис. 4 показывает, что все спектры, по-видимому, имеют одну и ту же форму. Низкочастотная часть спектров показывает очевидный признак самопоглощения, а высокочастотная часть свидетельствует об оптически тонком характере излучения в этом диапазоне с небольшим и, возможно, постоянным для всех спектров спектральным индексом. Справедливость этого утверждения иллюстрируется на рис. 5, где все 17 спектров совмещены в один путем изменения положения максимума спектра  $S_m(f_m)$ . В результате получился простейший "канонический" спектр однородного синхротронного источника с самопоглощением ( $\alpha_{\text{толст}} = +2,5$ ), перегибом спектра и оптически тонкой частью с  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,2$ , соответствующей показателю в энергетическом распределении электронов  $\gamma = +1,4$ . В пределах ошибок каждый и все спектры на рис. 4 удовлетворительно согласуются с указанной "канонической" формой, хотя частотное перекрытие не всегда достаточно, чтобы показать оптически толстые и тонкие части спектров у всех источников.

Это единообразие впечатляюще, так как всплески и источники отбирались только на основе хорошего наблюдательного перекрытия спектров по частоте, поэтому они должны представлять беспристрастную выборку всплесков и наблюдавшихся нами источников. Всего нами было составлено более 60 спектров с четырьмя и более точками на разных частотах для более чем 40 всплесков у наблюдавшихся нами 27 источников [22]. Нет также указания на различие спектров всплесков в разных по оптическому классу источниках: спектры подобны в квазаре DA 55, лацертиде 0235+164 и в галактике 3C 120.

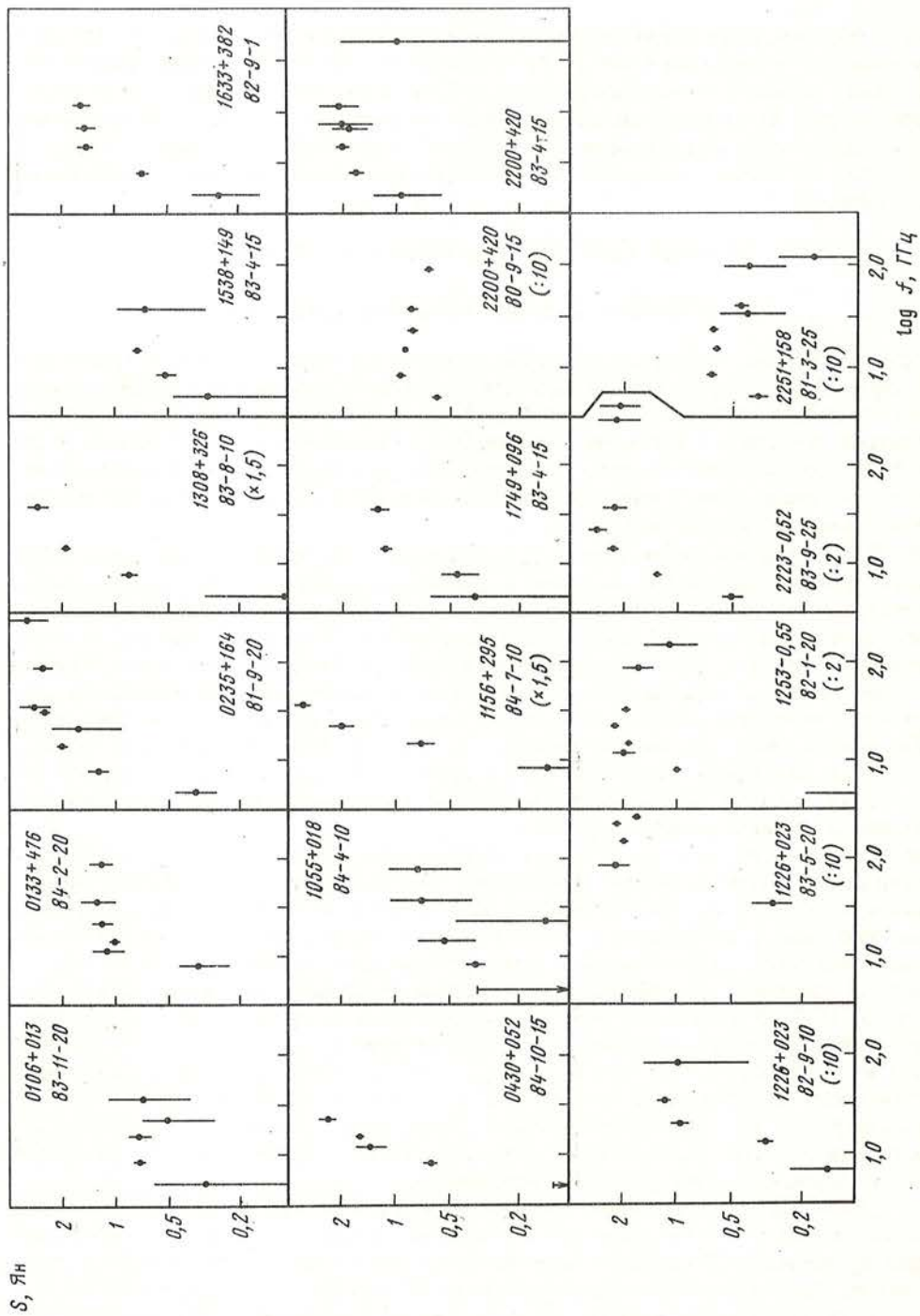


Рис. 4. Спектры 17 вспышек в 15 источниках после вычитания из измеренных потоков спокойных уровней, соответствующих спектрам на рис. 1. У некоторых источников потоки разделены или умножены на указанные коэффициенты в скобках. Частоты соответствуют системе отсчета наблюдателя.

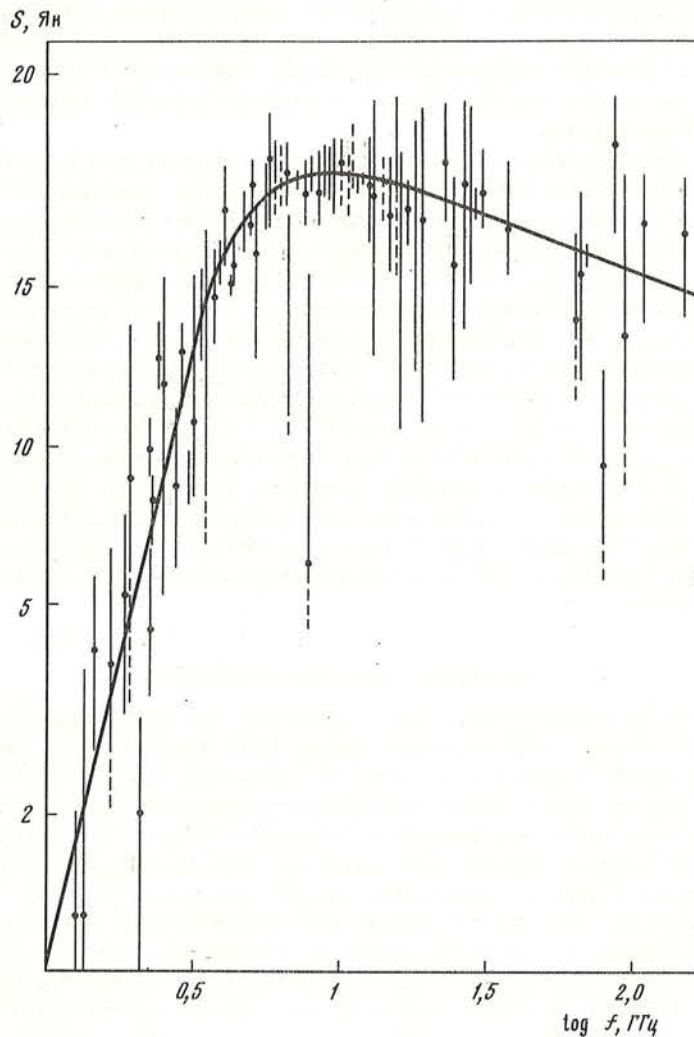


Рис. 5. Наложение спектров рис. 4 на "канонический" спектр однородного синхротронного источника с  $\gamma = 1,4$  ( $\alpha_{\text{тонк}} = -0,2$ )

Хотя и одиночные спектры на рис. 4 и объединенный спектр на рис. 5 почти точно обрисовывают оптически толстую часть спектра с  $\alpha_{\text{толст}} = +2,5$ , спектральный индекс выше частоты завала, т.е. в оптически тонкой части спектров, определяется не столь уверенно. Причина здесь в том, что наблюдения на миллиметровых волнах менее часты, чем на сантиметровых, и ошибки измерений у них больше. Спектральный индекс в этой части может быть между нулем и  $-0,3$ . Поскольку уровни потоков в спокойных спектрах определялись по недостаточно частым наблюдениям, не исключена возможность, что они ниже, чем мы принимали. Это выразится в меньшей крутизне выделенных спектров всплесков. Для обсуждения в дальнейшем мы примем значение  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,2$  ( $\gamma = +1,4$ ).

Отклонения формы спектров всплесков, от канонической, наблюдаемое у некоторых источников, например, у BL Lac, 3C 454.3 и 3C 446 легко могут быть объяснены тем, что всплески в них были комбинациями из нескольких разнесенных по времени событий. В случае большого всплеска в BL Lac в 1979–1980 гг. это объяснение подтверждается непосредственно данными [2, 11, 35].

Демонстрация того, что все всплески имеют один и тот же канонический спектр, соответствующий  $\gamma = +1,4$ , очень важна для теории переменности внегалактических радиоисточников. Кажется маловероятным, чтобы какие-либо неизвестные факторы объединились так, чтобы случайно создать подобные спектры всплесков во всех рассмотренных нами случаях.

Независимое подтверждение полученному нами результату можно найти в нескольких ранних исследованиях, где производилось разделение спокойной и всплесковой составляющей излучения у внегалактических источников. Самое первое разделение [58] привело к хорошему согласию выделенного спектра всплеска у галактики ЗС 120 с каноническим спектром при  $\gamma = 1,0 \pm 0,15$ . В [41] для высокочастотного компонента всплеска у лацертиды 0235+164 был определен  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,15$ . У квазара 1921-29 было определено, что  $\alpha_{\text{толст}} = +2$  для низкочастотной части и  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,3$  для высокочастотной части спектра всплеска в [59]. В [7] было найдено для источника 1510-089, что  $\alpha_{\text{толст}} = +2$ , а крутизна в оптически тонкой части спектра увеличивалась со временем от почти плоской до  $\approx -0,75$ ; там же для ЗС 454.3  $\alpha_{\text{толст}}$  был оценен в пределах от +1,5 до +2,5, а  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,3$ . Наконец, в [32] было найдено, что потоки на волнах 1 мм и 2 см у некоторых блазаров изменялись синхронно; возможным объяснением может быть предположение, что  $\gamma \approx +1$ . Отметим также, что факт совпадения спектрального индекса в оптически тонких частях спектра у спокойного и переменного компонентов может привести к выводу о том, что главный механизм ускорения частиц в обоих случаях один и тот же.

### 3.2. ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ ВСПЛЕСКОВ

Уже после первых исследований было установлено, что простая модель равномерно расширяющегося облака релятивистских частиц [60] предсказывает слишком большие амплитуды вариации на высоких частотах (например, [10, 20, 32]). В расширяющемся однородном источнике частота низкочастотного завала спектра и поток на этой частоте должны монотонно уменьшаться со временем. Однако для всплеска в 1983 г. у квазара ЗС 273 удалось получить несколько спектров всплесков в течение развития всплеска в интервале волн от миллиметровых до визуальных [27, 61]. В [62] были измерены всплесковые спектры без постоянной составляющей для февраля и марта 1983 г. и было найдено, что поток  $S_m$  возрастал, а частота  $f_m$  уменьшалась в это время. Авторы [62] показали, что такое поведение несовместимо с моделью расширяющегося облака [60] и разработали новую модель. В этой модели вариации излучения развиваются в результате прохождения ударной волны через ядерную струю (джет), которая ускоряет дополнительно электроны джета. В рамках модели удалось объяснить наблюдавшиеся у ЗС 273 спектры. В дальнейшем было показано, что такая модель неплохо объясняет всплески излучения в широком интервале частот у BL Lac [63], а также поведение поляризованного линейно излучения у внегалактических объектов [64, 65].

Для 10 источников мы получили спектры всплесков по крайней мере на две эпохи. По данным о спектрах определялись значения частоты завала спектра  $f_m$ , плотность потока на ней  $S_m$  и спектральный индекс  $\alpha_{\text{тонк}}$ . Определение  $f_m$  обычно производилось по оптически тонкой и толстой частям спектра, чтобы уменьшить ошибку определения  $f_m$ . В некоторых случаях частота поворота спектра попадала вне перекрытого нами интервала. В этих случаях оценка значения  $f_m$  возможна по той части спектра, где наблюдается самопоглощение, что возможно почти всегда, например, по данным из [2]. Даже при хорошем перекрытии спектров экспериментальными точками значения  $\log S_m$  с трудом определялись с точностью около 0,1. Точность определения значений точек  $(S_m, f_m, t)$  может быть оценена по спектрам квазаров ЗС 279 (рис. 6) и ЗС 273 (рис. 7).

Результаты расчетов приведены в табл. 3. В ней для каждого источника, названного в 1-м столбце, во 2-м столбце приведен момент начала всплеска. Так как начало



Таблица 3

| Источник               | Время начала<br>всплеска | Эпоха спектра | Число<br>точек | $\log[f_m, \text{ГГц}]$ | $\log[S_m, \text{Ян}]$ | $\alpha_{\text{тонк}}$ |      |
|------------------------|--------------------------|---------------|----------------|-------------------------|------------------------|------------------------|------|
| 1                      | 2                        | 3             | 4              | 5                       | 6                      | 7                      |      |
| 0133+476<br>(DA 55)    | 1983-1                   | 1984 -2-19    | 6              | 1,45                    | 0,12                   |                        |      |
|                        |                          | 8-18          | 4              | 1,15                    | -0,15                  |                        |      |
| 0235+164               | 1981-6                   | 1981-09-21    | 7              | 1,50                    | 0,45                   | -0,1                   |      |
|                        |                          | 12-10         | 7              | 1,25                    | 0,40                   |                        |      |
|                        |                          | 1982-01-15    | 8              | 1,13                    | 0,42                   | -0,4                   |      |
|                        |                          | 05-30         | 7              | 1,00                    | 0,34                   |                        |      |
|                        |                          | 07-20         | 3              | 0,82                    | 0,10                   |                        |      |
| 1226+023<br>(3C 273)   | 1982-08                  | 1982-09-10    | 5              | 1,60                    | 1,08                   |                        |      |
|                        |                          | 1983-02-15    | 6              | 1,00                    | 0,76                   |                        |      |
|                        |                          | 1983-01       | 1983-02-04     | 3                       | 2,55                   | 1,16                   | -1,2 |
|                        |                          |               | 03-04          | 5                       | 2,48                   | 1,43                   | -1,2 |
|                        |                          |               | 04-10          | 6                       | 2,20                   | 1,51                   |      |
| 05-21                  |                          |               | 5              | 2,00                    | 1,35                   | -0,3 ± 0,1             |      |
| 07-20                  |                          |               | 3              | >1,95                   | >1,36                  |                        |      |
| 1253-055<br>(3C 279)   | 1980-09                  | 12-15         | 4              | >1,57                   | >1,16                  |                        |      |
|                        |                          | 1984-02-15    | 5              | 1,45                    | 0,87                   |                        |      |
|                        |                          | 1981-03-15    | 7              | 1,60                    | 0,48                   | -0,2                   |      |
|                        |                          | 09-10         | 5              | 1,40                    | 0,62                   |                        |      |
|                        |                          | 1982-01-20    | 8              | 1,30                    | 0,63                   |                        |      |
|                        |                          | 03-10         | 6              | 1,25                    | 0,58                   |                        |      |
|                        |                          | 09-10         | 5              | 1,20                    | 0,50                   |                        |      |
|                        |                          | 1983-04-20    | 5              | 1,00                    | 0,32                   |                        |      |
|                        |                          | 08-15         | 5              | 0,90                    | 0,19                   | -0,7                   |      |
|                        |                          | 1983-01       | 1983-08-10     | 4                       | 1,45                   | 0,28                   |      |
| 1308+326               | 1983-01                  | 1984-02-15    | 5              | 1,20                    | -0,05                  |                        |      |
|                        |                          | 1983-02-20    | 5              | 1,25                    | 0,03                   |                        |      |
|                        |                          | 04-15         | 7              | 1,15                    | 0,30                   | -0,2                   |      |
| 2200+420<br>(BL Lac)   | 1982-10                  | 08-10         | 6              | 0,65                    | 0,52                   | -0,4                   |      |
|                        |                          | 1982-06       | 1982-09-20     | 4                       | 1,70                   | 0,51                   | -0,1 |
|                        |                          | 1983-04-15    | 5              | 1,45                    | 0,58                   |                        |      |
| 2223-052<br>(3C 446)   | 1982-06                  | 09-25         | 7              | 1,35                    | 0,76                   | -0,4                   |      |
|                        |                          | 1984-11-15    | 5              | 1,05                    | 0,54                   |                        |      |
|                        |                          | 1980-06-20    | 5              | 1,25                    | 0,62                   |                        |      |
| 2251+158<br>(3C 454.3) | 1979-11                  | 11-15         | 6              | 1,10                    | 0,67                   |                        |      |
|                        |                          | 1981-03-25    | 7              | 1,05                    | 0,83                   |                        |      |
|                        |                          | 07-20         | (6)            | 0,90                    | 0,86                   |                        |      |
|                        |                          | 12-10         | (9)            | 0,75                    | 0,73                   | -0,8                   |      |
|                        | 1981-02                  | 1981-07-20    | (6)            | 1,40                    | 0,88                   |                        |      |
|                        |                          | 12-10         | (9)            | 1,20                    | 0,94                   |                        |      |
|                        |                          | 1982-04-20    | 7              | 0,90                    | 0,96                   | -1,0                   |      |

всплеска определить трудно, в качестве его указан момент, когда всплеск становился видимым на частоте 15 ГГц [2]. В 3-м столбце указана эпоха, для которой был составлен спектр всплеска, в 4-м — количество точек в спектре. В последних трех столбцах приведены рассчитанные величины, характеризующие развитие всплеска во времени.

Возможно, что наиболее существенный результат показан на рис. 8, где нанесена зависимость  $S_m$  от  $f_m$ . Для модели расширяющегося облака [60] с  $\gamma = 1,4$  должна соблюдаться зависимость  $S_m \sim f_m^{1,1}$ . В модели из [62] с ударной волной предска-

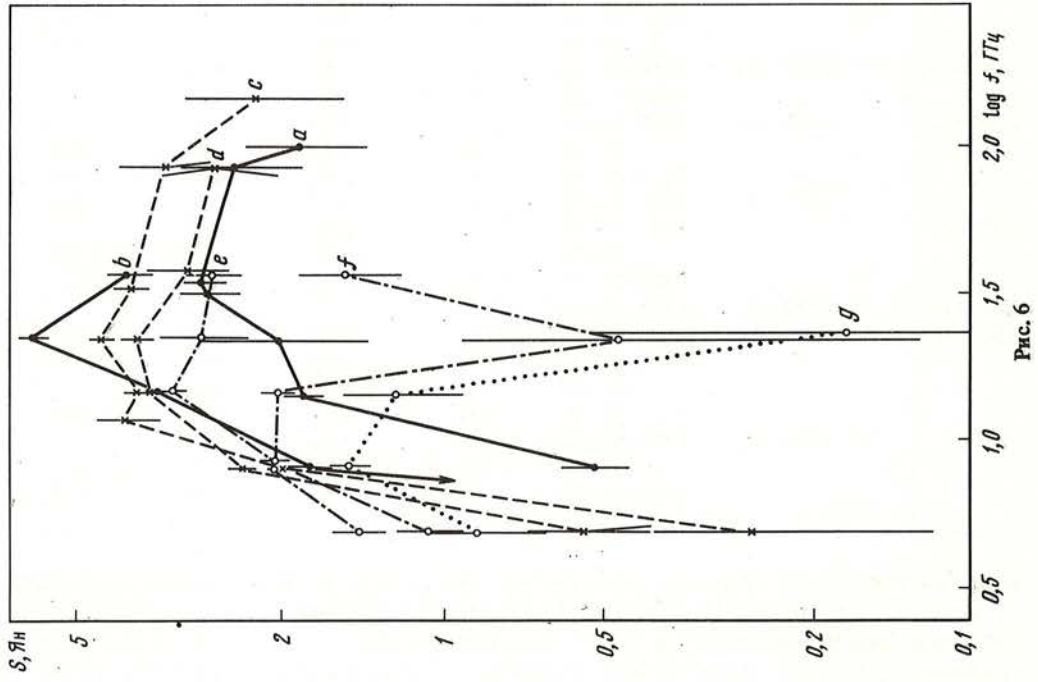


Рис. 6

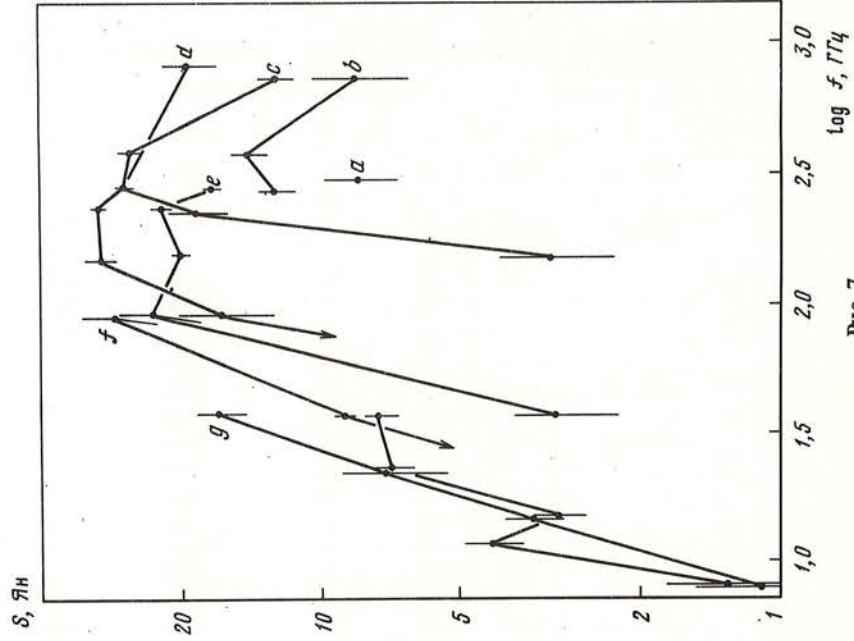


Рис. 7

вается три ступени развития всплеска: комптоновская с  $S_m \sim f_m^{-2,5}$ , синхротронная с  $S_m \sim f_m^{+0,26}$  и адиабатическая с  $S_m \sim f_m^{+0,45}$ . Каждый показатель в последних трех зависимостях указан для  $\gamma = +2$  — наиболее плоского спектра электронов, возможного в модели. Ступени названы по типу преобладающих потерь энергии электронами. Ясно видно, что несколько всплесков могут быть описаны этим видом трехступенчатой модели. Хотя отдельным точкам на рис. 8 нельзя приписывать очень большой вес, можно предположить, что мы видим комптоновский и последующий синхротронный этапы у ЗС 273, ЗС 279 и у BL Lac, в то время как у 0235 + 164, ЗС 446 и ЗС 454.3 прослеживаются только плато, связанное с синхротронным этапом и последующим увеличением крутизны на адиабатической ступени. Особенно выразительно отмеченное соответствие для квазара ЗС 273. В свете наблюдательных неопределенностей можно даже утверждать, что все всплески на рис. 8 могут быть аппроксимированы одной и той же кривой, если изменять ее положение на плоскости  $(\log S_m, \log f_m)$ . Это утверждение расширяет единство всплесков во внегалактических источниках с плоскими спектрами от единства формы спектров на ранних этапах, показанного в предыдущей главе, до универсальной спектральной эволюции.

На последних этапах всплески, видимо, угасают более быстро, чем предсказывает модель ударной волны. Это особенно ясно видно в случаях 0235+164, ЗС 279 и двух поздних спектров у 0133+476 и 1308+326. Об этом свидетельствуют и данные об оптически тонкой части спектров всплесков ( $\alpha_{\text{тонк}}$  в табл. 3). Так, в спектрах 0235+164 ЗС 279, BL Lac и ЗС 454.3 с течением времени происходит увеличение крутизны на частотах выше  $f_m$ , что выражается в увеличении по абсолютной величине значений  $\alpha_{\text{тонк}}$ . Этот факт противоречит модели всплеска с ударной волной, так как в ней предсказывается уменьшение крутизны спектра в этой части на  $\Delta\alpha = +0,5$ . У нас же наблюдается изменение спектрального индекса с обратным знаком от  $-0,2$  до  $\approx -0,7$  и даже до  $-1$  (например, у ЗС 454.3).

На рис. 9 показано, что уменьшается со временем частота низкочастотного завала спектра всплеска  $f_m$ . Для однородного расширяющегося источника в модели [60] изменения ее должны происходить по закону  $f_m \sim (t - t_0)^{-\beta}$ , где  $\beta = 2,15$  для  $\gamma = 1,4$ . В модели с ударной волной экспоненциальный показатель возрастает от 0,5 до 1,2 в ходе эволюции всплеска. Так как начало всплесков нам неизвестно, а  $f_m$  определяется не очень часто (иногда через декаду по частоте) точное значение  $\beta$  не может быть определено из данных с высокой точностью. Например, всплеск у ЗС 273 может быть аппроксимирован и с  $\beta = 1$ , и с  $\beta = 2$ . Значение  $\beta = 1$  будет означать, что всплеск начался в январе 1983 г., когда он стал виден на оптических волнах [61] и, возможно, на волне 1 мм [38];  $\beta = 2$  означает начало всплеска на 4 месяца раньше, что возможно, является лучшей оценкой. Для многих источников на рис. 2  $\beta = 2$  дает несколько лучшее согласие с данными, что означает, что всплески начались меньше чем за год до их появления на 15 ГГц (штриховая линия на рис. 9). Но маловероятно, чтобы этот параметр оставался постоянным в течение всей эволюции всплесков.

Наконец, на рис. 10 показано изменение  $S_m$  со временем. Здесь быстрое уменьшение  $S_m$  согласно модели расширяющегося облака [60]  $S_m \sim (t - t_0)^{-2,4}$ , очевидно, не удовлетворяет данным за исключением, может быть, последних стадий развития всплесков. Модель [62] предсказывает быстрое увеличение  $S_m$  с показателем +1,25

Рис. 6. Эволюция спектра всплеска у ЗС 279, начавшегося в 1980 г. Данные приведены в системе покоя наблюдателя. Эпохи спектров следующие (табл. 3)  
 a — 1981-03-15; b — 1981-09-10; c — 1982-01-20; d — 1982-03-10; e — 1982-09-10; f — 1985-04-20; g — 1983-08-15

Рис. 7. Эволюция всплеска у ЗС 273, происшедшего в 1983 г. Обозначения как на рис. 6  
 a — 1983-01-01, b — 1983-02-(2+5), c — 1983-02-26+03-07, d — 1983-03-29+04-11, e — 1983-05-21, f — 1983-07-20, g — 1983-12-15, h — 1984-02-15

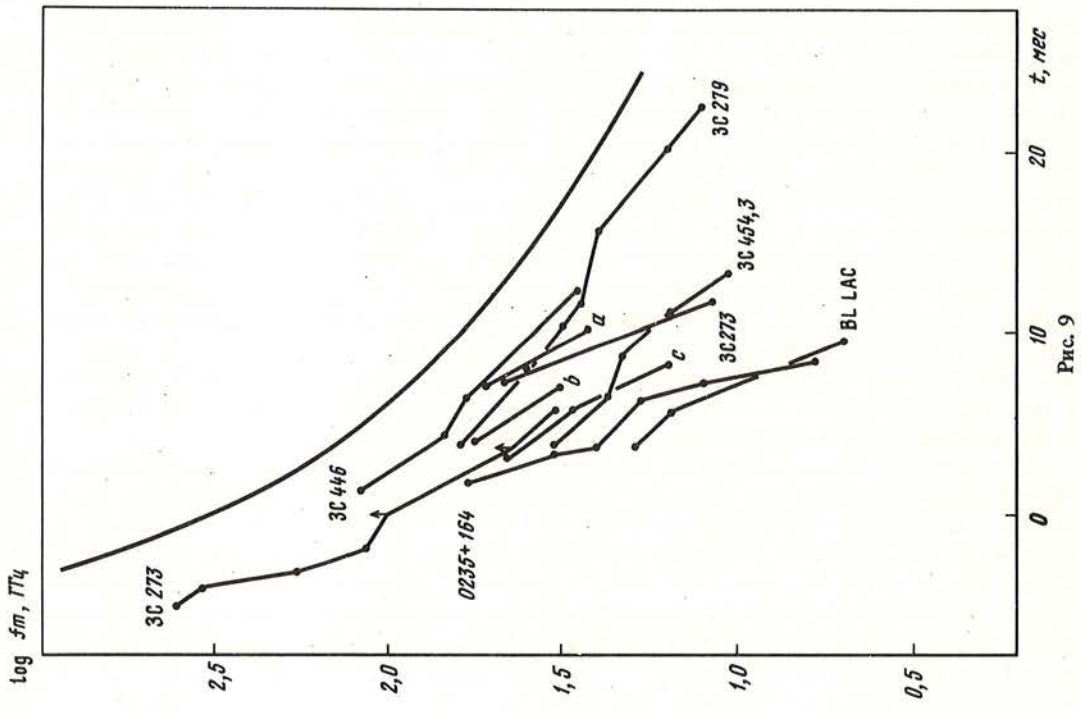


Рис. 9

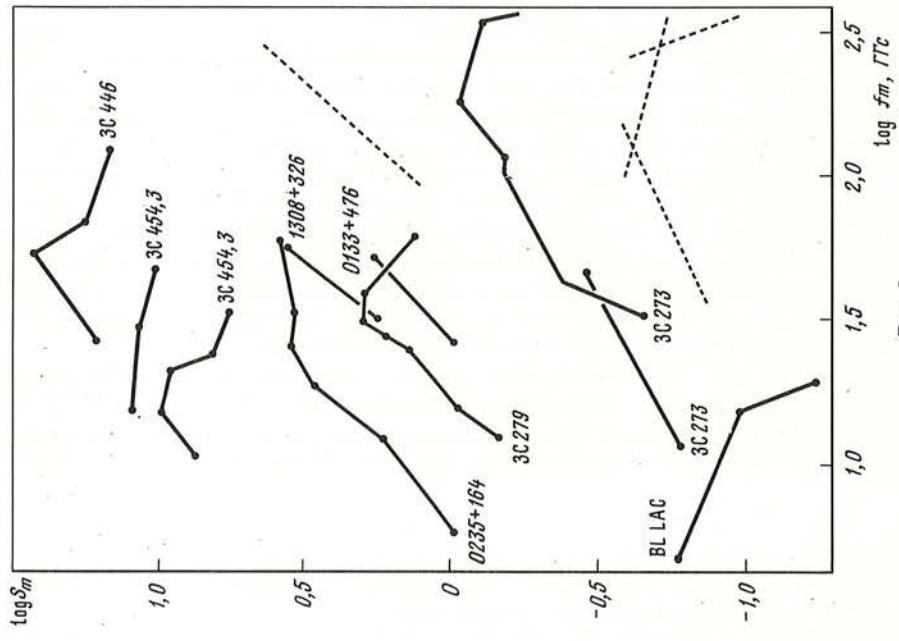


Рис. 8

и последующее уменьшение с показателем от  $-0,2$  до  $-0,6$ , однако точное сравнение теоретических и экспериментальных параметров в этом случае также требует точного знания начала всплеска  $t_0$ . Приведенный рисунок снова демонстрирует очевидное сходство эволюции различных всплесков в различных по оптическому типу источниках.

### 3.3. ОБСУЖДЕНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Полученные нами данные о всплесках можно суммировать следующим образом. Спектр излучения всплескового компонента адекватно описывается спектром однородного синхротронного источника с  $\gamma = 1,4$  по крайней мере на первых стадиях развития всплеска. На последних этапах эволюции всплеска крутизна спектра в оптически тонкой части увеличивается, по-видимому, в соответствии с некомпенсированными потерями энергии излучающими частицами. Максимум всплеска движется к низким частотам примерно по закону  $f_m \sim (t - t_0)^{-2 \pm 1}$ . Плотность потока в максимуме, по крайней мере в некоторых случаях, растет довольно быстро с уменьшением частоты низкочастотного завала, затем остается почти постоянной вблизи максимума яркости и впоследствии уменьшается примерно как  $S_m \sim f_m^{-1}$ . Хотя частота, на которой всплеск достигает максимального развития, связанная с ней максимальная светимость и временная шкала развития всплеска могут изменяться в широких пределах от источника к источнику, эволюционные треки всплесков, по-видимому, одинаковые у разных источников.

Многие из этих наблюдаемых особенностей свидетельствуют в пользу справедливости модели Маршера и Гиз [62]. В частности, эволюция максимального потока с частотой (рис. 9) выявляет, по-видимому, предсказанные три ступени развития, а устойчивая простая форма спектра излучения всплеска показывает, что они могут моделироваться синхротронным излучением от однородной области с самопоглощением, как принято в модели с ударной волной [62].

Тем не менее нами выявлены некоторые противоречия. Например, всплески угасают более быстро, а частота низкочастотного завала спектра  $f_m$  уменьшается более быстро, чем предсказывается в модели. Кроме того, наиболее плоский спектр всплеска в оптически тонкой части должен согласно модели иметь спектральный индекс  $-0,5$ , что не согласуется с наблюдаемым значением  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,2$ .

Модель с ударной волной [62] предсказывает также, что со временем оптически тонкая часть спектра всплеска должна становиться более плоской. Мы же обнаружили, что в подавляющем большинстве случаев происходит увеличение крутизны спектра на этом участке.

Согласно между наблюдаемым развитием  $S_m(f_m)$  и предсказываемым в модели [62] настолько поразительно, что эта модель не может быть совсем неверной. Модифицированная версия ее с введенными энергетическими потерями электронов, например, радиационными, может, видимо, объяснить и наблюдающиеся отличия. Последние этапы развития всплеска лучше могут быть описаны трехмерным адиабатическим расширением источника, подобно старой модели [60].

Влияние радиационных потерь на развитие всплеска, особенно на последних стадиях, не является неожиданным фактором, как это можно легко показать с помощью следующей оценки. Напряженность магнитного поля в компактных радиоисточниках

Рис. 8. Изменения значения плотности потока  $s_m$  как функции частоты низкочастотного завала спектра  $f_m$  в системе покоя источника

Численные значения в системе наблюдателя даны в табл. 3. Штриховые линии показывают предсказываемые зависимости в канонической модели расширяющегося источника и трех этапов развития источника всплеска в модели с ударной волной. Потоки от BL Lac умножены на 10

Рис. 9. Частота низкочастотного завала  $f_m$  как функция времени (в месяцах)

Временные интервалы пересчитаны к системам покоя источников. Показана также зависимость  $f_m \sim (t - t_0)^{-2}$  при  $t_0 = -8$  мес. для сравнения (верхняя плавная линия)

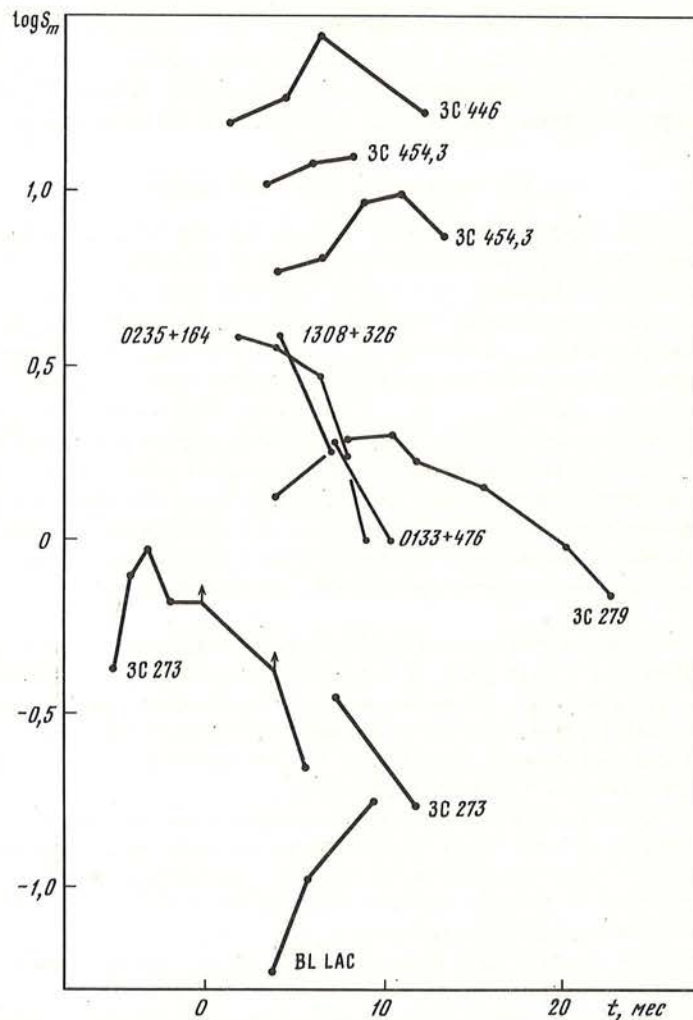


Рис. 10. Плотность потока на частоте низкочастотного завала спектра всплеска как функция времени  
 Плотности потоков от BL Lac умножены на 10

по различным оценкам может достигать величины  $B = 0,2$  Гс и больше. Время жизни электрона, излучающего на частоте 30 ГГц в таком поле, составляет около 2 лет при синхротронном механизме излучения. Это время жизни согласуется с увеличением крутизны оптически тонкой части спектра всплесков через примерно год после начала возрастания потока на миллиметровых волнах, как это было показано в предыдущем разделе. Хотя влияние синхротронных потерь зависит также от того, сколько новых электронов ускоряется на каждой стадии развития ударной волны, оценка показывает, что энергетические потери могут быстро подавить излучение всплеска на высоких частотах. Для частоты  $10^{14,5}$  Гц время жизни электрона составляет уже всего неделю.

Все всплески, которые нам удалось зарегистрировать и изучать, происходят, по-видимому, по одному и тому же сценарию, показывающему, что хотя физические параметры могут изменяться от всплеска к всплеску или от источника к источнику, основной физический процесс остается везде и всегда тем же самым. Сходство оптических всплесков в лацертиде 0235+164, происшедших в 1975 и 1979 гг. и сопровож-

дававшихся всплесками радиоизлучения, свидетельствует и об сохранении структуры объекта в течение довольно длительного срока [66, 67].

Следует отметить также, что в модели [62] возможно, по-видимому, объяснить вариации поляризованного излучения [64, 65], что было затруднительным в модели [60]. Наконец, в пользу модели активных ядер, в которой и повышенное и переменное их излучение объясняются с единой точки зрения: наличия у них адиабатической релятивистской струи, направленной почти на наблюдателя, — свидетельствуют результаты наблюдений у многих из них слабых гало на радиочастотах [68]. Эти гало могут быть идентифицированы с внешними протяженными компонентами, наблюдающимися у большинства внегалактических объектов, но проецирующихся непосредственно на ядра "материнских" галактик.

#### 4. ВЫВОДЫ

Изучая выборку из 27 наиболее интенсивно наблюдавшихся на миллиметровых и сантиметровых волнах источников, мы смогли определить формы спектров отдельно для спокойных и всплесковых компонентов в них и проследили также эволюцию всплесков во времени в нескольких случаях. Основные выводы следующие:

1. Спектры спокойных уровней, измеренные вне всплесков, показывают долговременную стабильность. Поэтому они могут быть разложены на составляющие от узелков и других протяженных компонентов с крутыми спектрами и от компактного ядра. Стабильность следует из медленного угасания и относительного постоянства светимости ядра.

2. Даже наиболее компактные ядра становятся, по крайней мере частично, оптически прозрачными на частотах около 200 ГГц, а средняя частота низкочастотного завала в их спектрах на порядок ниже. Ниже частоты низкочастотного завала спектра ядра общий спектр источников оказывается плоским из-за суперпозиции излучения узелков; выше этой частоты спектр плоский вследствие близости к нулю спектрального индекса излучения оптически тонких ядер.

3. Спектр ядра может быть объяснен в рамках модели суживающегося джета [54], где ядро оптически прозрачно на (мм — ИК)-волнах. Спектральный индекс излучения ядер выше частоты низкочастотного завала составляет от  $-0,15$  до  $-0,8$  у источников нашей выборки; среднее значение его  $-0,33$  для блазаров и  $-0,52$  для квазаров, не являющихся блазарами. Это может быть объяснено как результат оптически тонкого излучения ( $\alpha = -0,2$ ), крутизна которого увеличилась радиационными потерями до  $-0,5$ , или адиабатическими потерями в ядре.

4. Частота низкочастотного завала, плотность потока на ней и спектральный индекс оптически тонкой части спектров ядер выше частоты завала коррелируют друг с другом, указывая на то, что число свободных физических параметров в источнике ограничено.

5. Нет существенного различия в спектрах спокойных уровней объектов типа VL Lac, квазаров-блазаров и квазаров-не блазаров. Если классифицировать объекты по наблюдаемым спектральным параметрам  $S_m$ ,  $f_m$ ,  $\alpha_{\text{тонк}}$ , по-видимому, имеется непрерывное распределение свойств от лацертидов к квазарам-блазарам и к квазарам-не блазарам.

6. Все спектры всплесков в пределах экспериментальных ошибок могут быть аппроксимированы каноническим спектром однородного источника с самопоглощением со спектральным индексом в оптически плотной части  $\alpha_{\text{толст}} = +2,5$  и  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,2$ . Эта форма сохраняется от всплеска к всплеску в различно классифицируемых источниках в ходе эволюции всплеска. Единственная отчетливая модификация заключается в увеличении крутизны оптически тонкой части спектра до  $\alpha = -0,7$  на последних стадиях эволюции, указывающей на энергетические потери.

7. Эволюция различных всплесков может быть также подобной, обладающей быстрым возрастанием, плато и конечным угасанием светимости всплеска, в то время

как частота завала плавно движется к низким частотам согласно соотношению  $f_m \sim \sim t^{-2}$ . Наблюдаемые различия в поведении всплесков (световые кривые, временные задержки, относительные амплитуды, корреляции между различными частотами и т.д.) могут быть объяснены вариациями частоты, на которой всплеск достигает максимального развития, длительностью всплеска и различными энергетическими потерями.

8. Простые спектральная форма и общая эволюция всплесков хорошо объясняются в модели, где всплеск является результатом ударной волны в адиабатическом, релятивистском джете, как предложено Маршером и Гиз [62]. Некоторые модификации, возможно большая роль радиационных энергетических потерь, необходимы, однако, для объяснения плоского спектра, последующего увеличения его крутизны, отсутствия уплощения, предсказываемого для оптически тонкой части спектра, на конечных стадиях эволюции всплеска.

9. Поскольку спектры всплесков, а возможно и ядер, имеют  $\alpha_{\text{тонк}} = -0,2$ , показатель энергетического распределения электронов  $\gamma = 1,4$  должен быть меньше, чем обычно принимается. Это должно быть объяснено в теориях механизмов ускорения частиц в активных ядрах. "Универсальное" значение  $\gamma = 2,5$  [1] может отражать тот факт, что большинство электронов являются старыми, претерпевшими большие энергетические потери при выходе из областей ускорения в более протяженные объемы, откуда выходит большая часть наблюдаемого дециметрового и сантиметрового излучения. Только в некоторых специальных случаях, в наиболее внутренних ядерных компонентах и на ранних стадиях всплесков, мы видим свежие электроны.

Некоторые наши результаты, такие как универсальность формы спектров всплесков, выглядят (по крайней мере для нас) недалекими от истины, другие, например, сходство в эволюции всплесков, являются пока предположением (догадкой), которые должны быть проверены на большем количестве данных. Необходимы скоординированные миллиметровые и субмиллиметровые наблюдения в интервале волн, где ядра становятся оптически тонкими, а всплески достигают максимального развития. Даже единственный всплеск, прослеженный всеми способами от внутреннего рождения на высоких частотах до его угасания на см волнах даст нам возможность проверить физику релятивистских джетов и ударных волн более детально, чем это возможно сейчас.

Данные, представленные здесь, указывают на большее единство и простоту, чем можно было бы предвидеть, учитывая очевидные очень различные характеристики переменности радиоисточников различных классов. Спрятанное за иногда хаотически проявляющейся переменностью потока и различными мгновенными спектрами единство в форме спектров и эволюции указывает на общую структуру и единый общий физический процесс, ответственный за все изменения потока.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kellermann K.I., Pauliny-Toth I.I.K. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1981. Vol. 19. P. 373–410.
2. Aller H.D., Aller M.F., Latimer G.E., Hodge P.E. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1985. Vol. 59. P. 513–768.
3. Epstein E.E., Fogarty W.G., Mottman J., Schneider E. // *Astron.* 1982. Vol. 87. P. 449–461.
4. Hobbs R.W., Dent W.A. // *Astron. J.* 1977. Vol. 82. P. 257–261.
5. Rudnick L., Jones T.W., Fiedler R.L. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1985. Vol. 87. P. 693–709.
6. O'Dea C.P., Dent W.A., Kinzel W.M., Balonek T.J. // *Astron. J.* 1986. Vol. 92. P. 1262–1271.
7. Balonek T.J. Ph.D. Thesis: University of Massachusetts. 1982.
8. Barvainis R., Predmore C.R. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 282. P. 402–411.
9. Ефанов В.А., Мусеев И.Г., Нестеров Н.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1984. Т. 69. С. 78–90.
10. Ефанов В.А., Мусеев И.Г., Нестеров Н.С. и др. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1983. Т. 68. С. 104–108.
11. O'Dea C.P., Dent W.A., Balonek T.J., Kapitzky J.E. // *Astron. J.* 1983. Vol. 88. P. 1616–1625.
12. O'Dea C.P., Dent W.A., Balonek T.J. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 278. P. 89–95.
13. Gear W.K., Robson E.I., Ade P.A.R. et al. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 280. P. 102–106.
14. Gear W.K., Robson E.I., Ade P.A.R. et al. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 291. P. 511–517.
15. Gear W.K., Robson E.I., Brown L.M.J. et al. // *Astrophys.* 1986. Vol. 304. P. 295–304.
16. Brown L.M.J., Robson E.I., Gear W.K. et al. // *Astrophys. J.* 1988. (in press).



17. Bregman J.N., Glassgold A.E., Huggins P.J. et al. // *Astrophys. J.*, 1986. Vol. 301. P. 708–726.
18. Landau R., Golisch B., Johns T.J. et al. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 308. P. 78–92.
19. Worrall D.M., Rodriguez-Espinosa J.M., Wisniewski W.Z. et al. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 303. P. 589–595.
20. Andrew B.H., MacLeod J.M., Harvey G.A., Medd W.J. // *Astron. J.* 1978. Vol. 83. P. 863–899.
21. Salonen E., Lehto H., Urpo S. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1983. Vol. 51. P. 47–62.
22. Salonen E., Teräsraanta H., Urpo S. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1987. Vol. 70. P. 409–435.
23. Teräsraanta H., Valtaoja E., Haarala S. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1987. Vol. 71. P. 125–129.
24. Unwin S.C., Cohen M.H., Biretta J.A. et al. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 289. P. 109–119.
25. Biretta J.A., Moore R.L., Cohen M.H. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 308. P. 93–109.
26. Landau R., Jones T.W., Epstein E.E. et al. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 268. P. 68–75.
27. Robson E.I., Gear W.K., Clegg P.E. et al. // *Nature.* 1983. Vol. 305. P. 194–196.
28. Backer D.C. // *VLBI and Compact Radio Sources.* IAU Symp. N 110. Reidel, Dordrecht, 1984.
29. Bennett C.L., Lawrence C.R., Burke B.F. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1984. Vol. 54. P. 211.
30. Brown L.M.J., Robson E.I., Gear W.K. et al. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1986. Vol. 219. P. 671–686.
31. Clegg P.E., Gear W.K., Ade P.A.R. et al. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 273. P. 58–63.
32. Ennis D.I., Neugebauer G., Werner M. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 262. P. 451–459 and P. 460–477.
33. Flett A.M., Henderson C. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1983. Vol. 204. P. 1285–1289.
34. Haddock T.F. // Ph.D. Thesis: University of Michigan, 1984.
35. Johnston K.J., Geldzahler B.J., Spencer J.H. et al. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 277. L31–L34.
36. Jones T.W., Rudnick L., Owen F.N. et al. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 243. P. 97–107.
37. Landau R., Jones T.W., Epstein E.E. et al. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 308. P. 78–92.
38. Roellig L., Becklin E.E., Impey C.D., Werner M.W. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 304. P. 646–650.
39. Waltman E.B., Geldzahler B.J., Johnston K.J. // *Astron. J.* 1986. Vol. 91. P. 231–254.
40. Owen F.N., Porcas R.W., Mufson S.L., Moffett T.J. // *Astron. J.* 1978. Vol. 83. P. 685–696.
41. Ledden J.E., Aller H.D., Dent W.A. // *Nature.* 1976. Vol. 260. P. 752–754.
42. Readhead A.C.S., Hough D.H., Ewing M.S. et al. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 265. P. 107–131.
43. Cotton W.D., Wittels J.J., Shapiro I.I. et al. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 238. L123–L128.
44. Glassgold A.E., Bregman J.N., Huggins P.J. et al. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 274. P. 101–112.
45. Wills B.J., Pollock J.T., Aller H.D. et al. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 274. P. 62–85.
46. Cohen W.D., Zensus J.A., Biretta J.A. et al. // *Astrophys. J.* 1987. Vol. 315. L89–L92.
47. Simon R.S., Johnston K.J., Spencer J.H. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 290. P. 66–74.
48. Pauliny-Toth I.I.K., Porcas R.W., Zensus J.A. et al. // *Nature.* 1987. Vol. 328–329. P. 778–779.
49. Impey C.D. // *Continuum Emission in Active Galactic Nuclei.* ed. M.L. Sitko. Kitt Peak National Observatory / National Optical Astronomy Observatories, 1986.
50. Marsher A.P. // *Nature.* 1980. Vol. 288. P. 12–13.
51. Wittels J.J., Shapiro I.I., Cotton W.D. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 202. L27–L30.
52. Blandford R.D., Königl A. // *Aströphys. J.* 1979. Vol. 232. P. 34–48.
53. Königl A. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 243. P. 700–709.
54. Marsher A.P. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 235. P. 386–391.
55. Urry C.M., Mushotzky R.F. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 253. P. 38–46.
56. Mufson S.L., Hutter D.J., Hackney K.R. et al. // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 285. P. 571–579.
57. Hutter D.J., Mufson S.L. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 301. P. 50–56.
58. Pauliny-Toth I.I.K., Kellermann K.I. // *Astrophys. J.* 1968. Vol. 152. L169–L175.
59. Dent W.A., Balonek T.J. // *Nature.* 1980. Vol. 283. P. 747–748.
60. Van der Laan H. // *Nature.* 1966. Vol. 211. P. 1131–1133.
61. Sadun A.C. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1985. Vol. 97. P. 395–396.
62. Marsher A.P., Gear W.K. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 298. P. 114–127.
63. Hughes P.A., Aller H.D., Aller M.F. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 298. P. 301–315; *Can. J. Phys.* 1986. Vol. 64. P. 466–469.
64. Aller H.D., Hodge Ph.E., Aller M.F. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 274. L19–L22.
65. Jones T.W. // *Can. J. Phys.* 1986. Vol. 64. P. 463–465.
66. Balonek T.J., Dent W.A. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 240. L3–L5.
67. Pica A.J., Smith A.G., Pollock J.T. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 236. P. 84–88.
68. Stannard D., McIlwrath B.K. // *Nature.* 1982. Vol. 298. P. 140–142.

## МИЛЛИСЕКУНДНАЯ ПЕРИОДИЧНОСТЬ В ГАММА-ИЗЛУЧЕНИИ CYG X-3

Ю.Л. Зыскин, Ю.И. Нешпор, А.А. Степанян

По данным наблюдений Cyg X-3, проведенных в 1978 году в КАО методом детектирования черенковских вспышек ШАЛ с энергией  $2 \cdot 10^{12}$  эВ с записью точного времени регистрации их, получено, что излучение гамма-квантов сверхвысокой энергии, по-видимому, пульсирует с периодом 9,22 мс. Наличие периода 12,58 мс, обнаруженного Дармской группой в наблюдениях 1983–1985 гг., по данным наших наблюдений подтвердить не удалось.

MILLISECOND PERIODICITY IN GAMMA-RAY EMISSION OF CYG X-3, BY Yu.L. Zyskin, Yu.I. Neshpor and A.A. Stepanian. The observations of Cyg X-3, carried out in 1978 at the Crimean Astrophysical Observatory by means of precise time registration technique of Cerenkov EAS flux with the  $E = 10^{12}$  eV showed, that the VHE gamma flux is plausibly pulsating with the period 9.22 msec. The existence of the gamma flux period 12.58 msec, found by Durham group of investigators according to 1983–85 observations has not been confirmed by the data of our observations.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Дискретный галактический источник Cyg X-3 привлекает внимание многих исследователей. Этот объект излучает в очень широком диапазоне электромагнитных волн — от радио- до гамма-квантов с энергиями вплоть до  $10^{15}$ – $10^{16}$  эВ. В его излучении наблюдаются периодические изменения с различным характером световой кривой в зависимости от периода и энергии. В рентгеновском диапазоне это колебания, близкие к синусоидальным с периодами 4,8 ч [1], 19,6 сут [2], 34 сут [3]. В диапазоне гамма-квантов сверхвысокой энергии наблюдаются те же периоды, но с пульсирующим характером излучения [4]. Кроме того, по данным сверхвысокой энергии обнаружен период 328 дней [5], который прослеживается также и в области  $10^{15}$ – $10^{16}$  эВ [6]. Отличительной особенностью объекта Cyg X-3 является большая мощность излучения. Полная светимость в рентгеновских и гамма-лучах находится на уровне  $10^{37}$ – $10^{38}$  эрг/с и даже несколько выше [7]. Для сравнения укажем, что полная мощность электромагнитного излучения Крабовидной туманности, включая излучение пульсара, составляет  $\approx 5 \cdot 10^{37}$  эрг/с. Поток электромагнитного излучения с энергией квантов  $\gtrsim 10^{12}$  эВ от пульсара NP 0531 равен  $6 \cdot 10^{33}$  эрг/с (при расстоянии до пульсара 2 кпк) [8]. Спектры электромагнитного излучения Крабовидной туманности и объекта Cyg X-3 имеют большое сходство, на что уже обращалось внимание другими авторами [9, 10].

Все это позволило многим исследователям сделать предположения о наличии пульсара в объекте Cyg X-3 [11].

Для решения этого вопроса в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР была создана аппаратура для записи точного времени регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней с энергией  $\gtrsim 2 \cdot 10^{12}$  эВ и проведены наблюдения объекта Cyg X-3.

### 2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Наблюдения были проведены с помощью установки РЧВ-1, предназначенной для регистрации черенковских вспышек ШАЛ. Подробнее описание установки дано в [12].

Установка состоит из 4 1,5-метровых параболических зеркал с фокусным расстоянием 0,65 м, в фокусах которых размещены ФЭУ, включенные попарно на совпадения. Пороговая энергия регистрируемых гамма-квантов  $\approx 2 \cdot 10^{12}$  эВ. Средняя скорость счета черенковских вспышек  $\approx 90$  мин<sup>-1</sup>. Половинный угол приемного конуса детектора  $0,9^\circ$ . Разрешающее время совпадений — 5 нс.

© Ю.Л. Зыскин, Ю.И. Нешпор, А.А. Степанян

Т а б л и ц а 1

| № массива | Дата     | УТ                              | Число<br>вспышек | Фаза 4,8<br>периода | Амплитуда эффек-<br>та, % |
|-----------|----------|---------------------------------|------------------|---------------------|---------------------------|
| 1         | 26.09.78 | 17 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> | 580              | 0,171               | +6,3±6,5                  |
| 2         | 26.09    | 17 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup> | 820              | 0,156               | +5,5±5,6                  |
| 3         | 27.09    | 17 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> | 749              | 0,165               | +3,8±5,6                  |
| 4         | 28.09    | 17 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> | 788              | 0,171               | +10,4±5,9                 |
| 5         | 28.09    | 17 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> | 676              | 0,207               | -0,2±5,6                  |
| 6         | 1.10     | 17 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> | 589              | 0,167               | -0,3±6,0                  |
| 7         | 1.10     | 17 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> | 869              | 0,195               | +5,3±5,3                  |
| 8         | 2.10     | 17 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup> | 725              | 0,188               | +13,8±5,4                 |
| 9         | 4.10     | 17 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> | 673              | 0,162               | +3,1±5,9                  |
| 10        | 4.10     | 17 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> | 612              | 0,218               | +1,7±6,0                  |

Для регистрации точного времени была создана система, состоящая из синхронизируемого кварцевого генератора, электронных часов, приемника-компаратора для сравнения с эталонной частотой, приемника сигналов точного времени и детектора времени. Подробное описание приведено в [13]. Время регистрировалось с точностью до 0,1 мс с записью на перфоленту. Стабильность частоты генератора обеспечивалась не хуже  $3 \cdot 10^{-9}$  за 1 ч.

В связи с отсутствием абсолютной привязки шкалы времени выдержать необходимую точность регистрации можно было лишь в течение одной ночи. Это не позволило связать по времени наблюдения, полученные в различных сканированиях.

Наблюдения проводились методом дрейфового сканирования двумя секциями (парами детекторов) установки таким образом, что объект находился поочередно в поле зрения одной из них (модифицированный метод *T*-моды [14]). Длительность одного скана 8 мин. Наблюдения проводились с 26.09.78. по 4.10.78. Всего было проведено 97 сканирований. Однако для анализа были отобраны только те сканы, которые по времени совпадали с "благоприятной" фазой 4,8-часового периода, т.е. попадали в интервал фаз 0,157–0,212 этого периода, когда от объекта *CygX-3* наблюдается пик гамма-излучения сверхвысокой энергии. За нулевой момент был принят  $JD_0 = 24441550,542$ , начальный период  $T_0 = 0,199680$  дня, а производная периода по времени  $T = 2 \cdot 10^{-9}$  с/с [15].

Таких сканов было отобрано 10, их характеристики даны в табл. 1 (средняя за скан амплитуда эффекта приведена в % к фону космических лучей).

### 3. МЕТОДИКА ПОИСКА ПЕРИОДА И РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Обработка данных была разделена на два этапа. На первом этапе данные каждого сканирования обрабатывались независимо. По известному времени регистрации черенковской вспышки для данного значения пробного периода  $T$  находилась фаза  $\varphi$  каждого события данного скана. Далее методом наложения эпох строилась фазовая гистограмма, т.е. распределение событий по фазовым интервалам (бинам). При этом период разбивался на 9 бинов, а значение пробного периода  $T$  варьировались от 8 мс до 100 с. Значение пробного периода изменялось с шагом независимости  $\Delta T = T^2 / (n\tau)$ , где  $n$  – число бинов, а  $\tau$  – длительность скана ( $\tau = 8$  мин). Всего было сделано  $\approx 5 \cdot 10^5$  шагов (испытаний). Далее к полученной фазовой гистрограмме применялся критерий Пирсона ( $\chi^2$ -тест) для определения вероятности случайного распределения событий черенковских вспышек по бинам (число степеней свободы  $\nu$  принималось равным  $(n - 1)$ ).

Эта процедура была проведена для каждого из 10 сканов. Следует отметить, что расчеты потребовали большого количества машинного времени. Это обстоятельство

Т а б л и ц а 2

| Период $P$ ,<br>мс | $N \cdot P_1$ по<br>одному<br>скану (но-<br>мер скана<br>в скобках) | $P_{10} \cdot N$ по<br>десяти<br>сканам | $P_2 \cdot N$ по<br>двум ска-<br>нам | Период $P$ ,<br>мс | $N \cdot P_1$ по<br>одному<br>скану (но-<br>мер скана<br>в скобках) | $P_{10} \cdot N$ по<br>десяти<br>сканам | $P_2 \cdot N$ по<br>двум ска-<br>нам |
|--------------------|---|---|--------------------------------------|--------------------|---|---|--------------------------------------|
| 8,59369            | 0,04(4)   | 350                                     | 1,5                                  | 14,32405           | 0,53(9)   | 1600                                    | 100                                  |
| 9,22090            | 0,17(4)   | 0,011                                   | $2,4 \cdot 10^{-4}$                  | 14,57221           | 0,40(8)   | 80000                                   | 73                                   |
| 9,47722            | 0,11(3)   | 2000                                    | 140                                  | 17,83112           | 0,005(7)  | 500                                     | 1,5                                  |
| 10,11373           | 0,70(1)   | 1300                                    | 112                                  | 18,44119           | 0,76(4)   | 340                                     | 83                                   |
| 10,13280           | 0,76(7)   | 28600                                   | 1560                                 | 19,90597           | 0,86(7)   | 33000                                   | 68                                   |
| 11,96839           | 0,81(10)  | 1900                                    | 470                                  | 21,06156           | 0,14(7)   | 120                                     | 3,4                                  |

повлияло на выбор числа бинов, на которые разбивался период, так как время расчета пропорционально числу шагов, которое в свою очередь, растет пропорционально числу бинов. Обработка производилась на ЭВМ БЭСМ-6М и потребовала более 100 ч машинного времени. На печать выводились световые кривые и значения  $\chi^2$  для тех периодов, вероятность случайного распределения которых удовлетворяла условию  $P(>\chi^2) < 10^{-3}$ .

Полученные данные позволили убедиться в том, что найденное частотное распределение  $P(>\chi^2)$  отвечает  $\chi^2$ -распределению. В числе найденных периодов оказалось 12 значений, для которых произведение вероятности  $P(>\chi^2)$  на число испытаний (шагов по периоду) для одного массива данных  $N = 5 \cdot 10^5$  было меньше 1. Напомним, что теоретически таких значений должно было быть около 10. Для самого малого значения  $P(>\chi^2)$  произведение  $P \cdot N \leq 0,005$  для одного скана; поскольку нами анализировалось 10 массивов, то вероятность случайного отклонения равна 5%. В табл. 2 приведены 12 периодов, имеющих минимальное значение произведения  $P \cdot N$ . Мы уже отмечали принципиальную важность вопроса о природе источника гамма-излучения сверхвысокой энергии, поэтому нам представляется, что достоверность найденного периода, равная  $1 - P \cdot N \cdot k = 0,95$  ( $k = 10$  — число массивов) недостаточно велика для уверенного утверждения о пульсирующем характере гамма-излучения.

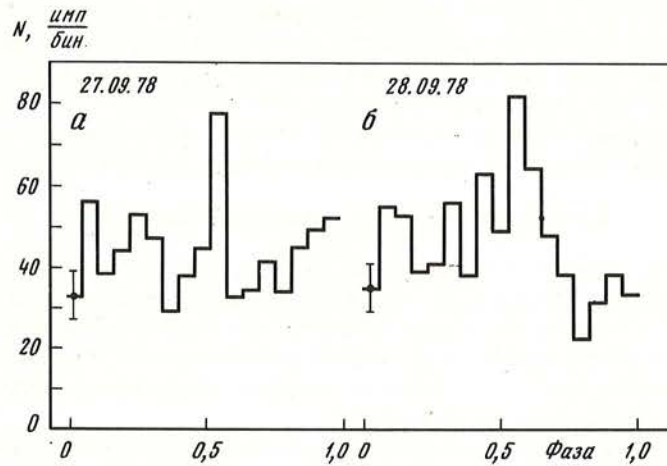
Для более надежного выявления пульсаций была проведена совместная обработка всех 10 массивов, т.е. второй этап анализа.

Поскольку, как уже говорилось выше, мы не имели возможности связать с достаточной точностью по времени данные отдельных сканирований, все массивы данных обрабатывались как независимые.

Можно показать, что распределение суммы значений  $\chi^2$  для двух независимых массивов с числами степеней свободы  $\nu_1$  и  $\nu_2$  есть тоже  $\chi^2$ -распределение, но с числом степеней свободы, равным  $\nu_1 + \nu_2$ . Из этого методом математической индукции легко получить, что это правило справедливо и для произвольного числа слагаемых [16].

Пользуясь этим правилом, мы провели вычисление значений  $\chi_i^2$  по всем сканам с малым шагом по периоду и получили значения суммы  $\sum_i^{10} \chi_i^2$ . При этом значения перио-

дов приводились к единому барицентрическому с учетом доплер-эффекта из-за орбитального вращения Земли. Результаты такой обработки приведены в той же табл. 12 для 12 периодов со значениями  $P \cdot N < 1$  ( $P_1$  — вероятность, найденная по одному скану,  $P_2$  — по двум соседним сканам,  $P_{10}$  — по всем 10 сканам). Приведенные в табл. 2 значения произведения вероятности на число испытаний есть минимальные в интервале от  $(T_0 - 10\Delta T)$  до  $(T_0 + 10\Delta T)$ , где  $T_0$  — найденные на первом этапе обработки значения периода с наибольшими  $\chi^2$ . Кроме того, нами был обработан интервал значений периодов от 12,42 мс до 12,64 мс. Значение  $T = 12,5908$  мс было получено в результа-



Фазовая гистограмма для периода  $T = 9,22090$  мс  
 а — для скана № 3 (27.09.78), б — для скана № 4 (28.09.78)

те анализа данных наблюдений источника СугХ-312 сентября 1983 г. в течение семи минут при фазе 0,625 4,8-часового периода Дармской группой исследователей [17]. Анализ был проведен методом наложения эпох с использованием критерия Рэлея в интервале периодов от 10 мс до 50 с. Хотя этот период не был обнаружен среди 100 соответствующих наибольшим значениям  $\chi^2$ , тем не менее данные наших наблюдений также были проанализированы на втором этапе обработки в интервале пробных периодов от 12,42 мс до 12,64 мс. Такой интервал поиска периода был выбран из следующих соображений. Во-первых, наши наблюдения были проведены на 5 лет раньше, чем наблюдения Дармской группы [17]. Изменение периода за счет замедления вращения пульсара за это время может составить  $\Delta T = \dot{T}\Delta t = 0,06$  мс, если принять, что  $\dot{T} = 4 \cdot 10^{-13}$  с/с. По-видимому, трудно ожидать большей величины  $\dot{T}$ . Во-вторых, из-за различия фаз, при которых велись наблюдения Дармской группы ( $\varphi \approx 0,625$ ) и наши наблюдения ( $\varphi \sim 0,2$ ), разность периодов вследствие доплеровского смещения при орбитальном движении пульсара могла достигнуть  $\Delta T_2 \approx T2\nu/c$ , где  $\nu$  — скорость орбитального движения пульсара. Поскольку орбитальная скорость вряд ли превышает 600 км/с, то  $\Delta T_2 \leq 0,05$  мс. Тогда  $0,01$  мс  $< \Delta T < 0,11$  мс. Для гарантии был исследован еще больший интервал периодов 12,42–12,64 мс. Ни при одном значении пробного периода не было получено вероятности  $P(>\chi^2)$ , отвечающей условию  $P \cdot N \ll 1$  (минимальная  $P = 1,2 \cdot 10^{-4}$ ) ни для отдельных сканов, ни для сочетания нескольких или всех 10 сканов с периодом, близким к найденному Дармской группой.

Таким образом, нам не удалось получить подтверждения существования пульсирующего излучения с периодом около 12,59 мс.

Для остальных значений возможных периодов было получено, что произведение вероятности  $P(>\chi^2)$  на число испытаний превышает единицу для всех периодов, кроме  $T = 9,22090$  мс. Для этого периода значению  $\chi^2$  для суммы 10 сканов соответствует вероятности  $N \cdot P(>\chi^2) = 0,01$ , а для суммы двух сканов (3-го и 4-го) соответствует  $N \cdot P(>\chi^2) = 2,5 \cdot 10^{-5}$ . Если учесть, что возможно 9 комбинаций соседних сканов, то вероятность случайного совпадения равна  $2,2 \cdot 10^{-4}$ . Такая высокая достоверность результата (0,9998) дает нам основание полагать, что здесь мы имеем дело с пульсирующим во времени потоком гамма-квантов сверхвысокой энергии. Амплитуда эффекта в 4-м скане составляет +10,4% (см. табл. 1), что в два раза превышает статистическую ошибку, а в 3-м скане эффект не столь велик (+3,8%).

Для более детального излучения фазовой гистограммы период был разбит на 17 бинов. Полученные световые кривые представлены на рисунке. Как видно из рисунка,

фазовая гистограмма содержит один пик. Ширина пика в 3-м скане, полученная 27.09.78, составляет один бин (1/17 периода), в 4-м (28.09.78) она, по-видимому, больше ( $\sim 1/9$  периода). Стоит отметить, что при разбиении на 17 бинов значение  $\chi^2$  для суммы двух сканов (3-го и 4-го) получилось таким, что  $P(>\chi^2) = 2,4 \cdot 10^{-12}$ . Учитывая число возможных пробных периодов и число пар сканов, мы получаем для вероятности случайного распределения числа черенковских вспышек по периоду значение  $2 \cdot 10^{-5}$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, можно с уверенностью сказать, что 27.09.78 и в первом скане 28.09.78 наблюдалось пульсирующее излучение гамма-квантов сверхвысокой энергии от объекта СугХ-3. Имеется несколько оснований для такой уверенности.

Во-первых, мы рассматривали весь массив наблюдательных данных, для которых фаза лежит в интервале 0,157–0,212, т.е. в интервале, когда может наблюдаться поток гамма-квантов. Не делается никакой выборки.

Во-вторых, распределение  $\chi^2$ , построенное по всему этому массиву данных, соответствует теоретическому, что дает уверенность в правильности оценки вероятности  $P(>\chi^2)$ . Хотелось бы отметить, что довольно часто при оценке достоверности обнаружения реального периода пульсаций вероятность случайного распределения по бинам, полученную в одном из сканирований (или интервалов времени), умножают на вероятность, полученную в другом интервале времени. Такая процедура является в корне неверной и приводит к сильному завышению достоверности результата. Выше мы указали уже, что если при поиске периода используется несколько не связанных между собой интервалов времени (экспозиций), то для оценки достоверности необходимо складывать значения критерия  $\chi^2$  и числа степеней свободы, и находить вероятность уже по этим величинам. Кроме того, необходимо умножать вероятность случайного отклонения на число возможных комбинаций интервалов наблюдений.

Может сложиться впечатление, что достоверность 0,9998 не так уж велика для уверенного утверждения об обнаружении пульсирующего характера излучения. Но полученные по 17 бинам световые кривые, вероятность случайного распределения для которых составляет  $2 \cdot 10^{-5}$ , не оставляют сомнений формального характера в реальности обнаруженного периода.

Таким образом, можно заключить, что объект СугХ-3 содержит пульсар, вращающийся с периодом 9,22090 мс (на 28.09.78 г., период барицентрический) и излучающий при этом гамма-кванты сверхвысокой энергии. В нашей Галактике это второй после пульсара в Крабовидной туманности такой объект. Поток гамма-квантов с энергией  $>10^{12}$  эВ в импульсе равен  $2 \cdot 10^{-10}$  квант  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ , а средний по периоду —  $1,3 \cdot 10^{-11}$  квант  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$ . В процентах к фону космических лучей пульсирующая часть поток 27–28.09.78 составляла  $5,6 \pm 2,5\%$ , а средний глобальный эффект составил  $7,1 \pm 2,5\%$ . Таким образом, пульсирующее излучение составляет существенную часть глобального потока, а возможно, и всю.

Безусловно, было бы весьма ценно, если бы аналогичные измерения были проведены и на других установках, регистрирующих черенковские вспышки ШАЛ.

Авторы признательны М.М. Баско за советы и помощь в проведении расчетов на ЭВМ БЭСМ-6, Б.М. Владимирскому, В.Г. Шитову и В.П. Фомину за полезные обсуждения полученных результатов, С.Г. Кочетковой и Т.М. Стрельник за большую работу по подготовке данных к обработке.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Becklin E., Howkins F., Mason K. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 1973. Vol. 192. L119.
2. Bonnet-Bidaud J.M., van der Klis M. // *Astron. Astrophys.* 1981. Vol. 101, P. 299.
3. Molteni D., Rapisarda M. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1980. Vol. 87. P. 88.
4. Нешипор Ю.И., Владимирский Б.М., Зыскин Ю.Л. и др. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1982. Т. 46. С. 1665.

5. Нешпор Ю.И., Зыскин Ю.Л. // Письма в Астрон. журн. 1986. Т. 12, № 6. С. 452.
6. Protheroe R.J. // 20 ICRC. Moscow. 1987. Vol.7. Rapporteur talk.
7. Владимирский Б.М., Гальпер А.М., Лучков Б.И., Степанян А.А. // УФН, 1985. Т. 145, С. 255.
8. Grindlay J.E., Helmken H.F., Weekes T.C. // Astrophys.J. 1976. Vol. 209. P. 592.
9. Владимирский Б.М. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1979. Т. 60. С. 84.
10. Milgrom M. // Astron. Astrophys. 1976. Vol. 51. P. 215.
11. Basko M.M., Synyaev R.A., Fitarchuk L.G. // Astron. and Astrophys. 1974. Vol. 31. P. 249.
12. Stepanian A.A., Vladimírsky V.M., Neshpor Yu.I., Fomin V.P. // Astrophys. and Space Sci. 1975. Vol. 38. P. 267–282.
13. Шитов В.Г., Степанян А.А. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1971. Т. 64. С. 162.
14. Степанян А.А., Павлов И.В. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1971. Т. 43. С. 37.
15. Нешпор Ю.И., Зыскин Ю.Л. // Переменные звезды. 1982. Т. 21, № 5. С. 709.
16. Королук В.С., Партенко Н.И. и др. Справочник по теории вероятностей и математической статистике. М.: Наука, 1985. 640 с.
17. Chadwick P.M., Dipper N.A., Douthwaite et al. // Nature. 1985. Vol. 318, N 6047. P. 642.

УДК 522.2

## СИСТЕМЫ, УКОРАЧИВАЮЩИЕ ФОКУСНОЕ РАССТОЯНИЕ ДЛЯ БОЛЬШИХ ТЕЛЕСКОПОВ

Г.М. Попов

Дан обзор существующих преобразователей фокусного расстояния и указаны их недостатки. Предложена упрощенная зеркально-линзовая схема с малыми потерями света. Приведена методика ее расчета. Выполнен расчет преобразователя к главному фокусу 6 м телескопа. Система с преобразователем предназначена для изучения слабых объектов и их спектров. Даны варианты преобразователя с внешним и внутренним расположением фокальной поверхности.

**FOCAL LENGTH REDUCTION SYSTEMS FOR THE LARGE TELESCOPES**, by G.M. Popov. The review of the existing systems for reducing telescopes foci is fulfilled and their shortcomings are discussed. The simplified mirror-lens system with small light-loss is suggested the method of the design of this system is described. The design of the system for reducing the focal length of the 6-m telescope is fulfilled. This system is intended to investigate some faint objects on the sky as well as their spectra. Alternative designs of this systems are presented having the focal plane inside or outside the system.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Большие советские телескопы с главным зеркалом диаметром 2,6 м и 6 м имеют фокусное расстояние главного зеркала около 10 м и 24 м соответственно. При столь значительном фокусном расстоянии размеры изображений звезд оказываются значительно больше зерна (элемента) светоприемника (фотопластинки, ПЗС-матрицы и др.). Это обусловлено атмосферным дрожанием и несовершенством оптики. Результатом является потеря проникающей силы телескопа, что впервые было показано А. Мейнелом [1].

Для борьбы с указанными недостатками А. Мейнел предложил применить оптический преобразователь, т.е. систему, укорачивающую фокусное расстояние телескопа. В результате длиннофокусный телескоп невысокой светосилы превращается в светосильный инструмент с высокой проникающей силой при наблюдениях точечных объектов и удобный также для наблюдений протяженных объектов малой яркости (туманности, галактики, кометы и др.). Подобную систему А. Мейнел применил к кассегреновскому фокусу двухметрового рефлектора обсерватории Мак-Дональд (относительное отверстие  $A = 1 : 1,36$ ) и к рефрактору Йеркской обсерватории с отверстием 1 м ( $A = 1 : 19$ ). Хотя система А. Мейнела была изготовлена из серийных объективов сложной конструкции и обладала большими потерями света, она позволила резко увеличить проникающую силу телескопа. При этом масштаб изображения хотя и уменьшился,

но разрешающая сила не пострадала и все еще определялась атмосферным дрожанием. Камера А. Мейнела содержит три основных элемента: 1) полевую линзу, уменьшающую расходимость полевых пучков, но не меняющую их апертуры, 2) коллиматор и 3) камерный объектив. Всего камера А. Мейнела содержит 11 линз, практически не пропускает ультрафиолетовых лучей и имеет большие потери света. Несмотря на это, камера Мейнела в ряде задач себя оправдала. Дальнейшее развитие подобные системы получили в работах Куртеса [2]. Куртес разработал зеркально-линзовую систему к телескопу с диаметром главного зеркала 193 см ( $A = 1 : 5$ ). Система содержит 8 линз и зеркало камеры. Она имеет  $A = 1 : 1$  при поле зрения  $1^{\circ}12'$ . В дальнейшем Куртес [3] предложил систему, укорачивающую фокусное расстояние телескопа с  $D = 3,5$  м, но работающую в фокусе телескопа Ричи-Кретьена; система эквивалентна телескопу с  $A = 1 : 1$  и с полем  $50'$ .

Р. Вильсон [4] проделал большую работу по расчету преобразователей фокусного расстояния. Он, в частности, разработал преобразователь, у которого часть оптической системы помещена перед промежуточным изображением. Светоприемник может быть установлен как в промежуточном изображении, так и в фокальной плоскости укорачивающей камеры.

Опыт применения преобразователей позволяет сформулировать следующие требования к ним:

1. Преобразователь должен иметь значительное поле зрения, согласованное с размерами светоприемника.

2. Преобразователь должен быть рассчитан с учетом качества оптики питающего телескопа и атмосферного дрожания так, чтобы размер изображения звезды в телескопе, обусловленный атмосферной турбулентностью, не превышал размера пятна рассеяния, вызванного аберрациями.

3. Он должен вносить минимальные потери света.

4. Преобразователь должен иметь минимальные габариты и вес, простую и технологичную конструкцию.

Преобразователи, упомянутые выше, как и другие, описанные в литературе [5], не удовлетворяют большинству перечисленных требований. В них обычно применяются асферические поверхности, что затрудняет изготовление оптики. Как правило, сложность их оптической схемы обусловлена тем, что они предназначены для применения с интерференционными светофильтрами и другими элементами, требующими параллельного пучка лучей внутри преобразователя.

Значительное упрощение оптической схемы и снижение потерь света в системе может быть получено, если отказаться от использования параллельного пучка лучей, что, разумеется, несколько ограничит возможности системы. Подобная упрощенная система применяется с обычными оптическими светофильтрами (окрашенными в массе стеклами) или без них; для получения спектров звезд можно применять "гризму" (комбинацию призмы с прозрачной дифракционной решеткой), либо специальную призму прямого зрения, которая может работать в непараллельном пучке лучей [6]. При этом отпадает надобность в коллиматоре и система состоит только из линзы поля и камеры. Целесообразно применить наиболее простую и технологичную камеру — менисковую систему Максудова, преобразованную для работы в непараллельном пучке лучей.

## 2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Оптическая схема упрощенного преобразователя фокусного расстояния для большого телескопа принимает вид, изображенный на рис. 1. Здесь  $F$  — изображение, созданное питающим телескопом, (для краткости назовем его предметом),  $F'$  — изображение, построенное преобразователем, 1 — линза поля, 2 — мениск, 3 — зеркало; прерывистыми линиями изображено возможное положение диспергирующего элемента или светофильтра. Предполагается, что изображение, создаваемое питающим телескопом,



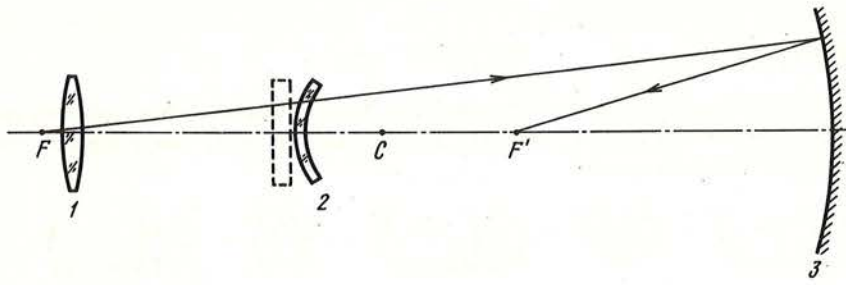


Рис. 1. Основной вариант преобразователя фокусного расстояния  
 $F$  — изображение, созданное питающим телескопом,  $F'$  — изображение, построенное преобразователем, 1 — линза поля, 2 — мениск, 3 — зеркало

не имеет aberrаций. Подобный преобразователь может применяться как в прямом фокусе телескопа, так и в кассегреновском фокусе (или Куде, Нэсмита) [7].

Линза поля, как правило, помещается вблизи от плоскости изображения, создаваемого питающим телескопом, поэтому ее aberrации весьма малы. В частности, поперечная сферическая aberrация, вносимая линзой поля, согласно [7] определяется формулой

$$\delta' = \frac{n^2 - 1}{32n^3} A^3 d, \quad (1)$$

где  $\delta'$  — диаметр пятна наименьшего рассеяния,  $n$  — показатель преломления,  $A$  — относительное отверстие питающего телескопа,  $d$  — толщина линзы.

Из (1) следует, что при тех относительных отверстиях, которые имеют большие телескопы ( $A = 1 : 3 \div 1 : 5$ ), aberrацией  $\delta'$  можно пренебречь. Заметим также, что линза поля вносит незначительные кому, астigmatизм, кривизну поля, дисторсию и хроматизм. Эти aberrации рассмотрены Г.Г. Слюсаревым [8]. На первом этапе расчета aberrациями линзы поля можно пренебречь и рассчитывать только камеру, задавая диаметр отверстия ее, расстояние  $s$  предмета  $F$  от камеры, линейное увеличение  $\beta$  и линейное поле  $2y$  в плоскости изображения питающего телескопа.

Расчет концентрической системы Максутава сводится к исправлению ее сферической aberrации и вычислению хроматических aberrаций и кривизны поля (хроматические aberrации и кривизна поля могут быть исправлены только путем усложнения системы, что нежелательно). Впрочем, хроматические aberrации этой системы, как известно из трудов Максутава [9], малы и позволяют работать в достаточно широкой области спектра; с кривизной поля, как известно, можно бороться несколькими способами — применить светоприемник, изогнутый по сфере нужного радиуса, использовать волоконную линзу, либо линзу Пиацци—Смита.

Общая и точная формула для угловой сферической aberrации  $\eta$  произвольной концентрической системы имеет вид [10]

$$\eta = \arcsin \frac{n_1 H}{n_{k+1} \beta P} - \arcsin \frac{H}{P} - \sum_{i=1}^k \left( \arcsin \frac{n_1 H}{n_{i+1} r_i} - \arcsin \frac{n_1 H}{n_i r_i} \right), \quad (2)$$

где  $n_1, n_2, \dots, n_{k+1}$  — показатели преломления,  $H$  — расстояние от центра кривизны системы до луча,  $\beta$  — линейное увеличение системы,  $P$  — расстояние от предмета до центра кривизны поверхностей системы,  $r_1, r_2, \dots, r_k$  — радиусы кривизны поверхностей,  $k$  — число поверхностей. Заметим, что  $P$  связано с расстоянием  $s$  от предмета до первой поверхности системы очевидным выражением

$$P = r_1 - s.$$

Расстояние  $P'$  от параксиального изображения до центра кривизны поверхностей систе-

мы равно

$$P' = \beta P = r_k - s'.$$

где  $s'$  — расстояние до параксиального изображения от последней поверхности системы.

Можно разложить (2) в степенной ряд по степеням  $H$ ; получим, сохраняя члены до седьмого порядка включительно

$$\begin{aligned} \eta \cong & \frac{1}{6} \left[ \left( \frac{n_1}{n_{k+1}\beta} \right)^3 - 1 \right] \left( \frac{H}{P} \right)^3 + \frac{3}{40} \left[ \left( \frac{n_1}{n_{k+1}\beta} \right)^5 - 1 \right] \left( \frac{H}{P} \right)^5 + \frac{5}{112} \left[ \left( \frac{n_1}{n_{k+1}\beta} \right)^7 - \right. \\ & \left. - 1 \right] \left( \frac{H}{P} \right)^7 - \sum_{i=1}^k \left[ \frac{1}{6} \left( \frac{n_1 H}{r_i} \right)^3 \left( \frac{1}{n_{i+1}^3} - \frac{1}{n_i^3} \right) + \frac{3}{40} \left( \frac{n_1 H}{r_i} \right)^5 \left( \frac{1}{n_{i+1}^5} - \frac{1}{n_i^5} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{5}{112} \left( \frac{n_1 H}{r_i} \right)^7 \left( \frac{1}{n_{i+1}^7} - \frac{1}{n_i^7} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В нашем случае для системы Максутава выражение (3) принимает вид

$$\begin{aligned} \eta \cong & \left[ \frac{1}{(P')^3} - \frac{1}{P^3} + \left( 1 - \frac{1}{n^3} \right) \left( \frac{1}{r_1^3} - \frac{1}{r_2^3} \right) + \frac{2}{r_3^3} \right] \frac{H^3}{6} + \left[ \frac{1}{(P')^5} - \frac{1}{P^5} + \left( 1 - \frac{1}{n^5} \right) \times \right. \\ & \left. \times \left( \frac{1}{r_1^5} - \frac{1}{r_2^5} \right) + \frac{2}{r_3^5} \right] \frac{3H^5}{40} + \left[ \frac{1}{(P')^7} - \frac{1}{P^7} + \left( 1 - \frac{1}{n^7} \right) \left( \frac{1}{r_1^7} - \frac{1}{r_2^7} \right) + \frac{2}{r_3^7} \right] \frac{5H^7}{112}. \end{aligned}$$

Эти выражения удобны для вычислений на микрокалькуляторах. Нами также была составлена специальная программа для оптимизации на ЭВМ aberrаций любой концентрической системы, основанная на методе наименьших квадратов. Она применялась при расчетах ряда концентрических систем, включая и преобразователи фокусного расстояния.

Хроматическая aberrация преобразователя  $\eta_{xp}$  в угловой мере может быть вычислена по формуле [10]

$$\eta_{xp} = \frac{n'' - n'}{n^2} \left( \frac{d_1}{r_1 r_2} \right) H = \frac{n'' - n'}{n(1-n)} \varphi H, \quad (4)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы кривизны поверхностей мениска,  $d_1$  — толщина мениска,  $n$  — показатель преломления его,  $n'$  и  $n''$  — показатели преломления стекла мениска для двух заданных длин волн света (для повышения точности рекомендуется принять  $n = (n' + n'')/2$ ),  $\varphi$  — оптическая сила мениска. Таким образом, хроматическая aberrация преобразователя пропорциональна его оптической силе.

Сферохроматическую aberrацию  $\eta_{сф.хр}$  преобразователя (достаточно сохранить член, содержащий  $H^3$ , остальными членами ряда можно пренебречь) находим из выражения [10]:

$$\eta_{сф.хр} \cong \frac{n'' - n'}{2n^4} \left( \frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_1^3} \right) H^3. \quad (5)$$

Из этого выражения следует, что сферохроматическая aberrация пропорциональна разности кубов кривизн мениска, т.е. предпочтительны тонкие мениски. Заметим, что хроматизм в системе можно исправить применением так называемой "хроматической пластинки", т.е. плоскопараллельной пластинки, склеенной из стекол с одинаковым средним показателем преломления, но различными дисперсиями. Однако применение "хроматической пластинки" усложняет систему и увеличивает потери света, а потому нежелательно.

Кривизна поля преобразователя может быть в первом приближении вычислена по формуле Петцваля [10]

$$\frac{1}{n_{k+1}R'} = \frac{1}{n_1R} + \sum_{i=1}^k \frac{1}{r_i} \left( \frac{1}{n_{i+1}} - \frac{1}{n_i} \right),$$

где  $R$  — радиус кривизны поля питающей оптики (предмета),  $R'$  — радиус кривизны поля преобразователя; предполагается, что сферическая аберрация, кома и астигматизм системы исправлены.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Был выполнен расчет преобразователя к главному фокусу большого телескопа, имеющего  $A = 1 : 4$  с корректором. Корректор обеспечивает исправление аберраций главного зеркала телескопа, что увеличивает его полезное поле зрения. Мы приняли диаметр полезного поля телескопа равным 140 мм (для БТА это соответствует угловому полю 20', для ЗТШ — 48'). Для мениска и для линзы поля было выбрано стекло К8 как наиболее технологичное, расстояние  $P = 433,2$  мм, увеличение  $\beta = 0,386$ ,  $D = 100$  мм. В качестве исходной была взята концентрическая система с параметрами

$$\begin{aligned} r_1 &= -100 \text{ мм}; & d_1 &= 10 \text{ мм}; \\ r_2 &= -110 \text{ мм}; & d_2 &= 490 \text{ мм}. \\ r_3 &= -600 \text{ мм}; \end{aligned}$$

При оптимизации на ЭВМ с помощью вышеупомянутой программы уточнялись значения  $r_1$  и  $r_2$ , в результате чего была получена система со следующими конструктивными элементами:

$$\begin{aligned} r_1 &= -103,79 \text{ мм}; & d_1 &= 10,24 \text{ мм}; \\ r_2 &= -114,03 \text{ мм}; & d_2 &= 485,97 \text{ мм}; \\ r_3 &= -600 \text{ мм}, \\ D &= 100 \text{ мм}; & \beta &= 0,386. \end{aligned}$$

Следующая задача — дополнить систему линзой поля (см. рис. 1). Как указывалось выше, сферической аберрацией линзы поля можно пренебречь, но, как показали вычисления, полевые аберрации ее значительны и именно они ограничивают полезное поле зрения. Эти аберрации зависят от радиусов кривизны линзы и ее оптической силы.

Оптическая сила линзы поля выбрана минимальной, но такой, чтобы все лучи, прошедшие через нее, попали на мениск. Форма линзы (прогиб) выбирается посредством расчетов хода лучей через весь преобразователь на ЭВМ. Толщина линзы поля (20 мм) взята из технологических соображений. Расстояние от линзы поля до мениска камеры выбрано равным 515 мм. Окончательные конструктивные элементы преобразователя таковы (в мм):

$$\begin{aligned} s &= -2; \\ \left. \begin{aligned} r_1 &= 300; & d_1 &= 20; \\ r_2 &= -1430; \\ r_3 &= -103,79; & d_2 &= 515; \\ r_4 &= -114,03; & d_3 &= 10,24; \\ r_5 &= -600; & d_4 &= 485,97; \\ s' &= -432,7 & R' &= -420 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Конструктивные элементы} \\ \text{линзы поля} \\ \text{Конструктивные элементы} \\ \text{камеры} \end{array} \end{aligned}$$

На телескопе с  $A = 1 : 4$  преобразователь дает систему с эквивалентным относительным отверстием  $A \cong 1 : 1,6$ . Аберрационные характеристики преобразователя даны на рис. 2. На рис. 2 изображена зависимость размеров пятна наименьшего рассеяния  $\delta'$  от угла  $\omega$  пучка лучей, входящего в телескоп, с оптической осью. Для конкретности рассмотрим случай, когда преобразователь используется с телескопом, имеющим объектив диаметром 6 м при относительном отверстии 1 : 4 (телескоп БТА). Кривые построены для трех спектральных линий  $C, g, i$ . Очевидно, зависимости практически линейные.

Радиус кривизны поля довольно большой ( $R' = -420$  мм) поэтому возможно применить и небольшие плоские светоприемники, например, ПЗС-матрицы размером  $10 \times 10$  мм. Как отмечено выше, преобразователь может быть состыкован с любым телескопом, имеющим относительное отверстие 1 : 4 и менее (БТА, ЗТШ, ЗТЭ, NNТТ и др.) (предполагается, что, как указывалось выше, питающая оптика не имеет aberrаций). Преобразователь может быть использован и в ультрафиолетовой области спектра (до  $\lambda$  3000 Å), если применить увиолевые стекла ОК1 или ЛК6 и до  $\lambda$  2000 Å, если взять кварцевое стекло КУ1 (последнее целесообразно для космических приборов).

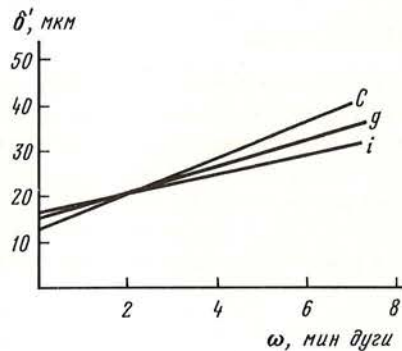


Рис. 2. Абберации основного варианта преобразователя

Хроматическая абберация преобразователя обусловлена мениском камеры и может быть вычислена по формуле (4), сферохроматическая абберация — по формуле (5). Приняв  $H = -50$ , находим (для спектрального диапазона 3650–5460 Å):

$$\eta_{xp} = 0,00032 \text{ рад} = 67'', \quad \eta_{сф. xp} = 0,000044 \text{ рад} = 9'',1.$$

Заметим, что низкая сферохроматическая абберация позволяет работать и в другом спектральном диапазоне при соответствующей перефокусировке.

Расчитанный преобразователь может служить, во-первых, для фотографирования достаточно больших участков неба с высоким относительным отверстием (возможно применение светофильтров, окрашенных в массу), во-вторых, для спектральных исследований со специальной призмой прямого зрения, эквивалентной плоскопараллельной пластине (склеенной из стекол с одинаковым средним показателем преломления, но различными дисперсиями), либо с гризмой. Эксперименты показали, что на БТА гризма удовлетворительно работает в расходящемся пучке лучей. Возможно применение светоприемников (телевизионных трубок, ЭОП, ПЗС-матриц), изогнутых по сфере с радиусом, равным кривизне поля. Применение волоконных линз позволяет исправить кривизну поля и работать на плоских светоприемниках.

Недостатком преобразователя является ограниченный объем для размещения светоприемной аппаратуры (см. рис. 1). Это может быть исправлено путем поворота мениска на  $180^\circ$  вокруг его центра кривизны; при этом его абберации, как и абберации всей системы не изменяются [10] (рис. 3), равно как и параксиальные характеристики. Полученный преобразователь будет иметь следующие конструктивные элементы (в мм) (стекло прежнее — К8):

|                 |                 |
|-----------------|-----------------|
| $r_1 = 300;$    | $s = -2;$       |
| $r_2 = -1430;$  | $d_1 = 20;$     |
| $r_3 = 114,03;$ | $d_2 = 297,18;$ |
| $r_4 = 103,79;$ | $d_3 = 10,24;$  |
| $r_5 = -600;$   | $d_4 = 703,79;$ |
| $s' = -432,7;$  | $R' = -420$     |

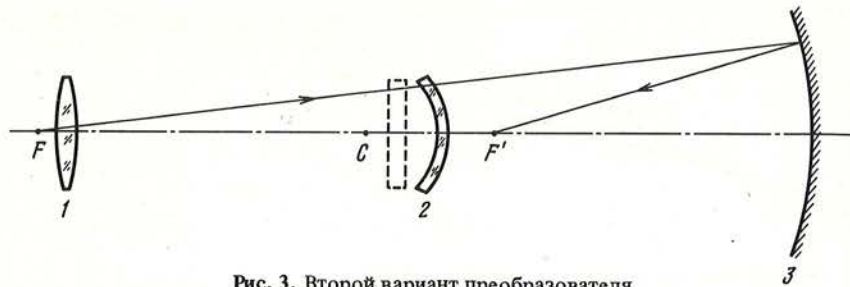


Рис. 3. Второй вариант преобразователя  
Обозначения те же, что на рис. 1

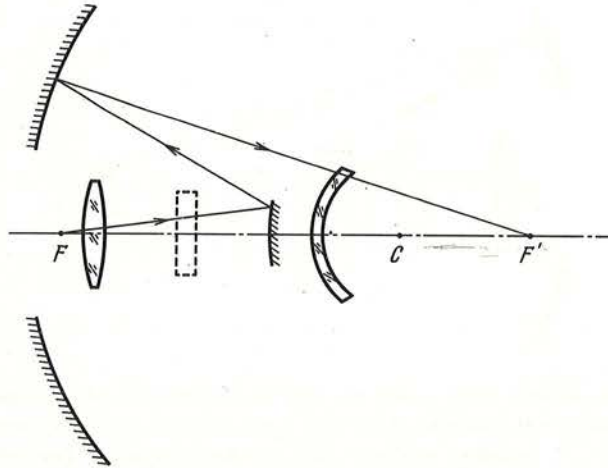


Рис. 4. Третий вариант преобразователя

Аберрации этого преобразователя тождественны аберрациям первого (см. рис. 2). Недостатками обеих систем являются экранирование света приемной аппаратурой, которое может достигать значительной величины.

Этот недостаток может быть устранен применением системы, напоминающей систему Боуэна [10] (рис. 4). Она может быть получена из первого преобразователя путем применения свойств частично-эквивалентных систем, изученных автором [11]. Построение новой системы (преобразователя) производится следующим образом. Поместим мысленно в фокальную плоскость преобразователя (см. рис. 1) сферическое зеркало, concentрическое с системой; поскольку зеркало находится практически в фокальной плоскости, оно почти не изменит аберраций системы. Согласно свойству, доказанному нами в [10], concentрическая система из двух зеркал (и вообще, из четного числа зеркал) может быть повернута на  $180^\circ$  без изменений ее аберрационных характеристик и параксиальных величин. Выполнив этот поворот, получим систему, представленную на рис. 4. Ее конструктивные элементы следующие (в мм):

|                 |                  |  |
|-----------------|------------------|--|
|                 | $s = -2;$        |  |
| $r_1 = 300;$    | $d_1 = 20;$      |  |
| $r_2 = -1430;$  | $d_2 = 243,9;$   |  |
| $r_3 = 167,31;$ | $d_3 = -432,69;$ |  |
| $r_4 = 600;$    | $d_4 = 485,97;$  |  |
| $r_5 = 114,03;$ | $d_5 = 10,24;$   |  |
| $r_6 = 103,79;$ |                  |  |
| $s' = 271,1;$   | $R' = -90.$      |  |

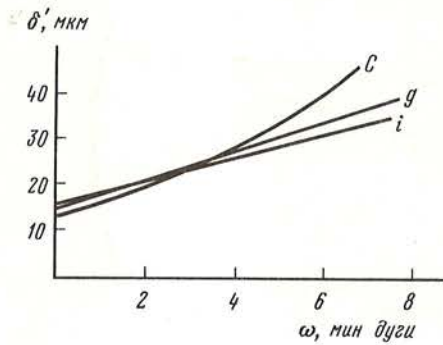


Рис. 5. Аберрации третьего варианта преобразователя

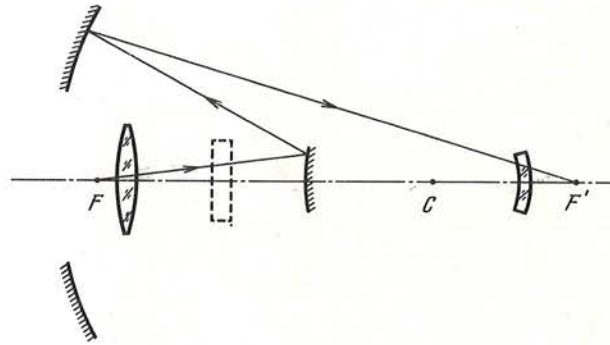


Рис. 6. Четвертый вариант преобразователя

Проверка путем расчета хода лучей на ЭВМ показала, что аберрации системы близки к аберрациям предыдущих преобразователей (рис. 5), но кривизна поля другая.

Как видно из рис. 4, диаметр мениска, как и у предыдущих преобразователей, значителен; можно существенно уменьшить его размеры, если повернуть мениск на  $180^\circ$  (рис. 6), что, как уже указывалось выше, не изменит его аберрационных и параксиальных характеристик, а следовательно, аберраций всей системы. Конструктивные элементы полученного преобразователя таковы (в мм):

$$\begin{array}{ll}
 s = -2; & \\
 r_1 = 300; & d_1 = 20; \\
 r_2 = -1430; & d_2 = 243,9; \\
 r_3 = 167,31; & d_3 = -432,69; \\
 r_4 = 600; & d_4 = 703,79; \\
 r_5 = -103,79; & d_5 = 10,24; \\
 r_6 = -114,03; & \\
 s' = 53,3; & R' = -90.
 \end{array}$$

Все, что было сказано относительно применения первого преобразователя, относится и к остальным.

Заметим, что совершенно аналогичные преобразователи могут быть рассчитаны и для фокусов Кассегрена, Несмита или Куде. При этом задача расчета камеры облегчается и появляется возможность исправления аберраций в широкой спектральной области с применением ахроматического мениска Максутава.

Автор признателен профессору В.К. Прокофьеву за просмотр рукописи и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мейнел А.Б. Кассегреновская камера со светосилой 1:2 // Настоящее и будущее телескопов умеренного размера. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
2. Courtes G. Interferometric studies of emission nebulosities // Astr. Journ. 1964. Vol. 69. N 5.
3. Courtes G. Focal reducers // The construction of large telescopes. Symp. N 27, 1966. P. 37.

4. *Wilson R.* Optical design for large telescopes // Large telescope design, ESO/CERN Conference, 1971. P. 131.
5. Настоящее и будущее телескопов умеренного размера. М.: Изд-во иностр. лит. 1960.
6. *Максутов Д.Д.* Изготовление и исследование астрономической оптики. М.: Наука, 1984. С. 180. (2-е изд.).
7. *Михельсон Н.Н.* Оптические телескопы. Теория и конструкция. М.: Наука, 1976.
8. *Слюсарев Г.Г.* Методы расчета оптических систем. М.: Гостеоретиздат, 1937.
9. *Максутов Д.Д.* Астрономическая оптика. М.: Гостехиздат, 1946.
10. *Попов Г.М.* Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. М.: Наука, 1969.
11. *Попов Г.М.* Эквивалентные концентрические системы // Изв. Крым. астрофиз. obs. . 1976. Т. 54. С. 289.

УДК 62-83: 621.313.2

## АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРОПРИВОД ГАММА-ТЕЛЕСКОПА

В.Г. Шитов

Рассмотрена структура автоматизированного электропривода гамма-телескопа. Произведен анализ динамических характеристик, устойчивости и качества системы. Изложены основы построения модулей системы и описание их структур с анализом наиболее важных характеристик.

THE ELECTRIC DRIVE FOR GAMMA TELESCOPE, by V.G. Shitov. The structure of the electric drive for gamma telescope is considered. The dynamic characteristics, stability and quality of the system are analyzed. The principle for module construction is discussed with the analysis of basis properties of the system.

### ВВЕДЕНИЕ

Развитие теории автоматического управления и технических средств, применяемых в системах управления, позволило значительно усовершенствовать системы электропривода, которые в настоящее время широко внедряются в различные области как народного хозяйства, так и научных исследований и предназначены для решения не только новых задач (напр. в области робототехники) но и задач уже традиционных, одной из которых в астрономии является обеспечение движения телескопа. От современных электроприводов требуется высокая точность, быстродействие, согласованность движений, возможность управления от ЭВМ и /или снижение массы, габаритов и энергопотребления.

### 1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрены принципы построения скоростного контура автоматизированного электропривода, разработанного применительно к гамма-телескопу на основе понятий точной системы стабилизации скорости [3] и конструктивно исполненного в стандарте КАМАК.

Основные технические требования к электроприводу гамма-телескопа были в общих чертах сформулированы в [1], а в [2] рассмотрены некоторые способы реализации структурных схем скоростного контура электропривода. Упрощенная структурная схема одного канала электропривода, образующая астатическую дискретную систему, представлена на рис. 1. Кварцевый генератор КГ с делителями частоты  $N_1$  и  $N_0$  образуют модуль опорной частоты МОЧ, являющийся общим в многоканальной системе и вырабатывающий сигналы частоты сравнения  $f_c$ , используемой в качестве опорной для модуля синтезатора С, и частоты  $f_0$  для питания частотного датчика скорости ДС. Модуль синтезатора С, управляемый кодом  $\pm \Delta M$ , вырабатывает сигнал задающей частоты  $f_3$ .

Модуль управления электроприводом МУП, состоящий из схемы антисовпадений САС и устройства сравнения частотных сигналов УС, вырабатывает импульсы, относительная длительность которых пропорциональна мгновенной фазовой разности сигнала задающей частоты  $f_3$  и сигнала обратной связи, поступающего через модуль устройства кор-

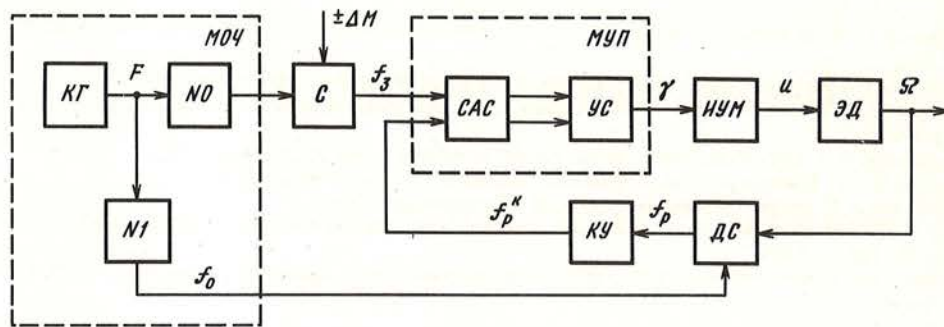


Рис. 1. Структурная схема скоростного контура электропривода гамма-телескопа

рекции КУ, обеспечивающий устойчивость замкнутого контура, с датчика скорости ДС, установленного на валу электродвигателя ЭД. Импульсный усилитель мощности ИУМ [4], расположенный в непосредственной близости к электродвигателю и образующий с ним силовую часть электропривода, питает цепь якоря электродвигателя ЭД током, пропорциональным относительной длительности импульсов от УС.

В установившемся режиме

$$f_3 = f_p = f_p^k, \quad (1)$$

где  $f_p$  — частота сигнала датчика скорости,  $f_p^k$  — частота скорректированного сигнала датчика скорости.

Для снятия ограничений на диапазон регулирования, накладываемых частотным датчиком [3], следует воспользоваться дифференциальным частотным датчиком, в качестве которого можно использовать фазовращатель.

Частота выходного сигнала такого датчика

$$f_p = f_0 \pm p_c \Omega / 2\pi, \quad (2)$$

где  $p_c$  — число пар полюсов,  $\Omega$  — угловая скорость вала датчика (электродвигателя).

Задающее воздействие, вырабатываемое синтезатором (умножителем) частоты, должно описываться аналогичным выражением:

$$f_3 = f_c (M_0 \pm \Delta M) / N, \quad (3)$$

где  $M_0$  — постоянная часть множителя,  $N$  — коэффициент деления масштабирующего делителя. Подставив в (1) выражения (2) и (3), получим условия связи параметров элементов системы:

$$f_c M_0 / N = f_0, \quad (4)$$

$$f_c \Delta M / N = p_c \Omega / 2\pi.$$

Как правило, параметры ЭД и ДС определены заранее; также известен желаемый диапазон скоростей  $D = \Omega_{\max} / \Omega_{\min}$ .

Диапазон изменений кода  $\Delta M$  определяется требуемым диапазоном скоростей привода, а знаковый разряд  $\Delta M$  определяет направление вращения вала ЭД.

Частота питания датчика  $f_0$  может быть выбрана из условий границ режима непрерывных токов якоря.

Для ИУМ с одновременной коммутацией, по аналогии с [3], можно получить выражение экстремальной точки граничной кривой:

$$I_{гр. \min} = \frac{2U}{R_{я}} \left\{ \tau \ln [\tau (1 - e^{-1/\tau})] - \left( \tau - \frac{1}{1 - e^{-1/\tau}} \right) \right\}, \quad (5)$$

где  $I_{гр. \min}$  — минимальная величина тока якоря, при которой еще не возникает режима прерывистых токов,  $U$  — напряжение питания ИУМ,  $R_{я}$  — сопротивление якорной цепи



с учетом внутреннего сопротивления ИУМ,  $\tau = \frac{L_{\text{я}}}{R_{\text{я}}} f_3 \approx \frac{L_{\text{я}}}{R_{\text{я}}} f_0$  — постоянная вре-

мени,  $L_{\text{я}}$  — индуктивность якорной цепи.

Пример расчета параметров элементов системы по схеме рис. 1. Исходные данные:

Кварцевый генератор КГ:  $F = 10^7$  Гц.

Управляемый генератор синтезатора (см. ниже):  $f_{\text{ГО}} = 5 \cdot 10^6$  Гц

Электродвигатель ЭД:  $R_{\text{я}} = 0,25$  Ом;  $L_{\text{я}} = 2,7$  мГн

$J_{\text{я}} = 4,1 \cdot 10^{-3}$  кг · м · с<sup>2</sup>;  $C_e = 0,4$  В · с;  $\Omega_{\text{max}} = 314$  с<sup>-1</sup>

Импульсный усилитель мощности ИУМ:  $U = 150$  В

Датчик скорости ДС:  $p_c = 1$

Желаемый диапазон скоростей  $D = \Omega_{\text{max}}/\Omega_{\text{min}} = 4095$

1. Принимая  $\Delta M_{\text{min}} = 1$ , получим  $\Delta M_{\text{max}} = 4095$

2. Задав  $I_{\text{гр.min}} = 8$  А (по формуле (5))

получим  $f_0 \approx 1,5$  кГц; выбрав  $N1 = 6800$ ,

уточняем  $f_0 = F/N1 = 1,47$  кГц

3. Оценим:  $f_c/N = p_c \Omega_{\text{max}}/2\pi \Delta M_{\text{max}} \approx 1,22 \cdot 10^{-2}$  Гц

4. Определим:  $M_0 = f_0/(f_c/N) \approx 120492$

Выбираем для удобства  $M_0 = 2^{17} \approx 131072$

5. Опорная частота синтезатора:  $f_c = f_{\text{ГО}}/M_0 \approx 38,1$  Гц

$N0 = F/f_c = 2^{18} \approx 262144$

6. Масштабирующий делитель:  $N = f_c M_0/f_0 = f_{\text{ГО}} N1/F = 3400$

## 2. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Динамические свойства замкнутого контура зависят в основном от параметров непрерывной части системы (электродвигателя ЭД), устройства коррекции КУ и динамических свойств синтезатора. Определим передаточные функции элементов контура регулирования скорости, исходя из их принципа работы.

Получение точных аналитических выражений для систем данного класса с учетом дискретного характера работы, нелинейностей, широтноимпульсной модуляции и т.д. наталкивается на ряд трудностей. Поэтому получим необходимые зависимости в первом приближении, сделав ряд допущений, считая для упрощения задачи систему непрерывной. Схема антисовпадений САС не оказывает влияния на прохождение импульсов частот  $f_3$  и  $f_p^k$ , кроме случая совпадения их во времени (что может вызвать нарушение правильного функционирования устройства сравнения), поэтому можно считать ее передаточную функцию равной 1.

Если на входе устройства сравнения имеется разность частот  $\Delta f = f_3 - f_p^k$ , а разность фаз  $\Delta \varphi$  не превышает периода сигнала задающей частоты (линейный участок характеристики УС), то относительная длительность импульсов на выходе УС

$$\gamma(t) = \Delta \varphi(t)/2\pi = \int \Delta f(t) dt. \quad (6)$$

Тогда передаточная функция устройства сравнения запишется, как

$$W_{\text{УС}}(p) = \gamma(p)/\Delta f(p) = 1/p. \quad (7)$$

Импульсный усилитель мощности ИУМ при одновременной коммутации имеет на выходе среднее значение напряжения  $u(t)$  (падением напряжения на внутреннем сопротивлении ИУМ пренебрегаем)

$$u(t) = \left[ \int_0^{\gamma T_3} U dt - \int_{\gamma T_3}^{T_3} U dt \right] / T_3 = U(2\gamma(t) - 1), \quad (8)$$

где  $T_3 = 1/f_3$  — период задающего сигнала.

Передаточная функция

$$W_{\text{ИУМ}}(p) = \Delta u(p) / \Delta \gamma(p) = 2U. \quad (9)$$

Передаточная функция электродвигателя постоянного тока

$$W_{ЭД}(p) = \Omega(p)/u(p) = K_{ЭД}/(T_M T_{Я} p^2 + T_M p + 1), \quad (10)$$

где  $K_{ЭД}$  — коэффициент передачи двигателя,  $T_M$ ,  $T_{Я}$  — электрохимическая и электрическая постоянные времени.

Датчик скорости является преобразователем угловой скорости вращения вала ЭД в частоту. Очевидно, что для указанного выше типа датчика

$$W_{ДС}(p) = p_c/2\pi. \quad (11)$$

Устройство коррекции изменяет фазовое положение импульсов  $f_p$  при изменении величины  $f_p$ , добавляя тем самым на выходе устройства сравнения к сигналу интегрального канала  $\gamma$  пропорциональную  $\gamma_{п}$  составляющую, для образования полного сигнала управления  $\gamma_k$

$$\gamma_k(t) = \gamma(t) + \gamma_{п}(t) = \int \Delta f(t) dt + K_{п} \Delta f(t) \quad (12)$$

где  $K_{п} = K_{уп} T_{з}$  — коэффициент передачи пропорциональной составляющей,  $K_{уп}$  — коэффициент расширения периода частоты  $f_{з}$  устройством коррекции.

Передаточная функция регулятора, включающего в себя устройства сравнения и коррекции, в этом случае запишется следующим образом:

$$W_p(p) = \gamma_k(p)/(\Delta f(p)) = K_{п} + 1/p. \quad (13)$$

Откуда передаточная функция последовательного корректирующего устройства по отклонению скорости с учетом (7) будет иметь вид

$$W_k(p) = W_p(p)/(W_{УС}(p)) = 1 + K_{п} p \quad (14)$$

Дифференциальную составляющую, если это необходимо, в закон регулирования можно ввести, включив последовательно два корректирующих устройства с передаточной функцией типа (14). Тогда передаточная функция пропорционально-дифференциального корректора запишется как

$$W_k(p) = W_{k_1}(p) W_{k_2}(p) = (1 + K_{п_1} p)(1 + K_{п_2} p) = 1 + K_{п} p + K_g p^2. \quad (15)$$

Итак, с учетом полученных выражений передаточная функция контура регулирования скорости запишется в виде

$$W(p) = K(1 + K_{п} p + K_g p^2)/[T_{Я} T_M p^3 + (T_M + K K_g) p^2 + (1 + K K_{п}) p + K], \quad (16)$$

где  $K = UK_{ЭД}/\pi = U/(\pi C_e)$  — статический коэффициент передачи (добротность системы),  $C_e$  — конструктивная постоянная электродвигателя.

### 3. ПРИБЛИЖЕННЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ

Устойчивость системы можно оценить с помощью критерия Гурвица по характеристическому уравнению, полученному из передаточной функции (16):

$$T_{Я} T_M p^3 + (T_M + K K_g) p^2 + (1 + K K_{п}) p + K = 0 \quad (17)$$

Условие устойчивости

$$(T_M + K K_g)(1 + K K_{п}) - T_{Я} T_M K > 0. \quad (18)$$

Без устройства коррекции ( $K_{п} = K_g = 0$ ) устойчивость системы обеспечивается при ограниченной добротности:

$$K < 1/T_{Я} \quad (19)$$

или, переходя к параметрам элементов системы:

$$R_{Я} > UL_{Я}/(\pi C_e) \quad (20)$$

При введении пропорциональной составляющей (коррекция по отклонению ско-

рости) устойчивость обеспечивается при

$$K_{\Pi} > T_{я} - 1/K$$

или

$$K_{\Pi} > L_{я}/R_{я} - \pi C_e/U. \quad (21)$$

При добавлении дифференциальной составляющей связь коэффициентов коррекции  $K_{\Pi}$  и  $K_g$  может быть получена из (18):

$$K_g > T_M [ T_{я}/(1 + K K_{\Pi}) - 1/K ]$$

или

$$K_g > J_{я} \pi g [ UL_{я}/(\pi C_e + UK_{\Pi}) - R_{я} ] / (UC_e), \quad (22)$$

где  $J_{я}$  — момент инерции, приведенный к валу электродвигателя,  $g$  — ускорение свободного падения.

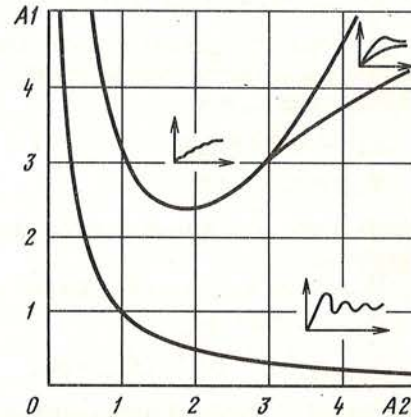


Рис. 2. Диаграмма Вышнеградского для оценки качества переходного процесса

Более точно границы устойчивости можно определить с учетом импульсной модуляции: здесь отметим только, что дополнительное ограничение зоны устойчивости возникает в области низких скоростей вследствие дискретизации сигналов во времени (проявляется в виде запаздывания) [3].

Для рассматриваемого примера подстановка выше приведенных данных показывает, что условие (19) не выполняется, т.е. система без устройства коррекции не работоспособна. Нижнюю границу величины коэффициента коррекции определяют по (21).

#### 4. КАЧЕСТВО СИСТЕМЫ

Характер переходных процессов в системе удобно оценивать по диаграмме Вышнеградского (рис. 2). Коэффициенты Вышнеградского, полученные из характеристического уравнения (17), имеют вид

$$A_1 = (1 + K K_{\Pi}) / \sqrt[3]{T_{я} T_M K^2},$$

$$A_2 = (T_M + K K_g) / \sqrt[3]{T_{я}^2 T_M^2 K}, \quad (23)$$

или через параметры элементов:

$$A_1 = (\pi C_e + UK_{\Pi}) \sqrt[3]{C_e / (\pi L_{я} J_{я} U^2)},$$

$$A_2 = (J_{я} R_{я} g \pi + UK_g C_e) / \sqrt[3]{UC_e (\pi g L_{я} J_{я})^2}. \quad (24)$$

В большинстве практических случаев запас устойчивости и приемлемое качество переходного процесса получаются без введения дифференциальной составляющей, заметное влияние которой сказывается лишь при очень больших значениях  $K_g$ . Это обстоятельство упрощает устройство коррекции, увеличивает линейный участок его характеристики и т.п.

Для оптимального переходного процесса  $A_1 = A_2 = 3$  [3] (это точка соприкосновения областей монотонного, апериодического и колебательного переходных процессов). При  $K_g = 0$  для получения оптимального переходного процесса в качестве свободных параметров можно выбрать  $K_{\Pi}$  и один из параметров двигателя, например  $R_{\text{я}}$ , если для получения оптимального переходного процесса  $R_{\text{я}}$  нужно увеличивать. (Выбор  $R_{\text{я}}$  в качестве свободного параметра желателен еще потому, что влияние  $R_{\text{я}}$  на определение  $f_0$  по (5) мало.) При подстановке в (5)  $R_{\text{я}}/(L_{\text{я}} f_3) < 1$ , что справедливо в большинстве практических случаев, мы избавляемся от трансцендентности и получаем

$$I_{\text{гр.мин}} \approx U/(4f_3 L_{\text{я}}). \quad (25)$$

Тогда из (24)

$$R_{\text{я.опт}} = 3^3 \sqrt{UC_e L_{\text{я}}^2 / (\pi g J_{\text{я}})}, \quad (26)$$

$$K_{\Pi.опт} = (3^3 \sqrt{\pi g L_{\text{я}} J_{\text{я}} U^2 / C_e} - \pi C_e) / U. \quad (27)$$

В случае затруднений с реализацией  $K_{\Pi.опт}$  и  $R_{\text{я.опт}}$  вследствие их большой величины можно выбрать точку на границе колебательного и монотонного процессов, дающего наименьшие  $K_{\Pi}$  и  $R_{\text{я}}$ :

$$A_1 = 3^3 \sqrt{4/2} \approx 2,38,$$

$$A_2 = 3/\sqrt[3]{4} \approx 1,89.$$

Дальнейшее уменьшение параметров приводит в область колебательного переходного процесса.

Подставив в (26) и (27) данные рассматриваемого примера, получим

$$R_{\text{я.опт}} = 0,45 \text{ Ом},$$

$$K_{\Pi.опт} = 4,5 \cdot 10^{-2} \quad (K_{\text{уп}} = 66),$$

т.е. для получения оптимального переходного процесса необходимо в цепь якоря включить добавочный резистор сопротивлением 0,2 Ом а коэффициент коррекции УК установить равным 66. Перейдем теперь к рассмотрению отдельных модулей, образующих скоростной контур автоматизированного электропривода (см. рис. 1).

### 5. МОДУЛЬ ОПОРНЫХ ЧАСТОТ МОЧ

Модуль опорных частот МОЧ является неуправляемым в общем комплексе модулей, составляющих автоматизированный электропривод. В системе многоканального электропривода используется только один МОЧ, сигналы которого транслируются через модули, образующие один канал электропривода к модулям следующего канала. Структурная схема модуля МОЧ представлена на рис. 3.

Источником стабильной тактовой частоты является либо внутренний кварцевый генератор  $\Gamma$ , либо внешний генератор с частотой 5 или 10 МГц. Формирователь  $\Phi 1$  для частоты 10 МГц является нормирователем по амплитуде, а для частоты 5 МГц удвоителем

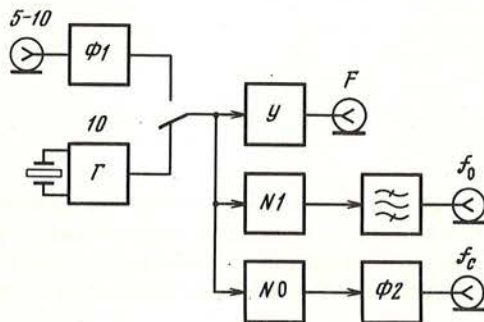


Рис. 3. Структурная схема модуля опорных частот МОЧ

и нормирователем. Таким образом на гнезде  $F$  всегда присутствует сигнал частотой 10 МГц, усиленный по амплитуде усилителем  $У$ . Этот сигнал является тактовой частотой, необходимой для работы устройства коррекции.

С помощью делителя  $N1$  и полосового фильтра получается сигнал питания частотно-датчика скорости  $f_0$ , а делитель  $M0$  и формирователь  $\Phi2$  служат для получения сигнала опорной частоты  $f_c$  для модуля синтезатора. Коэффициенты деления  $N0$  и  $N1$  могут быть изменены с помощью перепайки перемычек.

## 6. МОДУЛЬ СИНТЕЗАТОРА С

Модуль синтезатора предназначен для выработки задающего воздействия в виде сигнала изменяемой частоты  $f_3$ . Он построен по принципу частотного синтеза с цифровым управлением, суть которого изложена ниже.

Выходной сигнал  $\omega_r$ , управляемого напряжением генератора ГУН (рис. 4) подводится не только к выходному делителю частоты  $N$  для получения выходного сигнала  $\omega_3$ , но также через программноуправляемый делитель частоты  $M$  к частотнофазовому дискриминатору  $D$ . В последнем поделенная частота генератора  $\omega_r/M$  сравнивается по частоте и фазе с опорной частотой  $\omega_c = 2\pi f_c$ . В случае рассогласования на выходе дискриминатора возникает сигнал расстройки  $u_d$ , интегрируемый фильтром нижних частот ФНЧ. Выходной сигнал ФНЧ  $u_\Phi$  воздействует на ГУН таким образом, чтобы достигнуть стабильное состояние контура в целом. В установившемся режиме

$$\omega_r = M\omega_c. \quad (28)$$

Из (28) очевидно, что если сделать коэффициент деления  $M$  переменным, то частота ГУН может быть изменена шагами при изменении коэффициента деления регулируемого делителя частоты, причем величина шага равна опорной частоте. Таким образом, мы получили синтезатор частоты с цифровым управлением на основе фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

Среди устройств, входящих в состав электропривода, синтезатор занимает особое место не только потому, что его параметры определяют такие важные характеристики электропривода, как диапазон и шаг скорости, но и в связи с тем, что принцип его работы и структурная схема аналогичны принципу работы и структурной схеме электропривода в целом. Поэтому анализ процессов, дающий представление о влиянии характеристик элементов синтезатора на поведение схемы в целом, как в установившемся режиме, так и в переходном, применим и к структурной схеме электропривода и наоборот. (Понятия точной системы стабилизации скорости основаны на принципах ФАПЧ с учетом подмены ГУН совокупностью электродвигатель-частотный датчик скорости с присущей им спецификой.) Рассмотрим подробнее отдельные элементы синтезатора.

**Дискриминатор.** Как правило, в схемах ФАПЧ применяются дискриминаторы, выходное напряжение которых пропорционально фазовой разности входных сигналов. К этому типу принадлежат дискриминаторы на триггерах, кольцевых модуляторах, дискриминаторы развертывающегося типа и т.п. Выходное напряжение постоянного тока содержит паразитные составляющие опорной частоты и ее гармоник, подавлять которые призван ФНЧ, подключенный к выходу дискриминатора. Конечная величина ослабления этих сигналов фильтром ФНЧ обуславливает остаточную нежелательную модуляцию ГУН, поэтому при выборе типа дискриминатора следует отдавать предпочтение схемам, обеспечивающим наименьший уровень составляющих опорной частоты, как например, дискриминатор развертывающегося типа. Его принцип представлен на рис. 5.

Импульсы частот  $\omega_c$  и  $\omega_r/M$  вызывают срабатывание соответствующих ключей, причем импульс частоты  $\omega_c$  осуществляет быстрый разряд конденсатора  $C_1$ . Благодаря последующему процессу заряда на конденсаторе  $C_1$  возникает пилообразное напряжение. Импульсы частоты  $\omega_r/M$  считывают напряжение с конденсатора  $C_1$  на запоминающий конденсатор  $C_2$ . Для уменьшения пульсаций заряд конденсатора  $C_1$

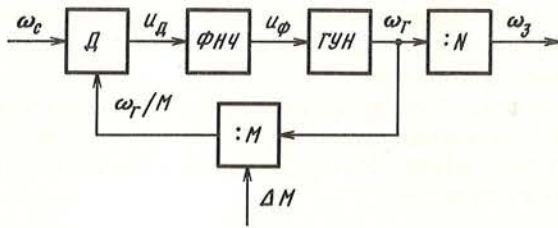


Рис. 4. Принцип частотного синтеза с цифровым управлением

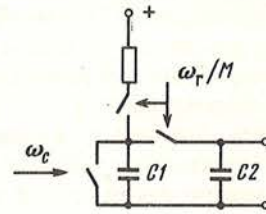


Рис. 5. Функциональная схема дискриминатора развертывающего типа

на время считывания прерывается. При равенстве частот входных сигналов, пренебрегая постоянной составляющей, выходное напряжение дискриминатора  $u_D(t)$  можно записать, как

$$u_D(t) = K_{D_I} \varphi_\epsilon(t), \quad (29)$$

где  $K_{D_I}$  — коэффициент передачи (интегральный) дискриминатора по фазе;  $\varphi_\epsilon(t)$  — текущая разность фаз входных сигналов; если  $\omega_c \neq \omega_r/M$ , то при небольших расстройках

$$u_D \approx K_{D_0} (\omega_c - \omega_r/M), \quad (30)$$

где  $K_{D_0}$  — коэффициент передачи дискриминатора по частоте.

**Фильтр.** Фильтр в петле ФАПЧ оказывает решающее влияние на динамические свойства ФАПЧ. ФНЧ может быть пассивным или активным. Пассивный ФНЧ на рис. 6 имеет функцию передачи

$$F(p) = u_\phi/u_D = (1 + pCR_2) / [1 + pC(R_1 + R_2)]. \quad (31)$$

Постоянные времени фильтра

$$\begin{aligned} \tau_1 &= (R_1 + R_2)C, \\ \tau_2 &= R_2C = m\tau_1, \\ m &= R_2/(R_1 + R_2). \end{aligned} \quad (32)$$

Тогда

$$F(p) = (1 + m\tau_1 p) / (1 + \tau_1 p). \quad (33)$$

Для активного фильтра на рис. 7 получаем передаточную функцию в виде

$$F(p) = (1 + p\tau_2) / p\tau_1 = (1 + m\tau_1 p) / p\tau_1, \quad (34)$$

где

$$\tau_1 = R_1C; \quad \tau_2 = R_2C = m\tau_1; \quad m = R_2/R_1.$$

Для неинвертирующего активного фильтра передаточная функция сохраняет вид (34), причем  $\tau_1 = R_1C$ ;  $\tau_2 = (R_1 + R_2)C = m\tau_1$ ;  $m = 1 + R_2/R_1$ .

**Управляемый напряжением генератор.** ГУН вырабатывает сигнал, частота которого определяется мгновенным значением управляющего напряжения с выхода ФНЧ, в то время как амплитуда выходного напряжения остается постоянной. Пользуясь линейным приближением передаточную функцию можно записать как

$$\Omega_r(p) = K_r U_\phi(p). \quad (35)$$

**Переходные процессы в цифровой ФАПЧ.** Структурная схема цифровой ФАПЧ представлена на рис. 8. Ошибка на входе системы при отсутствии синхронизации

$$\omega_\epsilon = \omega_c - \omega_r/M, \quad (36)$$

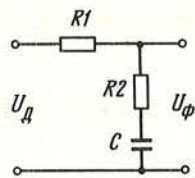


Рис. 6. Пассивный ФНЧ

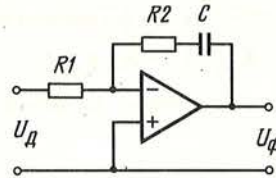


Рис. 7. Активный ФНЧ

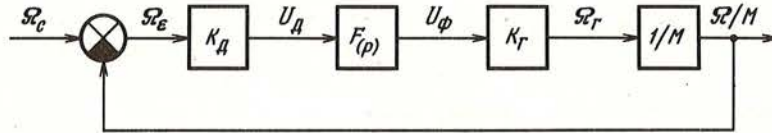


Рис. 8. Структурная схема цифровой ФАПЧ

а ее преобразование Лапласа

$$\Omega_\epsilon(p) = M\Omega_c / (M + K_{D_0} F(p) K_\Gamma). \quad (37)$$

При изменении коэффициента деления делителя скачком от  $M$  к  $M_1$  изображение ошибки выходной (входной) частоты запишется как

$$\Omega_\epsilon(p) = (M_1 - M) M_1 \Omega_c / p (M_1 + K_{D_0} F(p) K_\Gamma). \quad (38)$$

Рассмотрим, к чему будет стремиться эта ошибка после окончания переходного режима:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \omega_\epsilon(t) = \lim_{p \rightarrow 0} p \Omega_\epsilon(p) = (M_1^2 - M_1 M) \omega_c / (M_1 + K_{D_0} K_\Gamma F(0)). \quad (39)$$

Нетрудно заметить, что при применении фильтра с передаточной характеристикой типа (34) частотная ошибка стремится к нулю, т.е. диапазон захвата такой схемы ФАПЧ теоретически бесконечно велик.

Для получения представления о диапазоне удержания введем функцию фазовой помехи в следующем виде:

$$\varphi^*(t) = \Delta\omega t \delta(t). \quad (40)$$

Ее изображение

$$\Phi^*(p) = \Delta\omega / p^2. \quad (41)$$

Фазовая ошибка на входе системы

$$\Phi_\epsilon(p) = \Delta\omega p M / p^2 (M p + K_{D_I} K_\Gamma F(p)). \quad (42)$$

Аналогично (39)

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \varphi_\epsilon(t) = \lim_{p \rightarrow 0} p \Phi_\epsilon(p) = M \Delta\omega / K_{D_I} K_\Gamma F(0). \quad (43)$$

При применении фильтра с характеристикой (34) фазовая ошибка в замкнутой петле ФАПЧ независимо от величины  $\Delta\omega$  уменьшается до нуля, т.е. диапазон удержания равен бесконечности.

Практически диапазоны схватывания и удержания соответствуют диапазону регулирования ГУН.

Постоянная времени процесса захвата цифровой ФАПЧ с фильтром по уравнению (34) при изменении коэффициента деления от  $M$  и  $M_1$  получается из (37):

$$\tau_3 = \tau_1 (m + M_1 / K_\Gamma K_{D_0}). \quad (44)$$

При применении пассивного фильтра (33) постоянная времени захвата уменьшается:

$$\tau_3 = \tau_1(m + M_1/K_r K_{D_0})/(1 + M_1/K_{D_0}). \quad (45)$$

В процессе захвата передаточная функция ФАПЧ по фазовой ошибке описывается следующим выражением:

$$G_\epsilon(p) = p^2/(\omega_0^2 + 2\xi\omega_0 p + p^2), \quad (46)$$

где собственная частота  $\omega_0$ :

$$\omega_0 = \sqrt{K_r K_{D_I}/M\tau_1}, \quad (47)$$

а коэффициент затухания  $\xi$

$$\xi = \begin{cases} \omega_0 m \tau_1 / 2; & \text{фильтр (34),} \\ \omega_0 m \tau_1 / 2 + \omega_0 \tau_1 / 2; & \text{фильтр (33).} \end{cases} \quad (48)$$

Следует заметить, что для рассматриваемой здесь схемы ФАПЧ коэффициент затухания зависит от коэффициента деления  $M$  и это обстоятельство необходимо иметь в виду при работе схемы в широком диапазоне частот. Для обеспечения одинакового затухания во всем диапазоне можно переключать постоянную времени фильтра или выбирать характеристику ГУН такой, чтобы  $K_r/M \approx \text{const}$ . Если на входе системы возникает скачок фазы  $\Delta\varphi$ , то из (46) получаем процесс изменения фазовой ошибки

$$\varphi_\epsilon(t) = \begin{cases} \Delta\varphi[\cos(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0 t - (\xi \sin(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0 t))/\sqrt{1-\xi^2})e^{-\xi\omega_0 t}], & \xi < 1; \\ \Delta\varphi e^{-\omega_0 t}(1 - \omega_0 t), & \xi = 1; \\ \Delta\varphi[\text{ch}(\sqrt{\xi^2-1}\omega_0 t - (\xi \text{ch}(\sqrt{\xi^2-1}\omega_0 t))/\sqrt{\xi^2-1})e^{-\xi\omega_0 t}], & \xi > 1. \end{cases} \quad (49)$$

Аналогично для скачка частоты  $\Delta\omega$

$$\varphi_\epsilon(t) = \begin{cases} (\Delta\omega e^{-\xi\omega_0 t} \sin(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0 t))/(\sqrt{1-\xi^2}\omega_0), & \xi < 1; \\ \Delta\omega t e^{-\omega_0 t}, & \xi = 1; \\ (\Delta\omega e^{-\xi\omega_0 t} \text{sh}(\sqrt{\xi^2-1}\omega_0 t))/\sqrt{\xi^2-1}\omega_0, & \xi > 1. \end{cases} \quad (50)$$

Частота удержания ФАПЧ при ступенчатом воздействии может быть определена как скачок частоты при котором экстремум фазовой ошибки достигнет величины  $2\pi$ . Из (50) получим

$$\omega_y/\omega_0 = \begin{cases} 2\pi \exp((\xi \arctg \sqrt{1-\xi^2}/\xi)/\sqrt{1-\xi^2}), & \xi < 1; \\ 2\pi e, & \xi = 1; \\ 2\pi \exp((\xi \arctg \sqrt{\xi^2-1}/\xi)/\sqrt{\xi^2-1}), & \xi > 1. \end{cases} \quad (51)$$

#### ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИФРОВОЙ ФАПЧ

Передаточная функция разомкнутого контура ФАПЧ

$$W(p) = K_{D_I} F(p) K_r / M p = KF(p)/p, \quad (52)$$

где  $K = K_{D_I} K_r / M$  — петлевое усилие. (53)

Для замкнутого контура справедливо

$$H(p) = W(p)/(1 + W(p)) = KF(p)/(p + KF(p)). \quad (54)$$

При отсутствии ФНЧ  $F(p) = 1$ , тогда

$$H(p) = 1/(1 + p/K) \quad (55)$$

— передаточная функция контура первого порядка. Частотная характеристика такой



системы

$$|H(p)| = 1/\sqrt{1 + (\omega/K)^2}. \quad (56)$$

Ширина полосы пропускания зависит только лишь от коэффициента передачи  $K$  и составляет на уровне  $3dB$ :

$$\omega_{-3dB} = K. \quad (57)$$

При малом коэффициенте деления делителя  $M$  полоса пропускания может быть так велика, что посторонние влияния, например, паразитные емкости в схеме ГУН, могут вызвать нестабильную работу контура ФАПЧ. В таком случае применение ФНЧ необходимо.

При включении пассивного ФНЧ с характеристикой (33) из (54) получаем

$$H(p) = (1 + pm\tau_1)/(1 + p(1 + p\tau_1 K)/K + p^2\tau_1/K), \quad (58)$$

что соответствует системе регулирования второго порядка.

С учетом (47) и (48) и обозначив  $\tau_1 K = T$ , получим

$$|H(p)| = \sqrt{[1 + (\omega/\omega_0)^2(2\xi - 1/\sqrt{T})^2] / \{[1 - (\omega/\omega_0)^2]^2 + (\omega/\omega_0)^2 4\xi^2\}}. \quad (59)$$

Полоса пропускания на уровне  $-3dB$

$$\omega_{-3dB} = \omega_0 \sqrt{a + \sqrt{a^2 + 1}}, \quad (60)$$

$$\text{где } a = 1 - m + (m^2\tau_1^2 K^2 - 1)/2\tau_1 K. \quad (61)$$

Таким образом, ширина полосы пропускания при применении ФНЧ зависит не только от усиления в контуре  $K$ , но и от постоянной времени  $\tau_1$ , кроме того устойчивость системы зависит от коэффициента затухания. При применении активного ФНЧ с характеристикой типа (34) получаем передаточную функцию системы:

$$H(p) = (1 + pm\tau_1)/(1 + pm\tau_1 + p^2\tau_1/K) \quad (62)$$

и учитывая (47), (48) — амплитудно-частотную характеристику:

$$|H(p)| = \sqrt{(1 + (\omega/\omega_0)^2 4\xi^2) / \{[1 - (\omega/\omega_0)^2]^2 + (\omega/\omega_0)^2 4\xi^2\}}. \quad (63)$$

Расчет полосы пропускания на уровне  $-3dB$  опять дает

$$\omega_{-3dB} = \omega_0 \sqrt{a + \sqrt{a^2 + 1}} \quad (64)$$

причем  $a = 1 + m^2 T/2$

Существенным отличием от схемы с пассивным ФНЧ является то, что полоса пропускания теперь не ограничивается усилением в контуре, кроме того, как уже указывалось выше, фазовая ошибка в установившемся режиме стремится к нулю. При  $m = 0$  ( $R_2 = 0$ ) в системе возникают автоколебания (см. (63)).

#### СТРУКТУРНАЯ СХЕМА И ПАРАМЕТРЫ СИНТЕЗАТОРА

С учетом всех вышеизложенных соображений был рассчитан, разработан и изготовлен модуль синтезатора в стандарте КАМАК для использования в качестве задатчика в системе автоматизированного электропривода. Его структурная схема приведена на рис. 9. Команды, передаваемые по магистрали КАМАК, дешифруются в дешифраторе команд, образуя команду записи кода частоты в регистр памяти  $NF16A0S1$ . Код частоты передается по шинам  $W$  с первого по двенадцатый разряды, тринадцатый разряд — знаковый. Сброс регистра осуществляется командами общего вида  $z, C$  или командой  $NF9A0S2$ . Хранимый в регистре код поступает на суматор  $SM$ , где с учетом знака осуществляется сложение его с постоянной частью кода, определяющей исходное значение

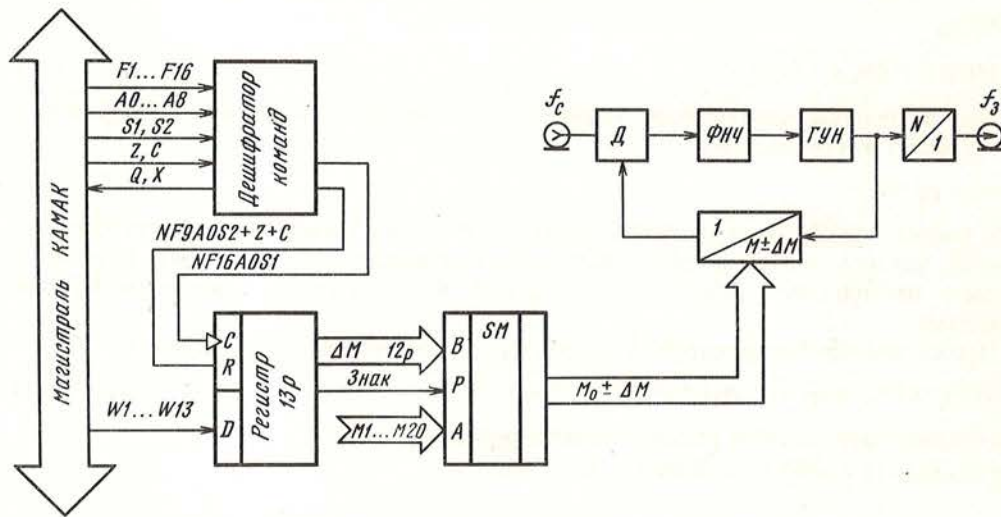


Рис. 9. Структурная схема модуля синтезатора С

выходной частоты  $f_3$ . Результирующий код определяет коэффициент деления управляемого делителя, установленного в петле ФАПЧ, который делит частоту ГУН в  $(M_0 \pm \Delta M)$  раз. Выходная частота управляемого делителя сравнивается на дискриминаторе Д с опорной частотой  $f_c$ . Выходное напряжение дискриминатора через ФНЧ управляет частотой ГУН. Частота выходного сигнала модуля  $f_3$  образуется путем деления частоты ГУН на делителе с коэффициентом деления  $N$ . В установившемся синхронизованном состоянии

$$f_3 = (M_0 \pm \Delta M) f_c / N. \quad (65)$$

Технические характеристики модуля:

Опорная частота (задаваемая извне):  $f_c = 10^7 / 2^{18} = 38,1$  Гц.

Коэффициент деления выходного делителя (устанавливается переключателями):  $N = 3400$ .

Постоянная часть кода управляемого делителя (устанавливается переключателями):  $M_0 = 2^{17} = 131072$ .

Шаг частоты выходного сигнала:  $\Delta f_3 = f_c / N \approx 0,01$  Гц.

Пределы изменения частоты выходного сигнала:  $f_3 = (1470,6 \pm 4095 \cdot 0,01)$  Гц.

Крутизна дискриминатора:  $K_{DI} = 0,66$  В/рад.

Постоянные времена активного неинвертирующего ФНЧ (34):  $\tau_1 = 1,3 \cdot 10^{-2}$  с;  $\tau_2 = 0,11$  с;  $m = 8,7$ .

Крутизна ГУН:  $K_T = 8,8 \cdot 10^5$  рад/Вс = 140 кГц/В.

Статический коэффициент передачи (53):  $K = 4,43$ .

Коэффициент затухания (48):  $\xi = 1$

Собственная частота (47):  $f_0 = 2,9$  Гц.

Полоса пропускания на уровне  $-3dB$  (64):  $f_{-3dB} = 7,3$  Гц.

Постоянная времени захвата (45):  $\tau_3 = 0,12$  с.

Полоса удержания (51):  $f_y = 49,5$  Гц.

## 7. МОДУЛЬ УСТРОЙСТВА КОРРЕКЦИИ КУ

Коррекция астатических дискретных систем с целью их стабилизации, достижения желаемых или наилучших в смысле определенного критерия динамических свойств может осуществляться так же, как и в непрерывных приводах, путем изменения параметров системы или, если это не приводит к цели, изменением структуры системы [3]. Наибольшее применение нашел метод дискретной фазовой коррекции, которая при относительной простоте реализации обеспечивает введение в закон регулирования достаточно сильных пропорциональной и дифференциальной составляющих. Метод заключается в том, что отклонение периода корректируемого сигнала на входе от величины

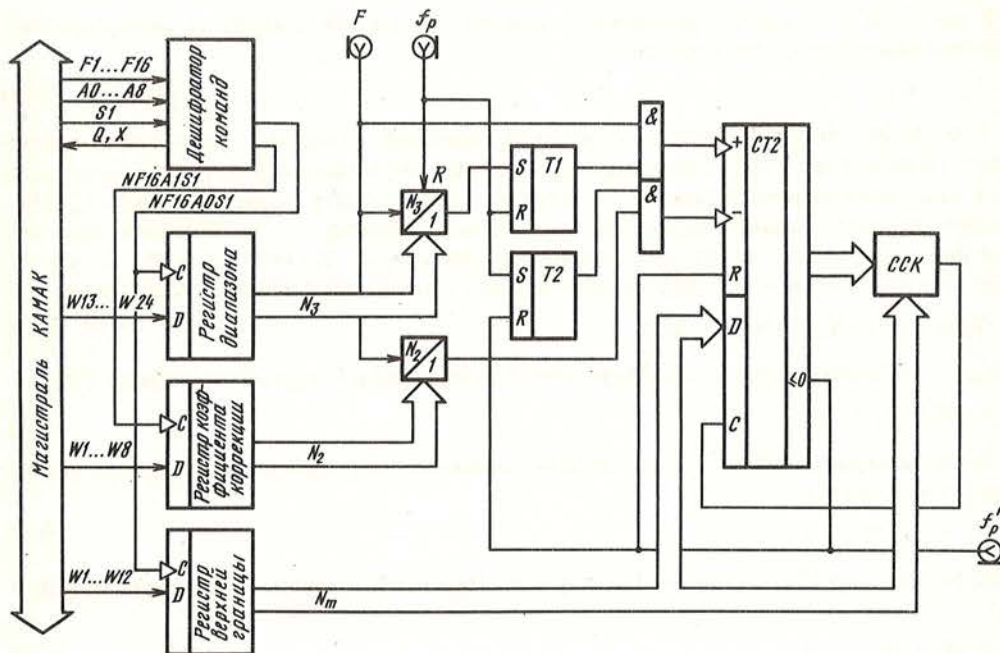


Рис. 10. Структурная схема модуля коррекции КУ

предыдущего периода на  $\Delta t$  вызывает отклонение периода выходного сигнала от предыдущей величины на  $K_{уп} \Delta t$ . Структурная схема устройства реализующего этот метод и выполненного в стандарте КАМАК представлена на рис. 10.

С момента прихода импульса  $f_p$  начинается заполнение счетчика  $N_3$  импульсами высокочастотного кварцевого генератора. Емкость счетчика  $N_3$  выбирается такой, чтобы его заполнение произошло за время, меньшее периода импульсов  $f_p$ , т.е.

$$T_{p \min} \geq N_3 / F. \quad (66)$$

Тогда в течение промежутка времени  $\Delta T = T_p - N_3 / F$ , фиксируемого на триггере  $T1$ , реверсивный счетчик  $CT2$  суммирует импульсы частоты  $F$ . С приходом следующего импульса  $f_p$  с помощью триггера  $T2$  реверсивный счетчик переключается на вычитание, причем на вычитание поступают импульсы частоты  $F/N_2$ . В момент, когда код в счетчике  $CT2$  становится равным нулю, вычитание заканчивается, а на выходе модуля появляется импульс. Таким образом происходит расширение интервала  $\Delta T$  в  $N_2$  раз и задержка выходного импульса относительно входного на время  $\Delta T(N_2 + 1)$ .

Схема сравнения кодов ССК предназначена для установления определенных границ линейного участка устройства коррекции с целью предотвращения опрокидывания при регулировании. Емкость реверсивного счетчика  $N_m$  должна быть такой чтобы при максимальном периоде входного сигнала при суммировании не происходило переполнения:

$$T_{p \max} - N_3 / F \leq N_m / F. \quad (67)$$

С другой стороны, величина  $N_m$  ограничена тем, что при заданной величине коррекции ( $N_2$ ) для обеспечения правильного функционирования вычитание должно закончиться в соответствии с (66) за время не превышающее  $N_3 / F$ :

$$N_m N_2 / F < N_3 / F. \quad (68)$$

Определим связь между параметрами устройства коррекции, принимая во внимание, что в установившемся режиме  $T_p = T_3$ ; ( $f_p = f_3$ ), коэффициент коррекции  $K_{уп}$  опреде-

лен заранее и связан с коэффициентом деления  $N_2$ ; как это следует из описания функционирования следующим образом:

$$N_2 = K_{уп} - 1. \quad (69)$$

При увеличении коэффициента коррекции линейный участок устройства уменьшается и может быть недостаточным для функционирования устройства во всем диапазоне изменения задающей частоты  $f_3$ . Поэтому для каждой пары значений  $f_3$  и  $K_{уп}$  следует заново определять параметры устройства, стремясь к наибольшей величине линейного участка, согласно ниже описанному алгоритму. Из (67) и (68) с учетом (69), считая, что емкость реверсивного счетчика используется полностью, получим

$$N_3 = N_2 F / [(N_2 + 1)(f_3 - \Delta f)], \quad (70)$$

где  $\Delta f$  — половина ширины линейного участка устройства. С другой стороны из (66)

$$N_3 \leq F / (f_3 + \Delta f). \quad (71)$$

Решая совместно (70) и (71), получим условие для определения ширины линейного участка устройства:

$$\Delta f < f_3 / (2N_2 + 1). \quad (72)$$

Выбрав согласно (72) величину  $\Delta f$ , можно из (66) найти границы возможных значений  $N_3$ :

$$N_3 \leq F (f_3 + \Delta f), \quad (73)$$

а затем из (67) и (68) определить границы возможных значений  $N_m$ :

$$F / (f_3 - \Delta f) - N_3 \leq N_m \leq N_3 / N_2. \quad (74)$$

Найденные величины  $N_3$  и  $N_m$  вместе с  $N_2$  посылаются по магистрали КАМАК в модуль коррекции, определяя тем самым его параметры. Главным достоинством рассмотренной схемы модуля заключается в том, что программное управление параметрами модуля коррекции позволяет оптимизировать характеристики системы на всех режимах ее работы, исключая необходимость в настройке.

## 8. МОДУЛЬ УПРАВЛЕНИЯ ПРИВОДОМ МУП

Модуль управления приводом МУП, структурная схема которого представлена на рис. 11 предназначен для сравнения частот сигналов, один из которых, поступающий с частотного датчика скорости, является сигналом обратной связи  $f_p$ , а второй, представляющий собой задающее воздействие  $f_3$ , от синтезатора, а также для выработки команд, управляющих работой привода, контроля состояния оборудования силовой части электропривода (стыковка узлов, положение конечных выключателей). Синусоидальный сигнал  $f_p$  частотного датчика скорости через полосовой фильтр поступает на триггер Шмидта и нормируется по длительности формирователем Ф. Дальнейшее прохождение этого сигнала зависит от состояния переключателя П, управляемого командой F9. Сигнал  $f_p$  направляется или в модуль коррекции, откуда возвращается в виде скорректированного сигнала  $f_p^k$ , или прямо на один из входов схемы антисовпадений САС, назначение которой указано выше. Устройство сравнения УС сравнивает по частоте и фазе сигналы задающей  $f_3$  и обрабатываемой  $f_p$  частот и формирует на своем выходе импульс, относительная длительность которого пропорциональна разности фаз сравниваемых сигналов.

Остальная часть схемы модуля выполняет задачи управления / контроля силовой части привода. Ниже приведен список команд выполняемых модулем.

|                              |         |
|------------------------------|---------|
| Включение следящего привода  | F 25 A1 |
| Выключение следящего привода | F 25 A0 |

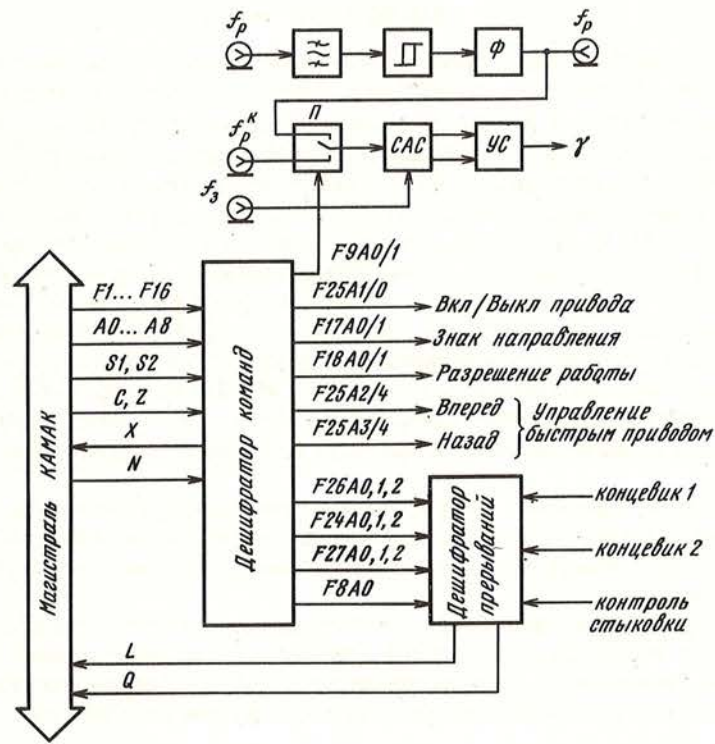


Рис. 11. Структурная схема модуля управления приводом МУП

|                                     |         |
|-------------------------------------|---------|
| Включение быстрого привода вперед   | F 25 A2 |
| Включение быстрого привода назад    | F 25 A3 |
| Выключение быстрого привода         | F 25 A4 |
| Знак направления вращения 0         | F 17 A0 |
| Знак направления вращения 1         | F 17 A1 |
| Включение коррекции                 | F 9 A1  |
| Выключение коррекции                | F 9 A0  |
| Разрешение работы следящего привода | F 18 A1 |
| Запрет работы следящего привода     | F 18 A0 |
| Подключить LAM1 концевика 1         | F 26 A0 |
| Подключить LAM2 концевика 2         | F 26 A1 |
| Подключить LAM3 контроля стыковки   | F 26 A2 |
| Исключить L AM1 концевика 1         | F 24 A0 |
| Исключить L AM2 концевика 2         | F 24 A1 |
| Исключить L AM3 контроля стыковки   | F 24 A2 |
| Контроль состояния LAM              | F 8 A0  |
| Контроль состояния L AM1            | F 27 A1 |
| Контроль состояния L AM2            | F 27 A2 |
| Контроль состояния L AM3            | F 27 A3 |

При подаче команд общего управления  $z$  и  $C$  модуль выполняет команды: запрет работы следящего привода, выключение следящего и быстрого приводов, выключение коррекции, исключением  $L$  AM 1, 2, 3.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Специфичность системы электропривода требует при каждой конкретной разработке такого подхода к реализации, который при наибольшей простоте конструкции, учитывая накопленный опыт в этой области и новые возможности техники. В результате такого подхода электропривод гамма-телескопа с точки зрения структурной схемы представляет собой астатическую дискретную систему регулирования скорости, а с точки зрения конструктивного воплощения — набор программно-управляемых от ЭВМ модулей в стандарте КАМАК, включающий в себя модули специального и универсального назначения и управляющий силовой частью электропривода. Модульность конструкции дает возможность относительно гибкого изменения структуры системы, а наличие программного управления — оперативности в изменении алгоритмов и параметров, (например, применение двигателей с различными характеристиками, оптимизация параметров системы для решения конкретной задачи и другое). Эти отличительные достоинства рассмотренной системы позволяют надеяться, что как электропривод в целом, так и отдельные модули и схемные решения могут быть применены в других областях науки и техники.

Изложенные выше принципы построения электропривода реализованы в виде комплекта модулей КАМАК. Проведены лабораторные испытания совместно с силовой частью привода [4] с целью применения в дальнейшем системы для обеспечения движения гамма-телескопа ГТ-48.

Автор благодарен Н.А. Жоголеву, изготовившему комплект модулей КАМАК, Ю.Л. Зыскину за реализацию алгоритмов управления электроприводом на программном уровне при испытаниях привода совместно с ЭВМ и изучении его характеристик, А.А. Степаняну за всестороннюю поддержку при выполнении всей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Шитов В.Г.* Особенности азимутальной монтировки телескопа и их влияние на выбор привода // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985, Т. 71, С. 180–186.
2. *Шитов В.Г.* Выбор астатической системы регулирования скорости вращения электродвигателя постоянного тока для азимутальных монтировок гамма-телескопа // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1981, Т. 64, С. 171–180.
3. *Трахтенберг Р.М.* Импульсные астатические системы электропривода с дискретным управлением. М.: Энергоатомиздат, 1982, С. 168.
4. *Шитов В.Г.* Транзисторные ключевые схемы для электропривода гамма-телескопа // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987, Т. 77, С. 190–197.

Научное издание

**ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ**

Т о м 81

*Утверждено к печати  
Крымской астрофизической обсерваторией  
Академии наук СССР*

Редактор *Е.В. Попова*  
Художественный редактор *В.Ю. Яковлев*  
Технический редактор *Г.И. Астахова*  
Корректор *Т.И. Шепалова*

Набор выполнен в издательстве  
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 46801

Подписано к печати 23.05.90. Формат 70 × 100<sup>1</sup>/<sub>16</sub>  
Бумага офсетная № 1. Гарнитура Пресс-Роман  
Печать офсетная. Усл.печ.л. 16,3. Усл.кр.-отт. 16,4  
Уч.-изд.л. 19,5. Тираж 900 экз. Тип. зак. 410  
Цена 4 руб. Заказное

Ордена Трудового Красного Знамени  
издательство "Наука"  
117864 ГСП-7, Москва В-485,  
Профсоюзная ул., д. 90

Ордена Трудового Красного Знамени  
1-я типография издательства "Наука"  
199034, Ленинград В-34, 9-я линия, 12