

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

Том 89

ББК 22.63
И 33
УДК 523

Редакционная коллегия:

член-корреспондент РАН и НАНУ *Н.В. Стешенко* (председатель),
кандидат физ.-мат. наук *Н.И. Шаховская* (ответственный секретарь),
доктор физ.-мат. наук *А.В. Брунс*, доктор физ.-мат. наук *Р.Е. Гериберг*,
доктор физ.-мат. наук *С.И. Гопасюк*, кандидат физ.-мат. наук *И.С. Саванов*,
кандидат физ.-мат. наук *Д.Н. Рачковский*

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук *В.В. Прокофьева*
кандидат физ.-мат. наук *А.Н. Бабин*

**Известия Крымской астрофизической обсерватории. Т. 89. – М.: Наука,
И 33 1995. – 208 с.**

ISBN 5-02-007015-7

В 89-м томе "Известий Крымской астрофизической обсерватории" представлены оригинальные статьи, содержащие результаты исследования физических параметров звезд, галактик и активных областей на Солнце. Дано также описание новых оптических и электронных систем и приборов для астрофизических исследований.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

И $\frac{1605040000-007}{042(02)-95}$ Без объявл.

ББК 22.63

Bulletin Crimean Astrophysical Observatory. Vol. 89. – М.: Nauka, 1995. 208 p.

In the 89 Volume of the "Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory" presents original articles, containing the results of investigations of the physical parameters of the stars, galactics and active regions on the Sun. The descriptions of new optical and electronic systems and devices for astrophysical investigations are given also.

The collection of paper is intens for specialists in astronomy and astrophysics.

ISBN 5-02-007015-7

© Коллектив авторов, 1995

СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМОГО В ЛИНИИ H_{β} ПРОДОЛЬНОГО ПОЛЯ С ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ

В.И. Абраменко, С.И. Гопасюк, В.Б. Юрчишин

По данным одновременных наблюдений продольного магнитного поля в линиях Fe I 5253 Å и H_{β} продолжено изучение структуры магнитного поля активной области на Солнце. Исследования проводились методом сравнения наблюдаемого поля с потенциальным, вычисленным по фотосферному. Метод позволил определить наиболее вероятную разность высот формирования линий Fe I 5253 Å и H_{β} , которая для исследуемого участка составила 1300 км. Установлено, что наблюдаемое в H_{β} поле меньше потенциального, вычисленного на высоте формирования H_{β} . Это различие объяснено присутствием в хромосфере поперечных электрических токов, магнитное поле которых антипараллельно потенциальному. Величина тока может достигать $\sim 3 \cdot 10^{11}$ А. Указаны наиболее вероятные причины возникновения таких токов: дрейфовые токи за счет градиента давления плазмы и за счет силы гравитации. Полная, по активной области, энергия магнитного поля этих токов не ниже 10^{29} – 10^{30} эрг.

Проведена оценка разности давления плазмы в холмах поля и вне их на высоте формирования линии H_{β} .

COMPARISON OF THE OBSERVED IN H_{β} LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD WITH THE POTENTIAL FIELD IN AN ACTIVE REGION ON THE SUN, by V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk, V.B. Yurchishin. The study of the magnetic field structure in an active region on the basis of simultaneous observations in Fe I 5253 Å and H_{β} lines are being continued. Investigations are carried out through a comparison of the observed field with the potential field, computed on the basis of observed photospheric field. Such method allowed us to derive the most probable difference between line-formation levels (about 1300 km for investigated region). It has been established that the strength of the observed in H_{β} field practically over the whole AR is smaller than the strength of the potential longitudinal field, calculated on the level of H_{β} formation. Such a difference is being interpreted by the presence of transverse circular electric currents in the chromosphere. Their magnetic field should be antiparallel with the potential field. The current value can reach $3 \cdot 10^{11}$ A. The following possibilities for such currents generation are suggested: drift currents due to pressure gradient forces and/or due to gravitational forces. The total energy store in the magnetic field of such current system is not lower than 10^{29} – 10^{30} erg (over the whole active region).

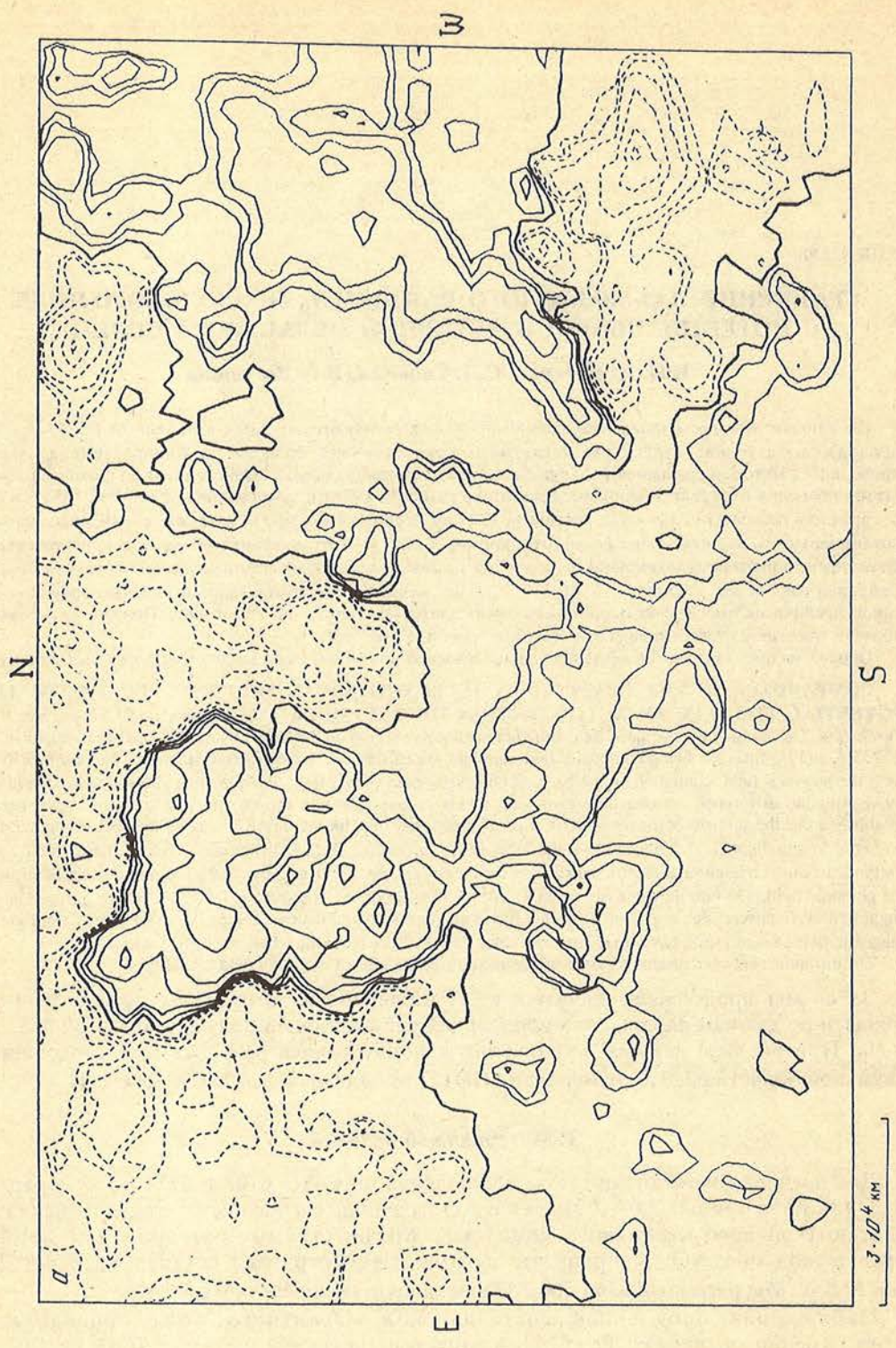
The difference between plasma pressure inside and outside the hills of magnetic field is evaluated.

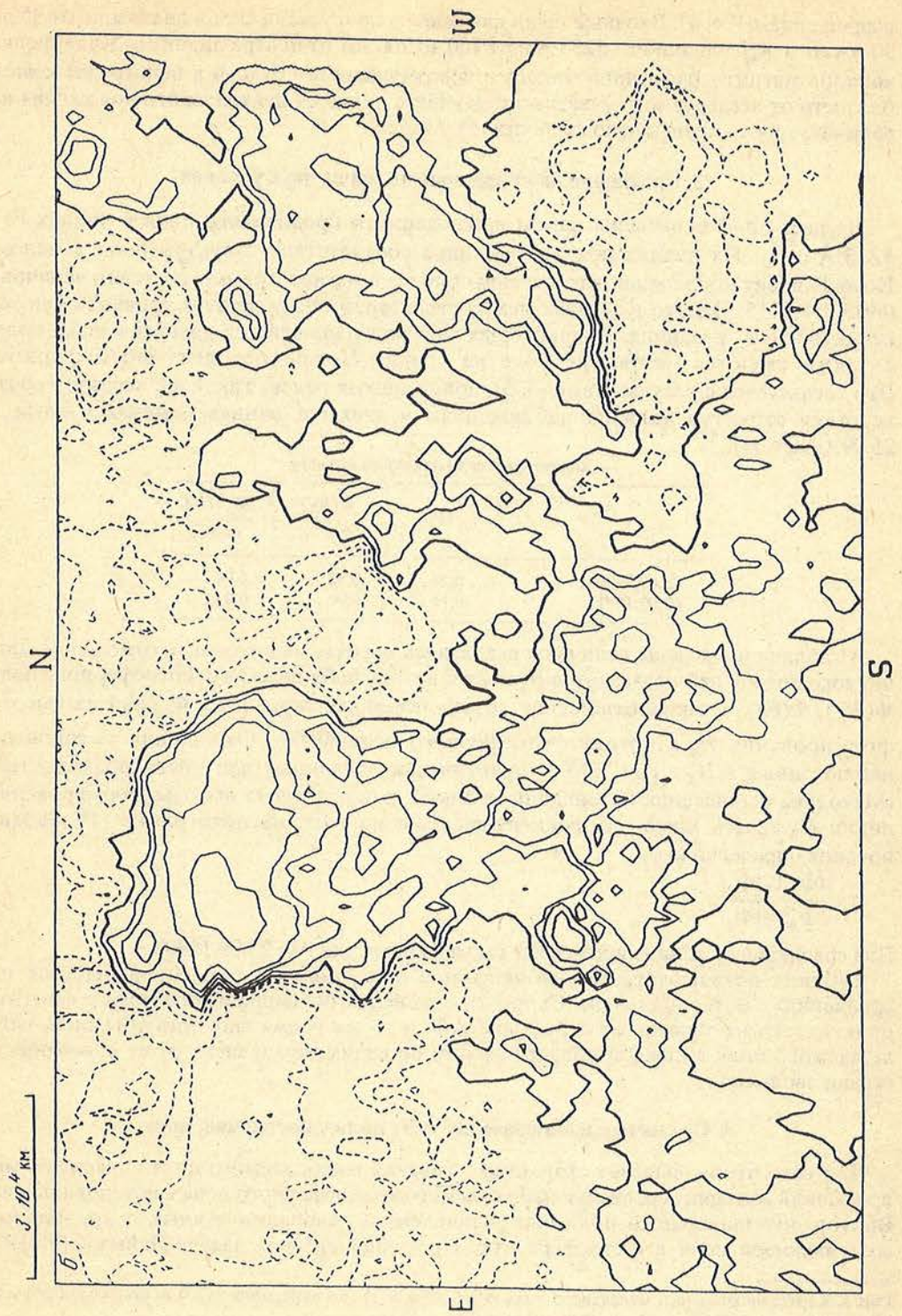
Здесь мы продолжаем начатые в [1] исследования структуры поля активной области по данным наблюдений продольной составляющей поля в линиях Fe I 5253 Å и H_{β} . При анализе данных наблюдений использовались результаты исследований активной области 6280 по нумерации SGD [2], наблюдавшейся 25.09.1990 г. [1].

1. Материал наблюдений

Для изучения нами были взяты наблюдения двух АО 6703 и 6711 по нумерации SGD [3], проведенные 7.07.1991 г. Обе АО находились в тесном контакте и являлись частью большого магнитного комплекса. Магнитограмма размером $270'' \times 180''$ охватывала обе АО. Координаты центра магнитограммы составляли $L = 8^{\circ}W$, $\varphi = 24,5^{\circ}N$. Мы рассматривали обе АО как единую комплексную область.

Наблюдения продольной составляющей магнитного поля проводились одновременно в линиях Fe I 5253 Å (фактор Ланде $g = 1,5$) и в H_{β} ($g = 1,07$) с





разрешением $1'' \times 4''$. Входные щели фотометра пропускали свет в диапазоне от 35 до 90 мÅ от центра линии Fe I 5253 Å и от 100 до 200 мÅ от центра линии H_{β} . Калибровка каналов магнитографа проводилась в невозмущенной области в непосредственной близости от исследуемого участка путем сдвига линии от центрального положения на величину, соответствующую скорости $\pm 1,9$ км/с.

2. Сравнение наблюдаемых полей на двух уровнях

На рис. 1 *a, б* приведены карты наблюдаемого продольного поля в линиях Fe I 5253 Å и H_{β} . Их анализ показал хорошее соответствие структур поля в целом. Коэффициент корреляции, вычисленный по всей магнитограмме, составил величину $0,913 \pm 0,0015$. Однако в деталях между структурами поля на этих уровнях имеются существенные различия. В некоторых участках наблюдается инверсия знака поля, а также имеются места, где поле на уровне H_{β} превосходит фотосферное. Это согласуется с результатами [4, 5], полученными ранее. Такой же характер соответствия структур поля по наблюдениям в этих же линиях отмечался нами и 25.09.1990 г. [1].

Характеристики магнитных потоков

АО	ρ_{Fe}	$\frac{\Phi(H_{\beta})}{\Phi(Fe)}$	$\frac{\Phi_n(H_{\beta})}{\Phi(Fe)}$
25.09.1990 г.	0,20	0,58	0,94
07.07.1991 г.	-0,14	0,70	0,92

В таблице приведены величины разбаланса магнитных потоков ρ , отношение магнитного потока наблюдаемого в H_{β} поля к потоку наблюдаемого фотосферного поля $\Phi(H_{\beta}) / \Phi(Fe)$, а также отношение потока потенциального поля $\Phi_n(H_{\beta})$ на высоте формирования H_{β} к потоку фотосферного поля $\Phi(Fe)$. Отношения потоков по наблюдениям в H_{β} и Fe I 5253 Å практически одинаковы для обеих полярностей. (Методика вычисления потенциального поля и определения высоты формирования линии H_{β} дается ниже.) Потоки вычислены по всей магнитограмме. Разбаланс потоков определен как

$$\rho = \frac{|\Phi_N| - |\Phi_S|}{|\Phi_N| + |\Phi_S|}$$

Для сравнения в таблице приведены также данные для АО 25.09.1990 г.

Таблица показывает, что наблюдаемое поле убывает с высотой быстрее по сравнению с потенциальным. Скорость изменения потенциального поля с высотой практически не зависит от структуры АО, в то же время скорость убывания наблюдаемого поля в каждой области своя и, по-видимому, зависит от ее состояния и стадии эволюции.

3. Сравнение наблюдаемого в H_{β} поля с потенциальным

Для того чтобы выяснить характер убывания наблюдаемого поля с высотой, мы применили методику сравнения наблюдаемого хромосферного поля с потенциальным. Вектор потенциального поля был вычислен на основании данных о продольной составляющей поля в фотосфере путем решения краевой задачи Неймана [6]. По-

Рис. 1. Карты продольного магнитного поля АО 6703 и 6711 (по нумерации SGD) комплексной области 7.07.1991 г. по наблюдениям в линиях Fe I λ 5253 Å (*a*) и H_{β} (*б*)

Сплошной жирной линией проведена линия раздела полярностей. Сплошными тонкими линиями проведены изоуровни поля S-полярности, штриховыми — поля N-полярности.

Изолинии проведены через 50, 200, 500, 1000, 1500 Гс

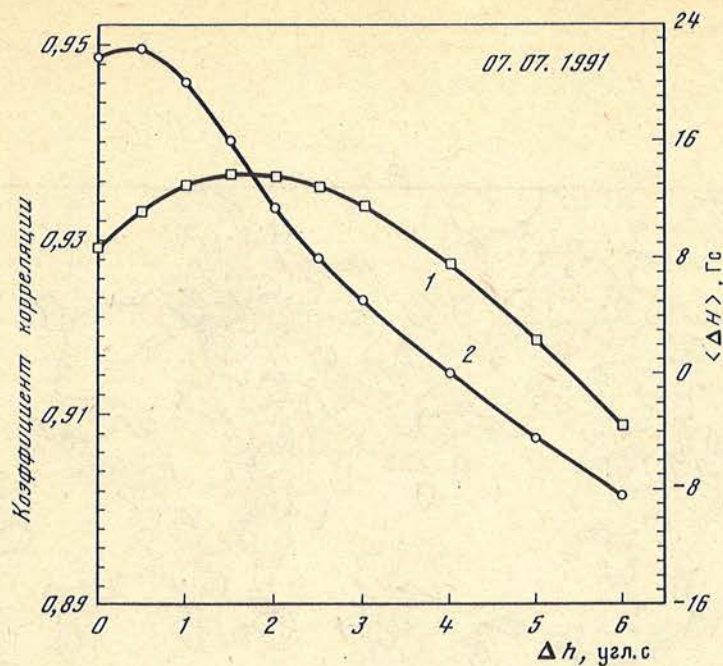


Рис. 2. Изменение коэффициента корреляции (кривая 1) и средней по карте разности напряженностей продольного поля $\langle \Delta H \rangle$ (кривая 2) в зависимости от разности высот между уровнем образования линии Fe I λ 5253 Å и уровнем, для которого рассчитано потенциальное поле

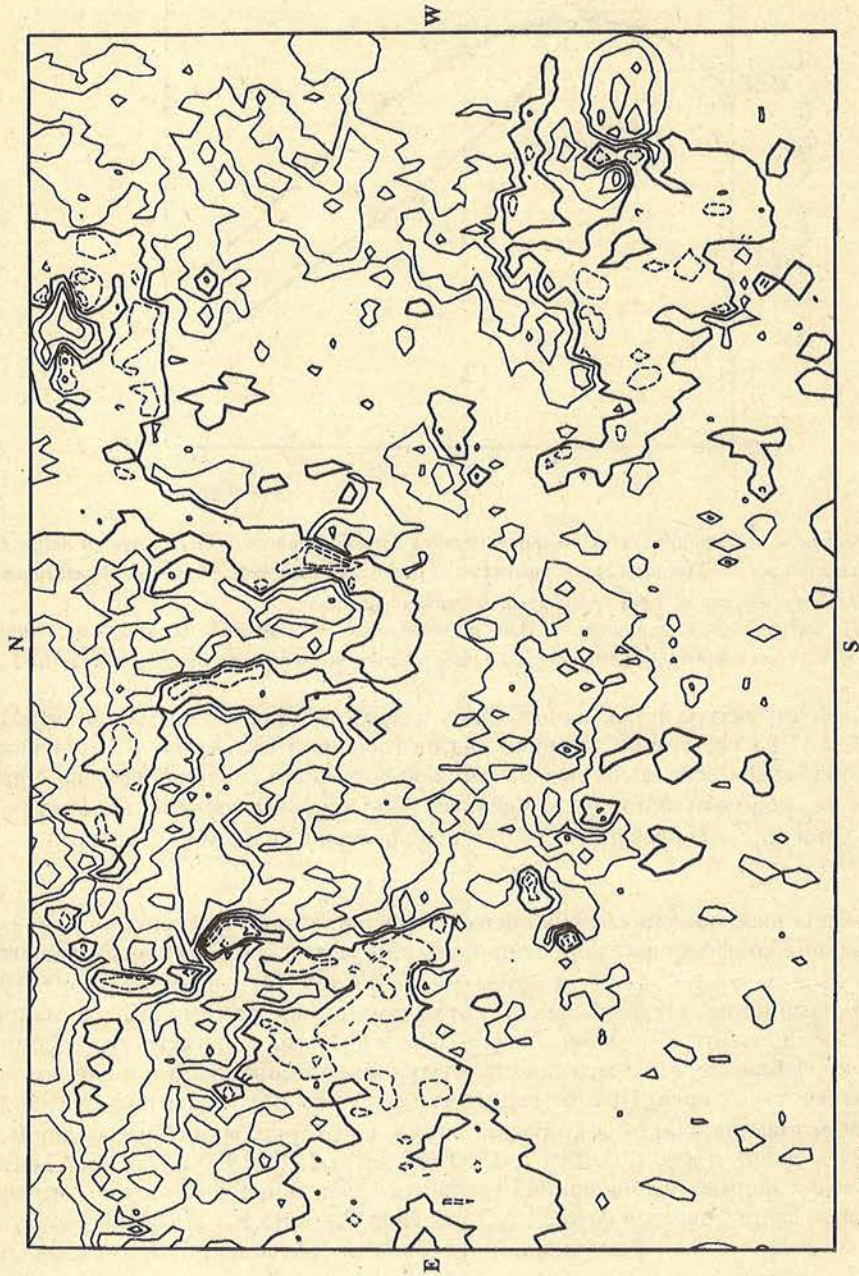
Разность взята между напряженностью продольного потенциального поля и измеренной напряженностью поля в линии H_{β} . Потенциальное поле рассчитано по наблюдениям в линии Fe I λ 5253 Å.

Потенциальная структура поля вычислялась в каждом узле сетки магнитограммы с шагом $2'' \times 4''$ на различных уровнях над фотосферой вплоть до $6''$. Для каждого уровня продольная составляющая потенциального поля H_{\parallel} сравнивалась с наблюдаемым в H_{β} продольным полем: вычислялся коэффициент корреляции между структурами поля и определялась разность напряженностей в каждом узле сетки:

$$\Delta H = |H_{\parallel}| - |H_{H_{\beta}}|.$$

Результаты вычислений коэффициента корреляции представлены на рис. 2 (кривая 1). Сначала коэффициент корреляции увеличивается, достигает наибольшего значения на высоте от $1,5''$ до $2''$, а затем уменьшается. Отметим, что 25.09.1990 г. характер изменения коэффициента корреляции был таким же, но максимум соответствовал высоте $1''$ (см. рис. 5 в [1]). Как и в [1], мы полагаем, что наибольшее значение коэффициента корреляции структур поля, потенциального и наблюдаемого в H_{β} , соответствует средней (по магнитограмме) разности высот (относительной высоте) образования участков контуров линий, в которых велись наблюдения. Она составляет в среднем для 7.07.1991 г. 1300 км, а для 25.09.1990 г. 700 км. (Конечно, разность высот формирования линий отличается для пятен, флоккулов и областей вне флоккулов и, скорее всего, в каждой АО она своя. Кроме того, согласно расчетам [7] имеется различие между эффективными глубинами образования параметров Стокса I и V). С учетом высоты формирования линии Fe I 5253 \AA ($\sim 140 \text{ км}$ [8] – $\sim 200 \text{ км}$ [9]) это близко соответствует значению уровня образования центральной части линии H_{β} , полученному из решения уравнения переноса и модели атмосферы Солнца [10, 11].

Карта разности ΔH между потенциальным полем, вычисленным на высоте формирования H_{β} ($1,5''$), и наблюдаемым в H_{β} полем приведена на рис. 3. Практи-



чески по всей области наблюдаемое поле меньше потенциального, в отдельных местах различие достигает 200 Гс и более.

Для каждой высоты было вычислено среднее по карте значение разности $\langle \Delta H \rangle$. Результаты вычислений представлены на рис. 2 (кривая 2). Наблюдаемое в H_{β} поле меньше потенциального, вычисленного для высот вплоть до 4", а для потенциальных полей выше 4" поле в H_{β} становится больше потенциального. На уровне формирования H_{β} (1,5") наблюдаемое поле меньше потенциального в среднем по области на 15 Гс. Отметим, что 25.09.1990 г. эта разница составляла около 50 Гс (см. рис. 5 в [1]). Такое различие мы не смогли объяснить ни ошибками вычисления потенциального поля, ни сдвигом нуля-пункта регистрации поля, ни шумами магнитографа. Таким образом, мы убеждаемся, что потенциальное поле убывает с высотой медленнее наблюдаемого поля АО. Это согласуется с результатами о потоках (см. таблицу) и свидетельствует о присутствии электрических токов в хромосфере. Поскольку речь идет о продольной составляющей магнитного поля, то токи эти должны быть горизонтальными. А так как потенциальное поле больше наблюдаемого в H_{β} , то поле этих токов должно быть антипараллельно потенциальному полю.

4. Поперечные электрические токи

Сравнение карты разности (рис. 3) с картой наблюдаемого в H_{β} продольного поля (рис. 1, б) показало, что в холмах наблюдаемого продольного поля значение ΔH , как правило, положительное и величина его больше, чем на периферии холмов. При этом максимум разности не всегда совпадал с максимумом поля. Для того чтобы проанализировать связь разности ΔH с величиной максимального поля в холмах, было сделано следующее. По карте наблюдаемого в H_{β} поля были выделены холмы с максимальной напряженностью поля больше 100 Гс для 25.09.1990 г. и больше 60 Гс для 7.07.1991 г. и определены их границы на уровне, соответствующем половине максимального значения поля в холме. Для каждого холма в пределах его границы было взято максимальное значение разности ΔH , и эта величина была сопоставлена с максимальным значением поля в холме. Результаты представлены на рис. 4. Две точки, принадлежащие пятнам АО 25.09. с $H = -1924$ Гс, $\Delta H = 784$ Гс и $H = 1245$ Гс и $\Delta H = 422$ Гс, не нанесены на рис. 4. Отдельно для поля N - и S -полярности и отдельно для каждой области были проведены прямые методом наименьших квадратов. Рис. 4 показывает, что чем выше максимальная напряженность поля в холме, тем больше различие между наблюдаемым и потенциальным полями (ΔH). В каждой области для поля N -полярности (хвостовой) эта тенденция роста ΔH от $H_{H_{\beta}}$ поля более сильная.

Обращает на себя внимание то, что при тех же максимальных полях в холмах значения разности ΔH больше 25.09.1990 г. Средняя по карте разность между потенциальным полем на уровне H_{β} и наблюдаемым в H_{β} полем также больше 25.09.1990 г. (рис. 2 и 5 в [1]). Из отношения потоков (см. таблицу) следует, что наблюдаемое поле в АО 25.09.1990 г. убывало с высотой быстрее, чем в комплексной области 7.07.1991 г.

7.07.1991 г. зарегистрировано магнитное поле в период отсутствия практически всякой всплывочной активности (через 7 ч после большой вспышки балла 4В и за сутки до появления первой вспышки балла Sf[3]). В день записи поля 25.09.1990 г.

←
Рис. 3. Карта разностей ΔH между напряженностью потенциального продольного поля, вычисленного для высоты формирования линии H_{β} (1", 5), и напряженностью наблюдаемого в H_{β} продольного поля 7.07.1991 г.

Жирной линией проведен уровень, где $\Delta H = 0$. Сплошными тонкими линиями обозначены участки, где потенциальное поле больше наблюдаемого в H_{β} , и штриховыми – где наблюдаемое поле выше потенциального.

Изолинии проведены через 50, 100, 200, 500 Гс

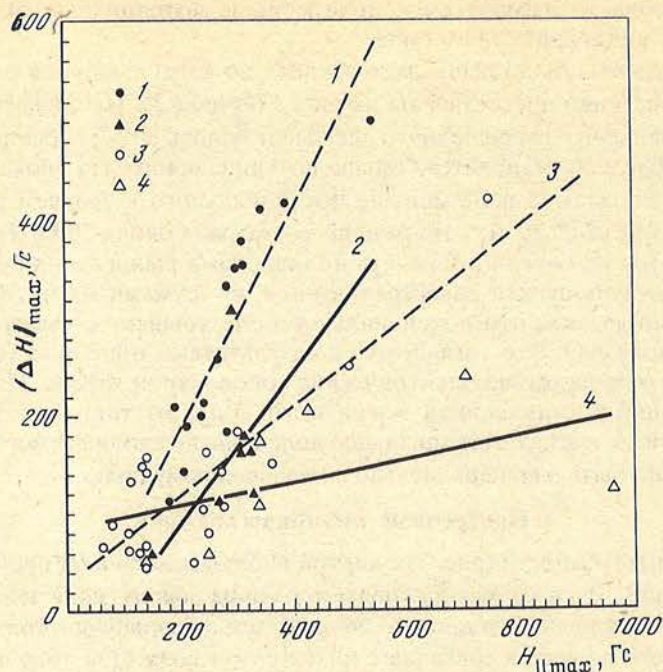


Рис. 4. Максимальная разность ΔH напряженностей в холмах продольного поля в зависимости от максимальной напряженности наблюдаемого в H_{β} продольного поля в холме

Разность ΔH вычислена между потенциальным продольным полем для высоты 1", 5 и наблюдаемым в H_{β} продольном полем. 1, 2 – N - и S -полярности АО 25.09.1990 г. соответственно; 3, 4 – N - и S -полярности комплексной области 7.07.1991 г. соответственно

была самая высокая вспышечная активность этой области, хотя вспышки были не очень высоких баллов. Более того, во время записи поля произошло две вспышки балла Sf и непосредственно после окончания записи – вспышка балла Sb [2].

На основе анализа вспышечной активности исследуемых областей мы склонны заключить, что более сильное изменение наблюдаемого поля с высотой и большая величина отклонения его от потенциального связаны с большей вспышечной активностью в момент записи поля. Если это подтвердится дальнейшими наблюдениями, то отношение магнитных потоков полей, наблюдаемых в H_{β} и Fe I 5253 Å, может служить критерием вспышечной активности области.

5. Обсуждение результатов

Исходя из представления, что отклонение наблюдаемого в H_{β} продольного поля от продольного потенциального, вычисленного для высоты формирования H_{β} , обусловлено наличием горизонтальных токов, приходим к выводу, что чем больше максимальная разность ΔH в холме, тем сильнее ток. На основании рис. 4 можно заключить, что вокруг холма поля циркулирует ток. В грубом приближении можно допустить, что этот ток кольцевой. Чтобы создать поле в 200 Гс на оси кольца радиусом $\sim 10^4$ км, величина кольцевого тока должна составлять 3×10^{11} А, что сравнимо с вертикальными токами в АО [12, 13] и примерно в 40–50 раз больше, чем для кольцевых токов в невозмущенных областях [14].

Наши исследования показали, что величина поля, создаваемого горизонтальным током, не зависит от полярности внешнего поля и определяется только его абсолютным значением. Очевидно, что кольцевые токи в области поля N -полярности

должны иметь направление по часовой стрелке, в области поля S -полярности – противоположное.

Наличие тока может быть связано с рядом причин: градиентом давления плазмы, силой гравитации, спецификой выхода магнитного поля, а также за счет движений плазмы. Предположим, что ток обусловлен первыми двумя причинами.

Если эти токи связаны с дрейфом частиц под действием градиента давления и направление поля этих токов антипараллельно внешнему полю, то давление плазмы внутри холмов должно быть выше, чем на периферии. Плотность тока в этом случае определяется согласно [15] выражением

$$\mathbf{j} = \frac{c}{H^2} (\mathbf{H} \times \nabla P),$$

где ∇P – градиент давления плазмы, c – скорость света.

Связь между энергией поля тока и разностью давлений в центре магнитного холма и на его периферии можно оценить из соотношения

$$P - P_0 \approx \frac{(\Delta H)^2}{8\pi},$$

где P и P_0 – давление плазмы внутри магнитного холма и на его периферии соответственно.

Основываясь на данных наблюдений о величине разности ΔH напряженности поля в холмах, мы вычислили разность ΔP газового давления внутри и на периферии холма. При $\Delta H = 200$ Гс давление плазмы внутри холма выше давления снаружи примерно на 1600 дин/см². Если взять среднее по карте значение разности напряженностей $\langle \Delta H \rangle$ наблюдаемого в $H\beta$ и потенциального полей, то 25.09.1990 г. преобладание газового давления внутри холма над давлением на его периферии в среднем по АО составляло ~ 100 дин/см², а 7.07.1991 г. ~ 10 дин/см².

Токи, обусловленные градиентом давления плазмы, связаны главным образом с дрейфом электронов.

Дрейфовые токи в поле силы тяжести обусловлены в основном движением ионов. Потенциальная энергия плазмы связана с энергией поля тока соотношением

$$\rho gh = \frac{(\Delta H)^2}{4\pi}.$$

В местах преимущественно горизонтального поля токи, обусловленные гравитационным дрейфом, могут быть важными, так как возможно, что значения ρg и ∇P по величине сравнимы. В целом эти два вида дрейфовых токов создают систему горизонтальных кольцевых токов вне зависимости от наклона поля. Они качественно позволяют объяснить тот факт, что по всей АО наблюдаемое продольное поле меньше потенциального поля.

Оценки показывают, что нижний предел величины энергии магнитного поля этих токов в среднем по области 25.09.1990 г. составляет $\sim 10^{30}$ эрг, и примерно $\sim 10^{29}$ эрг 7.07.1991 г., что, вероятно, отражает уровень вспышечной активности.

Согласно модели невозмущенной атмосферы [10] на высоте 850–1500 км, что по нашим результатам соответствует высоте образования центральной части линии $H\beta$, давление плазмы составляет около 20–1,0 дин/см². Мы видим, что разность давлений плазмы ∇P в среднем по АО на 1–2 порядка выше по сравнению с давлением в невозмущенной атмосфере. Спектроскопические исследования также показывают, что во флоккулах плотность плазмы выше, чем в невозмущенной атмосфере [16, 17], и может меняться в зависимости от стадии развития флоккула на 1–2 порядка [17].

Наблюдаемое увеличение разности $\langle \Delta H \rangle$, связанное с повышением вспышечной активности (25.09.1990 г.), не противоречит тому, что во время вспышки происходит вынос вещества в верхние слои хромосферы [18].

Если наша гипотеза о механизме генерации токов верна, то предложенный метод позволяет получить информацию и о полях давления и плотности плазмы в АО, а также вычислять градиенты давления плазмы в магнитных трубках.

Авторы приносят благодарность Л.С. Любимкову за обсуждение проблем, связанных с глубиной образования линий поглощения, и Н.И. Шевякиной за помощь при подготовке рукописи.

Апрель, 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б., Юрчишин В.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. Т. 88, С. 72–83.
2. Solar-Geophys. Data prompt reports. October 1990. N 554. Pt 1.
3. Solar-Geophys. Data prompt reports. August 1991. N 564. Pt 1.
4. *Степанов В.Е.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1961. Т. 25. С. 174.
5. *Северный А.Б.* // Астрон. журн. 1966. Т. 43. Вып. 3. С. 465.
6. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 76. С. 147.
7. *Рачковский Д.Н.* // Там же. 1969. Т. 40. С. 127.
8. *Шенинова В.А., Гуртовенко Э.А.* // Астрон. и астрофиз. 1978. Т. 36. С. 21.
9. *Balthazar H.* // Solar Phys. 1983. Vol. 84, N 112. P. 371–346.
10. *Gingerich O., Noyes R.W., Kalkofen W., Guny Y.* // Ibid. 1971. Vol. 18, N 3. P. 347–365.
11. *Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 184, N 2. Pt 1. P. 605–631.
12. *Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1965. Т. 33. С. 34.
13. *Abramenko V.I., Gopasuk S.I., Ogir' M.B.* // Solar Phys. 1991. Vol. 134. P. 287.
14. *Гопасюк С.И., Демкина Л.Б., Тарасова Т.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1993. Т. 87. С. 26.
15. *Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г.* Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967. 260 с.
16. *Полупан П.Н.* // Астрон. журн. 1971. Т. 48. Вып. 1. С. 37.
17. *Барановский Э.А., Степанян Н.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1979. Т. 60. С. 135.
18. *Гопасюк С.И., Огирь М.Б., Цап Т.Т.* // Там же. 1963. Т. 30. С. 148.

УДК 523.9–355

К ТЕОРИИ РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИИ В КРЫЛЬЯХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Д.Н. Рачковский

Предлагается алгоритм расчета поляризованного излучения в крыльях линий поглощения. Учитывается деполаризация столкновений. Метод существенно опирается на факторизацию фазовой матрицы.

Для линии Ca I 4227 Å расчеты сравниваются с наблюдениями Брюкнера [9], а также с аналогичными расчетами Дюмонт [7].

Показано, что в фазовой матрице, используемой Дюмонт, допущены некоторые ошибки.

Если ввести в фазовую матрицу необходимые исправления, то при принятых Дюмонт значениях параметров атмосферы не получается полного соответствия результатов расчетов с наблюдениями как в положении максимума, так и в интенсивности максимума поляризации в крыле линии.

TO THE PROBLEM OF CALCULATING OF POLARIZATION IN THE ABSORPTION LINES WINGS,
BY D.N. Rachkovsky. Algorithm for the calculation of polarized radiation is proposed. Collisional depolarization is taken into account. Method is based on the factorization of the phase matrix.

The calculations for the Ca I 4227 Å line are compared with the Brückner [9] observations and also with the analogous calculations of Dumont [7].

It is shown that phase matrix of Dumont has some mistakes.

When Dumont matrix is properly corrected, no agreement could be achieved between calculations and observations for atmospheric parameters, adopted in Dumont paper; the disagreement concerns both the position and the intensity of polarization maximum in the line wing.

Поляризации в линиях поглощения в отсутствие внешнего магнитного поля может возникать вследствие так называемого резонансного механизма рассеяния. Он объясняется наличием интерференции излучений с отдельных подуровней атома. Вследствие прецессии в слабом внешнем магнитном поле когерентность излучения нарушается, и поляризация рассеянного излучения может исчезать; это называется

эффектом Ханле. Таким образом, изучение поляризации излучения в линии может иметь значение не только для оценки параметров модели атмосферы, но и для оценки величины магнитного поля, разрушающего эту поляризацию.

В [1] Чандрасекар получил для усредненной по азимуту фазовой матрицы в системе параметров Стокса I, I_r выражение

$$\mathbf{R}(\mu, \mu_1) = \frac{3E_1}{4} \begin{pmatrix} 2(1-\mu^2)(1-\mu_1^2) + \mu^2\mu_1^2 & \mu^2 \\ \mu_1^2 & 1 \end{pmatrix} + \frac{E_2}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В [2] нам удалось его факторизовать относительно параметров μ и μ_1 . В системе параметров Стокса I_0, Q матрица $\mathbf{R}(\mu, \mu_1)$ записывается следующим образом:

$$\mathbf{R}(\mu, \mu_1) = \mathbf{T}(\mu) \cdot \tilde{\mathbf{T}}(\mu_1), \quad (2)$$

где

$$\mathbf{T}(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & 1-3\mu^2 \\ 0 & 3(1-\mu^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{E_1/8} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Можно предложить несколько эквивалентных форм типа (3), например, вводя в середину (2) единичную матрицу

$$\mathbf{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \mathbf{a} \cdot \tilde{\mathbf{a}}, \quad (4)$$

тогда для $\mathbf{T}(\mu)$ будем иметь

$$\mathbf{T}(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & 1-3\mu^2 \\ 0 & 3(1-\mu^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{E_1/8} \end{pmatrix} \hat{\mathbf{a}}. \quad (5)$$

Факторизация фазовой матрицы позволяет значительно упростить решение задач теории переноса излучения. В [2] нами была рассмотрена задача образования линии произвольными источниками, но с постоянной по оптической глубине вероятностью выживания кванта. В [3] факторизация матрицы позволила осуществить единый подход к решению задач переноса излучения при резонансном рассеянии и рассеянии в магнитоактивных линиях для случая модели атмосферы Милна-Эддингтона. Факторизация (2), (3) была использована В.В. Ивановым [4] для случая некогерентного рассеяния в центре линии. В [5] алгоритм численного решения уравнений переноса излучения, развитый в [2], был применен для решения различных случаев образования линий в конечной и полубесконечной среде с различными функциями первичных источников. Вероятность выживания кванта при рассеянии принималась постоянной. Этого ограничения, однако, можно избежать. В [5] рассматривалось только резонансное рассеяние, когда столкновениями в процессе рассеяния можно пренебречь. В [6] Омюнт и др. развили теорию резонансного рассеяния с учетом столкновений. Для частот, близких к центру линии, эта теория дает существенно некогерентное рассеяние по частоте. Для крыльев линии рассеяние считается когерентным по частоте, несколько меняется фазовая матрица и в вероятность выживания кванта вводится множитель, зависящий от ударной ширины линии и естественного затухания.

Далее, ограничиваясь частотами в крыльях линий, мы обобщим алгоритм [2] на случай зависящей от оптической глубины вероятности выживания кванта. Обобщим также факторизацию фазовой матрицы \mathbf{R} при учете соударений. Обратим внимание на некоторые ошибки в фазовой матрице \mathbf{R} в [7], где используется теория Омюнта. Будут проведены также некоторые численные расчеты для линии CaI 4227 Å.

Уравнения переноса излучения записываются так:

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} \mathbf{R}(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' - S^*(\tau). \quad (6)$$

Здесь $\lambda(\tau)$ – вероятность выживания кванта при рассеянии; τ – оптическая глубина в частотах линии; $S^*(\tau)$ – первичные источники излучения.

Введем функцию источников

$$S(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & E_1/8 \end{pmatrix} \int_{-1}^{+1} \tilde{T}_0(\mu) I(\tau, \mu) d\mu. \quad (7)$$

Здесь мы определили

$$\mathbf{T}_0(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & 1-3\mu^2 \\ 0 & 3(1-\mu^2) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\mathbf{R}(\mu, \mu') = \mathbf{T}_0(\mu) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & E_1/8 \end{pmatrix} \tilde{\mathbf{T}}_0(\mu'). \quad (9)$$

Подставляя (7) в (6), легко получить для функции $S(\tau)$

$$S(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & E_1/8 \end{pmatrix} \left\{ \int_0^{\tau_0} K(1-\tau') S(\tau') d\tau' + \int_0^{\tau_0} L(1-\tau') S^*(\tau') d\tau' \right\}, \quad (10)$$

где

$$K(x) = \int_0^1 \frac{1}{\mu} \exp\left(-\frac{x}{\mu}\right) \cdot \tilde{\mathbf{T}}_0(\mu) \mathbf{T}_0(\mu) d\mu, \quad (11)$$

$$L(x) = \int_0^1 \frac{1}{\mu} \exp\left(-\frac{x}{\mu}\right) \cdot \tilde{\mathbf{T}}_0(\mu) d\mu. \quad (12)$$

Таким образом, численный алгоритм решения уравнения (10) остается тем же, что в [2], только необходимо положить в выражениях (23)–(31) [2] $c_1 = 0,5$, $c_2 = 0,25$, а каждую четную строку линейной системы, к которой сводится уравнение (10) при дискретизации его по τ , необходимо умножить на $E_1/8$.

Очевидно, что зависимость $\lambda(\tau)$ от τ никак не ограничивает возможность численного решения системы (10). Этот метод имеет то преимущество перед методом, примененным в [7], что нет точек деления по μ , поскольку соответствующие интегралы берутся точно. Напомним, что сравнение с численными расчетами других авторов для конечной и полубесконечной сред показало, что наш алгоритм обеспечивает точность при 25 точках деления в 3–4 значащих цифрах.

Численные расчеты поляризации проведены для линии CaI 4227 Å. Аналогичные расчеты были сделаны ранее С. Дюмонт в [7]. Однако в уравнениях, приведенных в [7], по нашему мнению, допущены ошибки. Покажем это. Это тем более необходимо, так как позволит объяснить имеющиеся численные расхождения в окончательных результатах, а также позволит уточнить нашу формулировку фазовой матрицы с учетом теории Омюнта [6].

Согласно [7] имеем уравнения переноса излучения:

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_0(\tau, \mu)}{d\tau} &= I_0(\tau, \mu) - \frac{\alpha}{8} (3\mu^2 - 1) \int_{-1}^{+1} [(3\mu_1^2 - 1)I_0(\mu_1) - 3(1 - \mu_1^2)Q(\mu_1)] d\mu_1 - S_0^0, \\ \mu \frac{dQ(\tau, \mu)}{d\tau} &= Q(\tau, \mu) - \frac{\alpha}{8} 3(1 - \mu^2) \int_{-1}^{+1} [(3\mu_1^2 - 1)I_0(\mu_1) - 3(1 - \mu_1^2)Q(\mu_1)] d\mu_1. \end{aligned} \quad (13)$$

Первичные источники $S_0^0(\tau)$ определены:

$$S_0^0 = \frac{k_L(\nu)}{k_C + k_L(\nu)} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma + 2\gamma_C} J(\nu) + \frac{2\gamma_C}{\Gamma + 2\gamma_C} \int_0^\infty J(\nu') \varphi(\nu') d\nu' \right) + \frac{k_C}{k_C + k_L(\nu)} B(\tau). \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{k_L(\nu)}{k_C + k_L(\nu)} W_{e,\mu} \frac{\Gamma}{\Gamma + 2\gamma_C}, \quad (15)$$

$$J(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_0(\nu) d\omega = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_0(\nu) d\mu, \quad (16)$$

$B(\tau)$ – Функция Планка; $k_L(\nu)$, k_C – соответственно коэффициенты поглощения в линии и непрерывном спектре; Γ , $2\gamma_C$ – соответственно естественная и ударная ширины линий; $\varphi(\nu)$ – нормализованный контур Фойгта; $W_{e,\mu} = E_1$.

В работе [7] в выражении (14), поскольку интеграл по частоте не представляется возможным определить, полагается $S_0^0 = B(\tau)$ или функции определяемой по потемнению диска Солнца к краю. Вообще говоря, член в (14), пропорциональный $J(\nu)$, можно оставить в фазовой матрице. Тогда учет соударений скажется только введением дополнительного множителя $\Gamma(\Gamma + 2\gamma_C)$.

При $\gamma_C = 0$ уравнения (13) должны переходить в уравнения Chandrasekhara [1].

Полагая в (13) $\gamma_C = 0$, получаем

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{1}{2} \frac{k_L(\nu)}{k_C + k_L(\nu)} \int_{-1}^{+1} \left\{ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \right. \\ \left. + \frac{E_1}{4} \begin{pmatrix} 3\mu^2 - 1 \\ 3(1 - \mu^2) \end{pmatrix} \left((3\mu_1^2 - 1), 3(\mu_1^2 - 1) \right) I(\tau, \mu_1) \right\} d\mu_1 - \frac{k_C}{k_C + k_L(\nu)} B(\tau). \quad (17)$$

Фазовая матрица \mathbf{R}_D , соответствующая этому уравнению, будет иметь вид

$$\mathbf{R}_D(\mu, \mu_1) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \frac{E_1}{4} \begin{pmatrix} 3\mu^2 - 1 \\ 3(1 - \mu^2) \end{pmatrix} (3\mu_1^2 - 1, 3(\mu_1^2 - 1)). \quad (18)$$

С другой стороны, матрицу Chandrasekhara \mathbf{R}_4 можно записать аналогично:

$$\mathbf{R}_4(\mu, \mu_1) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \frac{E_1}{8} \begin{pmatrix} 3\mu^2 - 1 \\ 3(\mu^2 - 1) \end{pmatrix} (3\mu_1^2 - 1, 3(\mu_1^2 - 1)). \quad (19)$$

Сравнивая (18) и (19), мы замечаем, что в (18) во второй член должен быть введен дополнительный множитель $\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

При $\gamma_C \neq 0$ фазовая матрица Дюмонт записывается следующим образом:

$$\mathbf{R}_D(\mu, \mu_0) = \mathbf{T}_0(\mu) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & E_1/8 \end{pmatrix} \tilde{\mathbf{T}}_0(\mu_0).$$

Вводя коэффициент c , такой, чтобы при $c = 0$ мы получали фазовую матрицу \mathbf{R}_D , а при $c = 1$ – матрицу \mathbf{R}_4 , имеем

$$\mathbf{R}(\mu, \mu_0) = \mathbf{T}_0(\mu) \begin{pmatrix} c & 0 \\ 0 & E_1/8 \end{pmatrix} \tilde{\mathbf{T}}_0(\mu_0).$$

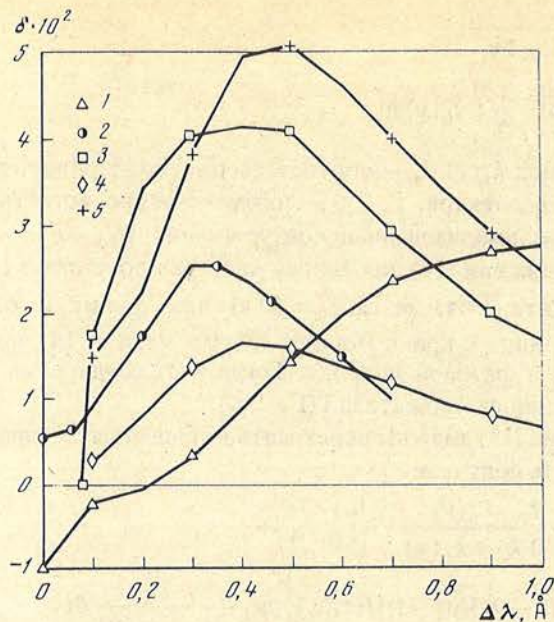
Как показывают расчеты, рэлеевское рассеяние в непрерывном спектре также показывает зависимость поляризации от частоты внутри линии. Этот тип рассеяния можно также включить в общую формулу для фазовой матрицы. Тогда будет удобно, меняя только постоянные коэффициенты, одним алгоритмом [2] рассчитывать различные варианты механизмов образования поляризации.

Определим фазовую матрицу:

$$\mathbf{R}(\tau, \mu, \mu_0) = \mathbf{T}(\tau, \mu) \tilde{\mathbf{T}}(\tau, \mu_0)$$

и

$$\mathbf{T}(\tau, \mu) = \mathbf{T}_0(\mu) \begin{pmatrix} \lambda_1(\tau) & 0 \\ 0 & \lambda_2(\tau) \end{pmatrix} = \mathbf{T}_0(\mu) \boldsymbol{\lambda}(\tau).$$



Зависимость степени поляризации δ от смещения $\Delta\lambda$ Å от центра линии Ca I λ 4227 Å при $\mu = 0,15$

1 – не зависящий от смещения $\Delta\lambda$ механизм рэлеевской поляризации $\lambda_1^2 = 0,25$; 2 – наблюдения Брюкнера; 3 – вычисления Дюмонт; 4 – вычисления автора при тех же параметрах, что и у Дюмонт, и правильной фазовой матрице; 5 – вычисления автора при фазовой матрице рассеяния, соответствующей уравнениям Дюмонт

Тогда для $\lambda_1(\tau)$ и $\lambda_2(\tau)$ получим

$$\lambda_1^2 = \frac{\sigma_R + k_L(\nu)c\Gamma / [\Gamma + 2\gamma_C(1-c)]}{\sigma_R + k_C + k_L(\nu)}, \quad \lambda_2^2 = \frac{\sigma_R + k_L(\nu)E_1\Gamma / [\Gamma + 2\gamma_C(1-c)]}{\sigma_R + k_C + k_L(\nu)} \frac{1}{8}$$

Теперь в уравнении (10) надо положить

$$\lambda(\tau) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & E_1/8 \end{pmatrix} = \lambda^2(\tau),$$

здесь σ_R – коэффициент рэлеевского рассеяния в непрерывном спектре.

Отметим, что при $c = 0$ и $\sigma_R = 0$, т.е. для фазовой матрицы \mathbf{R}_D уравнение для функции источников S становится скалярным. В нашей формулировке матрицы \mathbf{R} имеем $S_{i_0} = 0, S_Q \neq 0$.

Численные расчеты были проведены для модели атмосферы [8]. Параметры линии CaI 4227 Å были выбраны теми же, что в [7]. Для функции первичных источников $S^*(\tau)$ была принята зависимость, имитирующая при $\lg(\tau_s) < -2,5$ поведение функции S_{E2} и S_{E3} [7], что дает несколько лучшее совпадение с наблюдениями, чем функция Планка. Содержание CaI было также уменьшено в 2 раза по сравнению с [7]. Результаты расчетов иллюстрирует рисунок.

Прежде всего рассмотрим кривую 1. Здесь приняты значения $\lambda_1^2 = 0,25, \lambda_2^2 = \lambda_1^2/8$, т.е. предполагается механизм образования поляризации, не зависящий от частоты ν . Как видим, несмотря на это, имеется определенная зависимость степени поляризации выходящего излучения от частоты в пределах контура линии. Все другие кривые рассчитаны при $\sigma_R = 0$ и $c = 0$, т.е. для фазовой матрицы Омюнта [6].

Кривая 2 соответствует несколько симметризованному относительно центра линии наблюдениям Брюкнера [9] степени поляризации в линии CaI 4227 Å при эффективном $\mu \sim 0,15$.

Кривая 3 соответствует вычислениям Дюмонт [7] при $\mu = 0,14$.

Наши результаты отмечены кривой 4. Как видим, расчеты дают несколько меньшую величину максимума поляризации и этот максимум смещен на $0,1 \text{ \AA}$ от центра линии. Если бы мы выбрали содержание Ca I, как в [7], то максимум был бы смещен на $0,2 \text{ \AA}$, а его величина осталась прежней.

Кривая 5 рассчитана для фазовой матрицы в том ее виде, как она следует из уравнений Дюмонт (13). Как видим, она находится в хорошем соответствии с ее вычислениями. Видимо отмеченные различия между уравнениями Дюмонт и Чандрасекара являются не опечатками, а ошибками.

Основные результаты. Показано, что алгоритм расчета резонансной поляризации, предложенный нами в [2], эффективно работает и для зависящей от τ вероятности выживания кванта при рассеянии. По сравнению с алгоритмом, примененным в [7], он более эффективен, так как нет точек деления по μ , а для фазовой матрицы, использованной в [7], он дает выигрыш еще в 2 раза в числе точек деления, поскольку уравнение для функции источников в этом случае скалярное.

Отмечены некоторые неточности в уравнениях переноса излучения, сформулированных в [7].

Обобщена факторизация фазовой матрицы рассеяния. В нее включена возможность учета рэлеевского рассеяния в непрерывном спектре и расчета резонансного рассеяния при $\gamma_C \neq 0$.

Проведены некоторые численные расчеты поляризации линии Ca I 4226 \AA на краю диска Солнца ($\mu = 0,15$). Получено несколько заниженное значение степени поляризации. Максимум поляризации оказывается смещенным относительно наблюдаемого в сторону от центра линии.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во Иностран. лит., 1953. С. 59–267.
2. Рачковский Д.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 47. С. 78.
3. Рачковский Д.Н. // Там же. 1993. Т. 87. С. 11.
4. Иванов В.В. // Астрон. журн. Т. 67, № 6. С. 1233–1242.
5. Гонасюк С.И., Рачковский Д.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 47. С. 65.
6. Omont A., Smith E.W., Cooper J. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 125, № 1. P. 185–201.
7. Dumont S., Omont A., Pecker J. // *Solar Phys.* 1973. Vol. 28, № 2. P. 271–288.
8. Gingerich O., Noyes R.Q., Kalkofen W., Cuny Y. // *Ibid.* 1971. Vol. 18. P. 347–350.
9. Bruckner G. // *Z. Astrophys.* 1963. Vol. 58. P. 73–81.

УДК 523.94

ЛИНИЯ HeI 10830 Å В ХРОМОСФЕРЕ НАД ТЕНЬЮ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

З.А. Щербакова

По спектральным наблюдениям 11 солнечных пятен в линии HeI 10830 Å найдено усиление ее глубины в 1,3 – 3,1 раза над тенью этих пятен по сравнению с окружающей хромосферой. Это усиление не зависит от размеров тени пятна, но оно больше во вспышечно-активных группах.

THE HeI 10830 Å LINE IN THE CHROMOSPHERE OVER THE UMBRA OF SUNSPOTS, by Z.A. Scherbakova. According to the observations of eleven sunspots in HeI 10830 Å line it has been found, that its depth is 1.3 – 3.1 times higher over the spot umbra as compared with circum chromosphere layer. The line intensity is not dependent on the sunspot dimension whereas in flare active groups it is more pronounced.

Введение

Существующий до сих пор наблюдательный материал в линии HeI 10830 Å над тенью солнечных пятен небогат и противоречив. На спектрогелиограммах, полученных Растом и Бриджесом [1], в этой линии хорошо видны центры с сильным

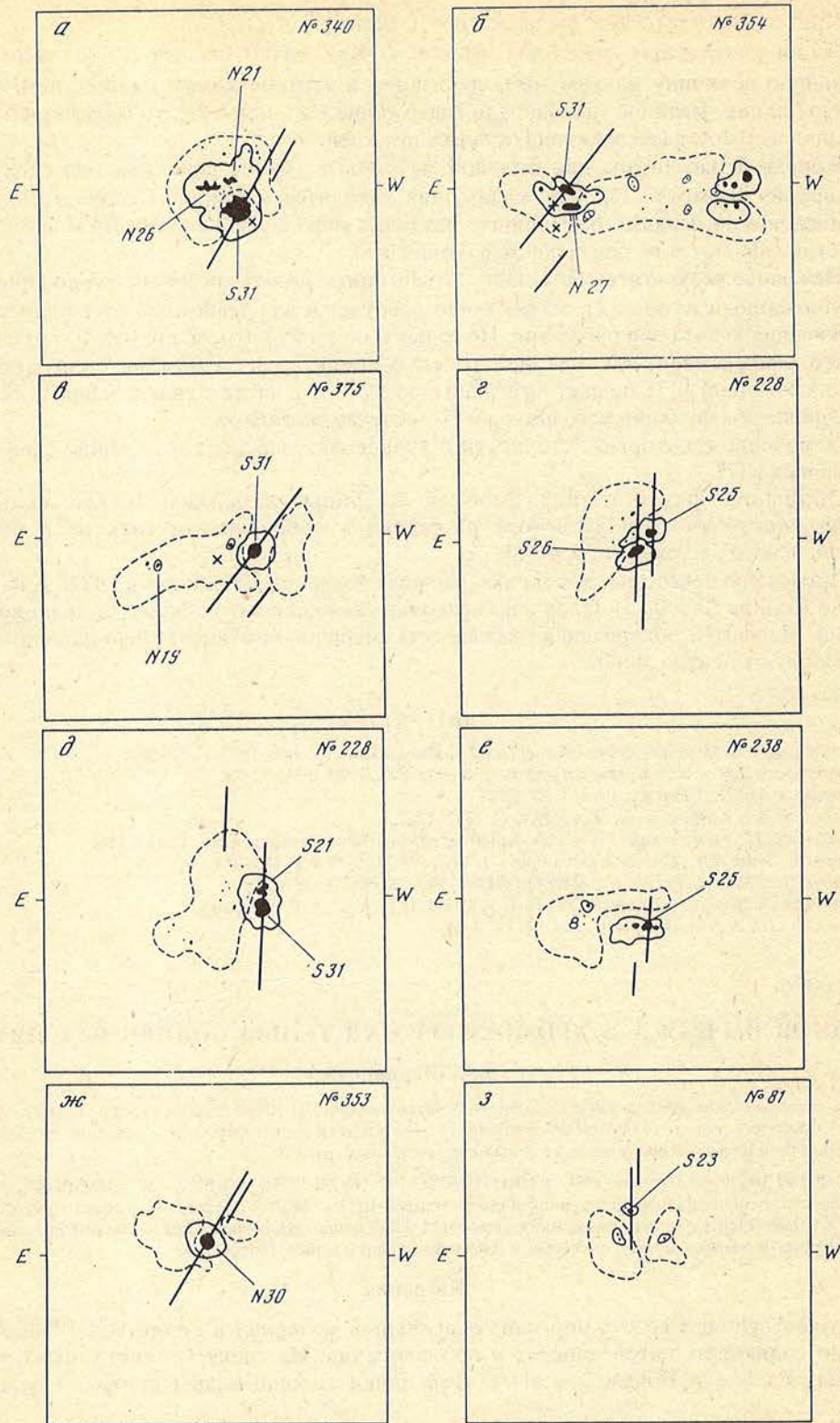


Рис. 1. Схематические изображения групп солнечных пятен
 а-з группы со всплещной активностью; д-з "спокойные" группы

Т а б л и ц а 1

Дата на- блюдения	cos θ	Группы по [12]	Примеча- ния	Дата на- блюдения	cos θ	Группы по [12]	Примеча- ния
26.07.81	0,82	340	Вспышки 2-3 N	22.05.81	0,84	228	Вспышки 20-21.05.81
11.08.81	0,93	354	Вспышки 1 N	28.05.81	0,87	238	
21.08.81	0,92	375	Вспышки 2 B	11.08.81	0,88	353	
19.05.81	0,91	228		31.03.83	0,94	81	

поглощением, связанные с активными областями на диске Солнца, особенно в обширных факельных полях, окружающих солнечные пятна.

Достаточно сильная линия поглощения гелия ($R_0 = 17\%$ и 30%) найдена в спектре хромосферы над тенью двух пятен Фэйем и др. [2]. Оказалось, что у пятен с большим размером тени глубина линии больше. Авторы полагают, что это усиление обязано нагреву хромосферы над пятном магнитогидродинамическими волнами, усиленными в тени пятна сильным магнитным полем. Усиление этой линии над центром тени двух пятен отмечают также Бородина и Папушев [3]. С другой стороны, Лайтсом [4] наблюдалась очень слабая линия над тенью пятна (10%), сравнимая по глубине с линией в окружающей хромосфере.

Мы предприняли попытку на более обширном спектроскопическом материале с высоким пространственным и спектральным разрешением провести более детальный анализ поведения линии HeI 10830 Å в хромосфере над тенью пятна.

Наблюдения

Спектрограммы солнечных пятен в области линии HeI 10830 Å получены на телескопе БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории во втором порядке дифракционной решетки с дисперсией 0,83 Å/мм.

Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа был равен 196 мм. Ширина щели составляла 0,05 мм, и реальное разрешение деталей на диске с учетом качества изображения было не лучше 2". Время экспозиции для пятна равнялось 10 с, а для окружающей хромосферы и центра диска – 5 с. Для определения параметров дрожания изображения на щели спектрографа снимались спектры края диска в области линии гелия с экспозицией 30 с. Фотографирование спектров осуществлялось на высокочувствительной инфрахроматической пленке И-1060В.

На рис. 1 схематически представлены группы солнечных пятен, у которых были получены спектры в области линии HeI 10830 Å. Отношение сигнал-шум в среднем составляло 30 для всех полученных спектрограмм. Штриховкой отмечены флоккульные поля, а крестиками – узлы вспышек по H_α -фильтрограммам. Жирные прямые линии показывают положение щели спектрографа.

Всего нами рассмотрены 4 активные группы, в которых происходили вспышки, и 4 "спокойные" группы без заметных признаков активности. В каждой группе изучались только те пятна, которые видны в H_α в поглощении. Весь наблюдательный материал содержится в табл. 1.

Результаты наблюдений

Фотометрическая обработка спектрограмм осуществлялась на микрофотометре интенсивностей с записью данных на магнитную ленту. На каждой спектрограмме сканировалось по несколько разрезов в области линии HeI с разрешением на пленке 0,2" × 2". Дальнейшая обработка проводилась на персональном компьютере с

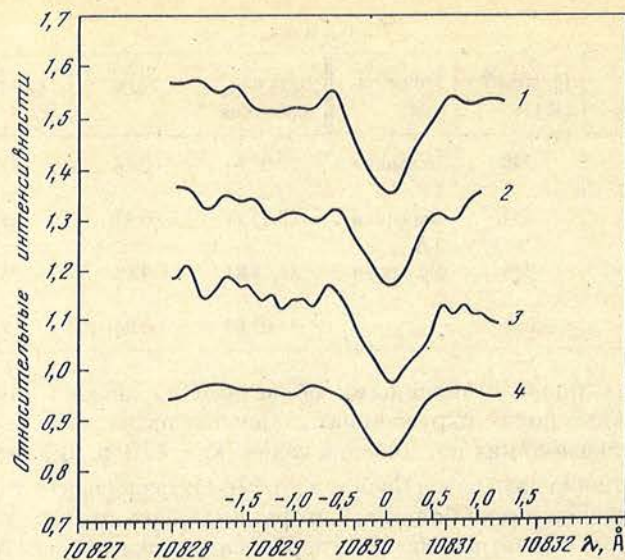


Рис. 2. Профили линии HeI 10830 Å в спектре тени солнечных пятен и хромосфере
1-3 – профили линии в тени пятен; 4 – профиль линии в хромосфере

помощью пакета программ, разработанного сотрудником обсерватории С.Г. Сергеевым.

Каждый спектр нормировался к своему локальному континууму. Привязка к длинам волн и построение дисперсионной кривой осуществлялись по наблюдаемым в спектре линиям атмосферной воды. Разрезы, принадлежащие одному и тому же объекту, усреднялись. Профили линии SiI λ 10827,14 Å по методике, описанной в статье Щербаковой и др. [5]. Профили линии, полученные над тенью пятен, были редуцированы за рассеянный свет методом, описанным М. Сobotкой [6]. Всего нами было получено 11 профилей линии в пятнах с различным размером их теней.

На рис. 2 представлены для примера профили линии HeI 10830 Å в тени трех солнечных пятен, а также профиль хромосферы вблизи активной области. На всех полученных профилях измерялась глубина главного компонента триплета R_0 в единицах континуума, его ширина $\Delta\lambda_{1/2}$ в ангстремах на половине интенсивности, эквивалентная ширина всего триплета гелия W_λ в миллиангстремах, а также отношение глубин сильного и слабого компонентов $r = R_{0\ 10830}/R_{0\ 10829}$.

Среднеквадратичные ошибки измерений параметров профиля линии определялись по методу, предложенному Щербаковым и др. [7]. Они составляли не более 5% для глубины линии и не более 10% для полуширины.

Основные данные по измерениям параметров профиля линии в тени пятен, хромосфере и центре диска Солнца находятся в табл. 2. В верхней части таблицы помещены результаты для групп с сильной всплещечной активностью, а в нижней части – для "спокойных" групп.

Обсуждение результатов

Из табл. 2 видно, что глубины линии главного компонента триплета HeI в хромосфере над тенью пятен в 1,3–3,1 раза больше, чем в хромосфере вблизи группы пятен, и в 1,7–3,7 раза больше, чем в центре диска. Полуширины линии могут быть больше или меньше, поэтому основной вклад в изменение эквивалентных ширины линии вносит ее глубина.

Т а б л и ц а 2

$\cos \theta$	R_0	$\Delta\lambda_{1/2}(\text{Å})$	$W_\lambda(m\text{Å})$	r	Диаметр тени пятна	Примечания
1,00	0,08	0,90	85	4,0		Центр диска
0,82	0,18	0,81	160	3,0		Хромосфера
	0,30	0,87	290	2,7	27"	Тень пятна
1,00	0,17	0,73	162	4,2		Центр диска
0,92	0,21	0,73	204	3,9		Хромосфера
	0,29	0,73	260	3,7	20"	Тень пятна
1,00	0,10	0,85	100	3,8		Центр диска
0,93	0,17	0,72	143	4,2		Хромосфера
	0,31	0,89	240	4,0	10"	Тень пятна
1,00	0,06	1,07	69	3,0		Центр диска
0,84	0,07	1,11	81	2,8		Хромосфера
	0,22	0,77	229	3,1	14"	Тень пятна
	0,18	0,84	210	3,0	10"	Тень пятна
1,00	0,07	0,70	63	4,0		Центр диска
0,91	0,14	0,77	137	4,3		Хромосфера
	0,19	0,80	195	4,1	20"	Тень пятна
	0,23	0,93	286	3,4	3"	Тень пятна
	0,18	0,86	196	3,8	6"	Тень пятна
1,00	0,11	1,01	104	4,4		Центр диска
0,87	0,11	0,84	100	4,0		Хромосфера
	0,20	0,77	195	3,3	5"	Тень пятна
1,00	0,10	0,85	100	3,8		Центр диска
0,88	0,11	0,63	100	3,8		Хромосфера
	0,23	0,82	182	2,5	18"	Тень пятна
1,00	0,09	0,63	90	2,8		Центр диска
0,94	0,13	0,53	136	4,2		Хромосфера
	0,19	0,71	182	3,6		Тень пятна

Отношения компонент триплета r лежат в пределах 2,5–4,1 и, очевидно, соответствуют оптически толстой среде над тенью пятен. Как видно из табл. 2 и рис. 2, усиление линии в спектрах тени пятен не показывает зависимости от размеров тени. Можно говорить только о большем усилении этой линии над тенью тех пятен, которые принадлежат вспышечно-активным группам. Такое усиление поглощения инфракрасного триплета гелия над тенью солнечных пятен, по-видимому, может свидетельствовать о наличии дополнительного источника возбуждения метастабильного уровня 2^3S гелия.

По наблюдениям со спутника "Скайлаб" в ультрафиолетовых линиях Фоукал [8, 9], Фоукал и др. [10], Ченг и Мое [11] отметили наличие в переходном слое над тенью пятен высокотемпературных областей с электронной температурой около 30 000–70 000 К. Исходя из этого можно предположить, что причиной усиления линии поглощения HeI 10830 Å над тенью является высокотемпературная область, приводящая к дополнительному заселению метастабильного уровня 2^3S гелия электронным ударом.

Основные выводы

Линия HeI 10830 Å усилена в хромосфере над тенью пятен в 1,3 – 3,1 раза по сравнению с окружающей хромосферой.

Усиление линии гелия не зависит от размеров тени пятна, но оно больше во вспышечно-активных группах.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rust D.M., Bridges C.A. // Solar Phys. 1975. Vol. 43, N 1. P. 129.
2. Fay T.D., Wyller A.A., Yun H.S. // Ibid. 1972. Vol. 23, N 1. P. 58–77.
3. Бородина О.А., Панушев П.Ж. Письма в "Астрон. журн." 1979. Т. 5. С. 620–621.
4. Lites B.W. // Astrophys. J. 1986. Vol. 301, N 2. P. 1005–1017.
5. Щербакова З.А., Щербаков А.Г., Шапиро Б.И., Хейнман А.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 66. С. 119–129.
6. Sobotka M. // Publ. Debrecen heliophys. observ. 1983. Vol. 5. P. 581–588.
7. Щербаков А.Г., Щербакова З.А. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 1983. Т. 68. С. 39–56.
8. Foukal P.V. // Astrophys. J. 1976. Vol. 210. P. 575.
9. Foukal P.V. // Ibid. 1978. Vol. 223. P. 1046.
10. Foukal P.V., Huber M.C.E., Noyes R.V. et al. // Astrophys. Lett. 1974. Vol. 193. P. L143.
11. Cheng C.2C., Moe O.K. // Solar Phys. 1977. Vol. 52. P. 327.
12. Солнечные данные. 1981. № 5, 7, 8; 1983. № 3.

УДК 523.94-945

ОБНАРУЖЕНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ЛИНИИ HeI 10830 Å

Е.В. Маланушенко

Рассматривается методика объективного обнаружения корональных дыр на картах Солнца, полученных в линии HeI 10830 Å, по двум критериям: превышению яркости и подавлению хромосферной сетки. В качестве первого этапа она включает учет неперпендикулярности осей сканирования, учет потемнения к краю, перевод карт в гелиографическую систему координат. Приводятся карты, полученные 24 и 25 сентября 1990 г. и 14 июля 1989 г., на которых обнаружены корональные дыры по первому критерию – превышению интенсивности над уровнем невозмущенного Солнца. Предлагается методика определения контраста хромосферной сетки. Количественно показано, что в области корональной дыры контраст хромосферной сетки понижен. Для анализа пространственных частот использовался секвентный анализ. Обнаружены области с подавленной хромосферной сеткой, но с интенсивностью, не превышающей невозмущенный уровень.

THE CORONAL HOLES MAPPING USING THE HeI 10830 Å LINE OBSERVATIONS, by E.V. Malanushenko. A comprehensive technique for the coronal holes investigations and mapping using solar observations in He 10830 Å line according to two criteria: brightness excess and chromospheric network suppression, is suggested. First, non-perpendicular direction of α and δ axes, rim darkening and the heliographic coordinate conversion should be accounted upon. The coronal holes mapping according to the first criterium: the intensity excess over the unperturbed Sun taken during September 24 and 25, 1990 and July 14, 1989 is revealed. Chromospheric network black-and-white characteristics are qualified. According to the quantitative analysis, the chromospheric network contrast is lower in the coronal hole region. The spatial frequencies are analyzed sequentially. The regions with suppressed chromospheric network and the intensities not exceeding the unperturbed level are found.

Введение

Корональные дыры хорошо видны в рентгеновских лучах и в ультрафиолете. В линии HeI 10830 Å их обнаружение весьма субъективно из-за сложности определения потемнения к краю, уровня невозмущенного Солнца и обнаружения хромосферной сетки на картах. Критериями обнаружения корональных дыр служат повышение яркости на 2–4% и подавление хромосферной сетки.

Нашей целью является создание объективных методов обнаружения корональных дыр по наблюдениям в линии HeI 10830 Å. За основу взяты приведенные выше критерии.

Наблюдения

В течение последних трех лет в КрАО на телескопе БСТ-2 проводились наблюдения Солнца с универсальным спектрофотометром в линии HeI 10830 Å. Информация записывалась в виде карт солнечной поверхности по методике,

© Е.В. Маланушенко, 1995

описанной в [1]. Сканирование диска Солнца осуществлялось целостатным зеркалом по α и дополнительным по δ с шагом от $1''$ и больше в зависимости от поставленных задач. Наблюдения проводились в первом порядке дифракционной решетки с дисперсией $1,5 \text{ \AA/мм}$.

Управление процессом наблюдений осуществлялось с помощью компьютера, при этом информация записывалась в файлы для последующей обработки. Схема получения информации от фотометра такова, что регистрируется время заряда емкости конденсатора фотометра до определенного уровня. Если при сканировании щель фотометра выходит за край Солнца, то время получения информации о яркости значительно увеличивается. Поэтому в программе управления наблюдениями был предусмотрен учет размеров Солнца и осуществление наблюдений только по диску, что сокращало время получения карты, но вносило некоторые сложности в обработку наблюдений. Для повышения точности наблюдений и уменьшения шумов применялась методика измерения скользящего среднего для каждого пиксела изображения. Другой особенностью аппаратуры и полученных карт являлась неперпендикулярность осей сканирования при сканировании поверхности Солнца, причем значение угла изменялось по времени.

За время наблюдений на этой аппаратуре было получено большое количество карт в линии HeI 10830 \AA и в прилегающем к ней континууме: за июнь–сентябрь 1990 г. – около 30 карт, за июнь–октябрь 1991 г. – более 60 карт.

Первичная обработка карт. Для этого необходимо разработать универсальную методику первичной обработки материала, включающую учет темнового тока, коррекцию неперпендикулярности осей, учет потемнения к краю, построение карт в гелиографических координатах.

Учет темнового тока. Перевод данных наблюдений в интенсивности и учет темнового тока проводится по формуле $I(i, j) = 1/T(i, j) - 1/T$, где $I(i, j)$ – значения интенсивностей, $T(i, j)$ – данные, получаемые при наблюдениях, T – темновой ток фотометра, (i, j) – номера пикселов.

Учет неперпендикулярности осей сканирования в полученном изображении. Для определения угла неперпендикулярности θ строится зависимость суммы $S(\theta) = \sum (1 - F^2(j, j - 1, \theta))$ от θ , где $F(j, j - 1, \theta)$ – коэффициенты корреляции каждых двух последующих сканов между собой. Затем для угла, при котором эта сумма минимальна, производится коррекция интенсивности в каждой точке изображения методом линейной интерполяции между точками.

Учет потемнения к краю. Потемнение к краю аппроксимируется аналитической функцией, предложенной в [2]:

$$i(\mu) = \frac{I(\mu)}{I_0} = u + \mu(1 - u) + v \ln \left(\frac{2\mu}{\mu + 1} \right) + w \mu \left[\mu \ln \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) - \ln 2 \right],$$

где $\mu = \cos \psi$, $\psi = \psi(i, j)$ – угловое расстояние точки от центра диска; $I(\mu) = I(\mu(i, j))$ и I_0 – значения интенсивности в точке (i, j) и в центре диска соответственно; u, v, w – эмпирические параметры, зависящие от длины волны. Параметры табулированы для широкого диапазона длин волн, что позволяет, аппроксимируя между точками, выбрать значения параметров для рабочей длины волны. Функция определена для квазиконтинуума, однако при наблюдениях в линии HeI 10830 \AA можно допустить, что полученные параметры применимы в ядре спектральной линии. Для правильного учета потемнения необходимо уточнить положение центра диска Солнца и шага сканирования, а также подобрать корректирующие параметры I_{\min} и I_{\max} , имеющие смысл границ изменения теоретических значений потемнения для обрабатываемого изображения. Затем производится преобразование интенсивностей в каждой точке изображения по формуле $I(i, j) = [(I(i, j) - I_{\min}) / (I_{\max} - I_{\min})] / i(i, j)$, где I_{\min} и I_{\max} значения,

получаемые при оптимизации. Проведение поверхности считается удовлетворительным, если значения нормированной интенсивности не зависят от позиционного угла ψ .

Перевод изображения в гелиографические координаты. Преобразование изображения участка поверхности Солнца в гелиографическую систему координат проводится с помощью поэлементного преобразования декартовых координат изображения в гелиографическую систему по формулам из [3]. Построение равномерной сетки значений осуществляется стандартными математическими средствами для обработки изображений.

Уровень невозмущенной поверхности определяется как максимум гистограммы нормированных интенсивностей, построенной для полной карты. Пятна имеют интенсивности от 20 до 10%, флоккулы – 10–8%, волокна – 7–3% ниже невозмущенного уровня, корональные дыры – 1–3% выше невозмущенного уровня, что согласуется с данными [4].

В качестве примеров обнаружения корональных дыр и активных образований по критерию яркости на рис. 1 приводятся карты 24 и 25 сентября 1990 г. Сканирование производилось по всей поверхности Солнца, размер пиксела $34'' \times 34''$, обработка проводилась до 0,9 радиуса. На приведенных картах видны активные области, соответствующие в H_α областям NOAA № 6278, 6279 и 6280 [5], и волокна. На картах в области $B = 11^\circ$, $L = 55^\circ$ отчетливо видна структура размером более $10^\circ \times 10^\circ$ со значениями интенсивности, превышающими фон на 2% и более. Учитывая устойчивость образования во времени и его размер, можно предположить, что это корональная дыра.

На рис. 2 приведена карта 14 июля 1989 г., полученная с разрешением $5'' \times 5''$ и построенная в гелиографических координатах с разрешением $1^\circ \times 1^\circ$. На карте определены две активные области NOAA № 5589 и 5590 [6], и две области, имеющие превышение интенсивности над фоном более 2% и подавление хромосферной сетки, которые можно интерпретировать как корональные дыры. По [6] также имеются две корональные дыры в исследуемой области поверхности солнечного диска; их положение и конфигурация совпадает с приведенными на рис. 2. На карте имеется также область с превышением интенсивности над фоном с координатами $B = 15^\circ$ и $L = 55^\circ$, однако структурные образования, похожие на хромосферную сетку, и малые размеры области позволяют сделать вывод, что эта структура корональной дырой не является.

Для повышения надежности обнаружения корональных дыр была сделана попытка разработки математического критерия, чувствительного к изменениям в хромосферной сетке. Для этого был применен секвентный анализ, являющийся спектральным анализом функций пространства или времени, использующий систему кусочно-постоянных базисных функций Фурье–Уолша [7]. Для изображения строился образ путем двумерного уолш-преобразования по формуле

$$K_{k,l} = \frac{1}{m^2} \sum I(i,j) W_k(i) W_l(j),$$

где $I(i,j)$ – распределение интенсивности, $W_k(i)$, $W_l(j)$ – одномерные функции Уолша, m – число пиксел. Каждый из коэффициентов Уолша связан с определенной пространственной частотой, а его величина по модулю характеризует вклад этой частоты в общую картину. Изображение в интенсивностях можно получить обратным преобразованием

$$I^*(i,j) = \sum K_{k,l} W_k(i) W_l(j).$$

Если $K_{k,l}$ расположить в порядке убывания частот, то крупномасштабные структуры описываются начальными коэффициентами, а более мелкие детали – дальнейшими. Если необходимо произвести коррекцию изображения, то можно изменить

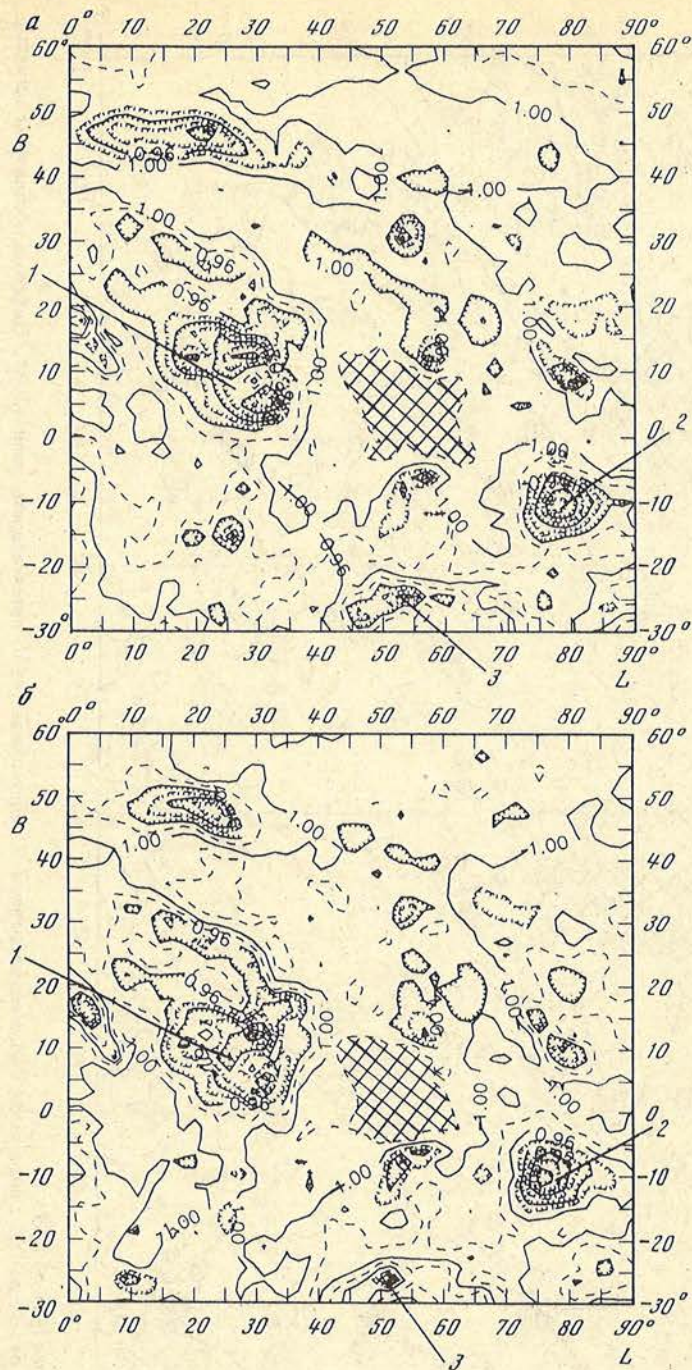


Рис. 1. Карты, полученные 24 (а) и 25 (б) сентября 1990 г.

Уровни проведены от 0,8 до 1,02 с интервалом 0,02. Невозмущенному Солнцу соответствует уровень, равный 1. Цифрами обозначены активные области: 1 – 6280, 2 – 6279, 3 – 6278 [5]. Заштрихованная область – корональная дыра

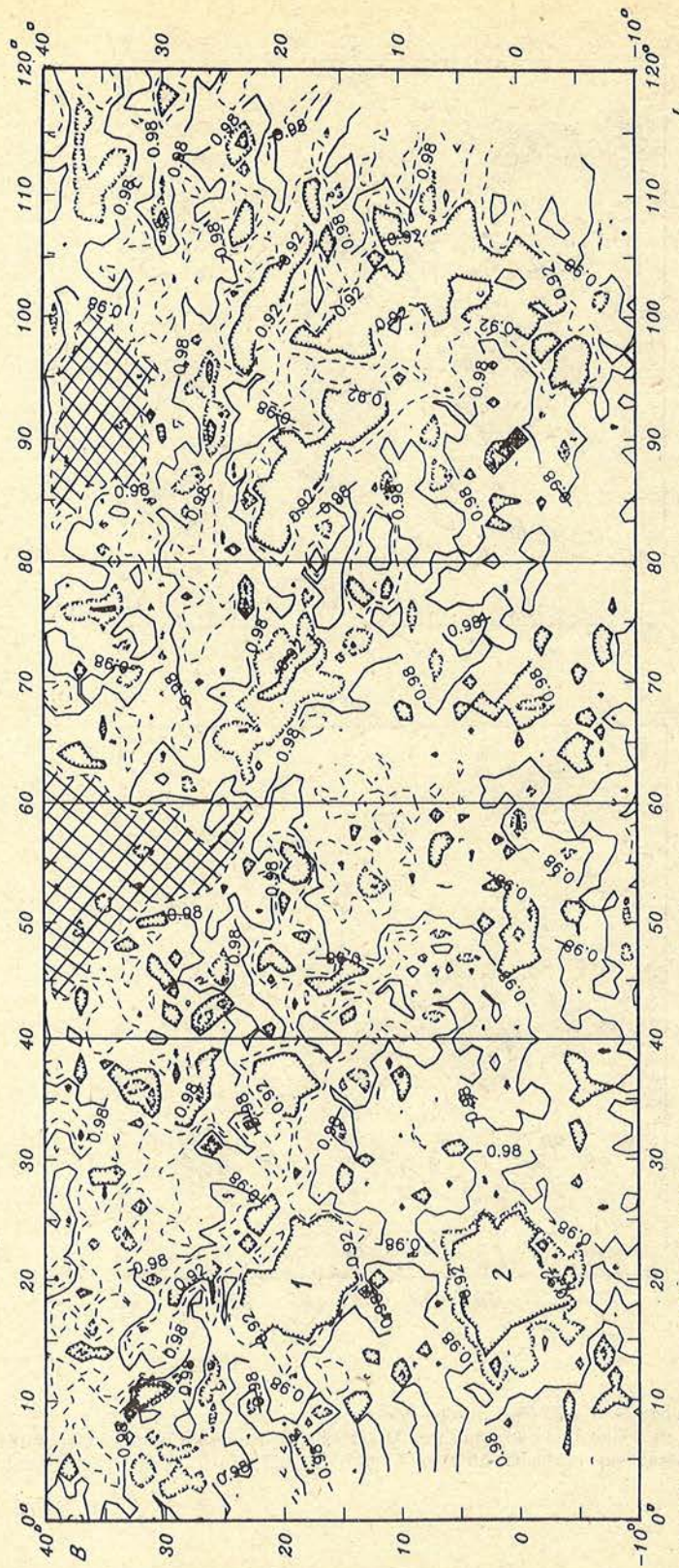


Рис. 2. Карта, полученная 14 июля 1989 г.
 Уровни проведены от 0,92 до 1,01 с интервалом 0,03. Невозмущенному Солнцу соответствует интенсивность, равная 0,986. Цифрами обозначены активные области: 1 – 5589, 2 – 5590 [6]. Заштрихованные области – корональные дыры

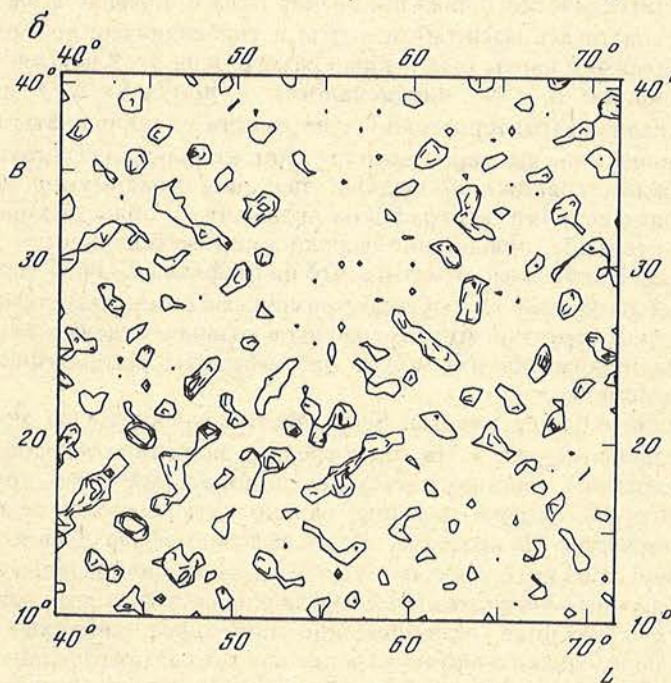
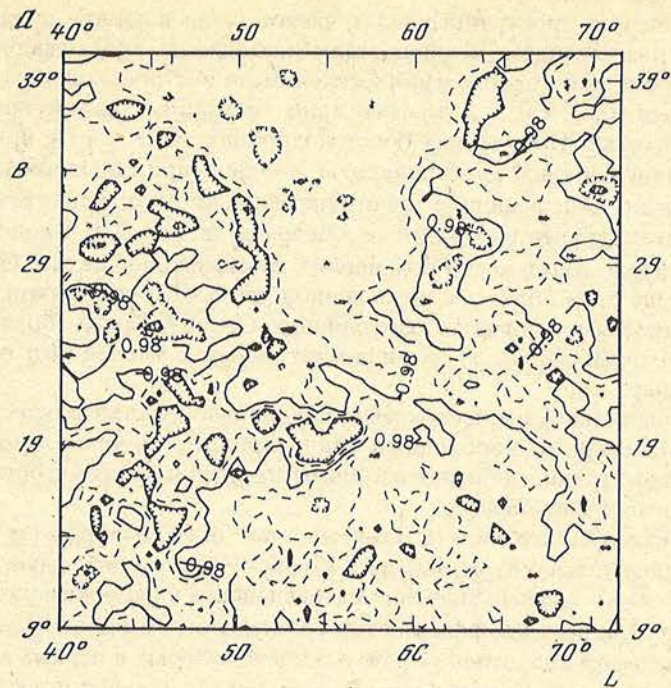


Рис. 3. Более подробная часть карты 14 июля 1989 г. (см. рис. 2) с разрешением $0,5^\circ \times 0,5^\circ$
a – исходное изображение; *b* – в изображении присутствуют только пространственные структуры с размерами меньше $3,2^\circ$

(занулить) соответствующие этим частотам коэффициенты и затем выполнить обратное преобразование.

Для исследования пространственных частот была выбрана предыдущая карта, полученная с разрешением, позволяющим исследовать хромосферную сетку. Для выделенного участка исходного изображения было построено изображение $30^\circ \times 30^\circ$ с разрешением $0,5^\circ \times 0,5^\circ$, значительно меньшим характерного размера хромосферной сетки. Полученная более подробная часть карты приведена на рис. 3, а. Затем вычислены все коэффициенты Уолша и при обратном преобразовании оставлены только описывающие пространственные структуры размером от $3,2^\circ$ и меньше. Результирующее изображение приведено на рис. 3, б. Видно, что в области корональной дыры имеет место подавление хромосферной сетки. Однако на карте наблюдается еще одна область с подавленной хромосферной сеткой, интенсивность которой не превышает уровня невозмущенного Солнца. Таким образом, только второго критерия оказывается также недостаточно для уверенного отождествления корональных дыр.

Поскольку частотный анализ показывает хорошую чувствительность в отношении хромосферной сетки, то необходимо анализировать значения пространственных частот для каждой точки изображения. Для этого предлагается алгоритм, основанный на теории распознавания образов.

По карте с каждым пикселом (i, j) связывается "окно" размером $m \times m$ пиксел, для которого вычисляются коэффициенты Фурье–Уолша и исследуются следующие величины: $F_0 = K_{0,0}$ – среднее значение интенсивности в окне, квадрат которой равен сумме Σ_1 квадратов всех коэффициентов без нулевого, имеющей смысл дисперсии; сумма Σ_2 вычисляется аналогично Σ_1 , но без учета нулевых и первых коэффициентов, не имеющая статистического аналога. Размер окна и порядок m выбираются эмпирически, руководствуясь масштабом карты и требованиями достаточности разрешения. Для обработки карты был выбран размер окна 8×8 пиксел, или $4^\circ \times 4^\circ$. Для скана со значением $B = 29^\circ$ интенсивность и полученные с использованием секвентного анализа характеристики в зависимости от координаты L приведены на рис. 4. Положение скана выбрано таким образом, чтобы скан пересекал корональную дыру. На каждом графике приведены значения максимумов гистограмм для соответствующих величин. Из графиков видно, что в области корональной дыры имеется значительное повышение усредненной интенсивности и уменьшение значений Σ_1 и Σ_2 . Необходимо отметить, что на графике с Σ_2 края корональной дыры очерчены более резко, чем на графиках, связанных с интенсивностями, и четко видно подавление мелких структур. Анализ графиков позволяет сделать вывод о том, что с помощью секвентного анализа можно рассматривать математически строго оба критерия одновременно.

Для выбранного ранее участка были построены карты из значений F_0 и Σ_1 , которые приведены на рис. 5. На карте средних значений отмечаются две области повышенной яркости, одна соответствует корональной дыре, другая – спорной области, о которой говорилось выше, однако интенсивность ее при усреднении значительно снижается. На карте с Σ_1 также выделяются две области с пониженными значениями, первая из которых соответствует корональной дыре, а вторая не имеет особенностей на карте интенсивностей. Сравнение двух карт показывает, что только наличие двух критериев одновременно позволяет уверенно отождествить корональную дыру, однако очертания границ на этих картах различны.

Для дальнейшего исследования остаются вопросы, связанные с выработкой единого критерия наличия корональных дыр, получения более подробной информации о их границах. Интересно выяснить, что представляют из себя структуры на поверхности Солнца с сильно пониженным контрастом хромосферной сетки, но не имеющие особенностей в интенсивностях, и наоборот, почему на карте с выделенной

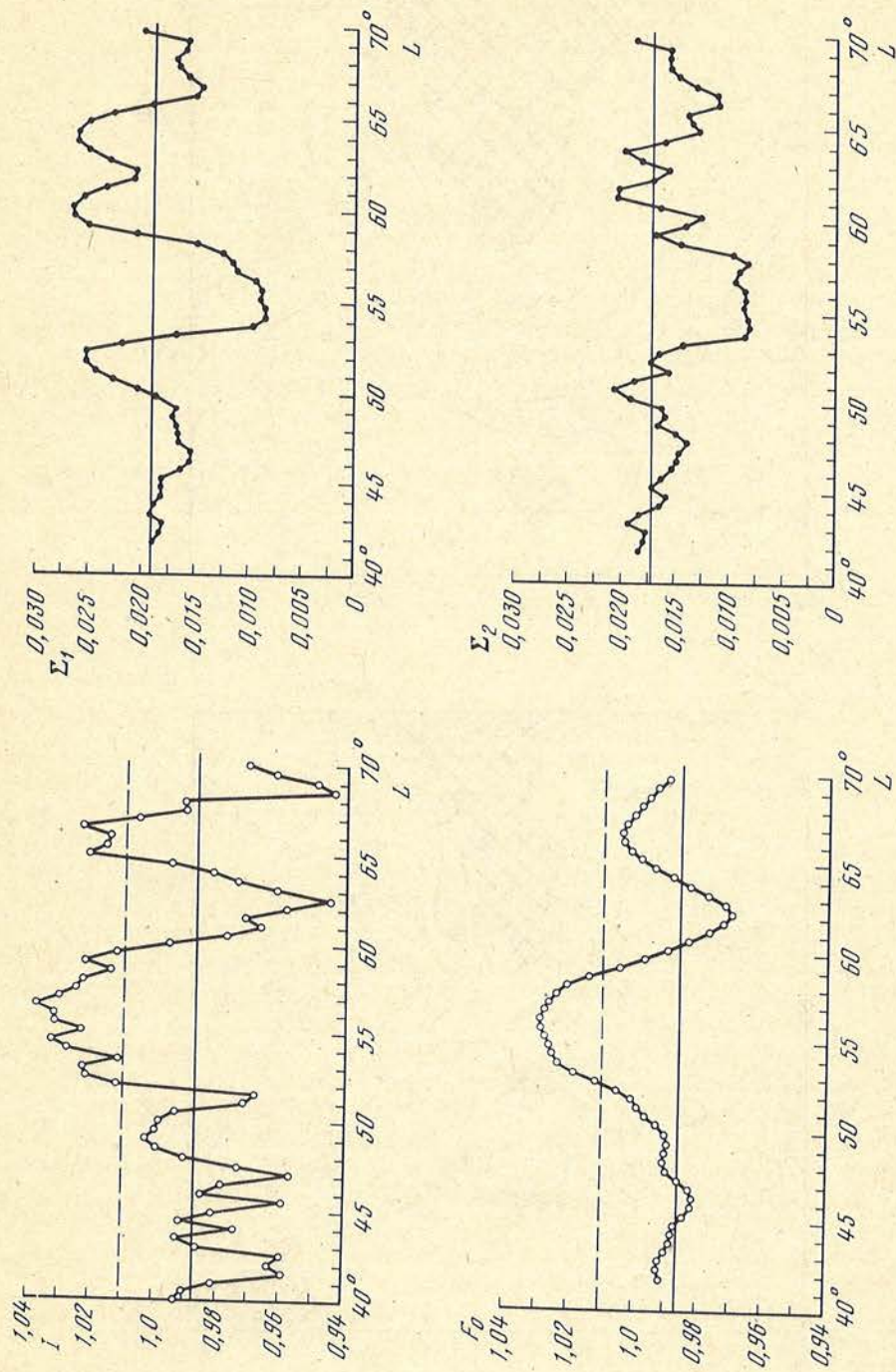


Рис. 4. Зависимости интенсивности I , усредненной интенсивности F_0 и значений Σ_1 и Σ_2 от L для $B = 29^\circ$ (см. рис. 3, а).
 Сплошной линией отмечен невозмущенный уровень, соответствующий максимуму гистограммы, штриховой — 2%-ное превышение над ним, соответствующее корональным дырам

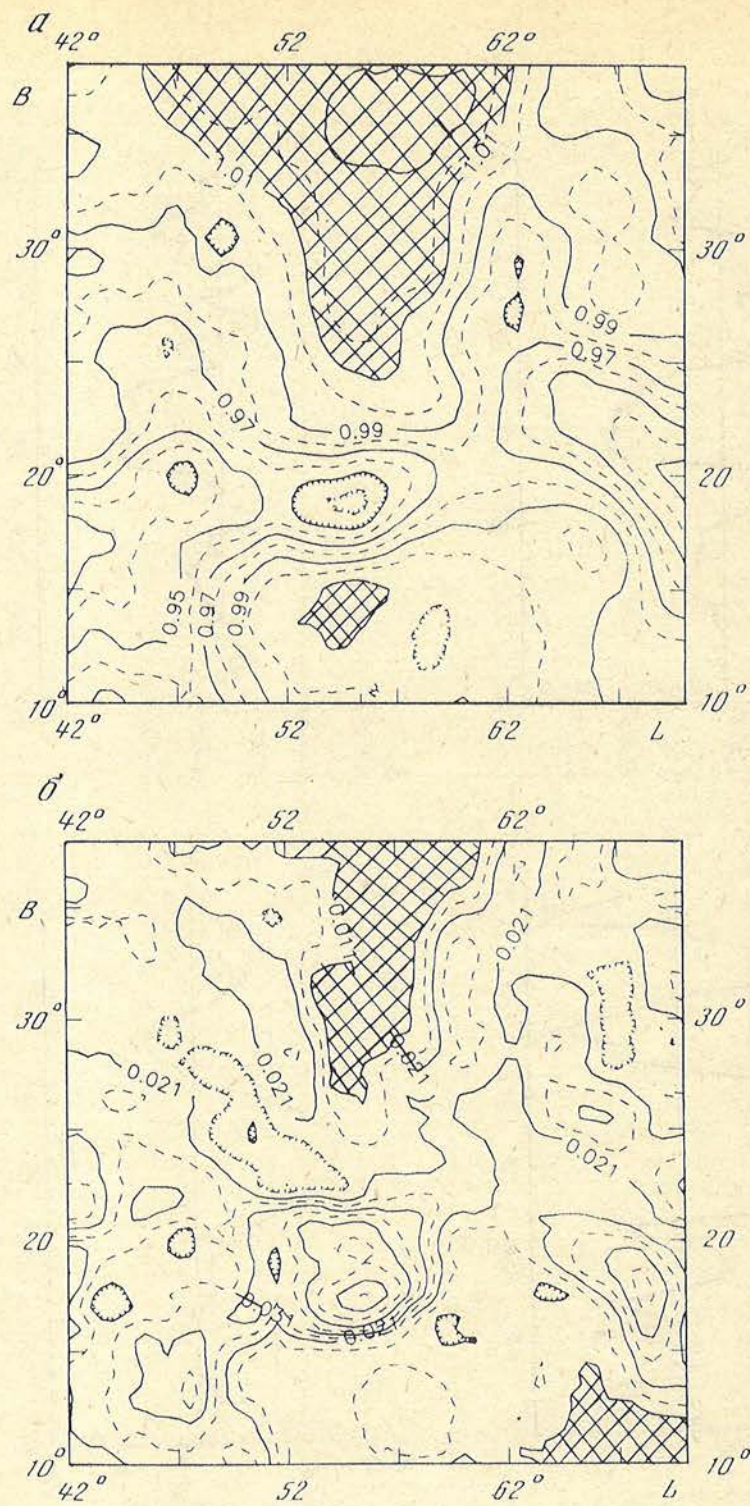


Рис. 5. Карты усредненной интенсивности F_0 (а) и Σ_1 (б) для карты на рис. 3, а

Минимальное и максимальное значения усредненной интенсивности соответственно равны 0,917 и 1,036. Уровни проведены от 0,93 до 1,03 через 0,01; штриховкой отмечены области со значениями более 1,01. Минимальное и максимальное значение Σ_1 соответственно равны 0,006 и 0,057. Уровни проведены от 0,011 до 0,057 через 0,005; штриховкой отмечены области со значениями менее 0,011

хромосферной сеткой отчетливо проявляется направленность ячеек к области корональной дыры, т.е. своеобразная дипольная структура.

Можно сделать выводы, что наблюдения в линии HeI 10830 Å, проводимые на БСТ-2, и их обработка позволяют решать задачу объективного обнаружения корональных дыр.

Автор приносит благодарность Н.Н. Степанян за руководство работой О.В. Чумаку за идею применения секвентного анализа для обнаружения корональных дыр.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дидковский Л.В., Степанян Н.Н., Суница Г.А., Щербакова З.А. // Солнечные магнитные поля и корона. Т. 2. Новосибирск: Наука, 1989. С. 386–389.
2. Макарова Е.А., Роцина Е.М., Сарычев А.П. // Кинематика и физика небес. тел. 1990. Т. 6. С. 21–27.
3. Даффет-Смит П. Практическая астрономия с калькулятором. М.: Мир, 1982. С. 70–74.
4. Marie K., McCabe M.C., Mickey D.L. // Solar Phys. 1981. Vol. 73. P. 59–66.
5. Solar Geophys. Data prompt reports. 1990. N 555. pt 1.
6. Solar Geophys. Data prompt reports. 1989. N 541. pt 1.
7. Ковалевский И.В., Морозов Ю.И. Методы распознавания образцов в анализе сложных физических явлений. М., ИЗМИРАН. 1989. С. 53–63.

УДК 523.98

СОВМЕСТНЫЕ РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 11 ИЮЛЯ 1991 г. С ТЕРРИТОРИИ КУБЫ И МЕКСИКИ НА ВОЛНАХ МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Ю.Ф. Юровский, М.М. Поздняков, Г.И. Шевченко*, О. Альварес,
Р. Родригес, П. Сьерра**

Во время затмения на частотах 280, 260 и 235 МГц наблюдалось закрытие и открытие источника радионизлучения солнечной шумовой бури (ШБ). Для обработки полученных данных предложен метод выделения эффектов затмения, исключаяющий влияние собственных флуктуаций интенсивности исследуемого источника. Выяснено, что ширина частотного спектра флуктуаций ШБ увеличивается по мере роста их длительности. Поток от источника ШБ составлял около $26,3 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²Гц. Область излучения ШБ имела угловые размеры по уровню половинной мощности порядка $2' \times 2'$ и располагалась на расстоянии $0,08R_{\odot}$ от центра полутени восточного пятна группы пятен № 281. Ее эффективная температура оказалась равной $T_{эфф} = 53 \cdot 10^6$ К. Высота расположения источника ШБ, оцененная по наблюдениям затмения двумя независимыми методами, была в пределах $0,1 \pm 0,04R_{\odot}$. Полученные результаты не противоречат гипотезе образования ШБ за счет эффектов рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной плотности солнечной атмосферы.

JOINT RADIO OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSE ON JULY 11, 1991 IN CUBA AND MEXICO AT THE METRIC WAVELENGTHS, by Yu.F. Yurovsky, M.M. Pozdnjakov, G.I. Shevtshenko, O. Alvarez, R. Rodriges, P. Sierra. The covering and discovering of the solar noise storm (NS) center during eclipse on July 11, 1991 have been observed at 280, 260 and 235 MHz. The method of the data treatment which is sensitiveless to the fluctuations of source is proposed. Extension of the spectrum of the NS fluctuations of source with the increase of its duration was found. Flux from the NS source was of about $26.3 \cdot 10^{-22}$ W/m²Hz. Region of the NS emission having angular size of about $2 \times 2'$ and was located at distance $0.08R_{\odot}$ from the center of penumbra of the east's spot of the spot group No 281. Effective temperature of the NS source was of order of $53 \cdot 10^6$ K. Height of the NS source above photosphere was $0.1 \pm 0.04R_{\odot}$. The results of observations do not contradict the hypothesis on the origin of NS due to radio scattering in the unhomogeneous solar corona.

© Коллектив авторов, 1995

*Крымская астрофизическая абсерватория. Крым.

**Институт геофизики и астрономии, Куба.

Наблюдения солнечных затмений в радиодиапазоне позволяют выявить на диске Солнца источники повышенного радиоизлучения и сопоставить их положение с оптически видимыми образованиями. При благоприятных обстоятельствах угловая разрешающая способность затменного метода наблюдений превосходит возможности существующих наземных радиотелескопов. В связи с этим была организована экспедиция отечественных ученых для наблюдений затмения в полосе полной фазы вблизи г. Ла-Пас (Южная Калифорния, Мексика). Радиоастрономическая группа экспедиции располагала инструментами для наблюдений в миллиметровом, сантиметровом и метровом диапазонах длин волн, что обеспечивало получение сведений о различных слоях солнечной атмосферы.

Радиоизлучение активных областей Солнца в метровом диапазоне характеризуется довольно сильной и быстрой изменчивостью. При наблюдениях из одного пункта на фоне собственных вариаций интенсивности источника довольно трудно с необходимой точностью выделить эффекты его постепенного закрытия диском Луны. Решение проблемы заключается в использовании параллельных наблюдений из другого пункта, в котором в рассматриваемый интервал времени источник не затмевается. Разность уровней потока в двух пунктах в этом случае будет являться прямым результатом закрытия (открытия) активной области. Разумеется, характеристики аппаратуры в обоих пунктах наблюдений должны быть идентичными.

Исходя из этих соображений Крымская астрофизическая обсерватория объединила свои усилия по наблюдению затмения с Институтом геофизики и астрономии АН Кубы, где с 1972 г. проводятся регулярные наблюдения Солнца в метровом диапазоне с помощью радиотелескопа, разработанного и изготовленного в КрАО. Для наблюдений с территории Мексики был изготовлен экспедиционный вариант радиотелескопа с параметрами, по возможности идентичными установленному в Гаване. Полоса затмения проходила и по Кубе, но там оно было частичным с максимальной фазой 0,64. Благодаря географическому удалению Гаваны от Ла-Паса (2400 км), сопоставимые обстоятельства затмения наступали в Гаване приблизительно на один час позже, чем в Ла-Пасе, в результате чего закрытие/открытие активных областей происходило в этих пунктах в различные моменты времени.

Подготовку аппаратуры и наблюдения в Ла-Пасе проводила часть международной группы в составе Ю.Ф. Юровского (руководителя эксперимента), М.М. Позднякова и О. Альвареса, в Гаване – Г.И. Шевченко, Р. Родригеса, П. Сьерры. Результаты наблюдений обрабатывались в лаборатории радиоастрономии КрАО. Эфемериды затмения для обоих пунктов были рассчитаны и предоставлены нам сотрудником САО А.Н. Коржавиным.

1. Аппаратура

Поскольку радиотелескопы в обоих пунктах отличались лишь некоторыми технологическими деталями (стационарный и экспедиционный), то для общего представления достаточно привести параметры одного из них.

Антенна представляет собой конструкцию из 16 семиэлементных антенн типа "волновой канал", составляющих одно полотно размером 4×4 м. Полотно антенны разделено на две равные части в плоскости часового угла, которые коммутируются $p-i-n$ диодами (модулятор) поочередно в фазе и противофазе с частотой около 2000 Гц (частота модуляции). Нормированный отклик радиотелескопа с такой антенной на изучение точечного источника в зависимости от его углового положения относительно электрической оси антенны описывается выражением

$$U(t, \delta) = (1 + \cos \varphi_r)(1 + \cos \varphi_\delta) [\cos(2\varphi_r) + \cos(2\varphi_r + \Delta\varphi)] \times \\ \times [1 + \cos(2\varphi_\delta)] [1 + \cos(2t)] [1 + \cos(2\delta)] / 64,$$

$$\varphi_t = (2\pi df_p / c) \sin t, \quad \varphi_\delta = (2\pi df_p / c) \sin \delta, \quad \Delta\varphi = \pi(f_{cp} / f_p - 1),$$

где t – угловая координата в плоскости небесного экватора (часовой угол); δ – угловая координата в плоскости склонения (угол склонения); f_p – рабочая частота, на которой исследуется антенна; f_{cp} – частота настройки модулятора (средняя); d – расстояние между соседними антеннами "волновой канал"; c – скорость света.

Во избежание недоразумений подчеркнем, что отклик радиометра *не является диаграммой направленности антенны*, которая формируется в такой системе классическим способом в соответствии с фазовым и амплитудным распределением электромагнитного поля в плоскости раскрыва антенны. После суммирования элементарных составляющих сигнала на выходе антенны и тем более после его детектирования информация о фазе составляющих сигнала теряется, в результате чего любые дальнейшие манипуляции с его амплитудой *принципиально не могут изменить разрешающую способность радиотелескопа*, определяемую отношением длины волны к размеру антенны. Применение диаграммой модуляции в нашем случае вызвано другими причинами. Известно, что на волнах метрового диапазона радиояркость неба, связанная с распределенным излучением Галактики, меняется в зависимости от направления наблюдений от 200 до 2000 К. При выбранных нами размерах антенны сигнал от галактического фона по величине сравним с сигналом от невозмущенного Солнца и, естественно, его нужно вычитать из суммарного принимаемого сигнала для получения сведений лишь о радиоизлучении Солнца. Выполнение этой процедуры осуществимо различными способами. Можно, например, через некоторое время провести повторные наблюдения той области неба, где находилось Солнце в период затмения, и таким образом найти величину вычитаемого сигнала. Однако такой метод для экспедиционных условий не удобен, так как требуется в течение длительного времени поддерживать неизменность параметров аппаратуры, что трудно гарантировать при ее полной разборке при транспортировке, либо нужно значительно удлинять сроки экспедиции.

Поэтому для уменьшения влияния галактического фона на величину наблюдаемого потока Солнца мы применили другой метод, основанный на модуляции диаграммы направленности антенны, суть которого заключается в следующем. Антенна, подключенная к передатчику постоянной мощности, в соответствии с законом сохранения энергии излучает в пространство одинаковую мощность, но в разных направлениях, как при синфазном, так и при противофазном соединениях ее половин. Учитывая это и применяя принцип взаимности [1], можно утверждать, что если антенна окружена равномерно яркой сферой, то как при синфазном, так и при противофазном соединениях на ее выходе будет возникать сигнал одинаковой мощности. Поскольку фазовый детектор радиометра вычитает эти сигналы, то отклик радиотелескопа на фоновое излучение будет отсутствовать. Отсюда, в частности, следует, что получить радиокарту (распределение интенсивности сигнала в зависимости от направления приема) с помощью такого радиотелескопа невозможно. Вместо радиокарты получится приблизительное распределение по второй производной. Мы не выясняли, какую полезную информацию можно извлечь из такого распределения.

Радиоизлучение Галактики не является равномерным во всех направлениях, однако, как показали измерения [2], возникающий по этой причине мешающий сигнал становится существенным лишь в декабре–январе, когда направление на Солнце приближается к направлению на радиояркий центр Галактика, т.е. Солнце проходит по области неба, где велики перепады яркости.

Результаты вычислений отклика радиотелескопа по приведенному выше выражению показаны в виде трехмерного графика на рис. 1. По осям в горизонтальной плоскости отложены значения часового угла t и угла склонения δ в градусах. По вертикали (ось $U(t, \delta)$) – отклик радиотелескопа в процентах к максимальной

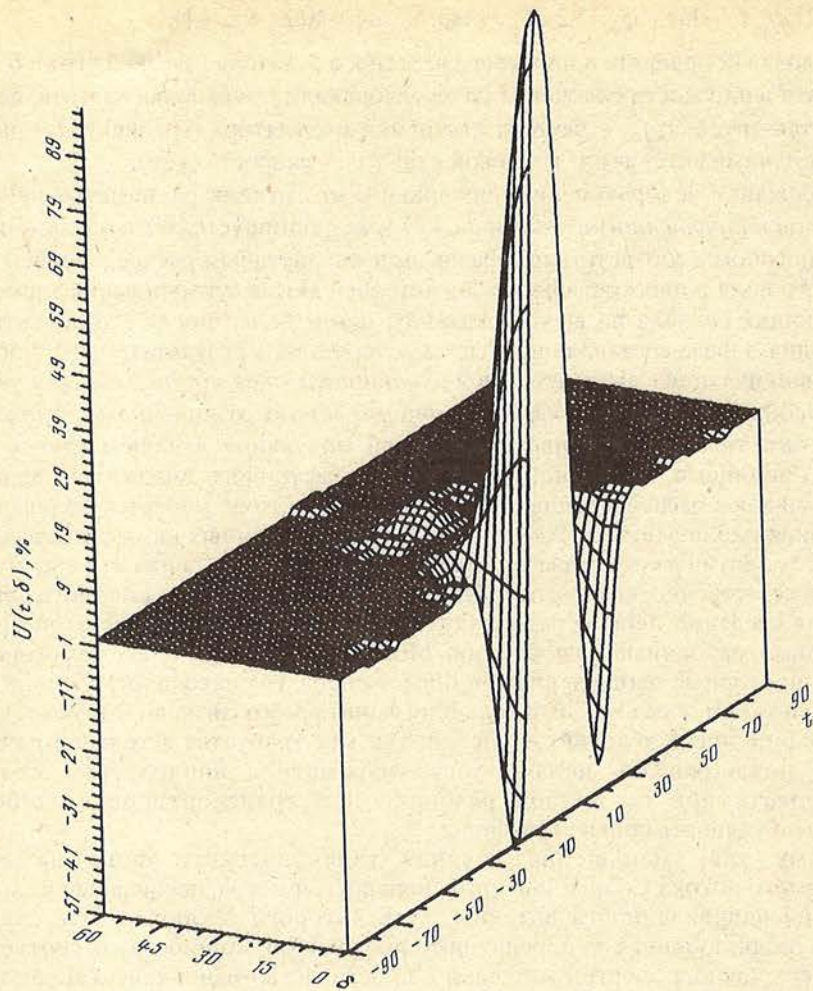


Рис. 1. Выходной сигнал радиометра $U(t, \delta)$ в процентах от U_{\max} в зависимости от углового положения точечного источника относительно электрической оси антенны ($t = 0, \delta = 0$)

величине $U(0, 0)$. В связи с симметрией фигуры относительно плоскости $\delta = 0$ на рисунке приведена только ее часть, соответствующая положительным значениям δ . Вид и размер фигуры свидетельствуют о том, что сигнал на выходе радиотелескопа существенно зависит лишь от излучения, приходящего из направлений в пределах $\pm 30^\circ$ от электрической оси антенны по углу t и $\pm 20^\circ$ — по углу δ . Следовательно, если в пределах этих направлений излучение фона равномерно, то на выходе радиометра сигнала от него не возникнет, в то время как излучение точечного источника, находящегося на электрической оси антенны ($t = \delta = 0$), окажется промодулированным на 100%.

Антенна укреплена на параллактическом поворотном устройстве, снабженном приводом по часовому углу с кварцевой стабилизацией частоты и электроуправляемым механизмом движения по углу склонения. Полоса принимаемых частот 220–300 МГц, антенная температура при наведении на невозмущенное Солнце около 300 К, ширина главного лепестка диаграммы направленности $\sim 15^\circ$. Поляризация принимаемого излучения линейная, электрический вектор лежит в плоскости угла склонения.

Радиометр модуляционного типа, прямого усиления, двухканальный с возможностью настройки на две любые частоты в диапазоне 220–300 МГц. Чувствительность при постоянной времени $\tau = 0,1$ с равна $\Delta T = 0,6$ К, полоса пропускания каждого канала 10 МГц. Для текущей калибровки усиления радиометр имеет встроенный шумовой генератор на лавинно-пролетном диоде. Низкочастотная часть каждого канала состоит из синхронного фильтра, синхронного детектора и выходного усилителя, согласующего радиометр с самописцем типа КСП и аналого-цифровым преобразователем ЭВМ. Весь блок радиометра термостабилизирован с точностью $0,5^\circ\text{C}$.

Регистрирующие устройства состоят из самописцев типа КСП для визуализации наблюдаемого сигнала и цифрового регистратора на базе измерительно-вычислительного комплекса (ИВК) Искра-1256. Дискретизация аналогового сигнала с выхода радиометра производится с частотой 100 Гц по каждому каналу (100 отсчетов в 1 с). Квантование сигнала осуществляется на 512 уровней (точность регистрации $0,5\%$ от U_{\max}). Цифровой массив в процессе наблюдений записывается на миникассеты с помощью штатного магнитофона ИВК. Минутные метки времени от кварцевого таймера ИВК записываются на ту же магнитную ленту вместо 5998 и 5999 отсчетов сигнала. Начальный пуск часов производился в обоих пунктах по сигналам одной и той же радиостанции WWV Fort Collins, но вручную, в результате чего точность привязки записей к шкале всемирного времени UT была лишь $\sim 0,2$ с. При обработке наблюдений совмещение записей по времени было улучшено до величины $0,05$ с по максимуму функции взаимной корреляции.

Конструкция радиотелескопа в Гаване представляет собой стационарную установку. Антенна расположена на бетонном фундаменте, радиометр и регистрирующие устройства находятся в кондиционируемом помещении.

На более жесткие условия работы рассчитана экспедиционная аппаратура. В транспортном положении все элементы радиотелескопа и экспедиционное снаряжение укладывается в металлический контейнер размерами $2,6 \times 2 \times 2$ м, по такелажным параметрам соответствующий стандартному транспортному контейнеру. В рабочем положении контейнер служит основанием антенны, лабораторным помещением с действующей аппаратурой и "гостиницей" для двух наблюдателей. Для развертывания радиотелескопа из транспортного положения в рабочее требуется 32 чел./часа. Необходимые для монтажа антенны подъемные устройства входят в состав штатного оборудования контейнера. Электропитание от сети 100–250 В, 50–60 Гц, потребляемая мощность 200 Вт.

2. Учет особенностей местных условий наблюдения затмения

Обстоятельства затмения и метеоусловия в Ла-Пасе были благоприятными для наблюдений. Полная фаза затмения продолжительностью около 6 мин происходила вблизи местного полудня при высоте Солнца над горизонтом около 88° (почти в зените). Ветер и облачность отсутствовали. Движение автотранспорта по территории международного лагеря на время затмения было запрещено, поэтому случайные промышленные радиопомехи практически не обнаруживались.

Однако в окрестностях Ла-Паса частота 235 МГц оказалась занята местной радиостанцией. По этой причине один канал был перестроен на частоту 260 МГц. Таким образом, фактически наблюдения затмения проводились на частотах 235 и 280 МГц в Гаване и на 260 и 280 МГц – в Ла-Пасе.

Постоянная времени на всех каналах радиометров в обоих пунктах наблюдений была установлена равной $0,1$ с. В Ла-Пасе в течение затмения никаких неожиданностей не произошло, наблюдения прошли полностью по предусмотренной программе.

В Гаване вблизи максимальной фазы затмения начались сетевые радиопомехи, и

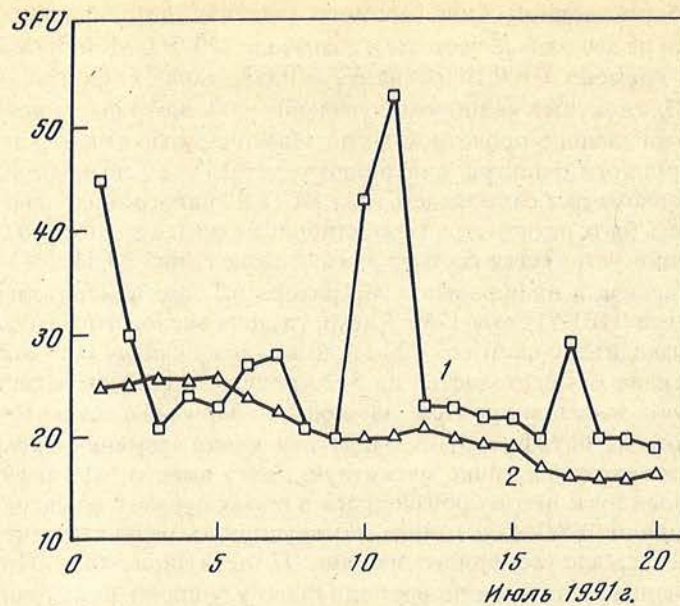


Рис. 2. Значения плотности потока радиоизлучения Солнца в интервале ± 5 дней от даты затмения по материалам [3]
Кривая 1 – на частоте 245 МГц; 2 – на 2800 МГц

затем произошло отключение электропитания всего района на 45 мин. Однако отключение не повлияло на наиболее важные интервалы времени: от первого контакта в Ла-Пасе до полного закрытия активной области в Гаване и с момента начала ее открытия до окончания затмения. Более существенные помехи внесла гроза, начавшаяся во второй половине затмения. Хотя грозовые разряды на записи имеют специфический вид и отличаются по морфологии от солнечных всплесков, тем не менее их мешающее воздействие на наблюдение тонкой структуры всплесков весьма существенно. В связи с этим для изучения характера радиоизлучения Солнца в день затмения использовались записи первой половины затмения, свободной от радиопомех. Поскольку общей частотой для пунктов Ла-Пас – Гавана была только частота 280 МГц, то собственно затмение рассматривалось лишь на этой частоте, а записи на двух других частотах использовались для оценки ширины спектра событий ШБ.

3. Общая характеристика солнечной активности на частотах наблюдений в день затмения

В рассматриваемом диапазоне частот интегральная плотность потока радиоизлучения Солнца 10 и 11 июля в 2–2,5 раза превышала среднее значение, наблюдавшееся в предыдущие и последующие 5 дней (рис. 2, кривая 1, частота 245 МГц [3]). На более короткой волне (частота 2800 МГц, [3]) в эти дни соответствующего пика интенсивности не наблюдалось (рис. 2, кривая 2, для которой шкалу потоков надо умножить на 10). Поток в день затмения на метровых волнах был изменчивым (рис. 3), и по мере понижения частоты наблюдений в его составе увеличивалось количество узкополосных короткоживущих всплесков 1-го типа. Это позволило классифицировать наблюдавшийся центр активности как источник шумовой бури (ШБ).

На рис. 3 и на других рисунках в этой статье с несколькими кривыми шкала потока выражена в общепринятых единицах Solar Flux Units ($SFU \cdot 10^{-22} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$) и жестко связана лишь с одним верхним графиком, а другие кривые произвольно смещены

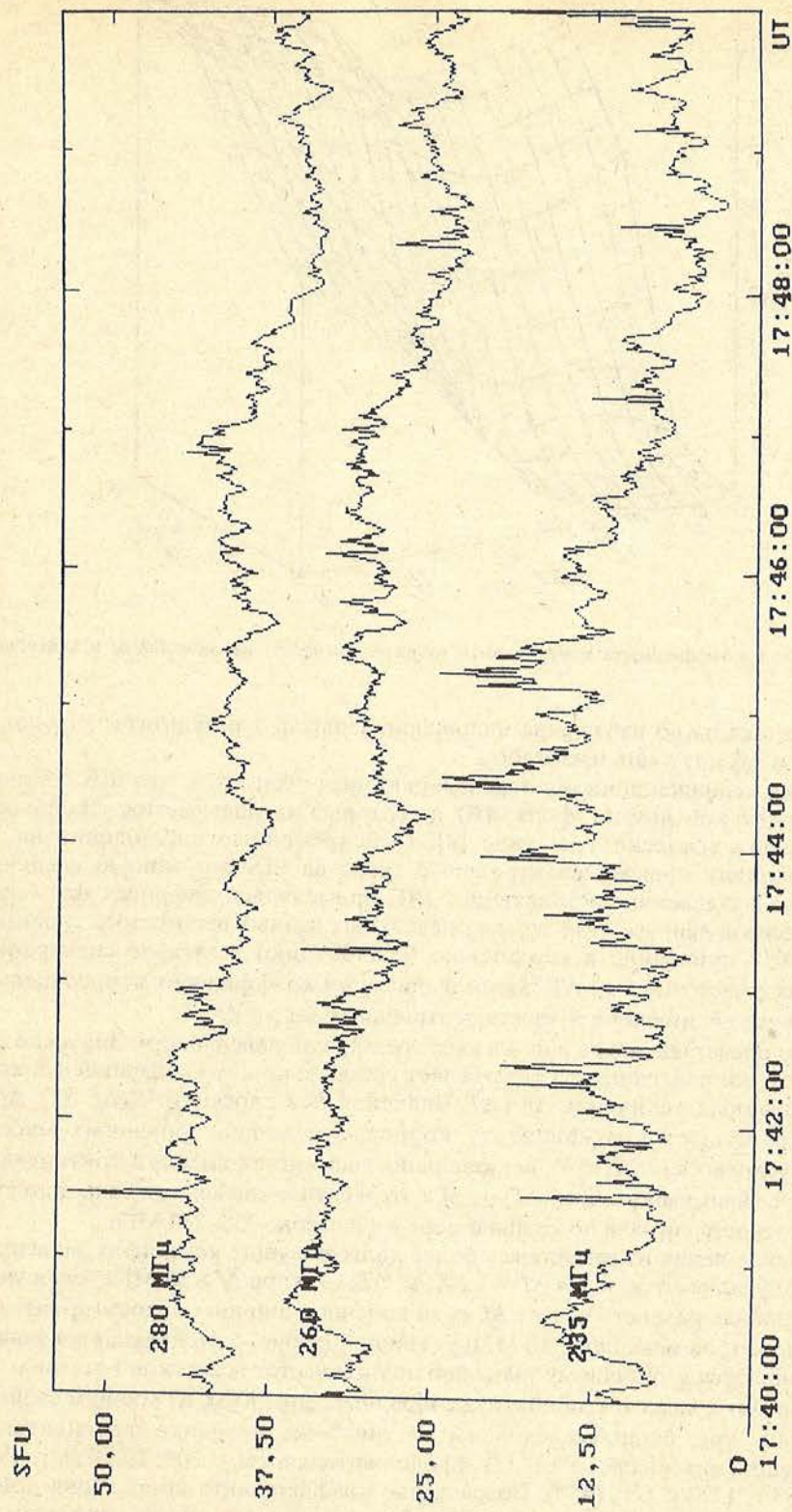


Рис. 3. Характер радиоизлучения шумовой бури до начала затмения на трех частотах метрового диапазона волн

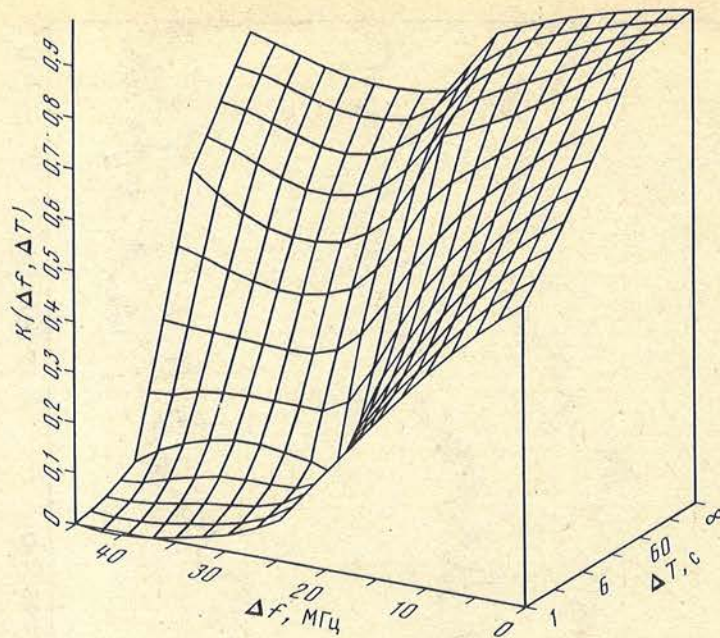


Рис. 4. Зависимость коэффициента корреляции K от разности частот наблюдений Δf и длительности событий ΔT

относительно шкалы во избежание наложения записей, в результате чего для них шкала потоков служит лишь масштабом.

Согласно классификационному определению предполагается, что ШБ состоит из широкополосного континуума (фона ШБ), на который накладываются узкополосные короткоживущие всплески 1-го типа [4]. Одновременные наблюдения на трех частотах позволили оценить спектральные свойства ШБ с помощью следующей методики. Для разделения составляющих ШБ применялась цифровая фильтрация исходных массивов данных. При этом из начальных данных вычиталось скользящее среднее ΔT , что приводило к устранению (ослаблению) в сигнале спектральных составляющих с частотой $f < 1/\Delta T$. Затем вычислялся коэффициент корреляции $K(\Delta f, \Delta T)$ для всех записей, имевших разность центральных частот Δf .

Результаты представлены на рис. 4 в виде трехмерной поверхности. Значение ординаты любой точки поверхности представляет собой величину коэффициента корреляции при заданных величинах Δf и ΔT . Значения K в плоскости $K(\Delta f, \Delta T)$, Δf при $\Delta T = \infty$ соответствуют коэффициенту корреляции нефитрованных массивов (обозначено условно как $\Delta T = \infty$), включающих весь сигнал вместе с континуальной составляющей. Зависимость $K(\Delta f, \Delta T)$ от Δf в этом случае слабая, что свидетельствует о широкополосности сигнала по крайней мере в диапазоне 235–280 МГц.

По мере исключения из сигнала все более долгоживущих компонент зависимость $K(\Delta f, \Delta T)$ от Δf усиливается, и для $\Delta T = 1$ с $K(\Delta f, \Delta T) \rightarrow 0$ при $\Delta f > 35$ МГц. Если учесть, что действительная разность частот Δf из-за конечной ширины полосы пропускания каналов радиометров меньше на 10 МГц указанной на рис. 4, то получается значение Δf , приближающееся к типичному значению полосы частот всплесков 1-го типа.

Чтобы выяснить, является ли обнаруженное поведение $K(\Delta f, \Delta T)$ общим свойством всех шумовых бурь, были исследованы по такой же методике фрагменты ШБ: 28.06.88 г. начало интервала $14^h 13^m$ UT, продолжительность – 20^m ; 29.06.88 г. $18^h 57^m$, (20^m); 26.10.88 г. $17^h 06^m$ UT, (45^m). Возрастание коэффициента корреляции при увеличении длительности рассматриваемых событий оказалось общим свойством этих

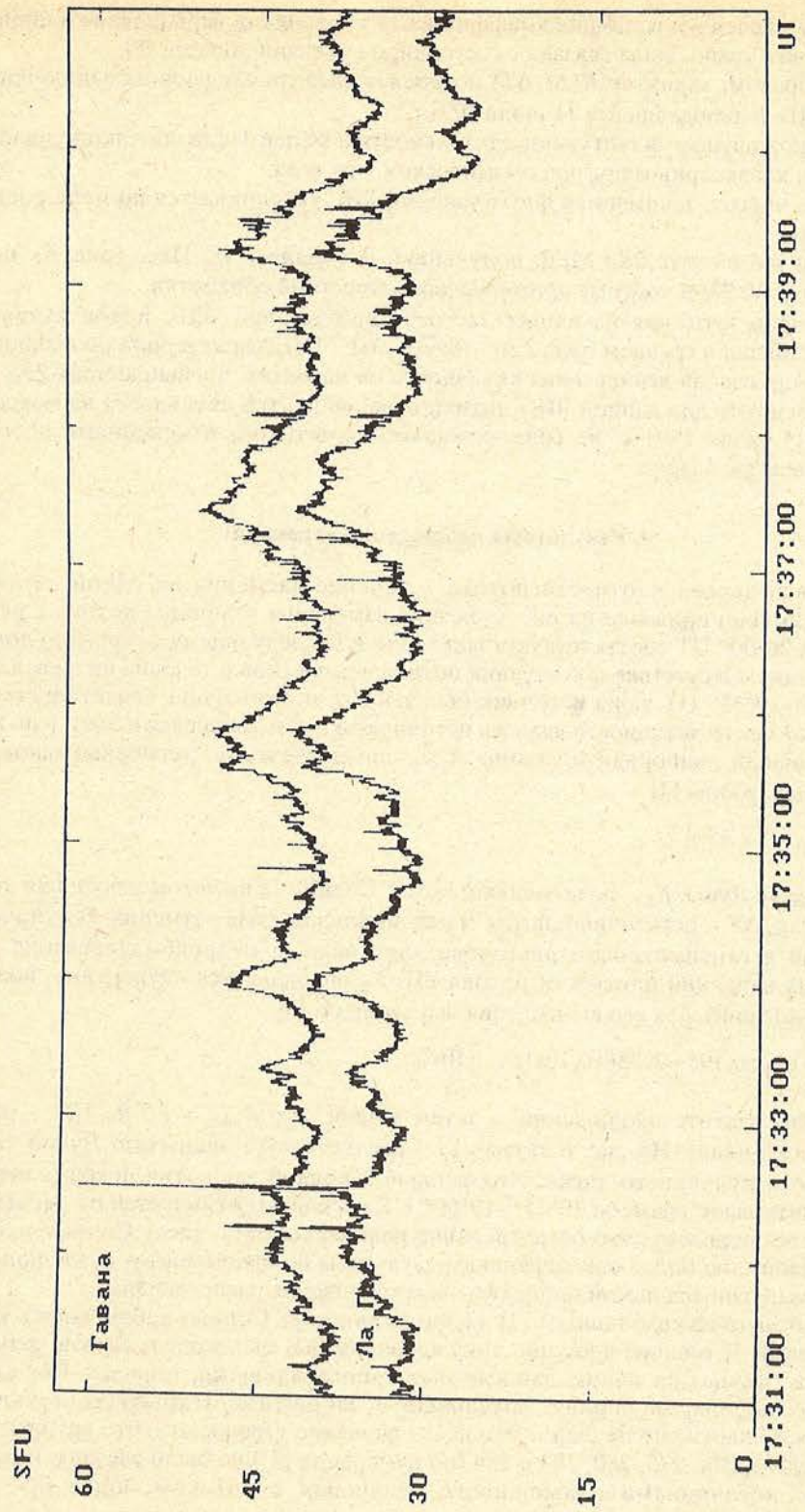


Рис. 5. Фрагмент записи радиозлучения Солнца на частоте 280 МГц в пунктах наблюдений Ла-Пас и Гавана

ШБ. Однако численная величина коэффициента корреляции варьировала в широких пределах и, возможно, была связана с состоянием активной области [5].

Таким образом, характер $K(\Delta f, \Delta T)$ позволяет сделать следующие заключения о свойствах ШБ, наблюдавшейся 11 июля 1991 г.:

1. Короткоживущие флуктуации длительностью менее 1 с были узкополосными, что является характерным признаком всплесков 1-го типа.

2. Полоса частот, занимаемая флуктуациями ШБ, увеличивается по мере роста их длительности.

3. Записи на частоте 280 МГц, полученные в Гаване и Ла-Пасе (рис. 5), почти идентичны ($K = 0,98$) и поэтому пригодны для совместной обработки.

Итак, в день затмения на наших частотах наблюдалась ШБ, поток излучения которой составлял в среднем около $30 \cdot 10^{-22}$ Вт/(м² · Гц). Характерной особенностью этой ШБ была слабая всплесковая активность на частотах, превышающих 235 МГц (граничная частота для данной ШБ). Возникновение центра активности на метровых волнах 10–11 июля 1991 г. не сопровождалось заметными изменениями потока в сантиметровом диапазоне.

4. Результаты наблюдений затмения

Общий вид записи плотности потока в течение затмения на одной из частот (280 МГц, Ла-Пас) приведен на рис. 6. Резкие изменения величины потока в районе 18^h30^m UT и 20^h00^m UT соответствуют закрытию и последующему открытию локального источника. Отсутствие флуктуаций потока и всплесков в течение интервала времени 18^h48^m–19^h55^m UT, пока источник был закрыт диском Луны, свидетельствует о том, что этот центр активности являлся источником наблюдавшейся в этот день ШБ.

Эффективный радиорadius Солнца $R_{эфф}$ определяется по затменным данным с помощью выражения [4]

$$R_{эфф} = R_{л} (F_{\Sigma} / \Delta F)^{1/2},$$

где $R_{л}$ – радиус Луны, F_{Σ} – дозатменный поток Солнца за вычетом излучения активных областей, ΔF – остаточный поток в максимальной фазе затмения. В отличие от наблюдений в сантиметровом диапазоне длин волн, в метровом диапазоне из-за собственных вариаций плотности потока ШБ F_{Σ} определяется неуверенно, поэтому мы воспользовались для его вычисления выражением [6]

$$\lg F_{\Sigma} = -0,5(\pm 0,19) + 2,38(\pm 0,10) \lg f, \text{ [Ян]},$$

где f (в МГц) частота наблюдений, а затем нашли, что $R_{эфф} = 1,2 R_{\odot}$ (R_{\odot} – радиус фотосферы Солнца). На рис. 6 кривая S_d – соответствует закрытию Луной такого равномерно излучающего диска. Ход реальной кривой закрытия невозмущенного Солнца в интервале времени 19^h15^m–19^h50^m UT несколько отличается от расчетного из-за того, по-видимому, что распределение радиояркости по диску Солнца является неравномерным; но более определенные результаты по одномерному скану получить нельзя из-за неоднозначности процедуры восстановления распределения.

Согласно оптическим данным [7] 11 июля на диске Солнца наблюдалось около 10 групп пятен. В течение времени, пока источник ШБ был закрыт Луной, флуктуации потока (шумы) на наших записях были минимальными, порядка 1%, однако каких-либо перепадов уровня, связанных с закрытием/открытием локальных источников, обнаружено не было. Это дает основание утверждать, что группы пятен № 267, 268, 273, 274, 275, 280, 283 и 284 (по нумерации [7]) не были связаны на наших частотах с источниками повышенного излучения с потоком более $0,5 \cdot 10^{-22}$ Вт/(м² · Гц).

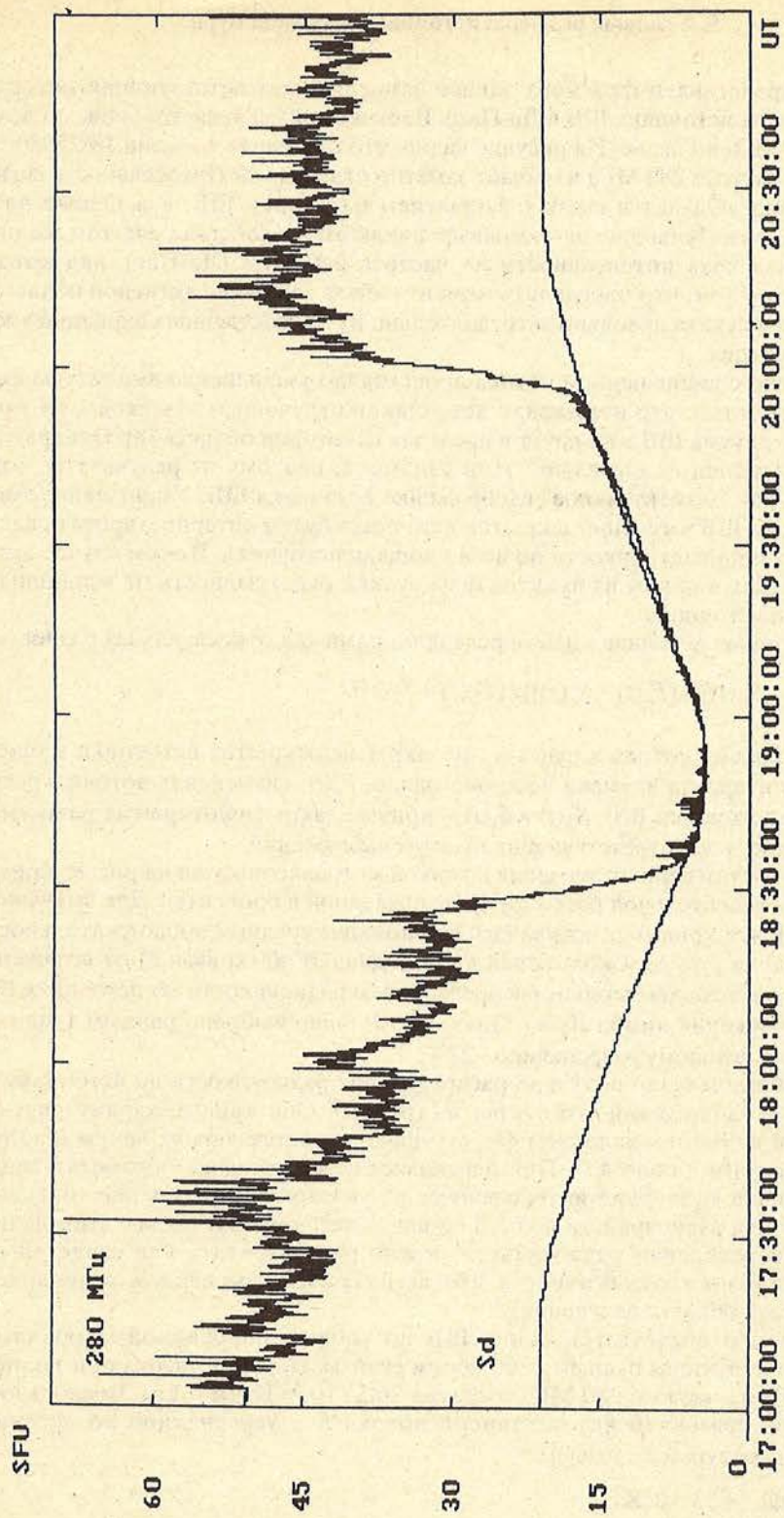


Рис. 6. Общий вид записи изменений потока на частоте 280 МГц в течение затмения 11 июля 1991 г. в Ла-Пасе

5. Угловые размеры источника шумовой бури

На рис. 7 представлен фрагмент записи затмения, соответствующий интервалу времени закрытия источника ШБ в Ла-Пасе. Верхняя кривая является записью потока на частоте 280 МГц в Гаване. На рисунке видно, что с момента времени $18^h25^m50^s \pm 10$ ход кривых на частоте 280 МГц начинает заметно отличаться. Интенсивность сигнала в Ла-Пасе резко убывает в связи с закрытием источника ШБ, а в Гаване на его интенсивность диск Луны еще не оказывает никакого воздействия. На том же рис. 7 показана кривая хода интенсивности на частоте 260 МГц (Ла-Пас), вид которой свидетельствует о том, что определить момент начала закрытия активной области по записи из одного пункта довольно затруднительно из-за собственных вариаций уровня источника излучения.

Одновременно с уменьшением потока происходило уменьшение амплитуды флуктуаций ШБ. Известно, что положение источников излучения всплесков 1-го типа и источника континуума ШБ варьирует в пределах некоторой области [8]. Одноразовые наблюдения затмения не выявляют этой динамики, поэтому их результаты можно рассматривать как "моментальное" изображение источника ШБ. Уменьшение амплитуды флуктуаций ШБ в течение закрытия источника будем интерпретировать как результат флуктуаций радиояркости по всей площади источника. В этом случае амплитуда наблюдаемых в одном из пунктов флуктуаций будет зависеть от величины незакрытой части источника.

Эффект затмения источника ШБ определялся нами как относительная разность

$$dF = \{[F_{\Sigma}(t) - S_{\Sigma}(t)] - [F_e(t) - S_e(t)]\} / [F_{\Sigma}(t) - S_{\Sigma}(t)],$$

где $F_{\Sigma}(t)$ – изменения потока в пункте, где закрытие/открытие источника в течение исследуемого интервала времени не происходило, $F_e(t)$ – изменения потока в результате затмения источника ШБ, $S_{\Sigma}(t)$ и $S_e(t)$ – кривые закрытия/открытия равномерно излучающего диска в соответствующих пунктах наблюдений.

Пример обработки данных затмения по такой методике показан на рис. 8. Кривая 1 соответствует относительной разности dF , выраженной в процентах. Для уменьшения влияния шумов эта кривая сглаживалась скользящим средним продолжительностью 1 мин (кривая 2 на рис. 8). Скользящая производная dF/dt (кривая 3) от сглаженной разности dF является одномерным распределением радиояркости по источнику ШБ в направлении движения лимба Луны. Значение dt было выбрано равным 1 мин, что соответствовало угловому разрешению $\sim 22''$.

Таким же образом было получено распределение радиояркости по источнику ШБ по результатам наблюдений его открытия (рис. 9). Обе кривые характеризуются асимметричной формой и наличием флуктуаций, соответствующих ярким деталям с угловыми размерами около $40''$. Применявшаяся нами методика обработки данных устраняла влияние колебаний интенсивности на угловое распределение только при условии изменения радиояркости по всей площади источника. В связи с этим наличие деталей на распределении радиояркости можно рассматривать как свидетельство того, что флуктуации интенсивности ШБ вызываются изменением радиояркости различных частей области излучения.

Средний размер области генерации ШБ по уровню половинной мощности по нашим данным получился равным $2'$ по обоим сканам. Перепад потока при закрытии и открытии ШБ на частоте 280 МГц составил $26,3 \cdot 10^{-22}$ Вт/(м² · Гц). Воспользовавшись известной связью между величиной потока F и усредненной по источнику яркостной температурой T_n , найдем

$$T_n = F\lambda^2 / 2k\Omega_n = 53 \cdot 10^6 \text{ К},$$

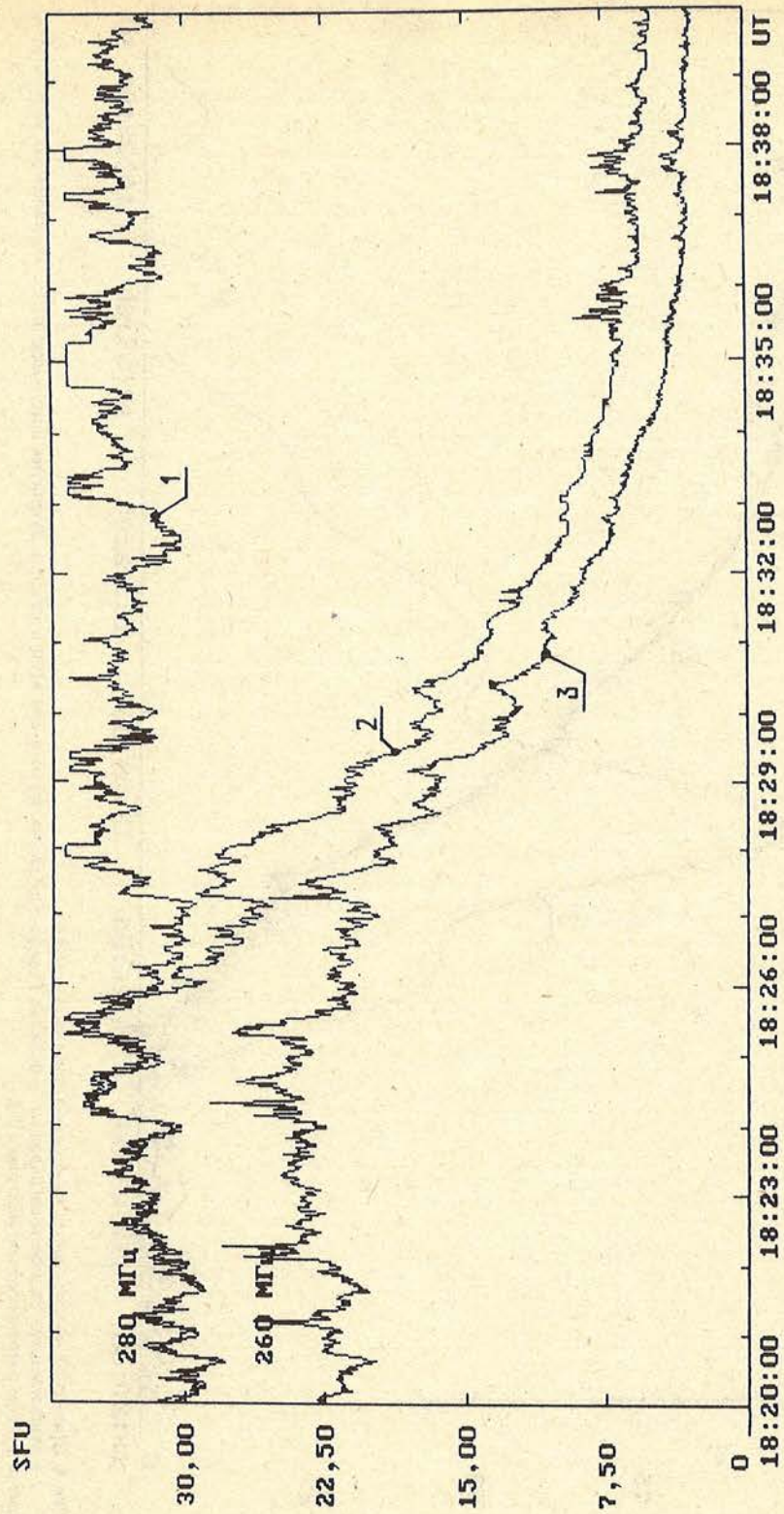


Рис. 7. Фрагмент записей, соответствующий интервалу времени закрытия локального источника в Ла-Пасе
 1 - Гаваиа, 280 МГц; 2 - Ла-Пас, 280 МГц; 3 - Ла-Пас, 260 МГц

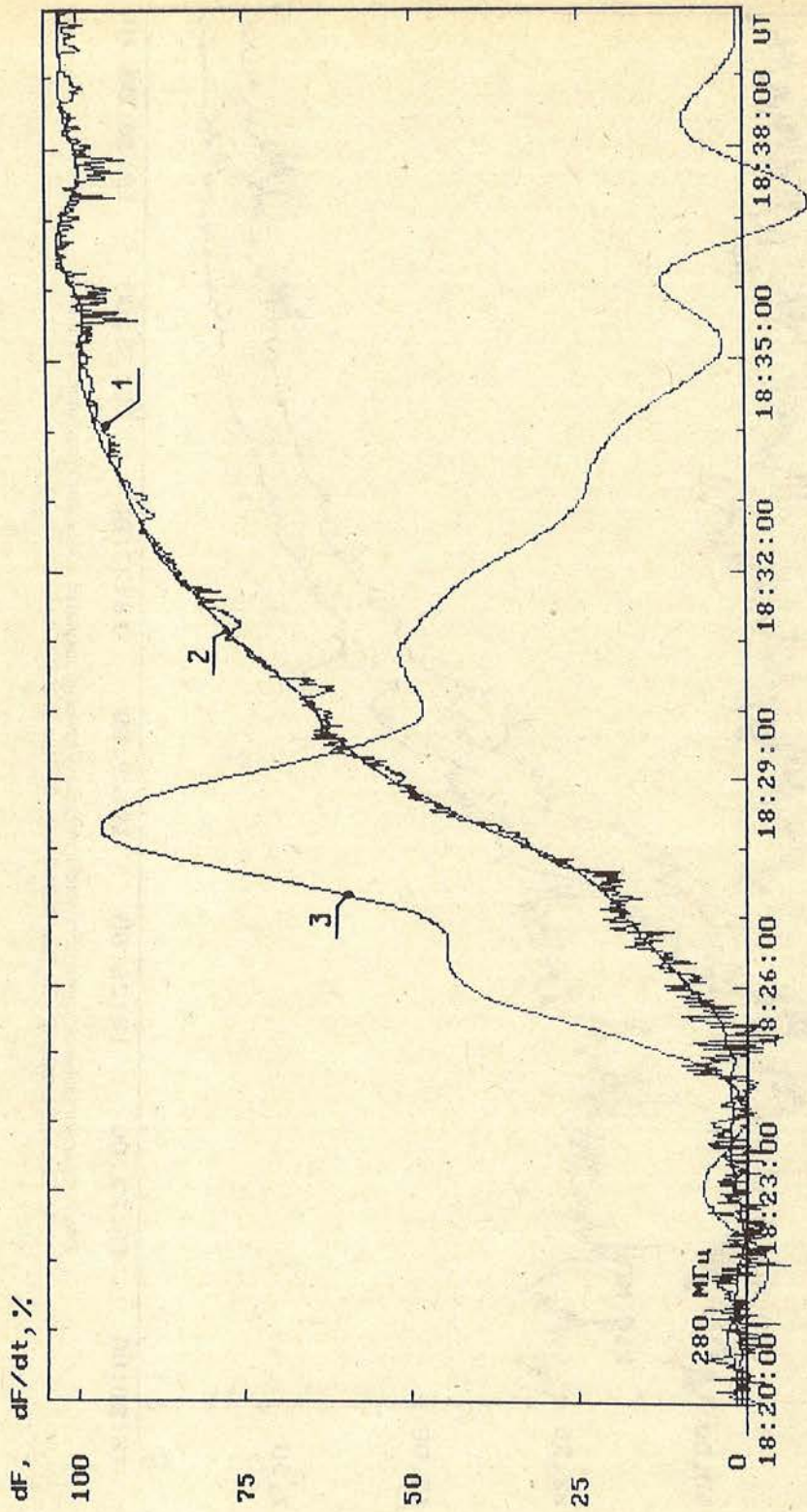


Рис. 8. Пример обработки данных затмения по описанной методике
 1 – относительная разность сигналов dF в пунктах Гавана–Ла-Пас на частоте 280 МГц в течение закрытия источника ШБ; 2 – сглаженная разность; 3 – распределение радиояркости по источнику ШБ

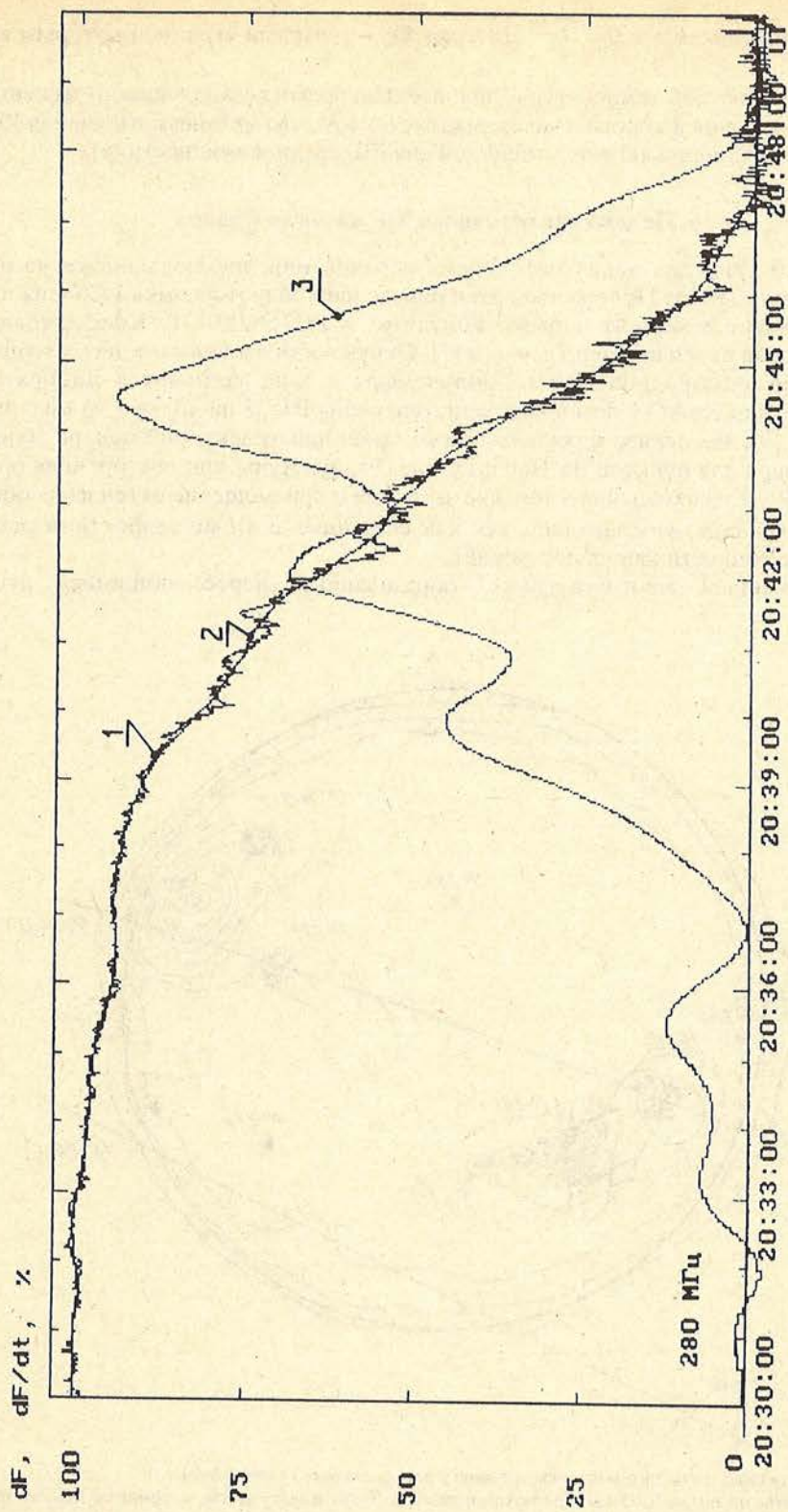


Рис. 9. То же, что на рис. 8

1 - относительная разность сигналов dF в пунктах Ла-Пас-Гавана на частоте 280 МГц в течение открытия источника ШБ; 2 - сглаженная разность; 3 - распределение радиояркости по источнику ШБ

где λ – длина волны, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град, $\Omega_{\text{л}}$ – телесный угол, под которым виден источник.

Значение яркостной температуры, значительно превосходящее кинетическую температуру электронов в короне, свидетельствует о том, что механизм излучения ШБ не тепловой, а ее величина является типичной для ШБ средней мощности [4].

6. Положение источника ШБ на диске Солнца

На рис. 10 приведен эскиз оптических образований, наблюдавшихся на диске Солнца 11 июля 1991 г. Положение пятен определено по фотоснимкам Солнца, полученным в Гаване в момент первого контакта в $18^{\text{h}}36^{\text{m}}38^{\text{s}}$ UT. Конфигурация и нумерация групп пятен взяты по данным [7]. Окружность изображает диск Солнца, на который нанесены радиоизофоты, полученные в день затмения в Лаборатории радиоастрономии КрАО с помощью радиотелескопа РТ-22 на волне 1,95 см с разрешением $2.5'$ [9]. На эскизе показаны также проекции траектории центра Луны на небесную сферу для пунктов Ла-Пас и Гавана. Радиус Луны при построениях принят равным $1,08R_{\odot}$. Его изменения в течение затмения и перемещение пятен из-за общего вращения Солнца не учитывались, так как связанные с этими эффектами ошибки были меньше точности наших построений.

Заштрихованный многоугольник, образованный пересекающимися дугами,

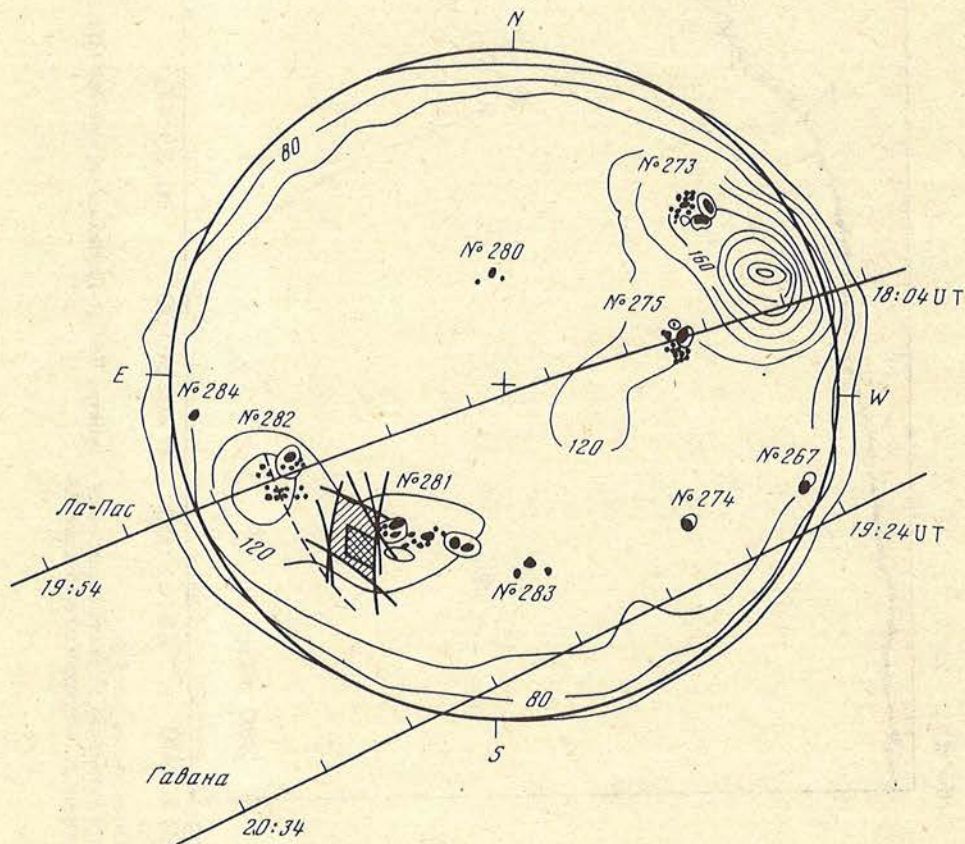


Рис. 10. Расположение групп пятен на диске Солнца в день затмения 11 июля 1991 г. Радиоизофоты на волне 1,95 см; траектории центра Луны и положение источника ШБ на частоте 280 МГц (заштрихованный ромб)

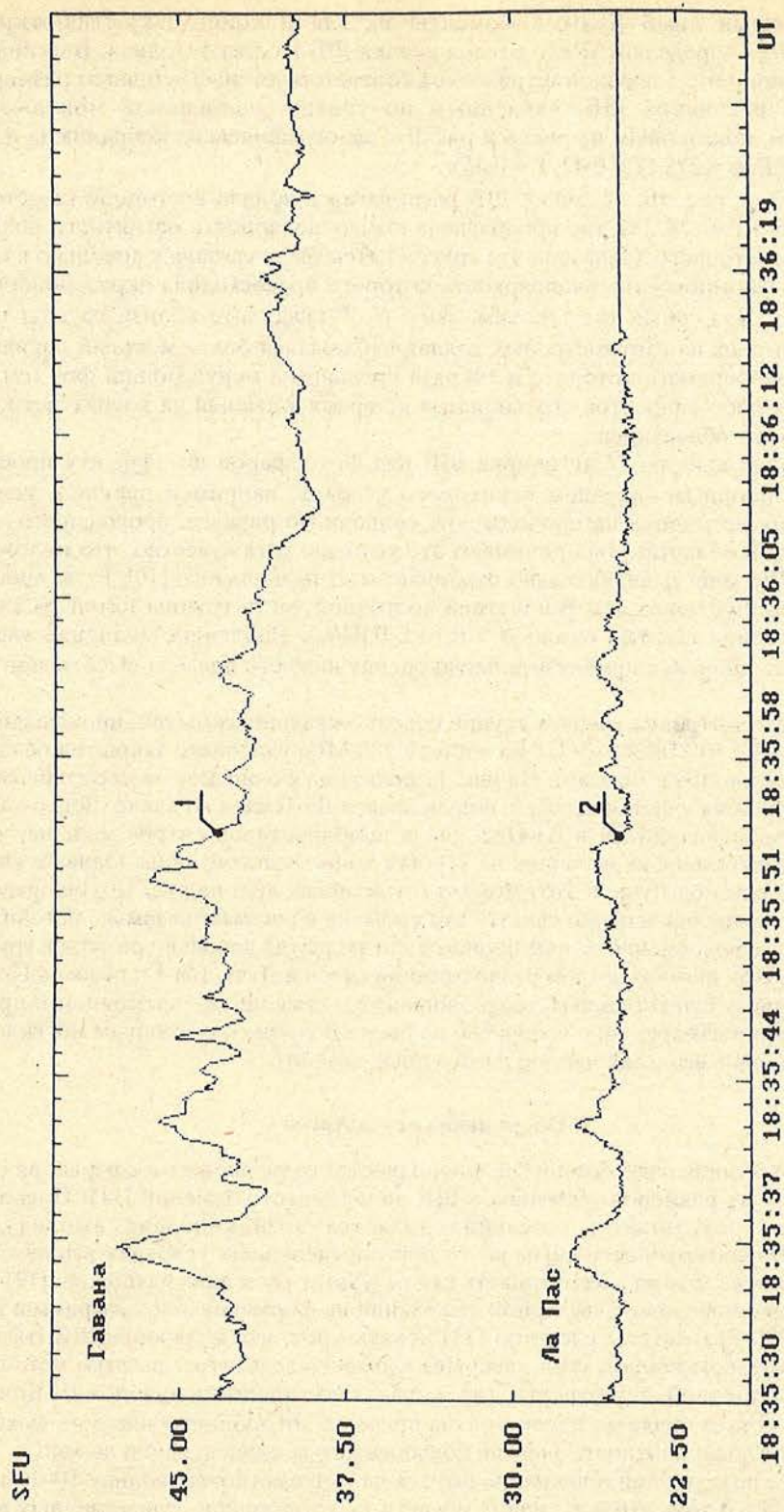


Рис. 11. Вид короткоживущих всплесков, область излучения которых была полностью открыта в Гаване (кривая 1) и частично закрыта диском Луны в Ла-Пасе (кривая 2)

изображающими лимб Луны в моменты начала и конца закрытия/открытия источника ШБ, определяет место расположения ШБ на диске Солнца. Вписанный в многоугольник ромб с двойной штриховкой соответствует эффективным размерам и положению источника ШБ, найденным по уровню половинной мощности по производным, показанным на рис. 8 и рис. 9. Гелиографические координаты центра ромба: $\lambda = 26E$, $\varphi = 27S$ ($X = 0,42$, $Y = 0,45$).

Как видно на рис. 10, источник ШБ располагался вблизи восточной (хвостовой) части группы пятен № 281, где преобладала южная полярность магнитного поля. На волнах сантиметрового диапазона эта группа пятен была связана с довольно слабым источником S-компоненты, радиояркость которого превосходила окружающий фон лишь на 60%. Для сравнения заметим, что в N-W-квадранте вблизи группы пятен № 273 в этот день на сантиметровых волнах наблюдался более мощный локальный источник, радиояркость которого в 1,8 раза превышала окружающий фон (см. рис. 10), но каких-либо эффектов его закрытия во время затмения на волнах метрового диапазона мы не обнаружили.

Определение высоты H источника ШБ над фотосферой по эффекту проекции связано с априорным заданием некоторого условия, например предположения о расположении источника на продолжении солнечного радиуса, проходящего через пятно активной области. Мы принимаем это условие, хотя известно, что положение источников ШБ иногда значительно отклоняется от радиального [10]. Если провести солнечный радиус через центр полутени восточной части группы пятен № 281, то получим значение высоты около $H > 0,10 \pm 0,04R_{\odot}$. Найденное значение следует рассматривать лишь как приблизительную оценку нижнего предела высоты источника ШБ.

Особого рассмотрения требует группа короткоживущих событий, происшедших в интервале $18^h35^m30^s - 18^h36^m12^s$ UT на частоте 280 МГц уже после закрытия основной части источников ШБ в Ла-Пасе. На рис. 11 показаны в одинаковом масштабе совмещенные по времени участки записей, полученные в Ла-Пасе и в Гаване. Легко видеть, что интенсивность событий в Ла-Пасе была приблизительно втрое меньше, чем в Гаване. Следовательно, их источник на 2/3 был закрыт диском Луны. Однако, учитывая положение лимба Луны в этот момент (пунктирная дуга на рис. 10), не представляется возможным однозначно связать эти события с рассматриваемым источником ШБ, так как одновременно с ним происходило закрытие довольно развитой группы пятен № 282. При ином взаимном расположении пятен и Луны (на 1 ч позже в Гаване) на наших записях существенных неоднородностей, связанных с затмением и превышающих ошибки измерений, обнаружено не было. В связи со сказанным мы склонны считать указанные всплески частью рассматриваемой ШБ.

7. Обсуждение результатов

Влияние рассеяния радиоволн на неоднородностях солнечной атмосферы при образовании видимых размеров источников ШБ не вызывает сомнений [11]. Поскольку неизменным результатом рассеяния является возникновение амплитудной модуляции результирующего сигнала, то при определенных условиях всплесковую компоненту также можно рассматривать как результат рассеяния радиоволн [12].

Существенно и влияние регулярной рефракции на формирование диаграммы излучения ШБ [13]. Результаты расчетов [13] показывают, что излучение ШБ сосредоточено в некотором конусе, угол раскрытия которого зависит от высоты источника над слоем солнечной атмосферы, где показатель преломления $n = 0$. Боковая поверхность конуса является каустикой, за пределы которой излучение не выходит, но вблизи этой зоны плотность энергии повышена из-за концентрации лучей.

Отсутствие возмущений в величине потока на сантиметровых волнах 10–11 июля свидетельствует о том, что в активной области не происходило существенных изме-

нений физических условий. В связи с этим можно предположить, что возрастание в эти дни потока на метровых волнах было вызвано тем, что Земля пересекала боковую поверхность конуса видимости источника ШБ. Это предположение избавляет от необходимости искать объяснение тому, почему энергия, идущая из недр Солнца, достигает более высоких слоев, откуда выходит метровое излучение, не вызывая возмущение в нижних слоях, ответственных на сантиметровую эмиссию.

Время взаимного запаздывания лучей вблизи каустики достигает долей секунды [13], в результате чего происходит сложение интенсивностей (а не амплитуд) рефрагированных волн и в составе результирующего сигнала исчезают (усредняются) короткоживущие компоненты [12, 13]. Этим можно объяснить малое количество всплесков 1-го типа в ШБ, наблюдавшейся во время затмения.

Кроме того, сложение интенсивностей не зависит от фаз слагаемых и поэтому является более широкополосным процессом, чем сложение когерентных колебаний. Следовательно, флуктуации сигнала, приходящего из каустики, должны быть более широкополосными, чем короткоживущие всплески 1-го типа. Именно такое соотношение спектров обнаружено во время затмения 11 июля (см. рис. 4).

Учитывая координаты источника ШБ (см. рис. 10), можно найти, что угол раскрытия конуса видимости θ составлял 11 июля около 45° . По величине этого угла и известной частоте наблюдений с помощью графика, приведенного в [13], определяем высоту источника ШБ $H = 0,1R_\odot$. Можно отметить удовлетворительное совпадение вычисленной высоты источника и найденной выше по эффекту проекции.

В соответствии с рассматриваемой концепцией образования ШБ источники короткоживущих всплесков 1-го типа должны располагаться внутри конуса видимости, т.е. дальше от центра диска, чем источник медленно меняющейся компоненты (источник фона ШБ) [13]. Появление группы всплесков 1-го типа в интервале $18^h35^m30^s - 18^h36^m12^s$ UT после закрытия источника фона вполне соответствует этому утверждению.

Отсутствие на метровых волнах повышенного излучения вблизи других более мощных источников S-компоненты сантиметрового диапазона (см. рис. 10) можно объяснить тем, что они находились в момент затмения вблизи лимба Солнца и в связи с этим Земля не попадала в конус их излучения, более узкий на метровых волнах из-за влияния рефракции в короне.

Таким образом, результаты наблюдений затмения 11 июля 1991 г. свидетельствуют в пользу гипотезы образования ШБ за счет эффектов рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной плотности солнечной атмосферы.

Выводы

Изложенное выше можно кратко резюмировать следующим образом.

1. Проведены совместные наблюдения затмения 11 июля 1991 г. на идентичной аппаратуре из двух удаленных пунктов на частотах 280, 260 и 235 МГц.
2. Разработана методика обработки записей затмения, исключая влияние флуктуаций интенсивности источника на определение его угловых размеров и положения на диске Солнца.
3. Во время затмения на диске Солнца был обнаружен локальный источник радиоизлучения метрового диапазона, поток от которого превосходил поток от всего невозмущенного Солнца и составлял около $26,3 \cdot 10^{-22}$ Вт/(м² · Гц).
4. Характер радиоизлучения локального источника позволил классифицировать его как источник излучения шумовой бури.
5. Найдено, что полоса частот, занимаемая отдельными событиями ШБ, увеличивается по мере роста длительности этих событий.
6. Угловые размеры источника ШБ составляли $2' \times 2'$ по уровню половинной мощности.
7. Эффективная температура источника ШБ была около $53 \cdot 10^6$ К.

8. Центр излучения источника ШБ в картинной плоскости находился на расстоянии $0,8R_{\odot}$ от центра полутени восточной части группы пятен № 281.

9. Высота источника над фотосферой, оцененная по результатам наблюдений затмения двумя независимыми методами, составляла около $H = 0,1R_{\odot}$.

10. Полученные данные свидетельствуют в пользу гипотезы образования ШБ за счет рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной плотности солнечной атмосферы.

Авторы признательны Н.В. Баранову и Л.И. Цветкову за предоставление радиокарты Солнца на волне 1,95 см до ее публикации.

Март 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. М.: Связьиздат, 1957. С. 246.
2. Альварес О., Юровский Ю.Ф. // Солнечные данные. 1986. № 10. С. 84–94.
3. *Solar-Geophys. Data prompt reports*. 1991. N 564. Pt 1.
4. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964. С. 72.
5. Юровский Ю.Ф., Альварес О. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1991. Т. 83. С. 60–68.
6. Альварес О., Юровский Ю.Ф. // Солнечные данные. 1979. № 2. С. 104–107.
7. Солнечные данные. 1991. № 7.
8. Suzuki S. // *Ann. Tokyo Astron. Obs.* 1961. Ser. 2. Vol. 2, N 2. P. 75–124.
9. Баранов Н.В., Цветков Л.И. // Письма в "Астрон. журн." 1992. Т. 18, № 5. С. 467–476.
10. Squeren A. // *Ann. d'Astroph.* 1963. Vol. 26, N 2. P. 97–152.
11. Steinberg J.L., Auber-Giraud M., Leblanc Y., Boisshot A. // *Astron. Astrophys.* 1971. Vol. 10. P. 362–376.
12. Юровский Ю.Ф. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 146–157.
13. Юровский Ю.Ф. Влияние условий распространения радиоволн в солнечной короне на наблюдаемые свойства шумовых бурь метрового диапазона волн. Деп. в ВИНТИ. 21.03.90. № 1506-B90.

УДК 524.3–85; 524.3–44

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА КРАСНЫХ ГИГАНТОВ γ Sge И α Tau

М.Е. Боярчук, И.С. Саванов

Дифференциальным способом по отношению к стандарту α Tau исследован химический состав атмосферы гиганта γ Sge. При следующих значениях параметров атмосферы γ Sge: $T_{\text{эф}} = 3950$ K, $\log g = 1,5$, $\xi_r = 2,0$ км/с определены разности в содержаниях $\Delta \log \epsilon$ 18 элементов в атмосферах γ Sge и α Tau, на основе которых был сделан вывод о близости химического состава атмосфер этих звезд. Наше определение содержания железа в атмосфере γ Sge согласуется с выводом исследований [4–6] 14 гигантов класса M о том, что величины $\Delta \log \epsilon(\text{Fe})$ по отношению к стандарту α Tau для них лежат в пределах $(-0,2 - +0,2)\text{dex}$. Аномалии элементов s -процесса в атмосфере γ Sge отсутствуют.

DIFFERENTIAL ABUNDANCE ANALYSIS OF RED GIANTS γ Sge AND α Tau, by M.E. Boyarchuk, I.S. Savanov. On the basis of photographic spectrograms chemical composition of M_0 giant γ Sge was found using differential analysis relative to α Tau. With the following parameters: $T_{\text{eff}} = 3950$ K, $\log g = 1.5$ and $\xi_r = 2.0$ km/s we obtained differences $\Delta \log \epsilon$ γ Sge– α Tau and made conclusions about similarity of element abundances in the atmospheres of these stars. Our determination of the iron abundance in the atmosphere of γ Sge is in agreement with the results by Smith and Lambert [4–6] that $\Delta \log \epsilon(\text{Fe})$ values with reference to α Tau for M giants lie in the interval from -0.2 to $+0.2$. No enhancement of s -process elements is found in the atmosphere of γ Sge.

В выполняемую нами программу наблюдений гигантов спектрального класса K был включен ряд звезд, классифицируемых как поздние K – ранние M -звезды. По сравнению с гигантами G_8 – K_0 спектры этих звезд даже в красной области ($\lambda 5800$ – 6700 Å) обладают большим количеством атомных и молекулярных линий, что делает чрезвычайно затруднительным надежные измерения эквивалентных ширин этих

© М.Е. Боярчук, И.С. Саванов, 1995

линий вследствие взаимного блендирования и неопределенностей в проведении непрерывного спектра. Другая трудность, возникающая при анализе звезд этого типа, состоит в том, что по параметрам своих атмосфер (более низкие значения $T_{\text{эф}}$ и более высокие светимости по сравнению с G-K-гигантами) они выходят за пределы используемой нами сетки моделей атмосфер [1]; либо находятся на ее границе. Даже в последнем случае применимость этих моделей оказывается под сомнением из-за возможного искажения температурной структуры моделей [1] в верхних слоях. По этой причине мы выбрали для нашего исследования сетку моделей атмосфер [2], охватывающую диапазон эффективных температур от 3200 К до 4000 К и значений $\log g$ от 0,0 до 2,0 dex. Эти обстоятельства заставили нас несколько по иному взглянуть на анализ атмосферы холодного гиганта γ Sge (BS 7635, HD 189319), спектральная классификация которого согласно различным литературным источникам лежит в пределах от K4 до M0.

Наблюдательный материал для γ Sge был получен со спектрографом фокуса куде телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории в спектральном диапазоне $\lambda 6700-5000 \text{ \AA}$ с обратной дисперсией 6 $\text{\AA}/\text{мм}$ на фотографических пластинках Kodak 103 aF и 103 aD. Обработка спектрограмм и измерение эквивалентных ширин линий проводились по стандартной методике [3].

Результаты наиболее обширных исследований холодных гигантов спектральных классов M, MS, S и C были опубликованы Смитом и Ламбертом [4-6]. Для сопоставимости с ними мы старались опираться на методику Смита и Ламберта при определении параметров атмосферы γ Sge. В частности, эффективная температура $T_{\text{эф}}$ для этой звезды была установлена из зависимости $T_{\text{эф}} - (V - K)$, построенной нами на основании данных из статей Смита и Ламберта. По нашей оценке $T_{\text{эф}} = (3950 \pm 50) \text{ К}$.

Принимая $M_V = -0,2$ [7] и значение болометрической поправки $BC = -1,25$, для звезды спектрального класса M0 [8] из соотношения

$$\log(L/L_{\odot}) = -0,4(M_b - 4,75)$$

легко оценить светимость γ Sge: $L = 300L_{\odot}$ ($\log(L/L_{\odot}) = 2,48$). Сопоставление с эволюционными треками на плоскости $\log(L/L_{\odot}) - T_{\text{эф}}$ (рис. 3 в [5]) приводит к выводу о том, что масса звезды лежит в пределах от $1,5M_{\odot}$ до $1,8M_{\odot}$, а ее наиболее вероятное значение составляет $1,6M_{\odot}$. В этом случае величина ускорения силы тяжести определяется из соотношения

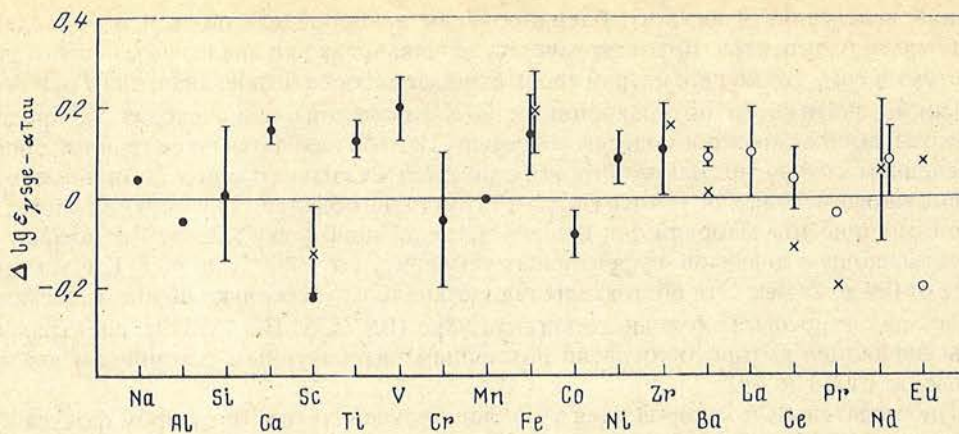
$$\log g = \log(M/M_{\odot}) - \log(L/L_{\odot}) + 4 \log T_{\text{эф}} - 10,608$$

и составляет 1,5 dex.

Окончательно нами были выбраны следующие значения параметров атмосферы γ Sge: $T_{\text{эф}} = 3950 \text{ К}$, $\log g = 1,5$. Имея в виду также рассмотренные выше эволюционные параметры этой звезды, мы пришли к заключению о том, что γ Sge оказывается близкой к стандарту исследований [4] α Tau (табл. 1). Данное обстоятельство позволяет изменить используемую нами ранее методику анализа атмосфер гигантов [3] и исследовать спектр γ Sge дифференциальным способом по отношению к α Tau. В нашем случае преимущество такого подхода состоит в возможности избежать влияния эффекта отклонений от ЛТТ в населенностях уровней атомов. Исследования

Таблица 1

Звезда	Спектральный класс	(V-K)	$M_V(K)$	M_b	M/M_{\odot}	$T_{\text{эф}}$	$\log g$	ξ_r
γ Sge	K4-M0	3,63	-0,2	-1,25	1,6	3950	1,5	2,0
α Tau	K5+ 111	3,67	0,0	-1,1	1,5	3850	1,5	1,9



Сравнение химического состава атмосфер γ Sge и α Tau

Содержания, определенные по линиям нейтральных элементов, представлены точками, по линиям ионов – крестиками, открытые кружки соответствуют результатам [14]

последнего десятилетия с очевидностью показали, что допущения о ЛТР в атмосферах гигантов поздних спектральных классов приводят к систематическим ошибкам в определениях содержаний [9, 10]. В принципе влияние эффекта значительно снижается при рассмотрении линий нейтральных элементов, образующихся с высоких уровней и линий ионов, однако не для всех элементов такие линии могут быть измерены в спектре звезды (в особенности если учесть, что ряд элементов представлен малым количеством линий). Для проведения дифференциального анализа мы взяли значения эквивалентных ширин линий в спектре α Tau из списка, опубликованного в [11]. Поскольку наблюдения [11] в желто-зеленой области спектра простираются до 4560\AA , а наши – лишь до 5000\AA , линии многих элементов, зарегистрированных в диапазоне $\lambda 4560\text{--}5000\text{\AA}$, нами не могут быть использованы при сравнении. Всего было отобрано 220 линий (табл. 2), общих со списком [11], причем дополнительные линии, измеренные нами в спектре γ Sge и не вошедшие в дальнейший анализ, имеются у авторов в архиве на магнитном носителе и могут быть предоставлены желающим. Система сил осцилляторов, примененная в нашем анализе, совпадает с опубликованной нами ранее при исследовании К-гигантов (см. например [3]), однако следует иметь в виду, что дифференциальный анализ свободен от неопределенностей, связанных с значениями $\log gf$.

Как уже указывалось, в наших вычислениях применялись модели из сетки моделей атмосфер [2]. Расчеты проводились для двух моделей с эффективными температурами 3800 и 4000 К (значения $\log g$ в обоих случаях составляли 1,5), и полученные значения содержаний элементов по индивидуальным линиям были проинтерполированы на значения $T_{\text{эф}} = 3850\text{ К}$ и 3950 К . Микротурбулентная скорость в атмосфере γ Sge была принята равной 2,0 км/с, следуя результатам определений ξ_t в атмосферах М-гигантов (см. [4–6]). Найденные в итоге разности в содержаниях элементов в атмосферах γ Sge и α Tau приведены во втором столбце табл. 2.

Из рисунка, на котором средние величины

$$\Delta \log \epsilon = \log \epsilon_{\gamma\text{Sge}} - \log \epsilon_{\alpha\text{Tau}}$$

представлены вместе со своими ошибками определения (если они находились по 5 и более линиям) и табл. 3 следует, что химический состав атмосферы γ Sge оказался близким к химическому составу атмосферы стандарта α Tau, а разности практически укладываются в диапазоне $\pm 0,2\text{dex}$. Содержание железа в атмосфере γ Sge, опре-

Таблица 2

Элемент	E_l	$\log gf$	$W_\lambda(\gamma S_{ge})$	$\Delta \log \epsilon$
1	2	3	4	5
NaI				
6160,76	2,10	-1,27	0,182	-0,14
6154,23	2,10	-1,57	0,170	0,08
4982,83	2,10	-0,95	0,250	0,18
AlI				
5557,10	3,14	-2,10	0,075	-0,05
SiI				
6244,48	5,61	-0,72	0,050	0,13
6145,02	5,61	-0,84	0,035	-0,17
6131,58	5,61	-1,16	0,055	0,42
5948,55	5,08	-1,23	0,092	0,03
5665,56	4,92	-2,04	0,045	-0,46
CaI				
6499,65	2,52	-0,82	0,196	0,07
6493,79	2,52	-0,11	0,265	0,15
6471,67	2,52	-0,69	0,235	0,27
6449,82	2,52	-0,52	0,245	0,28
6439,08	2,52	0,39	0,315	0,00
6169,56	2,52	-0,48	0,224	0,27
6169,04	2,52	-0,80	0,195	0,27
6166,44	2,52	-1,14	0,166	-0,04
6161,30	2,52	-1,27	0,204	0,34
6122,23	1,89	-0,27	0,404	0,03
5590,12	2,52	-0,57	0,194	0,24
5588,76	2,52	0,36	0,261	0,08
5581,97	2,52	-0,96	0,212	0,10
5512,98	2,93	-0,45	0,166	0,02
5260,38	2,52	-1,72	0,096	-0,47
ScI				
5520,50	1,86	0,42	0,108	0,02
5484,62	1,85	0,08	0,064	-0,36
5083,71	1,44	0,42	0,137	-0,31
ScII				
6320,85	1,50	-1,77	0,076	0,10
6245,62	1,51	-0,99	0,125	0,12
5657,87	1,51	-0,56	0,136	-0,23
5552,25	1,45	-2,43	0,036	-0,23
5526,81	1,77	0,00	0,127	-0,34
TiI				
6336,11	1,44	-1,66	0,152	0,00
6312,24	1,46	-1,49	0,170	0,27
6303,76	1,44	-1,48	0,190	0,51
6258,11	1,44	-0,39	0,243	0,06
6126,22	1,07	-1,31	0,208	-0,05
6091,18	2,27	-0,35	0,164	0,35
6085,26	1,05	-1,47	0,231	0,40
6064,63	1,05	-1,74	0,192	-0,12
5978,55	1,87	-0,29	0,161	0,16

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
5965,83	1,88	-0,22	0,180	0,46
5953,16	1,89	-0,18	0,180	0,40
5937,81	1,07	-1,95	0,175	0,33
5922,11	1,05	-1,47	0,175	0,15
5903,32	1,07	-2,04	0,152	-0,11
5648,57	2,49	-0,44	0,113	-0,06
5490,15	1,46	-0,87	0,195	0,35
5460,50	0,05	-2,88	0,250	0,20
5351,07	2,78	-0,02	0,097	-0,13
5259,97	2,70	-0,34	0,105	0,04
5219,70	0,02	-2,29	0,262	-0,00
5201,09	2,09	-0,74	0,161	-0,12
5192,97	0,02	-1,01	0,368	-0,06
5152,19	0,02	-2,02	0,303	0,02
5147,48	0,00	-2,01	0,296	0,14
5113,45	1,40	-0,72	0,262	0,04
5020,03	0,80	-0,41	0,364	0,25
5016,16	0,86	-0,57	0,269	0,12
VI				
6452,31	1,19	-1,21	0,234	0,14
6292,81	0,29	-1,47	0,262	0,09
6285,16	0,28	-1,51	0,239	0,63
6274,66	0,27	-1,67	0,213	0,19
6256,91	0,28	-2,01	0,202	0,27
6243,11	0,30	-0,98	0,299	0,28
6216,36	0,28	-1,29	0,271	0,00
6199,19	0,29	-1,28	0,258	-0,01
6119,53	1,06	-0,32	0,212	0,00
6111,65	1,04	-0,71	0,227	0,10
6090,22	1,08	-0,06	0,272	0,33
6081,45	1,05	-0,58	0,201	0,25
6058,17	1,04	-1,37	0,205	0,17
6039,74	1,06	-0,65	0,191	0,26
6002,64	1,05	-1,58	0,128	0,09
6002,30	1,22	-1,77	0,063	-0,40
5657,45	1,08	-1,02	0,156	0,00
5646,11	1,05	-1,19	0,129	-0,18
5632,47	0,07	-3,22	0,178	0,91
5626,04	1,04	-1,25	0,263	0,83
CrI				
6330,10	0,94	-2,70	0,264	0,62
5649,37	3,80	-0,76	0,030	-0,24
5648,25	3,83	-0,77	0,038	-0,03
5628,65	3,42	-0,77	0,073	-0,19
5348,32	1,00	-1,29	0,330	0,07
5345,81	1,00	-0,98	0,378	0,01
5344,76	3,45	-0,47	0,047	-0,18
5238,96	2,71	-1,31	0,093	-0,84
5214,13	3,37	-1,56	0,089	-0,43
5200,18	3,38	-0,56	0,099	-0,91

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
5112,49	1,00	-4,32	0,228	0,80
5072,92	0,94	-2,73	0,243	0,31
MnI				
6021,80	3,07	0,03	0,209	0,06
6016,64	3,07	-0,31	0,195	-0,15
6013,50	3,07	-0,25	0,239	0,09
FeI				
6518,37	2,82	-2,67	0,171	0,27
6498,94	0,98	-4,70	0,259	0,18
6496,46	4,77	-0,69	0,139	0,60
6495,74	4,81	-1,00	0,116	0,54
6481,88	2,27	-2,98	0,215	0,68
6475,63	2,55	-2,90	0,178	0,31
6430,86	2,17	-2,01	0,294	-0,18
6421,36	2,27	-2,03	0,294	0,01
6419,96	4,71	-0,36	0,150	0,42
6411,66	3,64	-0,81	0,203	0,43
6408,03	3,67	-1,16	0,172	0,32
6358,69	0,86	-4,47	0,291	-0,11
6355,04	2,84	-2,44	0,201	0,50
6353,83	0,91	-6,08	0,105	0,10
6336,83	3,67	-1,00	0,171	0,40
6335,34	2,19	-2,38	0,258	-0,09
6330,85	4,71	-1,65	0,110	0,59
6322,69	2,58	-2,43	0,200	0,04
6297,80	2,21	-2,74	0,213	0,45
6270,23	2,85	-2,67	0,147	0,30
6265,14	2,17	-2,55	0,222	0,15
6252,56	2,39	-1,69	0,249	0,01
6246,32	3,59	-0,98	0,176	0,49
6213,43	2,21	-2,68	0,220	0,08
6200,32	2,60	-2,44	0,192	0,49
6188,00	3,93	-1,71	0,121	0,14
6180,21	2,72	-2,77	0,159	0,14
6173,34	2,21	-2,88	0,195	0,01
6165,30	4,12	-1,52	0,107	0,12
6096,67	3,97	-1,92	0,086	-0,16
6093,64	4,59	-1,55	0,072	0,06
6079,02	4,63	-1,21	0,094	0,21
6078,50	4,77	-0,74	0,127	0,33
6065,49	2,60	-1,53	0,265	-0,09
6056,01	4,71	-0,76	0,115	0,14
6027,06	4,06	-1,22	0,132	0,19
6024,07	4,53	-0,17	0,141	0,01
6003,03	3,86	-1,31	0,144	0,12
5987,06	4,77	-0,80	0,122	0,48
5983,69	4,53	-0,89	0,109	0,10
5976,80	3,93	-1,43	0,102	-0,41
5952,75	3,97	-1,46	0,119	0,23
5930,17	4,63	-0,30	0,116	0,03

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
5929,70	4,53	-1,37	0,076	0,08
5905,68	4,63	-0,79	0,103	0,01
5651,48	4,45	-2,04	0,063	-0,04
5641,45	4,24	-1,25	0,121	-0,13
5636,71	3,62	-2,53	0,076	-0,14
5619,60	4,37	-1,77	0,107	0,16
5618,65	4,19	-1,41	0,100	-0,09
5586,76	3,35	-0,31	0,250	0,28
5576,09	3,42	-1,01	0,176	0,09
5569,63	3,40	-0,67	0,202	0,17
5567,40	2,60	-2,80	0,180	0,25
5560,23	4,42	-1,26	0,090	-0,06
5546,51	4,35	-1,35	0,124	0,35
5543,94	4,20	-1,15	0,113	-0,08
5536,60	2,82	-3,80	0,070	-0,11
5522,46	4,19	-1,64	0,088	-0,09
5501,47	0,95	-3,02	0,372	0,01
5491,84	4,17	-2,43	0,049	0,04
5441,32	4,29	-1,77	0,080	0,01
5417,03	4,40	-1,69	0,086	-0,13
5406,77	4,35	-1,76	0,088	0,56
5393,17	3,23	-0,90	0,230	0,28
5386,34	4,14	-1,83	0,082	-0,32
5379,58	3,68	-1,58	0,120	-0,38
5365,40	3,56	-1,18	0,148	-0,03
5364,87	4,43	0,06	0,162	-0,03
FeII				
6516,08	2,88	-3,67	0,086	0,39
6432,65	2,89	-3,68	0,055	-0,05
6247,56	3,89	-2,45	0,051	0,19
6084,11	3,19	-4,15	0,034	0,11
5991,38	3,15	-3,66	0,061	0,47
5425,27	3,20	-3,49	0,049	-0,08
5414,09	3,22	-3,52	0,048	0,52
5197,58	3,22	-2,62	0,095	-0,03
CoI				
6455,00	3,63	-0,25	0,100	-0,13
6117,00	1,78	-2,49	0,117	0,01
6093,15	1,74	-2,44	0,136	0,07
5647,24	2,28	-1,56	0,105	-0,25
5530,78	1,71	-2,06	0,149	-0,18
5352,05	3,58	0,06	0,100	0,00
Nil				
6532,88	1,93	-3,51	0,140	0,56
6327,59	1,68	-3,19	0,187	0,57
6204,61	4,09	-1,15	0,086	0,44
6177,25	1,83	-3,68	0,115	0,05
6178,81	4,09	-0,53	0,103	-0,19
6175,37	4,09	-0,72	0,100	0,06
6130,14	4,26	-1,12	0,055	0,00

Т а б л и ц а 2 (о к о н ч а н и е)

1	2	3	4	5
6128,98	1,68	-3,50	0,137	-0,09
6111,08	4,09	-1,05	0,082	0,06
6108,13	1,68	-2,78	0,193	-0,08
6086,29	4,26	-0,66	0,080	0,02
6007,32	1,68	-3,49	0,126	-0,03
5996,74	4,23	-1,21	0,063	0,17
5643,10	4,18	-1,46	0,058	0,15
5641,88	4,10	-1,20	0,080	0,27
5637,12	4,09	-1,00	0,081	-0,25
5625,33	4,09	-0,85	0,065	-0,12
5593,73	3,90	-0,92	0,066	-0,03
5589,38	3,90	-1,33	0,059	-0,26
5462,49	3,85	-0,99	0,109	0,34
5435,87	1,99	-2,58	0,143	-0,53
5137,07	1,68	-1,44	0,200	0,11
YI				
6435,02	0,07	-0,82	0,173	0,69
ZrI				
6143,18	0,07	-1,30	0,169	0,19
6140,46	0,52	-1,32	0,074	0,03
6134,57	0,00	-1,28	0,158	-0,12
6127,48	0,15	-1,06	0,161	0,00
5955,35	0,00	-2,12	0,130	0,45
Ball				
6496,91	0,60	-0,46	0,271	0,07
6141,73	0,70	-0,16	0,250	-0,05
CeII				
6043,39	1,21	-0,22	0,027	-0,10
PrII				
5352,40	0,48	-0,63	0,015	-0,19
NdII				
5740,86	1,16	-0,82	0,071	0,51
5474,73	0,99	-1,09	0,036	-0,45
5421,55	0,74	-0,94	0,057	-0,43
5416,38	0,86	-0,93	0,047	0,08
5356,93	1,28	-0,07	0,028	-0,25
5255,51	0,20	-0,85	0,182	0,84
5249,58	0,97	0,14	0,100	-0,25
5089,83	0,20	-0,88	0,134	0,41
EuII				
6645,11	1,37	-0,12	0,057	0,08
6173,05	1,32	-0,96	0,021	0,07

Таблица 3

Элемент	$\Delta \log \epsilon_{\gamma Sge} - \Delta \log \epsilon_{\alpha Tau}$ (число линий)	Элемент	$\Delta \log \epsilon_{\gamma Sge} - \Delta \log \epsilon_{\alpha Tau}$ (число линий)
NaI	0,04 (3)	FeII	0,19 ± 0,09 (8)
AlI	-0,05 (1)	CoI	-0,08 ± 0,05 (6)
SiI	0,01 ± 0,15 (5)	NiI	0,09 ± 0,06 (21)
CaI	0,15 ± 0,03 (14)	ZrI	0,11 ± 0,10 (5)
ScI	-0,22 (3)	ZrII	0,16 (1)
ScII	-0,12 ± 0,10 (5)	BaII	0,01 (2)
TiI	0,13 ± 0,04 (27)	CeII	-0,11 (1)
VI	0,20 ± 0,07 (20)	PrII	-0,20 (1)
CrI	-0,05 ± 0,15 (12)	NdII	-0,06 ± 0,16 (8)
MnI	0,00 (3)	EuII	0,08 (2)
FeI	0,14 ± 0,09 (68)		

деленное по линиям FeI, повышено на 0,14dex по отношению к α Tau. Средний избыток содержаний элементов от Ti до Ni, взвешенный по числу линий, составил +0,12dex, сопоставим с точностью наших определений и возможно связан с небольшим дефицитом металлов в атмосфере α Tau. Мы не нашли свидетельств пониженной металличности (вплоть до (-0,6 ÷ -0,4)dex) атмосфер M-гигантов [12, 13]. Результаты нашего анализа согласуются с выводами [5] о том, что величины $\Delta \log \epsilon(Fe)$ по отношению к стандарту α Tau лежат в пределах -0,2 до +0,2dex.

Мы сопоставили результаты определений содержаний тяжелых элементов в атмосфере γ Sge с опубликованным в [14]. Учитывая различия в принимаемых параметрах атмосфер для обеих звезд (в [14] вычисления проводились при следующих параметрах: $T_{эф} = 4000$ К, $\log g = 1,5$, $\xi_t = 2,0$ км/с), мы привели результаты [14] к разностям $\Delta \log \epsilon$ и сравнили с аналогичными нашими величинами (на рисунке обозначены кружками). Несмотря на значительный разброс в определениях тяжелых элементов от линии к линии как в нашем анализе, так и в результатах [14], существенные различия величин $\Delta \log \epsilon$ отсутствуют. Можно предположить, что указанный разброс в содержаниях, определяемых по отдельно взятым линиям, связан с измерениями слабых линий, на которые влияние неопределенностей в проведении уровня непрерывного спектра велика.

Во второй части данного исследования мы приведем результаты анализа зарегистрированных с помощью ПЗС-камеры спектров γ Sge более высокого фотометрического качества.

Авторы благодарят Л.И. Антипову за помощь в проверке списка эквивалентных ширин линий в спектре γ Sge.

Апрель 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bell R.A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1976. Vol. 23. P. 37-95.
2. Brown J.A., Johnson H.R., Alexander D.R. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1989. Vol. 71. P. 623-646.
3. Боярчук М.Е., Саваинов И.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1987. Т. 76. С. 21-36.
4. Smith V.V., Lambert D.L. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 294. P. 326.
5. Smith V.V., Lambert D.L. // *Ibid.* 1986. Vol. 311. P. 843-863.
6. Smith V.V., Lambert D.L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1990. Vol. 72. P. 387-416.
7. Adams W.S., Joy A.H., Humason M.L. // *Astrophys. J.* 1926. Vol. 64. P. 225.
8. Страйжис В. Звезды с дефицитом металлов. Вильнюс: Моклас, 1982. 312 с.
9. Ruland F., Holweger R., Griffin R. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1980. Vol. 92. P. 70.
10. Brown J.A., Tomkin J., Lambert D.L. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 265. P. 93.
11. Van Paradjis J. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1974. Vol. 18. P. 447-462.
12. Luck R.E., Bond H.E. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 241. P. 218.
13. Vieira T. // *Uppsala Astron. Obs. Rep.* 1986. N 32.
14. Гонка В.Ф., Комаров Н.С., Мишенина Т.В., Ющенко А.В. // *Астрон. журн.* 1990. Т. 67. С. 1211.

ПОЛЯРИМЕТРИЯ И ФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНОЙ МИРИДЫ V CrB

Ю.С. Ефимов

Приводятся результаты *UBVRI*-фотометрии и поляриметрии углеродной мириды V CrB по наблюдениям 1987–1988 гг. в Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрены изменения цветовых и поляризационных характеристик звезды в ходе пульсационного цикла. При ослаблении блеска звезда сильно краснеет. В то же время в ее излучении усиливается коротковолновая компонента, достигающая максимума в фазе минимума блеска. Параметры линейной поляризации также меняются с фазой. Степень поляризации максимальна в области минимума блеска. Амплитуда изменения степени поляризации убывает от $\sim 10\%$ в полосе до $B \sim 1,5\%$ в полосах *R* и *I*. При переходе от максимума блеска к минимуму происходит поворот плоскости поляризации, величина которого убывает с ростом длины волны и меняется от $\sim 100^\circ$ в полосе *B* до 30° в полосе *I*. Оценена величина межзвездной поляризации $\sim 0,2\%$ и $\theta \approx 110^\circ$. Собственная поляризация излучения V CrB может быть представлена суперпозицией двух компонент: постоянной, возникающей в несимметричной околозвездной пылевой оболочке, и переменной, связанной, по-видимому, с крупномасштабными неоднородностями атмосферы звезды и/или звездного ветра. Сравнение диаграмм цвет–величина и блеск–степень поляризации для V CrB с аналогичными диаграммами для звезд других типов с пылевыми оболочками приводит к выводу о том, что механизмы возникновения поляризации у них различны.

POLARIMETRY AND PHOTOMETRY OF CARBON MIRA V CrB, by Yu.S. Efimov. Polarimetric and photometric data of observations of carbon mira V CrB are given. The observations were made in 1987–1988 in Crimean astrophysical observatory. When star goes to the light minimum its reddening is enhanced with a maximum at the time of light minimum. At the same time the shortwave radiation is appeared with the maximum at the time of light minimum too. Both polarization parameters (degree and position angle of polarization) were also changed. The maximum of the degree of polarization in each band was observed at the time of light minimum. The range of polarization degree decreased from 10% in *B* – band to 1,5% in *R* and *I* bands. The rotation of position angle was observed when star passed from the maximum to the minimum of its brightness. The position angle rotation is wavelength dependent and decreased from 100° in the *B* – band to 30° in the *I* – band. The interstellar polarization was estimated equal to $\sim 0,2\%$ with the position angle $\theta \approx 110^\circ$. The intrinsic polarization of V CrB consists of two components both of which are wavelength dependent. The constant component is connected with asymmetric circumstellar dust envelope. The variable part of intrinsic polarization is produced by the large-scale variations of the stellar atmosphere and/or stellar wind. The comparison of color-magnitude and magnitude-degree of polarization diagrams for V CrB and other stars with circumstellar dust envelopes shows that the polarigenic mechanisms in these stars are quite different.

Введение

Несмотря на большое количество исследований мирид, звезды этого типа в значительной мере являются загадочными объектами. Наблюдающееся в последнее время увеличение интереса к изучению мирид связано как с ростом наблюдательных возможностей, так и с успехами в изучении околозвездных оболочек. Существенный вклад в понимание физических процессов у мирид могут дать поляризационные исследования. Уже первые такие наблюдения [1, 2] показали, что параметры линейной поляризации их излучения (степень и позиционный угол плоскости поляризации) меняются в ходе пульсационного цикла. Было выяснено, что поляризация возникает при рассеянии света звезды в ее фотосфере или в околозвездной оболочке. Сопоставление изменений цвета, блеска и степени поляризации у самой Миры Кита привело к появлению "пылевой модели" [3–5]. Согласно этой модели в области фазы 0,8 (так называемая точка эрупции) в атмосфере звезды появляется мелкая пыль, дающая резкий рост степени поляризации. В таком случае при изменении размеров пылинок должны меняться их оптические характеристики, что может быть обнаружено при исследовании поведения цветов и параметров поляризации звезды с фазой блеска. Наиболее подходящими для такого изучения являются углеродные мириды, так как углеродные пылинки являются не только сильными поглотителями, но и эффективными поляризаторами.

С другой стороны, еще в 1969 г. Харрингтоном [6] было показано, что температур-

ные вариации в атмосферах холодных гигантов или сверхгигантов могут привести к наблюдаемым у мирид большим значениям степени поляризации, возникающим при атмосферном рассеянии. Было предсказано также изменение поляризации в спектральных полосах. Действительно, такая связь была обнаружена у ряда мирид разных типов [7, 8]. Отсюда следовало, что поляризация возникает в фотосфере при рассеянии в ней излучения пятен ("пятенная модель"). Существование таких пятен связывается с наличием у холодных гигантов или сверхгигантов крупных конвективных ячеек [9, 10]. В этом случае появляется возможность объяснить одним механизмом как переменность поляризации, так и переменность фотометрическую и, возможно, спектральную.

Таким образом, в настоящее время имеются две конкурирующие модели возникновения поляризации, которые для краткости будем называть пылевой и пятенной.

Однако скудность наблюдений мирид в области минимума блеска не позволяет проследить за изменениями блеска, цвета и поляризации и исследовать изменение формы их спектральных зависимостей. Наблюдательных данных явно недостаточно для выбора той или иной модели. Поэтому в 1987 г. в КрАО была начата работа по систематическому изучению поляризационных и фотометрических свойств ряда мирид разных типов с целью проследить за изменениями этих свойств с фазой блеска. К настоящему времени наиболее полные ряды наблюдений получены для мирид V CrB, S CrB и T Her. Предварительные результаты наших наблюдений V CrB и T Her приведены в [11].

Ниже излагаются результаты фотометрических и поляризационных наблюдений углеродной мириды V CrB. Согласно ОКПЗ [12] спектральный класс этой звезды C6,2e. Блеск ее меняется в пределах от $6,^m9$ до $12,^m6$ с периодом $356,^d63$. Звезда расположена на высокой галактической широте ($b = 51^\circ$). V CrB является источником инфракрасного излучения IRAS 15477+3943, что рассматривается как указание на существование у нее, как и у других мирид, околосредней пылевой оболочки.

Более ранние измерения поляризации излучения V CrB, проводившиеся разными наблюдателями, охватывают диапазоны длин волн от синей области спектра (полоса B) до 2 мкм [13–18]. У звезды была обнаружена переменность степени и угла плоскости поляризации со временем, причем степень поляризации увеличивалась при входе звезды в минимум. Степень поляризации в оптической области на разных фазах всегда в несколько раз выше, чем в длинноволновой области, где она была на уровне 0,5–0,8%. Ориентация плоскости поляризации менялась по спектру примерно на 20° при переходе от длинноволновой области спектра к коротковолновой.

1. Наблюдения

Наблюдения V CrB проводились в КрАО на 125 см телескопе АЗТ-11 с 5 июня 1987 г. по 20 июня 1988 г. Использовался финский фотометр-поляриметр конструкции В. Пииролы [19], позволяющий проводить измерения одновременно в пяти полосах спектра *UBVRI* с центрами соответственно 0,37, 0,44, 0,53, 0,69 и 0,83 мкм. Инструментальная поляризация определялась по звездам с большой и малой поляризацией из списков [20–22]. Звездой сравнения служила звезда SAO 64951 = BD+40°2932, для которой привязкой к фотометрическим стандартам из списка [23] были определены величины и цвета: $V = 7,^m93$, $U-B = 1,^m99$, $B-V = 1,^m56$, $V-R = 1,^m25$, $V-I = 2,^m27$. Типичная ошибка измерений блеска составляет $\approx 0,^m01$.

Результаты наблюдений собраны в табл. 1, в столбцах которой указаны юлианская дата JD, фаза по элементам ОКПЗ, наименование полосы, количество измерений N , соответствующая звездная величина MAG, степень поляризации P и среднеквадратичная ошибка ее определения σ_p , позиционный угол θ плоскости поляризации в экваториальной системе и его среднеквадратичная ошибка $\sigma_\theta = 28,^\circ65$ (σ_p/P) в

Таблица 1

JD 2440000+	Фаза	Полоса	N	MAG	P, %	σ_p , %	θ , град	σ_θ , град
1	2	3	4	5	6	7	8	9
6952	0,918	U	8	16,0	21,33	5,49	80,7	7,2
		B	8	13,2	2,92	0,35	49,3	3,4
		V	8	8,4	0,96	0,05	81,4	1,4
		R	8	6,5	1,02	0,02	106,7	0,6
		I	8	4,9	1,13	0,02	106,8	0,4
6956	0,929	U	2	16,0				
		B	8	12,8	4,12	0,24	47,3	1,7
		V	8	8,2	0,78	0,07	76,0	2,5
		R	8	6,4	0,99	0,02	108,0	0,5
		I	8	4,9	1,11	0,02	106,8	0,4
6958	0,935	U	3	16,0	17,32	17,11	175,8	22,3
		B	8	12,54	5,36	0,69	50,3	3,6
		V	8	8,32	0,77	0,05	80,6	1,8
		R	8	6,35	0,98	0,02	108,9	0,5
		I	8	4,97	1,03	0,02	108,8	0,5
6960	0,940	U	3	15,10	11,86	8,61	24,3	18,0
		B	4	12,29	4,60	0,30	40,9	1,9
		V	4	8,15	0,61	0,10	76,0	4,5
		R	4	6,18	0,97	0,02	109,3	0,4
		I	4	4,83	1,05	0,02	107,1	0,6
6961	0,943	U	5	16,38	25,43	8,18	42,6	8,9
		B	6	12,49	4,48	0,34	39,5	2,2
		V	6	8,33	0,65	0,07	73,5	3,2
		R	6	6,38	0,96	0,01	108,8	0,4
		I	6	5,00	1,03	0,02	108,1	0,6
6978	0,991	U	4	16,28	12,81	3,65	41,2	7,9
		B	4	12,32	4,54	0,18	39,7	1,1
		V	4	8,22	0,54	0,03	75,6	1,5
		R	4	6,25	0,90	0,02	106,7	0,5
		I	4	4,85	0,92	0,02	107,1	0,5
6980	0,996	U	8	15,78	9,76	5,23	136,8	14,1
		B	8	12,30	4,57	0,16	36,2	1,0
		V	8	8,20	0,56	0,05	73,5	2,5
		R	8	6,23	0,89	0,02	107,6	0,7
		I	8	4,84	0,93	0,02	107,6	0,5
6981	0,999	U	7	16,28	16,95	5,74	123,9	9,4
		B	8	12,30	5,07	0,15	37,4	0,8
		V	8	8,21	0,62	0,04	82,8	1,9
		R	8	6,23	0,90	0,01	108,7	0,3
		I	8	4,84	0,93	0,01	107,5	0,4
6997	0,044	U	4	16,20	13,92	9,02	52,3	16,5
		B	4	12,42	4,14	0,19	40,1	1,3
		V	4	8,23	0,39	0,06	90,4	4,7
		R	4	6,22	0,85	0,02	109,6	0,5
		I	4	4,78	0,78	0,01	108,0	0,4
7003	0,061	U	8	16,40	12,01	5,27	25,6	11,8
		B	8	12,45	3,69	0,15	40,7	1,1
		V	8	8,24	0,43	0,03	82,0	1,9
		R	8	6,21	0,75	0,02	107,2	0,7
		I	8	4,76	0,80	0,02	106,5	0,6
7005	0,066	U	12	16,20	2,51	2,16	65,0	20,3

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
		<i>B</i>	12	14,48	3,75	0,13	36,0	1,0
		<i>V</i>	12	8,26	0,57	0,03	81,4	1,6
		<i>R</i>	12	6,2	0,78	0,01	103,1	0,4
		<i>I</i>	12	4,76	0,78	0,01	103,1	0,4
7011	0,083	<i>U</i>	5	16,2	18,73	12,97	32,3	17,3
		<i>B</i>	8	12,50	3,41	0,13	36,5	1,1
		<i>V</i>	8	8,23	0,55	0,06	79,9	3,3
		<i>R</i>	8	6,18	0,80	0,04	102,7	1,4
		<i>I</i>	8	4,73	0,76	0,05	100,9	1,9
7029	0,133	<i>U</i>		16,2				
		<i>B</i>	4	12,46	2,22	0,24	32,1	3,0
		<i>V</i>	4	8,16	0,71	0,11	88,4	4,4
		<i>R</i>	4	6,07	0,75	0,07	98,8	2,7
		<i>I</i>	4	4,60	0,77	0,11	95,7	4,2
7033	0,144	<i>U</i>	4	16,14	6,20	2,15	40,7	9,6
		<i>B</i>	4	12,61	2,49	0,19	39,3	2,1
		<i>V</i>	4	8,30	0,56	0,06	95,8	3,3
		<i>R</i>	4	6,16	0,77	0,03	105,4	1,1
		<i>I</i>	4	4,65	0,77	0,02	101,9	0,9
7034	0,147	<i>U</i>	8	16,28	2,51	4,46	34,5	30,3
		<i>B</i>	8	12,55	2,46	0,13	39,7	1,5
		<i>V</i>	8	8,26	0,59	0,04	95,6	1,9
		<i>R</i>	8	6,16	0,83	0,02	102,4	0,5
		<i>I</i>	8	4,64	0,80	0,02	103,0	0,7
7040	0,164	<i>U</i>	4	16,48	7,74	2,82	51,3	10,0
		<i>B</i>	8	12,75	2,10	0,11	46,8	1,5
		<i>V</i>	8	8,40	0,55	0,05	96,2	2,7
		<i>R</i>	8	6,22	0,83	0,03	102,4	1,0
		<i>I</i>	8	4,70	0,75	0,03	100,9	1,1
7043	0,172	<i>U</i>	1	17,54	22,11		57,4	38,8
		<i>B</i>	4	12,79	2,01	0,23	42,7	3,3
		<i>V</i>	4	8,41	0,69	0,07	100,3	2,9
		<i>R</i>	4	6,22	0,89	0,02	104,2	0,8
		<i>I</i>	4	4,66	0,79	0,03	103,4	0,9
7054	0,203	<i>U</i>	4	17,70	28,16	7,62	13,3	7,6
		<i>B</i>	4	13,04	1,44	0,15	41,4	2,9
		<i>V</i>	4	8,58	0,81	0,06	98,3	1,9
		<i>R</i>	4	6,32	0,96	0,03	104,8	0,8
		<i>I</i>	4	4,70	0,84	0,02	104,4	0,6
7065	0,234	<i>U</i>	4	17,50				
		<i>B</i>	4	12,32	1,68	0,27	40,9	4,5
		<i>V</i>	4	8,10	0,93	0,07	102,5	2,1
		<i>R</i>	4	5,40	1,04	0,02	107,4	0,5
		<i>I</i>	4	3,72	0,92	0,02	105,8	0,5
7154	0,484	<i>U</i>	4	20,1:				
		<i>B</i>	4	15,42:	1,86	1,44	127,1	18,9
		<i>V</i>	4	8,61:	2,14	0,16	117,9	2,1
		<i>R</i>	4	4,81:	1,69	0,04	117,0	0,7
		<i>I</i>	4	2,34:	1,57	0,03	116,4	0,6
7166	0,517	<i>U</i>	1	19,3				
		<i>B</i>	1	18,21				
		<i>V</i>	4	10,37	2,10	0,21	115,0	2,9
		<i>R</i>	4	7,42	1,63	0,04	117,6	0,8
		<i>I</i>	4	5,70	1,60	0,02	118,1	0,4

Т а б л и ц а 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7202	0,618	<i>U</i>	3	19,86	17,68	16,50	98,4	21,5
		<i>B</i>	4	17,66	1,81	2,14	101,9	24,9
		<i>V</i>	4	11,26	2,34	0,11	120,3	1,4
		<i>R</i>	4	8,27	1,88	0,03	116,7	0,5
		<i>I</i>	4	6,49	1,74	0,02	115,5	0,3
7207	0,632	<i>U</i>	4	20,88				
		<i>B</i>	4	18,04	6,16	1,83	131,1	8,3
		<i>V</i>	4	11,20	2,31	0,10	119,0	1,3
		<i>R</i>	4	8,21	1,78	0,03	116,6	0,5
		<i>I</i>	4	6,43	1,70	0,03	114,7	0,5
7216	0,657	<i>U</i>	3	18,00	12,07	6,84	18,4	14,8
		<i>B</i>	4	16,87	7,20	2,11	137,9	8,2
		<i>V</i>	4	10,40	2,43	0,11	116,6	1,3
		<i>R</i>	4	7,44	1,89	0,05	115,3	0,8
		<i>I</i>	4	5,68	1,80	0,05	112,9	0,8
7221	0,671	<i>U</i>	4	17,82	20,69	8,54	3,7	11,2
		<i>B</i>	3	17,48	18,34	11,30	151,8	15,8
		<i>V</i>	8	10,22	2,33	0,14	119,5	1,7
		<i>R</i>	8	7,35	1,66	0,08	115,1	1,4
		<i>I</i>	8	5,54	1,60	0,07	114,5	1,2
7259	0,777	<i>U</i>	4	18,64	26,45	3,35	135,4	3,6
		<i>B</i>	4	15,49	9,74	0,91	113,5	2,7
		<i>V</i>	4	9,70	3,31	0,08	118,2	0,7
		<i>R</i>	4	7,13	2,17	0,04	112,7	0,5
		<i>I</i>	4	5,52	2,03	0,04	111,4	0,5
7333	0,983	<i>U</i>	4	16,0	9,96	4,74	108,8	12,7
		<i>B</i>	4	12,7	6,00	0,26	110,6	1,2
		<i>V</i>	4	8,3	1,97	0,21	104,0	3,1
		<i>R</i>	4	6,3	1,59	0,25	99,9	4,5
		<i>I</i>	4	4,9	1,53	0,14	102,1	2,7

градусах. Для некоторых дат с плохой атмосферной прозрачностью применялась интерполяция измерений блеска по смежным датам. В этих случаях данные о блеске даны с одним десятичным знаком.

Наблюдаемые изменения блеска, показателей цвета и параметров поляризации. На рис. 1–5 показаны изменения блеска, степени поляризации P (в процентах) и позиционного угла плоскости поляризации PA (в градусах) с фазой в полосах $UBVRI$. Черточками указаны величины среднеквадратичных ошибок измерений. Прямыми крестиками на рисунках показаны результаты всех опубликованных фотометрических и поляриметрических наблюдений V σ τ B различных авторов [13–18]. Из-за слабости звезды в полосе U точность поляризационных наблюдений в этой полосе низкая, и в дальнейшем эти наблюдения не анализируются.

Наблюденные моменты максимумов блеска практически совпадают с вычисленными по элементам ОКПЗ и с моментами визуальных максимумов из [24]. Колебания яркости в разных полосах имеют разную амплитуду. Наибольшая амплитуда изменений блеска наблюдалась в полосе B ($\Delta m \approx 6^m$), наименьшая – в длинноволновой области ($\Delta m \approx 2^m$ в полосах R и I). Моменты минимумов приходятся на фазу 0,6.

Видно, что степень поляризации растет при приближении к минимуму блеска и минимальна в области максимума яркости звезды.

Максимумы степени поляризации во всех полосах наступают немного ранее, на фазе 0,5. Амплитуда изменений степени поляризации различна в разных полосах и падает с ростом длины волны от $\approx 7\%$ в полосе B до $\approx 1\%$ в полосе I .

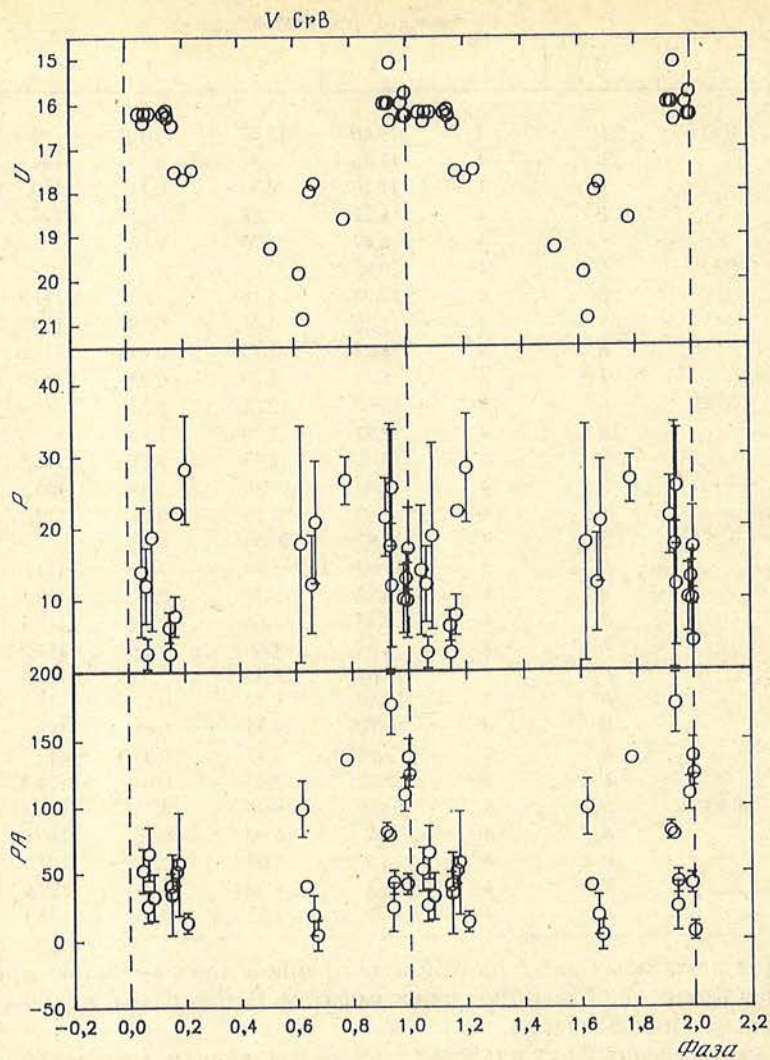


Рис. 1. Изменения блеска VCrB в полосе U (верхняя часть рисунка) степени поляризации P , % и позиционного угла плоскости поляризации PA , град с фазой
 Вертикальными черточками показаны среднеквадратичные ошибки измерений. Длина черточек соответствует 2σ . Штриховые линии проведены через фазу максимума блеска

Изменения ориентации плоскости поляризации имеют волнообразный характер. Амплитуда их меняется по спектру и падает от 100° в полосе B до $\approx 30^\circ$ в полосе I . Заметно также, что максимумы позиционных углов наступают не в фазе минимума, а на фазе 0,5.

Разброс результатов, полученных разными авторами в одних и тех же фазах разных циклов, отражает, по-видимому, реальные изменения параметров поляризации от цикла к циклу. Такие измерения зафиксированы, в частности, у S-мириды R And [7, 8] и углеродной мириды R Lep [25]. Следует, однако, иметь в виду, что в некоторых случаях позиционные углы имеют неопределенность $\pm 90^\circ$, так как разные авторы используют системы отсчета углов, отличающиеся на 90° .

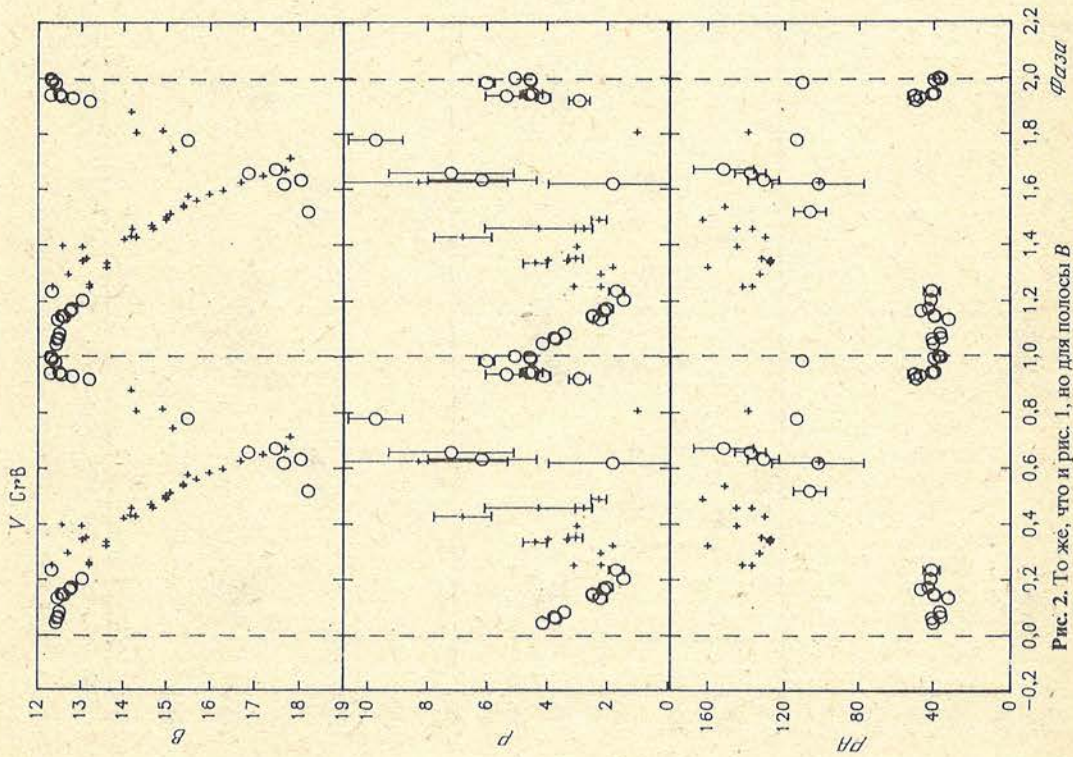


Рис. 2. То же, что и рис. 1, но для полюсы В
Прямыми крестиками показаны измерения из [13-18]

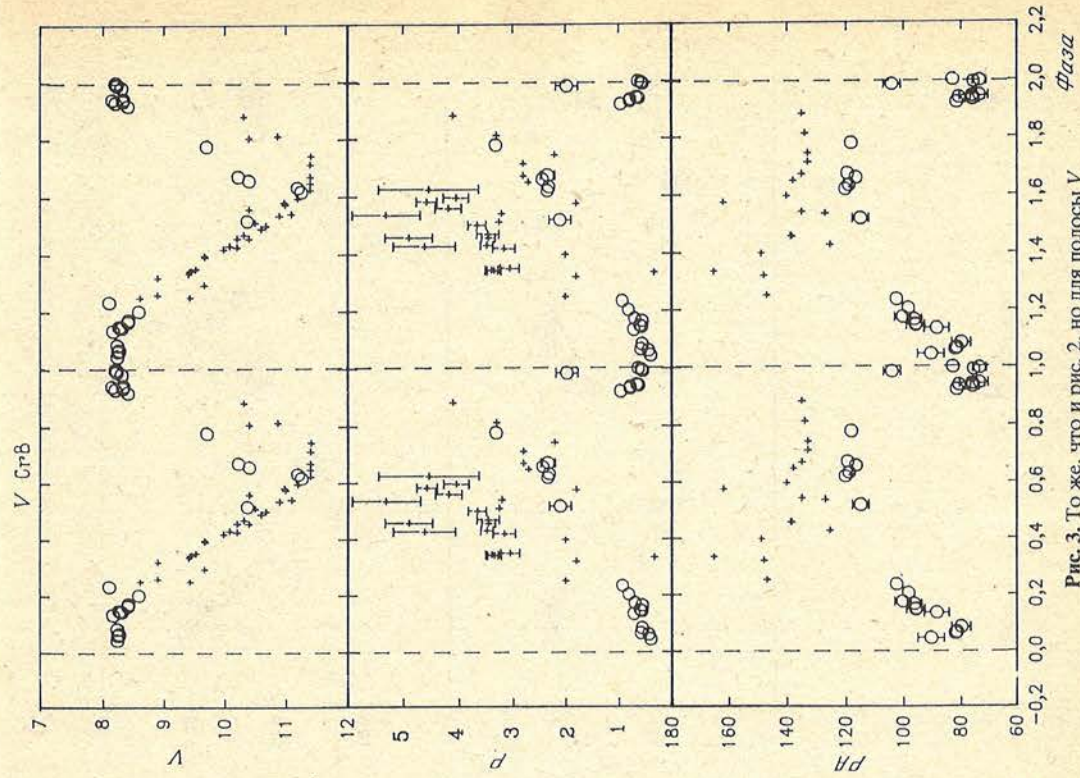


Рис. 3. То же, что и рис. 2, но для полюсы У

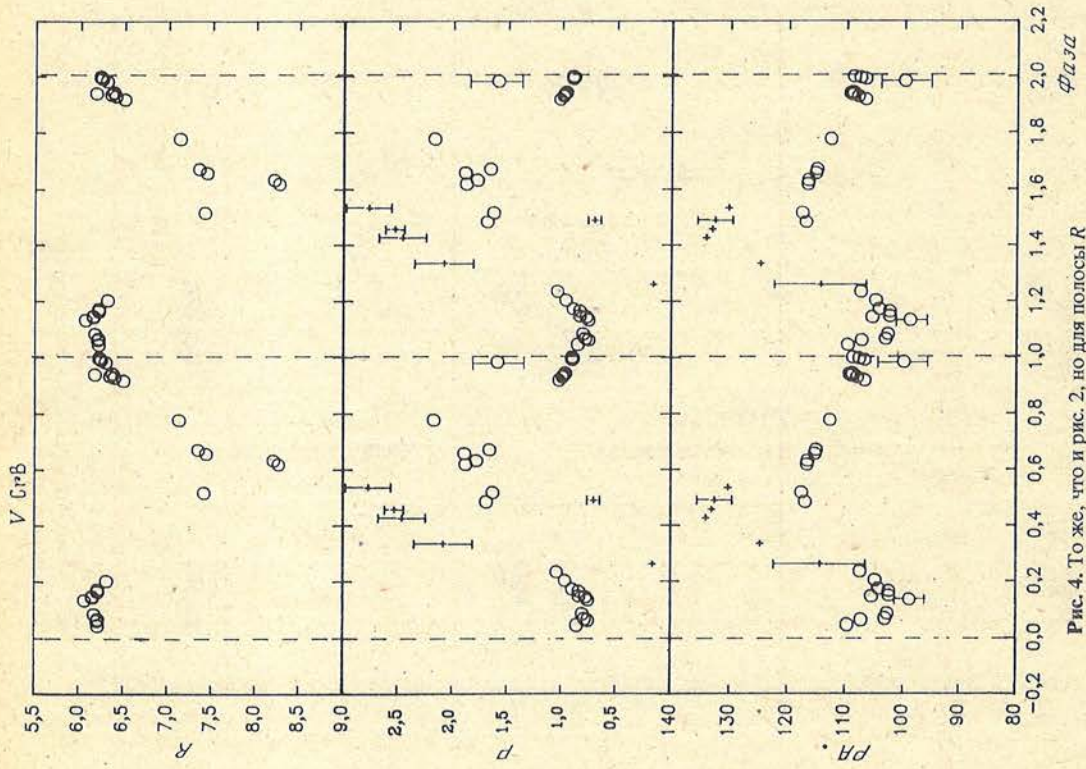


Рис. 4. То же, что и рис. 2, но для полосы R

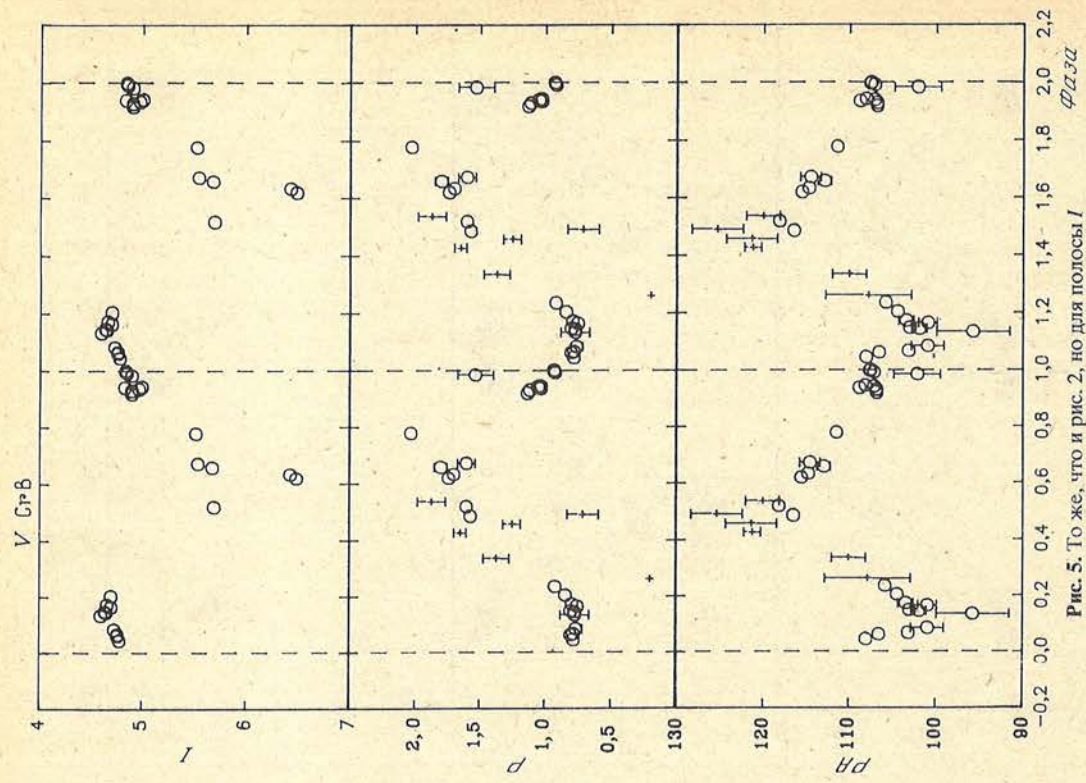


Рис. 5. То же, что и рис. 2, но для полосы I

Изменения показателей цвета. Изменение блеска звезды сопровождалось изменениями ее цветовых характеристик (рис. 6). В верхней части рисунка для сравнения приведена кривая блеска в полосе V. Видно, что изменения всех показателей цвета происходили синхронно и имели четко выраженный волнообразный характер. Амплитуда этих изменений довольно велика и составляет $\Delta(U - B) \approx 4^m$, $\Delta(B - V) \approx 3^m$, $\Delta(V - R) \approx 1^m$, $\Delta(V - I) \approx 1,5^m$. Вместе с тем иногда наблюдались большие ($> 1^m$) отклонения показателей цвета $U-B$ и $B-V$ от плавного хода. По-видимому, это связано с реальными вариациями цвета от цикла к циклу.

Видно также, что при падении блеска звезды она сильно краснеет. В то же время в излучении звезды появляется голубое излучение (показатель цвета $U-B$ минимален в

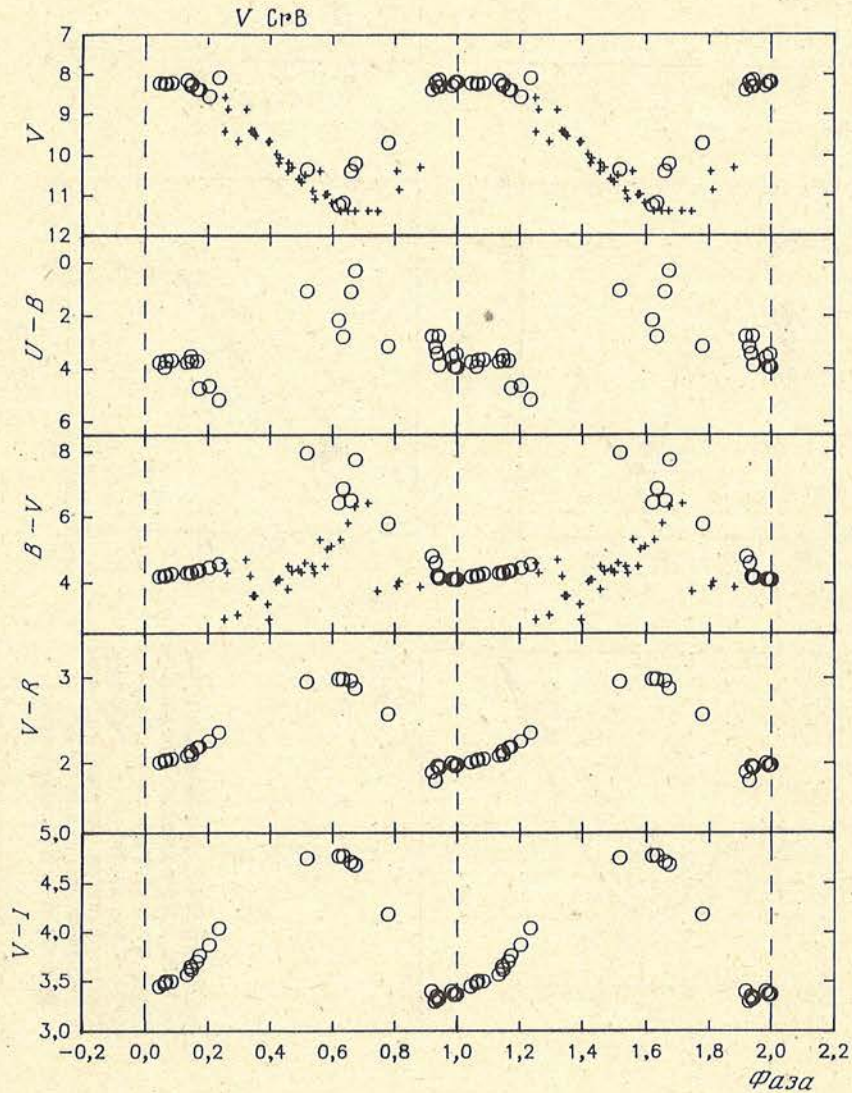


Рис. 6. Изменения показателей цвета $U-B$, $B-V$, $V-R$, $V-I$ с фазой

Верхняя часть рисунка показывает изменения блеска V CrB в полосе V. Прямые крестики – результаты измерений из [13–18]

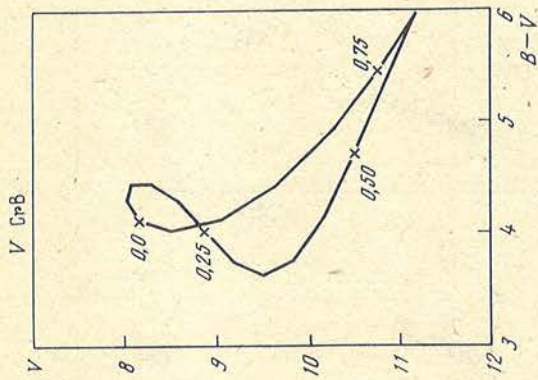


Рис. 7.

Рис. 7. Диаграмма цвет-величина $V, B-V$ для $VCrB$, построенная по усредненным кривым изменений блеска в полосе V и показателя цвета $B-V$ с фазой с использованием наших и всех опубликованных данных из [13-18]. Цифры у кривой указывают фазы.

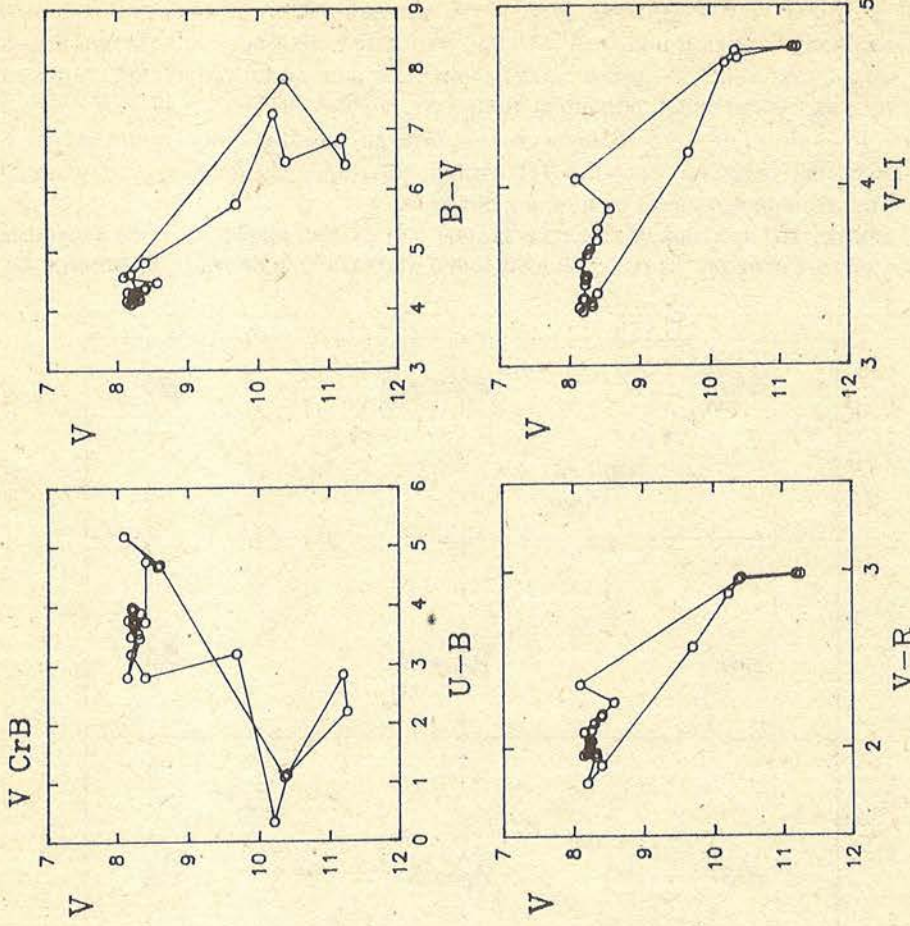


Рис. 8.

Рис. 8. Диаграммы цвет-величина для $VCrB$ по нашим наблюдениям в полосах B, V, R, I .

минимуме блеска). Аналогичное поведение показателей цвета $U-B$ и $B-V$ наблюдалось у ряда южных Ме-мирид [26]. Этот эффект объясняется различным влиянием температурных изменений и изменений силы молекулярных полос TiO в спектре. Для углеродных мирид такое же поведение показателей цвета с фазой, как и у кислородных мирид, обнаружено, насколько удалось выяснить, впервые.

Определенную роль в наблюдаемых изменениях цвета могло бы играть изменение интенсивностей полос поглощения соединений углерода с фазой блеска. Но согласно исследованию Сэнфорда [27] у V CrB силы молекулярных полос слабо меняются со временем, так что наблюдаемые изменения показателей цвета обусловлены главным образом изменениями континуума.

Диаграмма цвет–величина. Вид треков звезды на диаграмме цвет–величина позволяет в ряде случаев хотя бы грубо определить природу наблюдаемого излучения (рассеяние на пыли, излучение горячего газа и др.). На рис. 7 показана такая диаграмма $V, B-V$ для V CrB, построенная по сглаженным кривым блеска и цвета с привлечением всех опубликованных данных [13–18]. Видно, что она имеет вид двойной петли. Спуск звезды в минимум и выход из него происходит по разным ветвям диаграммы. Вначале при ослаблении блеска на $\approx 1,^m5$ звезда голубеет (фазы 0,0 – 0,3). Затем происходит сильное покраснение звезды, при котором показатель цвета $B-V$ возрастает на 2^m (фазы 0,3–0,6), после чего происходит возврат к цветам в максимуме блеска.

На рис. 8 показаны диаграммы цвет–величина по нашим наблюдениям в полосах B, V, R, I в пределах одного цикла. Видно, что диаграммы $V, B-V$ на рис. 7 и 8 различаются, что указывает на возможность различного характера изменений показателей цвета в разных циклах переменности.

Появление непрерывного голубого излучения в минимуме блеска наблюдалось у звезд с пылевыми оболочками (R CrB [28]), PU Vul [29], WW Vul [30], UX Ori [30] и др.) и легко объясняется рассеянием излучения звезды на частицах пыли в ее околозвездной оболочке. Во всех этих случаях диаграммы цвет–величина имеют специфический вид, зависящий от характеристик оболочки и типа пылевых частиц.

Как известно, пыль является важным компонентом околозвездных оболочек у мирид. Анализ фотометрических наблюдений углеродной мириды R Forg привел к выводу, что минимумы ее блеска вызваны конденсацией пыли в ее околозвездной оболочке [31]. Если у V CrB, которая тоже является углеродной миридой, происходит такой же процесс, как у R Forg, то можно ожидать, что диаграмма цвет–величина будет иметь какое-то сходство с соответствующими диаграммами для звезд с пылевыми оболочками (если влияние изменений молекулярных полос на изменения цветов малό или учтено).

Сравнение диаграмм цвет–величина для V CrB с такими диаграммами для упомянутых выше звезд показывает их существенные отличия. Единственным свойством диаграммы цвет–величина для V CrB, которое имеет сходство с такими диаграммами для других звезд, является ее петлеобразный вид, как у R CrB. Это означает, что образование пылевых структур и их разрушение происходят с разным темпом. Однако в остальной диаграммы $V, B-V$ для V CrB и других звезд сильно отличаются, указывая на разницу структуры их околозвездных оболочек и протекающих в них процессов.

3. Поляриметрия

Изменения наблюдаемой степени поляризации с длиной волны. Характерной особенностью волновых зависимостей для холодных гигантов и сверхгигантов, в частности мирид, является быстрый рост степени поляризации в ультрафиолет и небольшая (< 1%) поляризация в длинноволновой области спектра. Спектрополяриметрия ряда мирид [7, 8] показала, что у мирид типов M и S спектр

поляризации часто связан с полосами поглощения TiO и ZrO. Согласно исследованию [7], спектр поляризации углеродной мириды R Lep в области минимума блеска не имеет особенностей, за исключением резкого изменения позиционного угла и падения степени поляризации в области длин волн короче 5600\AA , а также поворота угла плоскости поляризации в D -линиях натрия. Последующие наблюдения с более высоким спектральным разрешением [8] выявили крутой рост степени поляризации в области $4500\text{--}4700\text{\AA}$ и связь поляризационных особенностей с головами полос поглощения C_2 .

Пятицветные наблюдения поляризации излучения V CrB вблизи минимума блеска, выполненные Шолом [3], показали обычную для мирид картину быстрого роста степени поляризации в ультрафиолет и изменение позиционного угла с длиной волны.

Наши измерения позволили более подробно, чем раньше, проследить за изменениями зависимостей параметров поляризации от длины волны с фазой блеска V CrB. Как и у других мирид, поляризация быстро растет в ультрафиолет практически на всех фазах, причем этот рост максимален в области фаз $0,6\text{--}0,8$. Наиболее значительные изменения позиционного угла с фазой наблюдались в коротковолновой области спектра. Поворот плоскости поляризации при переходе от максимума блеска к минимуму превышал 120° .

4. Обсуждение результатов

Переменность степени и угла плоскости поляризации может быть вызвана разными причинами. В частности, поворот плоскости поляризации возникает при прохождении света через несколько поляризующих сред с различной ориентацией плоскости поляризации. Наблюдаемая поляризация света звезды является суперпозицией межзвездной и собственной поляризации, которая, в свою очередь, может состоять из постоянной и переменной компонент. Отсюда следует, что в поляризации излучения V CrB имеются компоненты с различной ориентацией плоскости поляризации. Рассмотрим их по отдельности.

Межзвездная поляризация. Так как звезда находится высоко над плоскостью Галактики, то можно ожидать, что межзвездная поляризация V CrB невелика. Согласно [32] на высоких галактических широтах межзвездная поляризация $P_{\max} < < 3E_{B-V}$. Для оценки E_{B-V} воспользуемся зависимостью избытка цвета от галактической широты [33]: $E_{B-V} = 0,050 \operatorname{cosec} b$. Для галактической широты $b = 51^\circ$ получим оценки $E_{B-V} = 0^m,06$ и $P_{\max} < 0,18\%$. Длина волны максимума степени межзвездной поляризации согласно [34] равна $\lambda_{\max} = 0,555 - 0,03E_{B-V}$, откуда получаем $\lambda_{\max} = 0,55\mu$. В ближайших окрестностях V CrB нет звезд с известными параметрами поляризации. Поэтому для оценки величины межзвездной поляризации в области исследуемой звезды воспользуемся нашими измерениями поляризации излучения звезд сравнения SAO 64951 (7^m , K2) для V CrB и SAO 64617 ($6^m,9$, K0) для находящейся в той же области неба мириды S CrB (табл. 2). Видно, что действительно степень поляризации этих звезд согласуется с приведенной выше оценкой, а ориентация плоскости поляризации у обеих звезд практически одинакова и характеризуется позиционным углом $\theta \approx 100^\circ + 120^\circ$. Таким образом, можно принять, что межзвездная поляризация в окрестности V CrB оценивается величинами $P_{\max} \approx 0,2\%$, $\lambda_{\max} \approx 0,55\mu$, $\theta \approx 110^\circ$.

Так как межзвездная поляризация значительно меньше, чем наблюдавшаяся, то в дальнейшем она не учитывается.

Постоянная компонента собственной поляризации. Известно, что у мирид существуют околос звездные пылевые оболочки. Поэтому вполне возможно, что какая-то часть наблюдаемой поляризации может возникать в такой, в общем случае несимметричной, стационарной или медленно меняющей свои параметры пылевой оболочке звезды. Естественно предполагать, что эта поляризация соответствует минимальному уровню поляризации, наблюдавшейся во время максимума блеска.

Т а б л и ц а 2

Объект	Полоса	N	$P, \%$	$\sigma P, \%$	$\theta, \text{град}$	$\sigma\theta, \text{град}$
SAO 64951	U	25	0,24	0,10	110,2	11,2
	B	25	0,14	0,02	114,7	4,8
	V	25	0,15	0,02	97,6	4,0
	R	25	0,10	0,01	102,8	3,4
	I	25	0,11	0,01	99,9	3,0
SAO 64617	U	31	0,20	0,04	137,3	6,1
	B	31	0,15	0,01	121,3	2,6
	V	31	0,11	0,01	104,5	3,3
	R	31	0,09	0,01	109,8	3,5
	I	31	0,09	0,01	110,6	4,2

Т а б л и ц а 3

Объект	Полоса	$P, \%$	$\theta, \text{град}$	Объект	Полоса	$P, \%$	$\theta, \text{град}$
V CrB(max)	B	1,5	40		R	0,75	100
	V	0,5	75		I	0,75	98

Переменная часть поляризации, меняющаяся в широких пределах, имеет, по-видимому, другую природу.

Для проверки такого предположения рассмотрим диаграмму параметров Стокса P_x, P_y в полосах B, V, R, I (рис. 9). Видно, что наблюдаемые точки группируются вдоль прямых линий, не проходящих через начало координат (жирные прямые). Очевидно, что направление этих линий определяется плоскостью преимущественной ориентации переменной компоненты поляризации, а нуль-пункт отсчета ее величины определяется минимальным уровнем наблюдаемой поляризации. В этом случае параметры поляризации в максимуме блеска дают значения постоянной компоненты поляризации. Принятые таким образом значения параметров постоянной компоненты околозвездной поляризации даны в табл. 3.

Сравнивая данные табл. 1 и 2, легко заметить, что позиционные углы плоскости поляризации V CrB в полосах R, I в области максимума блеска очень близки к таковым для звезд сравнения и к принятому значению позиционного угла межзвездной поляризации. Так как величина межзвездной поляризации почти в 3 раза меньше поляризации излучения V CrB в длинноволновой области спектра с практически той же ориентацией, то остается принять, что наблюдавшаяся в полосах R и I поляризация в максимуме блеска звезды является постоянной компонентой собственной поляризации излучения V CrB и создается ее околозвездной пылевой оболочкой. Совпадение ее ориентации с ориентацией межзвездной поляризации в окрестностях звезды позволяет допустить, что ответственная за ее происхождение пылевая оболочка ориентирована межзвездным магнитным полем Галактики. В других полосах постоянная компонента ориентирована иначе и, по-видимому, имеет другую природу.

Зависимость угла поляризации от длины волны указывает на то, что в разных областях спектра действуют разные механизмы поляризации или их комбинации.

Переменная компонента собственной поляризации. Из рис. 9 видно, что поляризация в полосах B, V, R, I меняется не только по величине, но и по направлению. Наиболее ярко эти изменения выражены в полосе B , причем изменения угла происходят в промежуточных фазах кривой блеска. Величины этих изменений далеко выходят за пределы возможных ошибок наблюдений и должны считаться реальными. Объяснить такой характер изменений довольно трудно. Возможными причинами могут быть

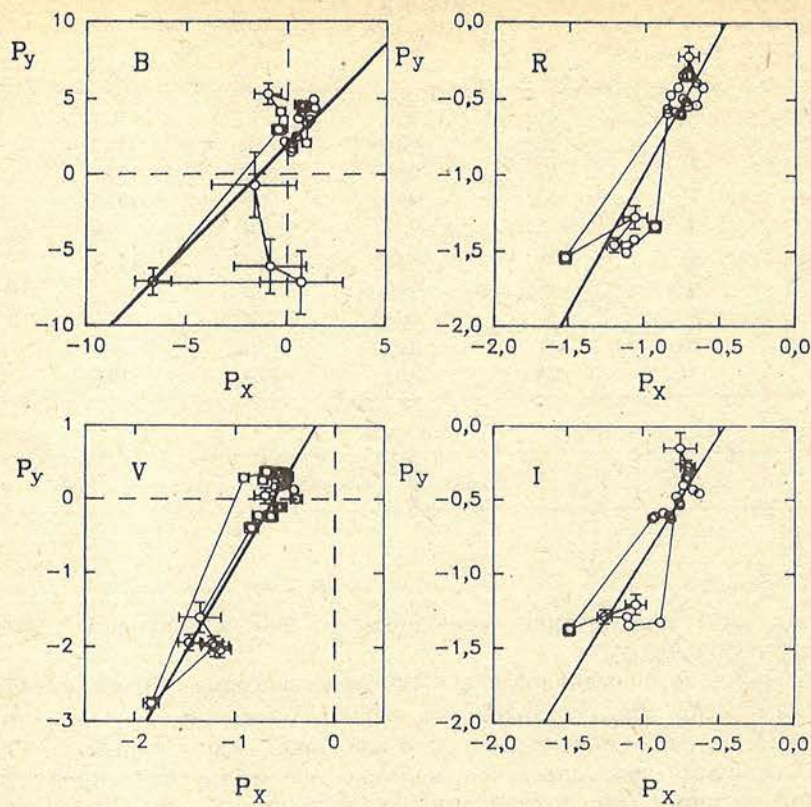


Рис. 9. Диаграмма параметров Стокса P_x, P_y в полосах B, V, R, I

Черточками показаны величины среднеквадратичных ошибок. Прямыми жирными линиями показано положение плоскости преимущественной ориентации переменной компоненты собственной поляризации излучения VCrB

крупномасштабные вариации рассеивающих свойств атмосферы звезды, связанные с появлением и исчезновением в ней больших неоднородностей температуры и/или плотности [2]. Существование таких неоднородностей подтверждается результатами исследования кривых блеска нескольких мирид. Так, в работе [35] показано, что изменения блеска мирид являются суперпозицией двух процессов: случайного (вызванного локальными флуктуациями поверхностной яркости) и детерминированного периодического. Возможно также рассеяние излучения звезды на неоднородностях звездного ветра ("блобах"). Как известно, темп потери массы миридами очень высок ($\approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$), так что образование таких неоднородностей вполне допустимо. При любой из этих гипотез можно ожидать появления значительных отклонений цветовых и поляризационных характеристик от их среднего хода с фазой. Для решения вопроса о природе переменной поляризации излучения V CrB нужны продолжительные наблюдения в разных циклах.

Одновременность фотометрических и поляриметрических измерений позволяет провести еще одну проверку пылевой модели. Исследования связи изменений степени поляризации с изменениями яркости у звезд типа R CrB [36] и звезд с алголеподобными изменениями блеска [30], у которых изменения блеска, цвета и степени поляризации вызваны изменениями параметров пылевых оболочек,

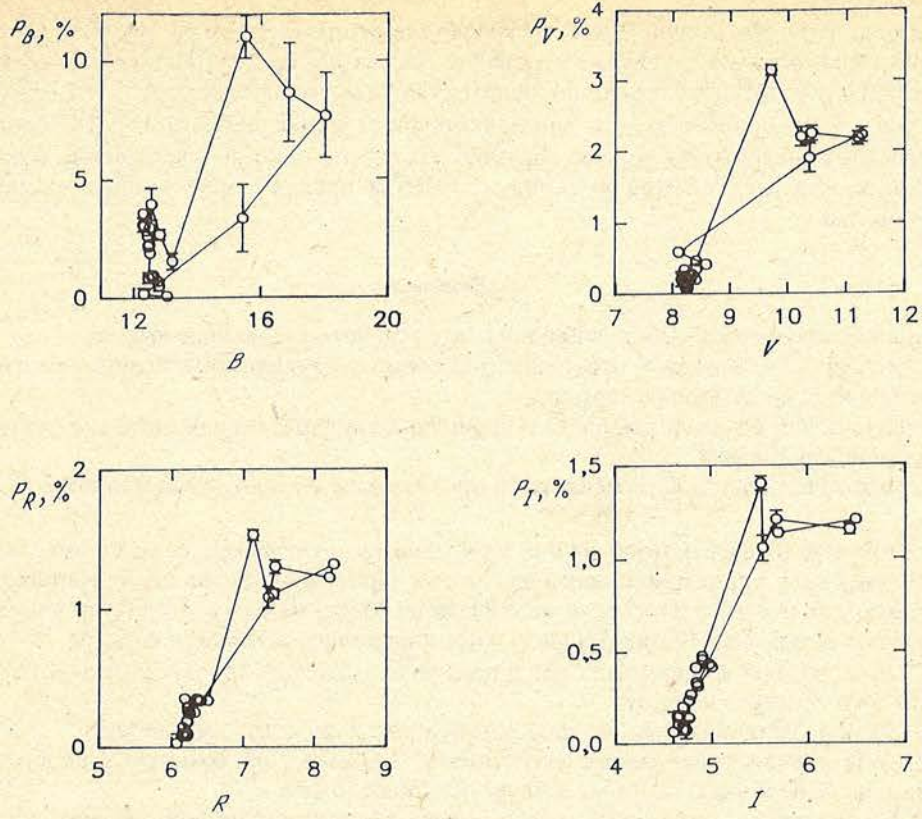


Рис. 10. Диаграмма блеск–степень поляризации в полосах B , V , R , I по нашим наблюдениям

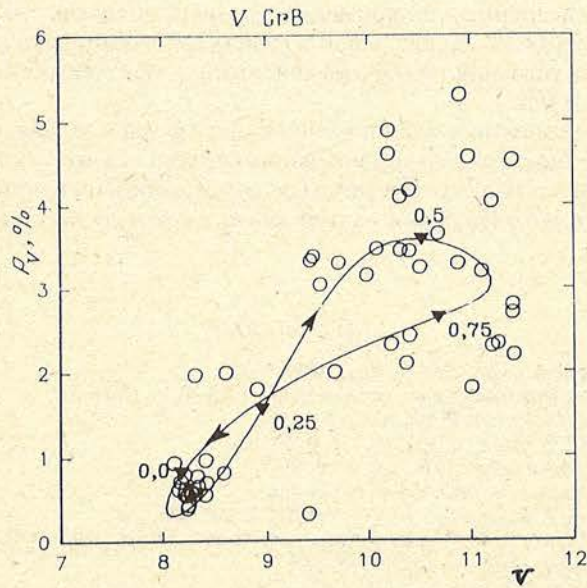


Рис. 11. Связь изменений степени поляризации P_V и блеска в полосе V по данным из [13–18]
Кривая показывает усредненный трек звезды по диаграмме. Стрелками указано направление обхода кривой. Цифры соответствуют фазам блеска

показали, что с убыванием блеска звезды степень поляризации растет по степенному закону. Аналогичное сравнение изменений блеска V CrB и переменной компоненты ее степени поляризации только по нашим наблюдениям в полосах B, V, R, I (рис. 10) и в полосе V по нашим и всем опубликованным ранее данным [13–18] (рис. 11) показывает совершенно другую картину, давая еще одно подтверждение различия поляриженных механизмов у мириды V CrB и других типов звезд с пылевыми оболочками.

5. Выводы

Анализ полученных наблюдений позволяет сделать следующие выводы:

1. Углеродная мирида V CrB относится к звездам с крупномасштабными изменениями блеска, цвета и поляризации.
 2. Изменения показателей цвета и параметров поляризации происходят синхронно с изменениями блеска.
 3. Показатель цвета $U-B$ меняется в противофазе с показателями цвета $B-V$, $V-R$, $V-I$.
 4. При переходе от максимума блеска к минимуму звезда краснеет, но вместе с тем возрастает доля коротковолнового излучения. При этом степень поляризации растет и происходит поворот плоскости поляризации. Максимальная амплитуда изменений наблюдалась в полосе B, минимальная – в длинноволновой области спектра.
 5. Цвета звезды и параметры поляризации меняются не только в пределах одного цикла, но и от цикла к циклу.
 6. Оценена величина межзвездной поляризации в окрестностях звезды.
 7. Собственная поляризация излучения V CrB имеет постоянную и переменную компоненты, величины которых зависят от длины волны.
 8. Постоянная компонента поляризации в длинноволновой области спектра возникает, по-видимому, в асимметричной стационарной пылевой оболочке звезды с плоскостью рассеяния, параллельной магнитному полю Галактики в окрестностях звезды.
 9. Переменная компонента поляризации в разных областях спектра меняется не только по величине, но и по направлению и возникает в атмосфере звезды.
 10. Для V CrB нет указаний на образование пыли в области так называемой точки эрупции вблизи фазы 0,8.
 11. Нет единого механизма возникновения поляризации в разных участках спектра.
 12. Механизм возникновения поляризации отличается от такового для звезд с пылевыми оболочками типа R CrB и звезд с алголеподобными изменениями блеска.
- Автор благодарен Н.Н. Петровой за помощь при наблюдениях и их обработке.

Май, 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шаховской Н.М. // Астрон. журн. 1963. Т. 40. С. 1055–1064.
2. Шаховской Н.М. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1968. Т. 39. С. 11–33.
3. Shawl S.J. // Astron. J. 1975. Vol. 80. P. 602–624.
4. Dyck H.M., Sandford M.T. // Astron. J. 1971. Vol. 76. P. 43–49.
5. Matherne J. // Astron. and Astrophys. 1976. Vol. 47. P. 53–57.
6. Harrington J.P. // Astrophys. Lett. 1969. Vol. 3. P. 165–168.
7. Landstreet J.D., Angel J.R.P. // Astrophys. J. 1977. Vol. 211. P. 825–835.
8. Boyle R.P., Aspin C., Coyne G.V., McLean I.S. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 164. P. 310–320.
9. Salpeter E.E. // Astrophys. J. 1974. Vol. 193. P. 585–592.
10. Schwarzschild M. // Astrophys. J. 1975. Vol. 195. P. 137–144.
11. Efimov Yu.S. // Veröff. Sternwarte Sonneberg. B 10. S. 428–435.
12. Холопов П.Н., Самусь Н.Н., Горанский В.П. и др. // Общий каталог переменных звезд. 4-е изд. М.: Наука, 1985. 327 с.

13. *Serkowski K.* // *IBVS.* 1966. N 141.
14. *Kruszewski A., Gehrels T., Serkowski K.* // *Astron. J.* 1968. Vol. 73. P. 677–687.
15. *Dyck H.M.* // *Astron. J.* 1968. Vol. 73. P. 688–696.
16. *Dyck H.M., Forbes F.F., Shawl J.S.* // *Astron. J.* 1971. Vol. 76. P. 901–915.
17. *Домбровский В.А., Полякова Т.А., Яковлева В.А.* // *Уч. зап. ЛГУ.* 1973. № 363. С. 45–57.
18. *McCall A., Hough J.H.* // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1980. Vol. 42. P. 141–154.
19. *Korhonen T., Pirola V., Reiz A.* // *ESO Messenger.* 1984. N 38. P. 20–24.
20. *Serkowski K.* // *Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry* / Ed. T. Gehrels. Tucson: University of Arizona. 1974. P. 135–174.
21. *Coyne G.V., Gehrels T., Serkowski K.* // *Astron. J.* 1974. Vol. 79. P. 581–589.
22. *Hsu J.-C., Breger M.* // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 262. P. 732–738.
23. *Neckel Th., Chini R.* // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1980. Vol. 39. P. 411–414.
24. *Mitt. veränderl. Sterne.* 1988. Bd. 11. S. 164–171.
25. *Raveendran A.V., Rao N.K.* // *Astron. and Astrophys.* 1989. Vol. 215. P. 63–65.
26. *Celis S.L.* // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1977. Vol. 29. P. 15–30.
27. *Sanford R.F.* // *Astrophys. J.* 1950. Vol. 111. P. 270–278.
28. *Ефимов Ю.С.* // *Астрон. журн.* 1988. Т. 65. С. 979–987.
29. *Ефимов Ю.С.* // Там же. С. 807–815.
30. *Grinin V.P., Kiselev N.N., Minikulov N.Kh.* et al. // *Astrophys. and Space Sci.* 1991. Vol. 186. P. 283–298.
31. *Le Berre T.* // *Astron. and Astrophys.* 1988. Vol. 190. P. 79–86.
32. *McLean I.S., Clarke D.* // *Mon. Notic Roy. Astron. Soc.* 1979. Vol. 186. P. 245–263.
33. *Kormendy J.* // *Astrophys. J.* 1977. Vol. 214. P. 359–382.
34. *Serkowski K., Mathewson D.S., Ford V.L.* // *Astrophys. J.* 1975. Vol. 196. P. 261–290.
35. *Ключ И.А.* // *Астрон. цирк.* 1986. № 1464. С. 5–6.
36. *Ефимов Ю.С.* Поляриметрия эруптивных звезд: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тарту, 1986. С. 112–173.

УДК 524.336

УЗКОПОЛОСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ

В.И. Бурнашев

Фотометрические наблюдения долгопериодических переменных R Ser, T Ser и o Cet проведены с помощью интерференционных фильтров ($\lambda_{\max} = 4015 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\max} = 4210 \text{ \AA}$) в 1991 г. Не обнаружено колебаний блеска за время, короткое по сравнению с длительностью циклов. При патрулировании блеска в течение 10 ночей для T Ser (полное время около 23 ч) и 3 ночей для o Cet (полное время около 5 ч) отклонения от среднего за ночь не превышали 4% за время от 5 мин до 4 ч.

NARROW-BAND PHOTOMETRY OF THE LONG-PERIOD VARIABLES, by V.I. Burnashev. The narrow-band photometry ($\lambda 4015 \text{ \AA}$ and $\lambda 4210 \text{ \AA}$) has been carried out during 1991 for three variables (R Ser, T Ser and o Cet). No variations with the time period more than 5 min and 4% amplitude were detected in continuous T Ser observations (total time 23^h-for 10 nights) and o Cet (total time 5^h-for 3 nights) observations.

К долгопериодическим звездам относят большой класс переменных, показывающих значительные (3^m – 9^m) циклические изменения блеска с периодами от 80 до 1000 дней. Между тем существуют указания на то, что блеск отдельных звезд испытывает заметные (до нескольких десятых звездной величины) изменения за время, малое по сравнению с длительностью цикла, – от нескольких дней [1] до нескольких минут. Сводка зарегистрированных скачкообразных изменений с характерным временем 1–180 мин приведена в [2].

В большинстве случаев кривые блеска мирид построены по визуальным или фотографическим оценкам, т.е. обладают невысокой точностью. Что же касается фотоэлектрических наблюдений, то, как правило, они выполняются в широкополосных фотометрических системах. Так, например, из кривых блеска 10 мирид в системе *UBVRI*, приведенных Эггеном [3], можно заподозрить для некоторых звезд отклонения от плавной кривой с амплитудой $0^m,1$ – $0^m,2$ за время от 3 до 20 дней. Поскольку долгопериодические переменные – это звезды поздних спектральных

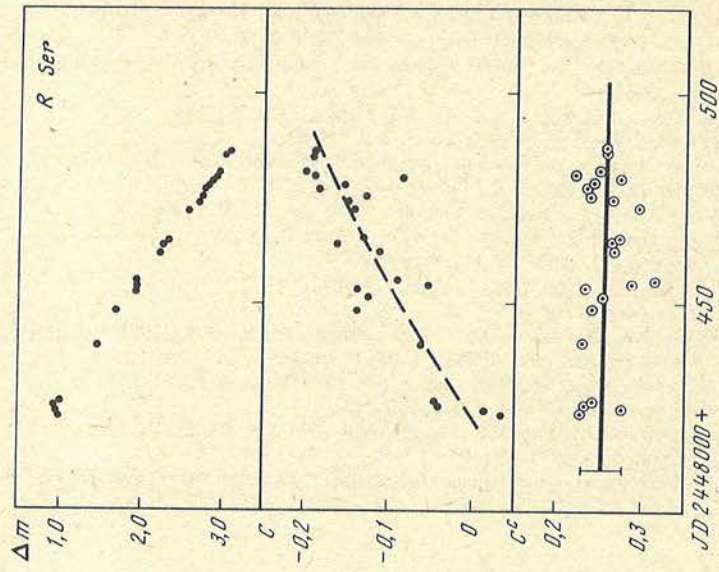


Рис. 2. Изменения блеска и индекса C для переменной R Ser

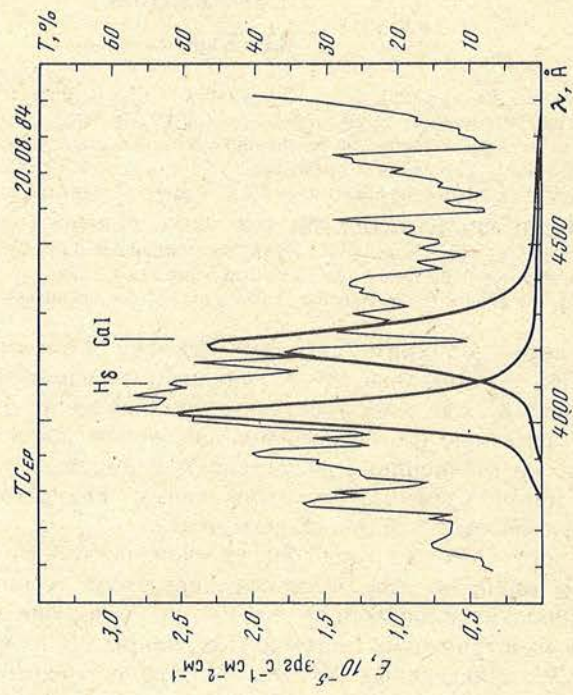


Рис. 1. Кривые пропускания примененных интерференционных фильтров

Таблица 1

JD 2448000+	Δm	C	JD 2448000+	Δm	C
423,32	1,02	0,03	465,32	2,36	-0,13
424,35	0,98	0,02	472,30	2,60	-0,14
425,30	0,96	-0,04	474,29	2,73	-0,15
426,32	1,03	-0,05	475,28	2,75	-0,13
440,32	1,50	-0,06	477,29	2,80	-0,18
448,30	1,71	-0,14	478,30	2,84	-0,15
451,28	1,78	-0,13	479,30	2,88	-0,09
453,31	1,93	-0,14	480,28	2,93	-0,19
454,31	1,98	-0,05	481,30	2,96	-0,20
455,31	1,98	-0,09	485,28	3,04	-0,19
462,30	2,25	-0,11	486,28	3,10	-0,19
464,30	2,30	-0,16			

классов с сильными молекулярными полосами, интенсивность которых меняется в течение цикла, то ясно, что применение широкополосных фотометрических систем ведет к дополнительной потере точности, вызванной цветовыми эффектами, и затрудняет редукции наблюдений, выполненных в разных обсерваториях.

Таким образом, для ответа на вопрос о короткопериодических изменениях блеска мирид необходимы по возможности плотные ряды наблюдений, выполненных в какой-либо узкополосной фотометрической системе.

В Крымской астрофизической обсерватории в течение 1991 г. проведена узкополосная фотометрия трех долгопериодических переменных R Ser, T Ser, и o Ser. Наблюдения выполнены с помощью фотометра, установленного на 70 см рефлекторе АЗТ-8. Для решения поставленной задачи применялись два интерференционных фильтра, один из которых был центрирован на область, наименее подверженную блендированию ($\lambda_{\max} = 4015 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 76 \text{ \AA}$). В область пропускания другого, кроме полосы окиси титана, попадает линия Ca I 4227 \AA ($\lambda_{\max} = 4210 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$). На рис. 1 показаны полосы пропускания примененных фильтров, наложенные на запись спектра звезды T Ser, полученную в 1984 г. в фазе спада блеска, когда эмиссия в линии H_{δ} была минимальной.

Наблюдения переменной R Ser (SAO 101771, $m_V = 5^m,4-12^m$; M5e-M9e, $P = 356^d$) выполнены относительно звезды сравнения SAO 101782 ($m_V = 7^m,3$, G0). Полученные результаты приведены в табл. 1 и на рис. 2. В нижней части рисунка для обеих звезд показаны измеренные значения индекса

$$C = -2,5 \lg \frac{n_{4015}}{n_{4210}},$$

где n_{4015} и n_{4210} — средние значения отсчетов из 5–10 измерений при времени накопления 10 с.

В верхней части рисунка показаны значения разности блеска в фильтре $\lambda 4015$:

$$\Delta m = -2,5 \lg \frac{n_{*4015}}{n_{\text{ср}4015}}.$$

Иллюстрацией надежности приводимых результатов может служить разброс отдельных определений вокруг среднего значения для звезды сравнения $C^c = 0^m,254 \pm 0^m,005$. Среднеквадратичная ошибка одного измерения, составляющая около $0^m,025$, указана в левой части графика.

Как видно, отклонения приводимых значений Δm и C для R Ser от некоторой сглаженной кривой не превышают более чем в 2 раза средней ошибки измерений.

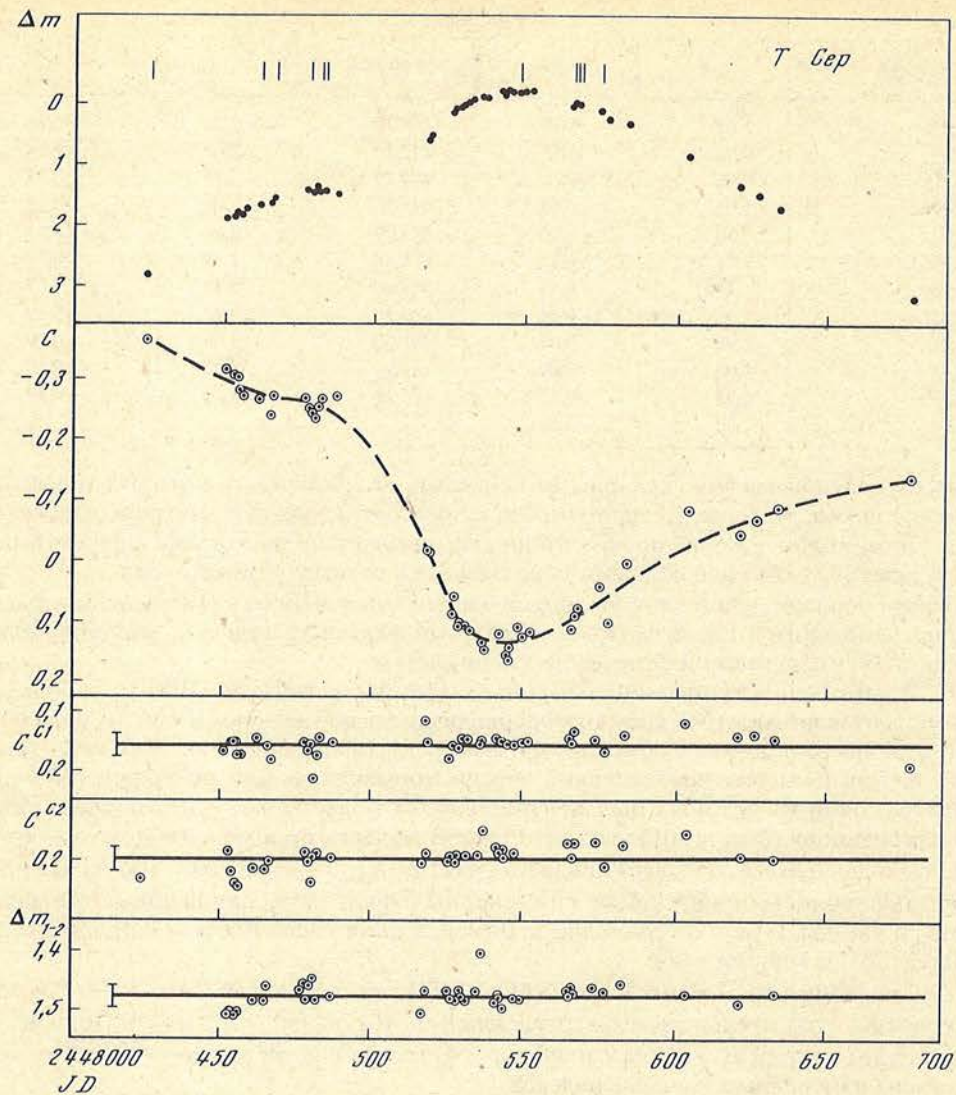


Рис. 3. Изменения блеска и индекса C для переменной $T\text{ Cep}$
 В верхней части рисунка указаны ночи, когда производились патрульные наблюдения

При наблюдениях переменной $T\text{ Cep}$ (SAO 19229, $m_V = 5^m,2 - 11^m,3$, $M 5,5e - M 8,8e$, $P = 388^d$) в качестве звезды сравнения была взята SAO 19214 ($m_V = 6^m,8$; A2). Контрольной звездой служила SAO 19211 ($m = 7^m,8$, A3). Результаты фотометрии приведены на рис. 3 и в табл. 2. В нижней части рисунка показаны измеренные значения индекса C^1 для звезды сравнения и для контрольной звезды (C^2), а также разность блеска Δm_{1-2} этих звезд в фильтре $\lambda 4015 \text{ \AA}$. Средняя ошибка одного определения (около 2%) указана в левой части каждого графика. Прямые линии соответствуют средним значениям: $C^{c1} = 0^m,157 \pm 0^m,003$, $C^{c2} = 0^m,198 \pm 0^m,003$, $\Delta m_{1-2} = 1^m,467 \pm 0^m,003$. Как видно, и в этом случае отклонения измеренных значений от некоторой сглаженной кривой для $T\text{ Cep}$ не превышают более чем в 2 раза ошибок измерений. Отметим, что подобно показателю $U-B$ измеренные значения индекса C достигают экстремального значения в максимуме блеска.

Т а б л и ц а 2

JD 2448000+	Δm	C	Патруль, час	JD 2448000+	Δm	C	Патруль, час
423,40	2,80	-0,36	2	529,31	-0,05	0,11	
449,38	1,89	-0,32		530,34	-0,07	0,12	
452,31	1,85	-0,31		534,32	-0,15	0,14	
453,36	1,79	-0,30		535,34	-0,15	0,15	
454,35	1,80	-0,28		540,35	-0,23	0,12	
455,35	1,74	-0,27		541,32	-0,19	0,17	
460,45	1,65	-0,26	2,5	542,23	-0,21	0,16	
464,32	1,61	-0,24	3	543,27	-0,20	0,15	
465,45	1,54	-0,27	2,5	546,21	-0,21	0,11	1,5
476,42	1,45	-0,27		548,30	-0,21	0,13	
477,42	1,44	-0,25		550,26	-0,19	0,12	
478,33	1,47	-0,24		564,18	-0,03	0,11	4
479,34	1,43	-0,23		565,23	-0,04	0,09	2
480,35	1,49	-0,25	2,5	566,20	-0,01	0,08	2
481,33	1,47	-0,26		573,20	0,09	0,04	1
486,32	1,50	-0,27		576,35	0,21	0,10	
516,43	0,57	-0,02		582,17	0,29	0,01	
517,35	0,47	-0,02		603,17	0,82	-0,08	
524,42	0,11	0,09		620,17	1,32	-0,04	
525,32	0,05	0,06		626,18	1,47	-0,07	
526,31	0,06	0,11		633,14	1,70	-0,09	
527,22	0,02	0,10		678,21	3,17	-0,14	
528,20	-0,02	0,11					

Т а б л и ц а 3

JD 2448000+	Δm	C	Патруль, час	JD 2448000+	Δm	C	Патруль, час
566,38	0,02	0,06	1	620,21	1,43	-0,04	
573,31	0,18	0,07	2	626,19	1,53	-0,09	
576,38	0,27	-0,06		633,19	1,69	-0,07	
603,19	0,90	-0,06	2				

Условия наблюдений не позволили в течение данного сезона получить достаточно плотный ряд оценок для переменной σ Cet (SAO 129825, $m_V = 2^m,0-10^m,1$, M5e-M9e, $P = 332^d$). Полученные результаты представлены в табл. 3. Наблюдения выполнены относительно звезды сравнения 71 Cet (SAO 129888, $m_V = 6^m,3$, AO). Контрольная звезда – SAO 129828 ($m_V = 9^m,1$, MO). Средние значения для этих звезд: $C^{c1} = 0^m,115 \pm 0^m,005$, $C^{c2} = 0^m,448 \pm 0^m,023$, $\Delta m_{1-2} = 5^m,394 \pm 0^m,018$.

Для поиска короткопериодических флуктуаций блеска, подобных отмеченным некоторыми авторами [2], для двух звезд τ Ser и σ Cet в течение некоторых нескольких ночей были проведены патрульные наблюдения. В последних столбцах табл. 2 и 3 приведены длительности интервалов патрулирования. Такие патрульные наблюдения выполнялись в основном в фильтре $\lambda 4014 \text{ \AA}$, лишь в течение двух ночей (15.06.91 и 22.07.91) – в фильтре $\lambda 4210 \text{ \AA}$. Для уменьшения влияния флуктуаций атмосферной экстинкции [4] блеск переменных звезд контролировался с помощью звезд сравнения.

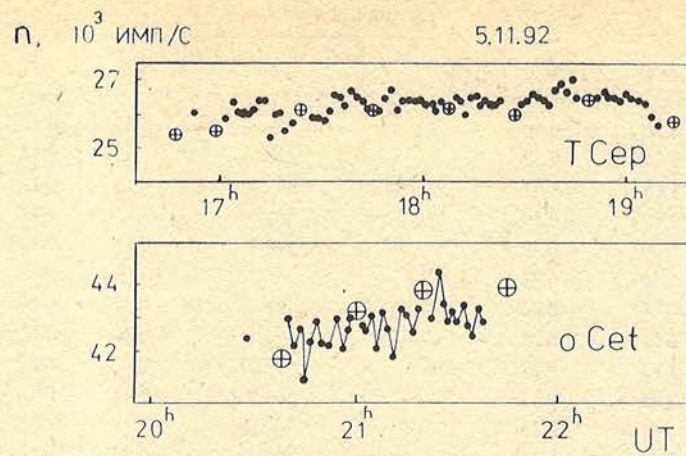


Рис. 4. Непрерывная запись блеска Т Сеп и о Сет
Кружки – отсчеты от звезд сравнения

На рис. 4 для примера показаны усредненные за 100 с значения скорости счета n для ночи 5.11.91, когда блеск звезд сравнения был близок к блеску переменных. Значения n для звезд сравнения показаны кружками. Размер кружков соответствует разбросу около 1%. Общее время патрулирования в течение сезона составило около 23 ч для Т Сеп и около 5 ч для о Сет. За это время не зарегистрировано отклонений от среднего для данных ночей более чем на 4% за время более 5 мин (потеря времени на запись звезд сравнения).

Таким образом, проведенные узкополосные фотометрические наблюдения долгопериодических переменных не показали колебаний блеска, выходящих за пределы ошибок измерений в течение временных интервалов, существенно меньших продолжительности циклов.

Автор глубоко благодарен С.С. Гузию и П.Ю. Алексееву за помощь в наблюдениях, Б.А. Бурнашевой и Л.И. Аксиментьевой за помощь в обработке данных, В.Т. Жоголевой – за помощь в изготовлении иллюстраций.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hetzler C. // *Astrophys. J.* 1938. Vol. 92. P. 59.
2. Schaefer B.F. // *Astrophys. J.* 1991. Vol. 366. P. 439–442.
3. Eggen O.J. // *Astrophys. J.* 1975. Vol. 195. P. 661–678.
4. Бурнашев В.И., Бурнашева Б.А., Меркулова Н.И., Метик Л.П. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1991. Т. 83. С. 156.

**КООПЕРАТИВНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ВСПЫХИВАЮЩЕЙ КРАСНОЙ КАРЛИКОВОЙ ЗВЕЗДЫ EV Lac
В 1989 ГОДУ**

**А.В. Бердюгин, Р.Е. Гершберг, И.В. Ильин, В.П. Маланушенко
Н.И. Шаховская, Н.М. Шаховской*,
И. Пагано**, И.П. Панферова, Л.А. Пустильник*****

Приводятся результаты кооперативных наблюдений вспыхивающей звезды EV Lac в сентябре 1989 г. За 23,2 ч фотометрического патруля зарегистрировано 13 вспышек с амплитудами в полосе ΔU от $0^m.2$ до $1^m.5$. Спектральные наблюдения EV Lac вне вспышек обнаружили вариации эмиссионного спектра, которые могут быть отнесены за счет вращения звезды с неоднородной хромосферой, при такой интерпретации наблюдений положение максимально яркой области хромосферы на звезде в 1989 г. оказывается достаточно близким к соответствующему положению в 1987 г. Выполненные поляриметрические измерения не привели к обнаружению значимых изменений поляризации звезды во время вспышек.

COOPERATIVE OBSERVATIONS OF FLARE RED DWARF STAR EV Lac IN 1989, by A.V. Berdyugin, R.E. Gershberg, I.V. Ilyin, V.P. Malanushenko, N.I. Shakhovskaya, N.M. Shakhovskoj, I. Pagano, I.P. Panferova, L.A. Pustil'nik Results of cooperative observations in 1989 September for the flare red dwarf star EV Lac are given. For $23^h.2$ photometric monitoring 13 stellar flares with amplitudes ΔU from $0^m.2$ to $1^m.5$ have been registered. Spectral observations out of flares have shown variations of emission spectra that may be due to rotation of the star with heterogeneous chromosphere; in the case of such a model, the position of the brightest part of the chromosphere on the star in 1989 was rather close to corresponding position in 1987. Polarimetric measurements did not show noticeable variations of the stellar polarization during flares.

С 3 по 10 сентября 1989 г. в Крыму, на Кавказе и на Сицилии были проведены патрульные наблюдения красной карликовой звезды EV Lac. Как и в две предыдущие кампании 1986 и 1987 гг. [1, 2], цель наблюдений заключалась во всестороннем изучении активности одной из самых ярких звезд типа UV Cet. В ходе этой кампании проводились фотометрические, спектральные и поляриметрические патрульные наблюдения звезды.

Фотометрия и колориметрия

Фотометрический патруль EV Lac проводился в Крымской обсерватории Н.И. Шаховской и И.В. Ильиным 4 и 6 сентября 1989 г. на 70 см рефлекторе АЗТ-8 и 7–10 сентября – на 1,25 см рефлекторе АЗТ-11; наблюдения велись на *UBVRI* фотометре-поляриметре Пииролы [3] с временным разрешением 23с: 10 с накапливался отсчет от звезды, столько же – от фона неба. В течение 4 ночей, с 3 по 6 сентября, на протяжении нескольких часов блеск звезды патрулировался Л.А. Пустильником и И.П. Панферовой в полосе *U* на 6м БТА с помощью скоростного электрофотометра НЭФ [4]. Поток фотоотсчетов, поступающий с электрофотометра, регистрировался 2-процессорным комплексом ДВК и СМ-4 с временным разрешением до 4 мс в виде кривой блеска, параллельно шла регистрация моментов времени прихода отдельных фотонов в специализированном комплексе Квантохроне [5], предназначенном для поиска переменности на временах от микросекунд до секунд. 9 сентября блеск звезды патрулировался в течение нескольких часов И. Пагано на 61 см рефлекторе обсерватории Катании.

© Коллектив авторов, 1995

* Крымская астрофизическая обсерватория. Крым.

** Астрофизическая обсерватория Катании. Италия.

*** Специальная астрофизическая обсерватория. Россия.

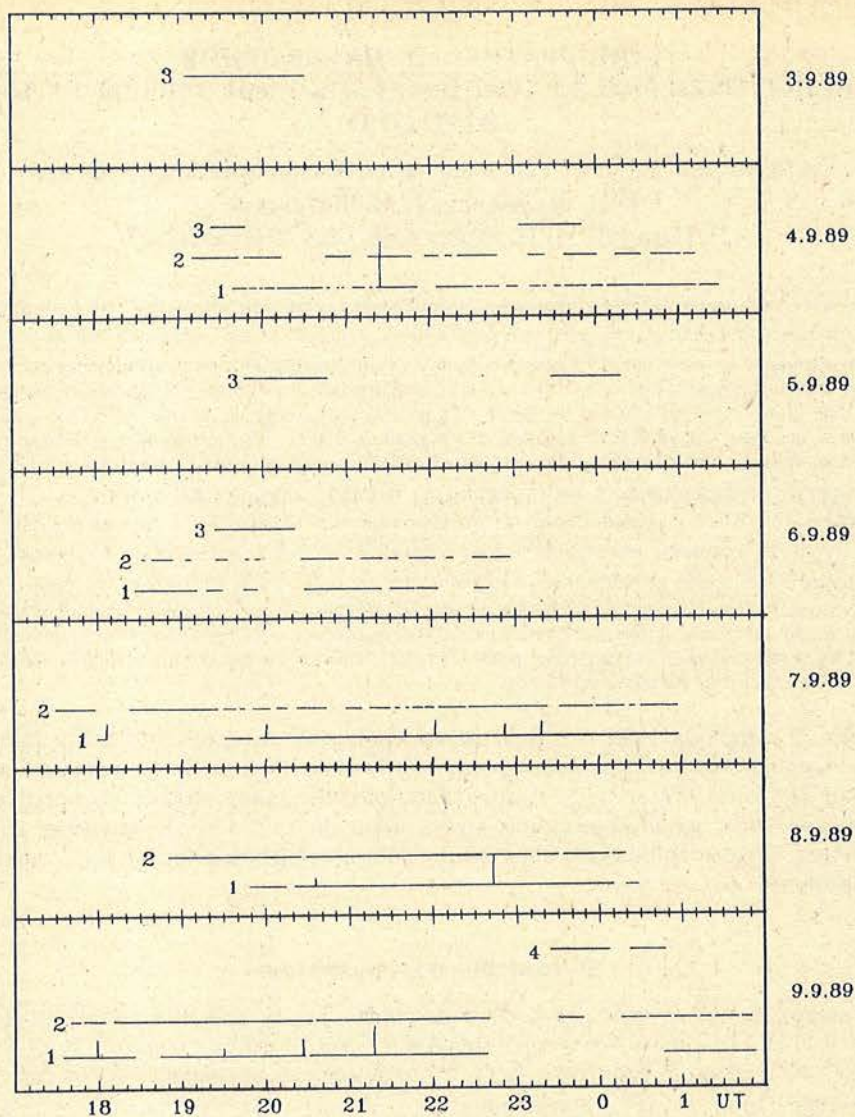


Рис. 1. Временное распределение патрульных наблюдений EV Lac кампании 1989 г.
 1 - фотометрия в Крыму; 2 - поляриметрия в Крыму; 3 - спектральный и фотометрический патруль на 6 м БТА; 4 - фотометрия на Сицилии

На рис. 1 представлена схема достигнутого суммарного покрытия наблюдениями звезды в указанные ночи. Моменты максимумов вспышек, зарегистрированных фотометрическим патрулем в Крыму, отмечены вертикальными отрезками, длины которых пропорциональны амплитудам вспышек. При патрулировании блеска EV Lac 4 и 6 сентября на 70 см рефлекторе в Крыму на временных промежутках, отмеченных на рис. 2 квадратными скобками, качество гидирования телескопа было неудовлетворительным, в результате чего в диафрагму фотометра временами попадал оптический спутник звезды; точность этих наблюдений низка, и можно лишь утверждать, что на этих интервалах не было мощных и продолжительных вспышек. Во время сравнительно непродолжительных наблюдений в САО зарегистрировано несколько малых по амплитуде всплесков яркости звезды продолжительностью в

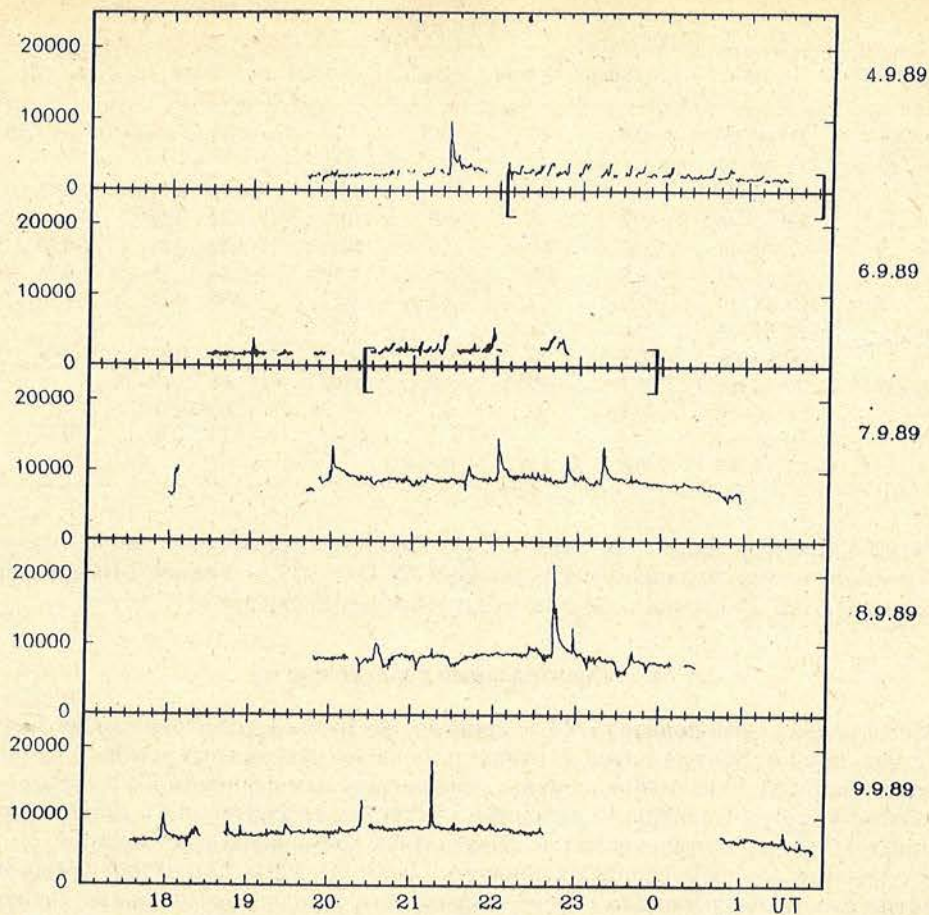


Рис. 2. Кривые блеска EV Lac, записанные в полосе U в ходе фотометрических наблюдений в Крыму. По оси ординат отложено число зарегистрированных за 10 с импульсов.

1–3 с; во время патрулирования на Сицилии не были обнаружены вспышки с амплитудой ΔU , не превышающей $0,^m34$.

На рис. 2 даны кривые блеска EV Lac, записанные в Крыму в полосе U , а в табл. 1 собраны количественные характеристики зарегистрированных вспышек: моменты максимумов блеска, продолжительности возгорания T_b и затухания T_a вспышек, их эквивалентные продолжительности $P = \int [(I_f - I_0) / I_0] dt$, где I_f и I_0 – скорости счета во время вспышки и в спокойном состоянии звезды, амплитуды вспышек в полосе U и показатели цветов $U-B$ и $B-V$ в моменты максимумов блеска.

Общий уровень вспышечной активности звезды можно характеризовать отношением $\Sigma P/T$, т.е. отношением суммы эквивалентных продолжительностей зарегистрированных вспышек к продолжительности патрульных наблюдений. По наблюдениям EV Lac в Крыму в 1989 г. в полосе U это отношение составляло 0,02, что практически совпадает со средней оценкой этой величины в другие сезоны [6].

Как известно, амплитуда вспышек красных карликовых звезд систематически понижается с переходом в длинноволновую область спектра. В 1989 г. нам не удалось зарегистрировать столь интенсивные вспышки, у которых с достаточной точностью можно было бы измерить собственное излучение вспышек в полосах R и I , а также проследить эволюцию собственных цветов вспышечного излучения, как это было

Т а б л и ц а 1

Дата	УТ	T_b , мин	T_a , мин	P , мин	ΔU	$U-B$	$B-V$
4.09.89	21 ^h 23 ^m 45 ^s	0,8	20	13,1	1,51	-0,91 ± 0,05	0,14 ± 0,10
7.09.89	18 06 12				> 0,53		
	20 00 48	1,3	20	2,8	0,48	-0,71 0,10	0,42 0,20
	21 40 46	1,2	8	0,7	0,25	-1,22 0,27	
	22 01 46	0,8	10	2,6	0,54	-1,22 0,12	0,20 0,31
	22 51 42	0,8	6	1,9	0,40	-0,84 0,15	0,78 0,26
	23 18 14	1,2	9	2,2	0,51	-0,90 0,11	0,10 0,27
8.09.89	20 34 58	34	58		> 0,29		
	22 43 06	0,8	20	4,6	1,00	-1,04 0,05	0,06 0,12
9.09.89	17 59 16	1,1	10	1,9	0,47	-1,07 0,15	
	19 30 20	0,8	2	0,1	0,23	-0,66 0,30	
	20 26 15				> 0,47	-1,24 0,07	-0,04 0,22
	21 17 08	0,8	1,0	0,83			

сделано по наблюдениям 1986 и 1987 гг. [1]. Поэтому ограничимся лишь замечанием, что в моменты максимумов блеска вспышки EV Lac 1989 г. занимают на двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) ту же область, что и вспышки 1986 и 1987 гг.

Спектральные наблюдения

Спектральные наблюдения EV Lac проводились на 6м телескопе в фокусе Несмита. Поступающий от звезды поток фотонов разводился светоделителем на 2 прибора: в спектрограф СП-124 с 1000-канальным телевизионным сканером [7] и в скоростной электрофотометр. Спектры, полученные на stroбах телевизионного сканера с разрешением 3–6 Å, регистрировались в ЭВМ СМ-4 с временным разрешением, которое при описываемых наблюдениях выбиралось от 30 до 300 с. "Мертвое" время между спектральными экспозициями, необходимое для записи накопленного спектра на магнитный носитель, составляло 15 с. Благодаря такой методике, мы имели возможность вести синхронные наблюдения переменности блеска с высоким временным разрешением и одновременно регистрировать вариации спектров на интервалах времени порядка минут. При этом общность потока приходящих фотонов для спектрального и фотометрического патруля защищала от трудностей, связанных с локальными эффектами атмосферы, трактов и систем регистрации, присущих наблюдениям на разнесенных независимых инструментах.

Как уже отмечалось, в ходе наблюдений на БТА сколько-нибудь заметные вспышки EV Lac обнаружены не были. Поэтому анализ полученных спектральных данных был ориентирован на поиски изменений спектра звезды, не связанных со вспышками, либо на поиски эффектов слабых вспышек, не регистрируемых индивидуально. Процедура рассмотрения полученных записей, которая проводилась на специально созданном для обработки спектров языке Сипран [8], была следующей.

Каждый полученный спектр сперва редуцировался за неоднородную чувствительность катода и спектральную чувствительность сканера. Затем с помощью записи спектра аргон-неоновой лампы проводилась единообразная привязка каждого спектра к длинам волн. Все редуцированные таким образом индивидуальные спектры были суммированы и давали средний спектр звезды вне вспышки. На этом суммарном спектре с малыми шумами были выделены участки вне заметных эмиссионных и абсорбционных линий, и по этим участкам с помощью сплайн-кривой был проведен квазиконтинуум излучения звезды. На рис. 3 приведены исходный средний спектр EV Lac и спектр, редуцированный на проведенный таким образом квазиконтинуум. На рисунке отмечены все спектральные детали, подвергнутые дальнейшему коли-

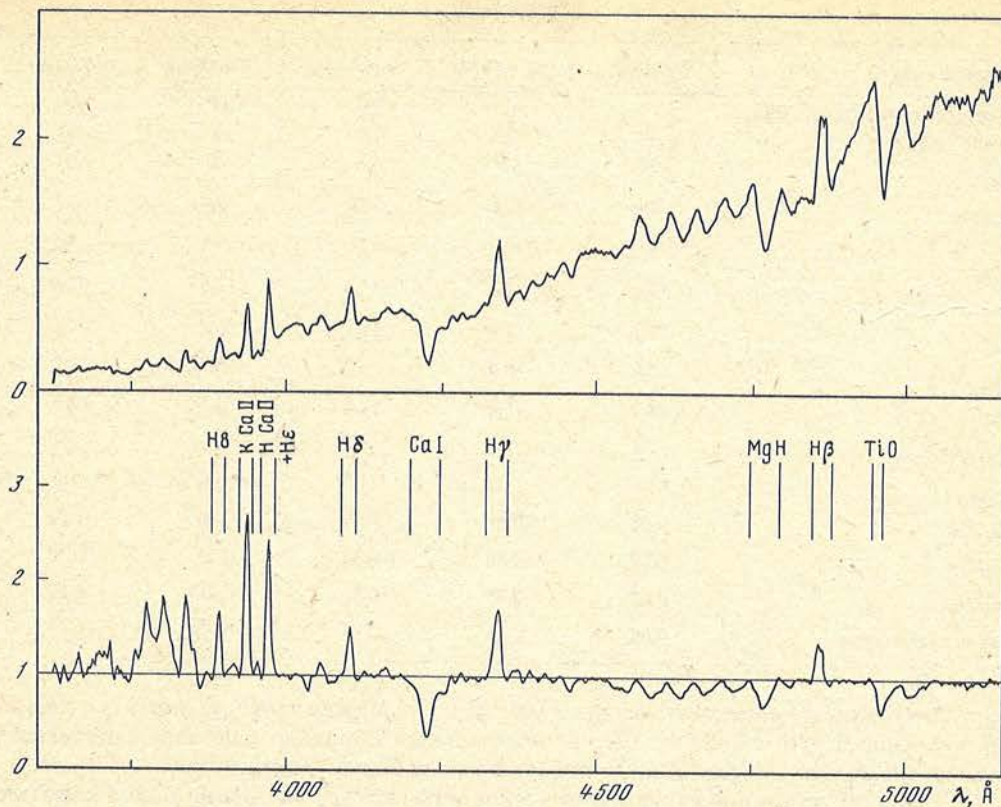


Рис. 3. Средний спектр EV Lac и спектр, приведенный к квазиконтинууму

чественному анализу, в ходе которого определялись эквивалентные ширины эмиссионных линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $H_{\epsilon} + HCaI$ и H_{δ} и абсорбционных линий $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I и $\lambda 4780 \text{ \AA}$ MgH, скачок интенсивности у головы молекулярной полосы TiO $\lambda 4955 \text{ \AA}$ и отношения потоков в некоторых эмиссионных линиях. С помощью выбранных на суммарном спектре участков квазиконтинуума мы провели описанную процедуру с каждой индивидуальной записью спектра с суммарными спектрами за каждую из 4 ночей и с суммарным спектром за все ночи. В табл. 2 приведены данные, полученные по суммарным спектрам за отдельные ночи и по всем ночам.

Табл. 2 позволяет предположить значимые изменения эмиссионного спектра звезды от ночи к ночи. Действительно, в то время как величина скачка у предела молекулярной полосы $\lambda 4955 \text{ \AA}$ TiO и эквивалентная ширина абсорбционной линии $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I практически постоянны, т.е. спектр фотосферного излучения не меняется, хромосферные эмиссионные линии H_{β} и H_{γ} в первую и четвертую ночи наблюдений были явно слабее, чем в две ночи между ними. Если учесть, что период вращения EV Lac составляет 4,38 сут. [9], то естественно считать, что 3 и 6 сентября звезда была обращена к Земле полусферой, в меньшей степени покрытой активными областями, чем 4 и 5 сентября. Аналогичная модуляция хромосферного излучения EV Lac была обнаружена в крымских наблюдениях 1986 г., причем максимум хромосферной эмиссии в линии H_{α} соответствовал минимуму фотосферного излучения, который был обусловлен обращением к Земле наиболее запытенной полусферы звезды [2]. Можно думать, что с точностью до полусуток максимум хромосферного излучения EV Lac имел место между нашими наблюдениями 4–5 и 5–6 сентября 1989 г., т.е. JD 2447775,0 \pm 0,5. Если воспользоваться эфемеридой Ройзмана

Т а б л и ц а 2

Средний спектр	3-6.09.89	3-4.09.89	4-5.09.89	5-6.09.89	6-7.09.89
Суммарная экспозиция, мин		60	78	47	61
Число спектров	49	20	12	8	9
$W_{H\beta}$, Å	5,2	4,9	6,3	6,0	3,3
$W_{H\gamma}$, Å	9,9	9,3	10,4	12,7	8,2
$W_{H\delta}$, Å	5,0	6,4	6,8	3,7	2,5
$W_{H\epsilon+H\text{CaII}}$, Å	12,7	11,4	15,6	11,5	10,9
$W_{K\text{CaII}}$, Å	15,7	14,4	19,1	16,2	12,2
$W_{H\delta}$, Å	5,6	6,4	6,3	6,8	3,7
$W_{\lambda 4227 \text{CaI}}$, Å	15,1	16,9	14,4	15,5	14,1
$W_{\lambda 4780 \text{MgH}}$, Å	7,1	9,0	6,1	7,9	5,4
$I_{\lambda 4955}^- / I_{\lambda 4955}^+$	1,6	1,7	1,5	1,6	1,6
$F_{H\gamma} / F_{H\beta}$	0,82	0,81	0,69	0,84	1,26
$F_{H\delta} / F_{H\beta}$	0,32	0,38	0,34	0,21	0,35
$F_{H\epsilon+H\text{CaII}} / F_{H\beta}$	0,53	0,45	0,52	0,41	0,92
$F_{K\text{CaII}} / F_{H\epsilon+H\text{CaII}}$	0,88	0,86	0,88	0,95	0,83

[9], то этот момент соответствует фазе $0,6 \pm 0,1$. Сравнение этого результата с рис. 1 в [2] показывает, что с 1987 по 1989 г. центральный меридиан наиболее запятой звезды полусферы звезды сместился по ее поверхности не более чем на $36^\circ \pm 36^\circ$.

С целью обнаружения вариаций эмиссионного спектра звезды на более коротких временных интервалах мы рассмотрели индивидуальные записи спектров EV Lac, полученные с экспозициями от одной до нескольких минут. Были подсчитаны среднеквадратичные разбросы величин эквивалентных ширин, относительных интенсивностей эмиссионных линий и интенсивностей в трех участках спектра звезды, свободных от линий и не совпадающих с участками, выбранными для проведения квазиконтинуума. Оказалось, что дисперсии характеристик эмиссионных линий значительно превышают дисперсии уровня непрерывного излучения звезды. Однако физическую причину такого различия пока однозначно определить не удастся.

Поляриметрия. Аппаратура и методика наблюдений

Измерения линейной поляризации излучения EV Lac проводились в кассегреневском фокусе Шайновского 2,6 м рефлектора (ЗТШ) с помощью одноканального поляриметра с быстрым (33 об/с) вращением поляризационного анализатора [10, 11]. В этом поляриметре синхронно с вращением анализатора переключаются 4 счетчика импульсов ФЭУ, каждый из которых считает импульсы в 90-градусных интервалах положения анализатора. Средние положения главной плоскости анализатора для каждого счетчика различаются на 45° . При этом усредненные за время экспозиции значения безразмерных параметров Стокса $PX = P \cos 2\vartheta$ и $PY = P \sin 2\vartheta$, где P – степень линейной поляризации и ϑ – позиционный угол плоскости поляризации в инструментальной системе отсчета, вычисляются по формулам [11, 12]

$$PX = 157,08(N_1 - N_2) / (N_1 + N_2), \quad (1)$$

$$PY = 157,08(N_3 - N_4) / (N_3 + N_4),$$

где N_1, N_2, N_3 и N_4 – число квантов (импульсов ФЭУ), накопленных в каждом из 4

счетчиков за время экспозиции, а коэффициент $157,08 = \pi/2 \cdot 100\%$ – масштабный множитель, возникающий при интегрировании по 90-градусным интервалам поворота анализатора и выражении поляризации в процентах.

Так как временные интервалы работы последовательно включающихся счетчиков частично перекрываются, то каждый квант регистрируется дважды – первой и второй парами счетчиков, дающими соответствующие параметры Стокса. Полные суммы импульсов, накопленные каждой парой счетчиков, должны совпадать, что обеспечивает контроль правильности регистрации любого измерения. Такая методика позволяет практически одновременно измерять световые потоки, соответствующие различным состояниям поляризации, и обеспечивает независимость результатов измерений от быстрых изменений полного светового потока от звезды [12]. В настоящих наблюдениях применялась модернизированная схема регистрации отсчетов 4 счетчиков с помощью локальной сети ЭВМ, аналогичной описанной в [13].

Все поляриметрические наблюдения проводились с фильтром $U(\lambda_{\text{эф}} = 3650 \text{ \AA})$, временем экспозиции (временным разрешением) 10 с и апертурной диафрагмой 10". Фон неба регистрировался каждые 20–40 мин в течение 40 с. Отсчеты от фона во всех каналах усреднялись, или интерполировались, и вычитались из суммарных отсчетов "звезда + фон" во всех счетчиках для каждой 10-секундной экспозиции. Инструментальная поляризация учитывалась по наблюдениям EV Lac в спокойном состоянии, выполненным в те же ночи, что и зарегистрированные вспышки. При этом излучение звезды в спокойном состоянии считалось неполяризованным. (Исследование возможных малых изменений поляризации вне вспышек, связанных с пятнами и другой активностью звезды, требует специально поставленных наблюдений.) Средняя ошибка измерения безразмерных параметров Стокса для определенной таким образом инструментальной поляризации составляла 0,1–0,2%.

Поляризационные наблюдения EV Lac проводились нами в течение 5 ночей. Распределение этих наблюдений во времени показано на рис. 1. Их суммарная продолжительность составила 21 ч.

Анализ результатов

За время патрульных поляризационных наблюдений EV Lac в сентябре 1989 гг. были зарегистрированы 4 вспышки звезды с амплитудой более $0^m,5$ и большее число более мелких всплесков. (Заметим, что из-за некоторых различий фотометрических систем и временного разрешения приборов, с которыми проводились фотометрические и поляриметрические наблюдения на разных телескопах, амплитуды вспышек, зарегистрированные на поляриметре, на несколько сотых звездной величины отличаются от амплитуд тех же вспышек, приведенных в табл. 1.) На рис. 4 представлены зарегистрированные с поляриметром кривые блеска в полосе U четырех указанных вспышек вместе с ходом безразмерных (нормированных) параметров Стокса PX и PY .

Вместе с освобожденными от влияния инструментальной поляризации параметрами PX и PY на рис. 4 представлены их среднеквадратичные погрешности, вычисленные по статистике зарегистрированных квантов с учетом среднего фона по формуле

$$ME(PX, PY) = 157,08 \sqrt{N'} / N^*, \quad (2)$$

где N' – суммарное число фотонов, зарегистрированных по всем каналам от звезды с фоном, а N^* – то же число после вычитания средних отсчетов от фона.

Как показано в [14–17], корректный статистический анализ поляризационных наблюдений следует проводить именно с помощью безразмерных параметров Стокса PX и PY , а не степени поляризации P . Действительно, определяемые непосредственно из измеренных отсчетов параметры PX и PY при достаточно большой статистике зарегистрированных квантов подчиняются нормальному закону и дают несмещен-

04. IX 1989

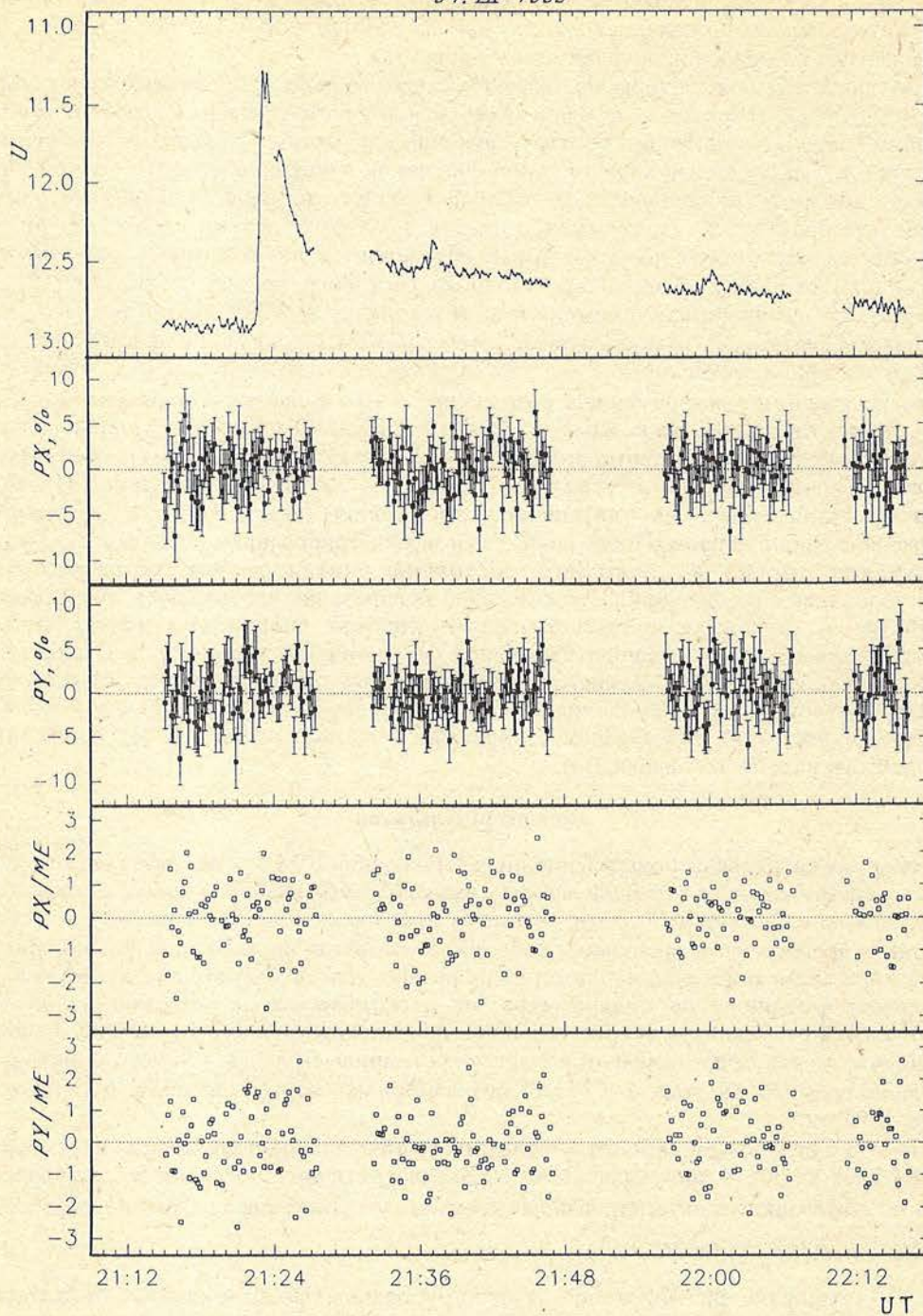


Рис. 4. Результаты фотометрических и поляриметрических измерений EV Lac во время 4 самых сильных вспышек, зарегистрированных на поляриметре с временным разрешением 10 с: кривые блеска в полосе U , безразмерные параметры Стокса P_X и P_Y с среднеквадратичными погрешностями, вычисленными по статистике квантов, и отношения этих параметров к их средним погрешностям

07. IX 1989

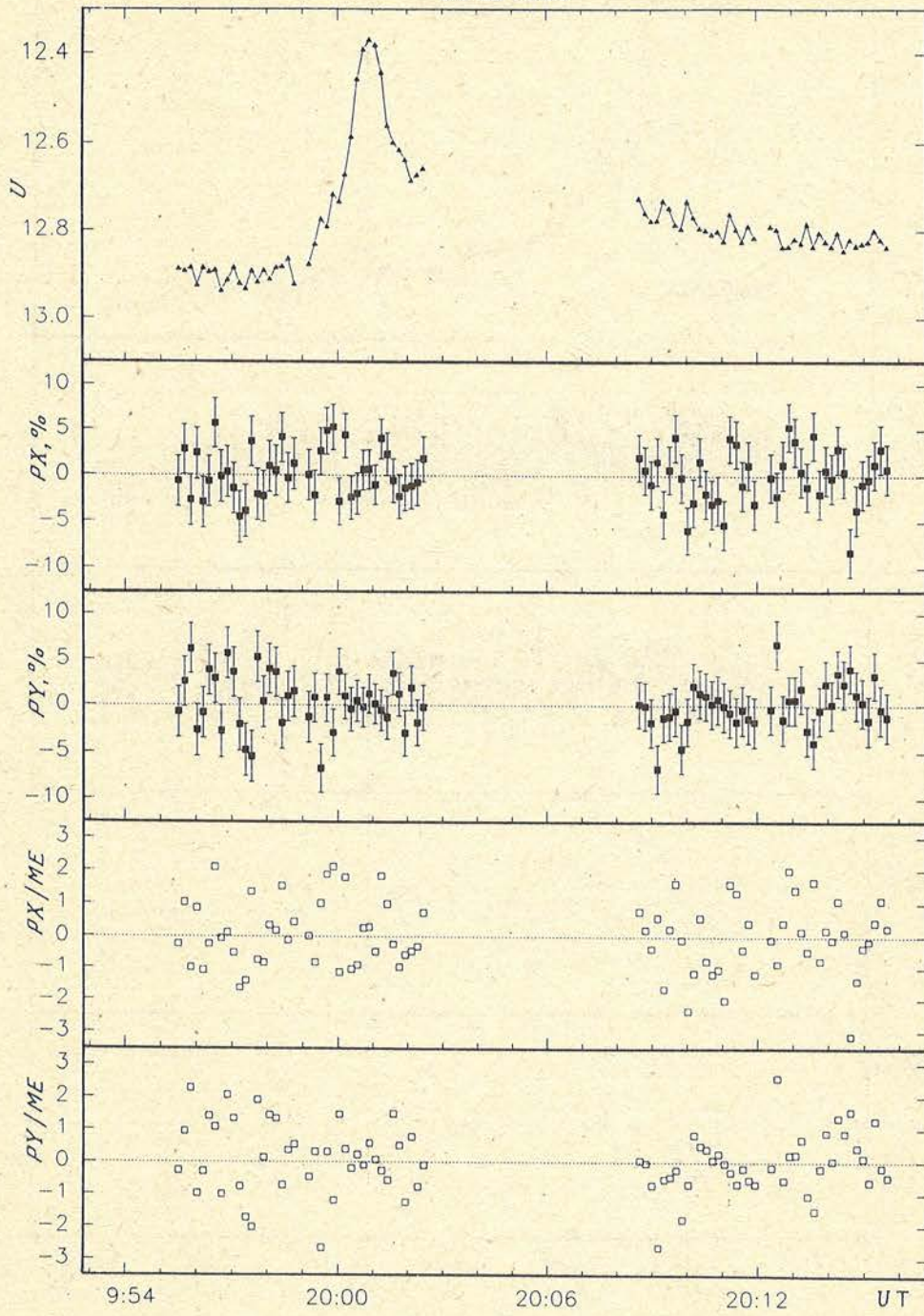


Рис. 4 (продолжение)

08. IX 1989

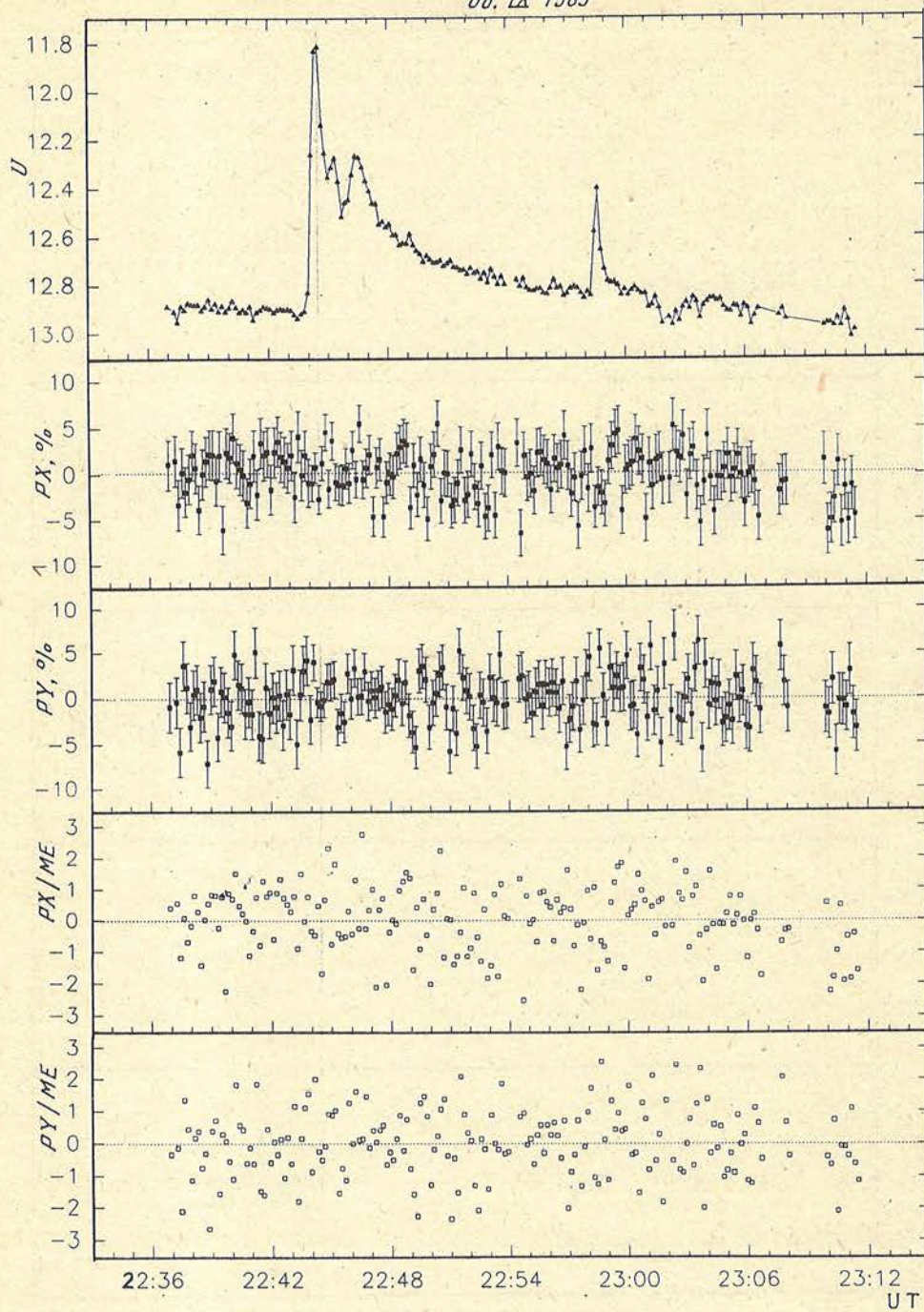


Рис. 4 (продолжение)

09. IX 1989

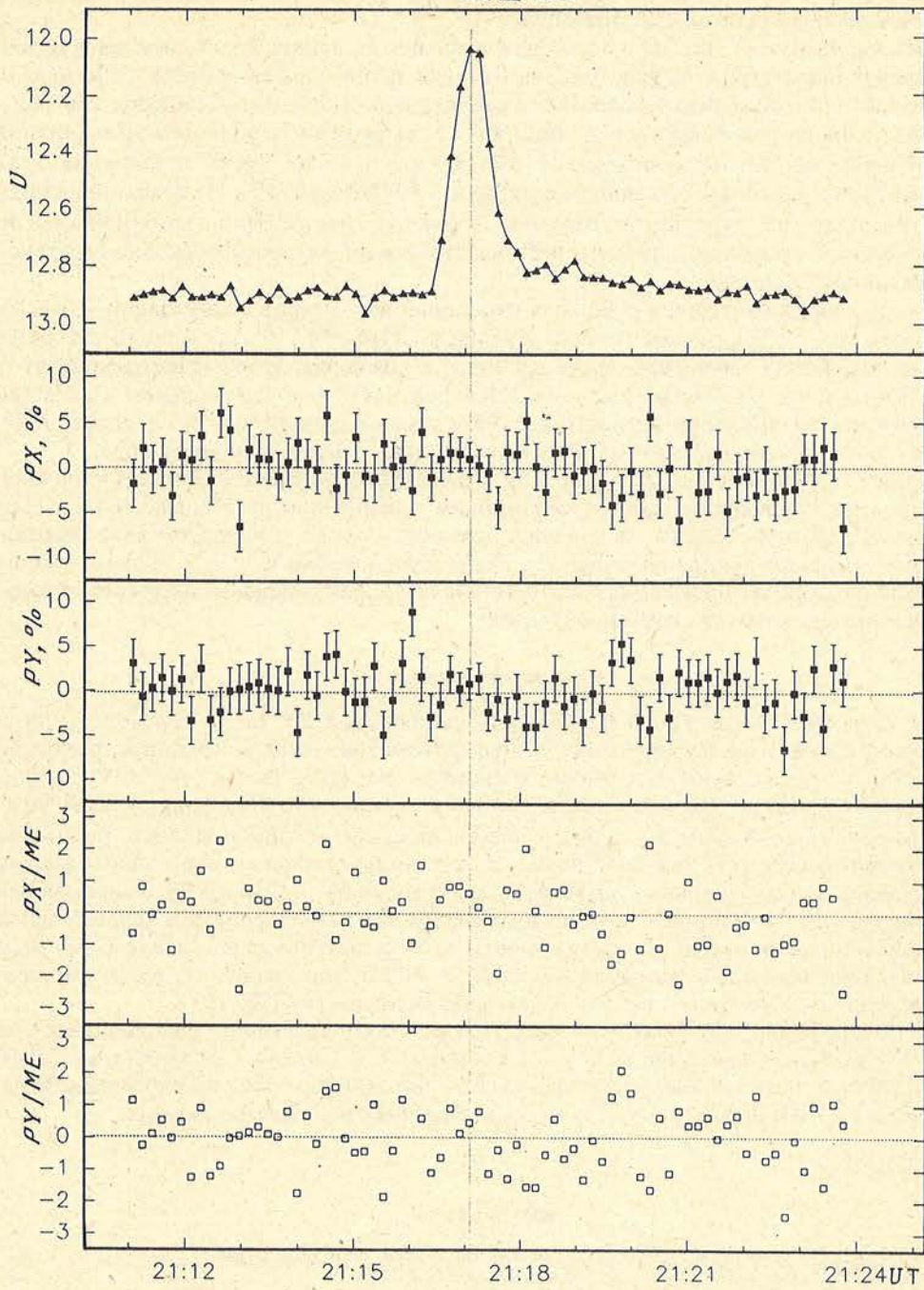


Рис. 4 (окончание)

ную оценку их истинных значений. В то же время степень поляризации $P = [(PX)^2 - (PY)^2]^{1/2}$, являющаяся неотрицательной величиной, распределена по значительно более сложному закону и ее среднее значение не будет несмещенной оценкой реальной степени поляризации.

Рис. 4 показывает, что ни в одной из 4 вспышек не наблюдались систематические изменения параметров поляризации, выходящие за пределы естественного разброса, вызванного статистическими ошибками наблюдений. Для большей наглядности этого утверждения на рис. 4, кроме величин PX и PY , выраженных в процентах от полной интенсивности светового потока от звезды, мы нанесли также отношения этих параметров к их соответствующим ошибкам — PX/ME и PY/ME . Из графиков видно, что ни одно из зарегистрированных значений параметров поляризации не превосходит утроенной ошибки и весь наблюдаемый разброс точек соответствует нормальной статистике.

Для проверки отсутствия реальных изменений параметров поляризации во время вспышек мы, следуя рекомендациям Кларка и Стьюарта [16], применили статистический тест Велча — вариант F-критерия Фишера для неравноточных измерений. Этот тест показал, что ни для одной из вспышек вероятность наличия реальных изменений параметров поляризации не достигает 90% уровня значимости и, следовательно, может быть принята нулевая гипотеза об отсутствии изменений поляризации.

Кроме анализа отдельных измерений с 10-секундным временем интегрирования, мы провели сглаживание данных скользящим усреднением по 5 последовательным точкам. При этом сглаживались непосредственные отсчеты в каждом из 4 каналов. Эта процедура позволила понизить статистические ошибки в $5^{1/2} = 2,24$ раза. Анализ сглаженных данных также показал отсутствие реальных изменений параметров поляризации на временах 50с, превышающих 3σ .

Заключение

За 23 ч фотометрических патрульных наблюдений EV Lac в сентябре 1989 г. зарегистрировано 13 вспышек. Их общие фотометрические и колориметрические свойства соответствуют типичным вспышкам на этой звезде. Анализ поляризационных наблюдений вспышек в полосе U показал, что ни в одной из 4 зарегистрированных вспышек средней интенсивности не наблюдались реальные изменения параметров линейной поляризации. Получены следующие оценки сверху возможных поляризационных эффектов: они должны быть меньше 5% на временных интервалах 10с и меньше 2–3% на интервалах 50с. Подтверждена существенная неравномерность звездной хромосферы этой вспыхивающей звезды, причем локализация наиболее активных областей в 1989 г., по-видимому, не отличается существенным образом от той, что была обнаружена нами в 1987 г.

Мы благодарны Г.М. Бескину и С.И. Неизвестному за помощь в наблюдениях на БТА и участие в обсуждении полученных данных, Л.А. Коваль, Г.А. Гарбузову и И.В. Николенко за помощь в поляриметрических и фотометрических наблюдениях, И.Ю. Алексееву и Д.Н. Шаховскому за помощь в обработке полученных данных.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершберг Р.Е., Гринин В.П., Ильин И.В. и др. // Астрон. журн. 1991. Т. 68. С. 548.
2. Гершберг Р.Е., Ильин И.В., Шаховская Н.И. // Там же. С. 959.
3. Piitrola V. // Helsinki Univ. Observ. Astrophys. Lab. Rep. 1984. N 6. P. 151.
4. Викульев Н.А., Зиньковский В.В., Левитан Б.И. и др. // Астрофизические исследования. 1991. С. 158 (Изв. САО; Т. 33).
5. Журавков А.В., Пимонов А.А., Плахотниченко В.Л. // Там же. 1992. Т. 35. С. 1192.
6. Gersberg R.E., Shakhovskaya N.I. // Astrophys. Space. Sci. 1983. Vol. 95. P. 235.

7. Драбек С.В., Копылов И.М., Сомов Н.Н., Сомова Т.А. // *Астрофизические исследования*. 1986. С. 64 (Изв. САО; Т. 22).
8. Сомов Н.Н. // Там же. 1986. Т. 22. С. 73.
9. Ройзман Г.Ш. // *Письма в "Астрон. журн."* 1984. Т. 10. С. 279.
10. Шаховской Н.М., Ефимов Ю.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*. 1972. Т. 45. С. 90.
11. Шаховской Н.М., Ефимов Ю.С. // Там же. 1976. Т. 54. С. 99.
12. Ефимов Ю.С. // Там же. 1970. Т. 41/42. С. 357.
13. Вайс В., Маланушченко В.П., Шаховской Н.М. // Там же. 1990. Т. 82. С. 69.
14. Шаховской Н.М. // *Методы исследования переменных звезд* / Под ред. В.Б. Никонова. М.: Наука, 1971. С. 199.
15. Serkowski K. // *Methods of experimental physics* / Ed. N. Carleton. N.Y.: Acad. press, 1974. P. 361.
16. Clarke D., Stewart B.G. // *Vistas in Astron.* 1986. Vol. 29. P. 27.
17. Shakhovskoy N.M. // *Crim. J. Astrophys.* 1992. Vol. 1 (in press).

УДК 524.3

ОЦЕНКА ЗАПЯТНЕННОСТИ ТРЕХ КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД MS Ser, FK Ser и V 775 Her ПО МНОГОЦВЕТНЫМ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ

И.Ю. Алексеев, Н.И. Шаховская

Получены электрофотометрические *UBVRI*-наблюдения трех активных красных карликовых звезд MS Ser, FK Ser и V 775 Her, у которых наблюдается переменность типа BY Dra. Анализ наблюдений показал, что эффективная площадь темных пятен составляет 10–20% от поверхности фотосферы, а их температура на 1000–1500 К ниже, чем у соответствующих невозмущенных фотосфер.

Отмечается тенденция: у более горячих звезд пятна горячее.

THE ESTIMATION OF SPOTTEDNESS OF THREE RED DWARVES STARS: MS Ser, FK Ser, V 775 Her BY USING MULTICOLOUR PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS, by I.Yu. Alekseev, N.I. Shakhovskaya. *UBVRI*-photoelectrical observations of three BY Dra-type active red dwarves MS Ser, FK Ser and V 775 Her were carried out. The analysis of observations show that effective areas of dark starspots are 10–20% of stellar photosphere surfaces and spot temperatures are lower by 1000–1500 K as compared with ones of corresponding normal photospheres.

The tendency that hotter stars have hotter starspots was noted.

К настоящему времени разработан ряд алгоритмов, которые позволяют по многоцветным фотометрическим наблюдениям вращающихся звезд с неоднородной поверхностной яркостью фотосферы оценить параметры этой неоднородности [1–7]. Целью данного исследования было получить многоцветные электрофотометрические наблюдения трех красных карликов: MS Ser, (dK2, $m_V = 8^m, 31$), V 775 Her (dK0, $m_V = 8^m, 4$) и FK Ser (dK5, $m_V = 10^m, 9–11^m, 5$), у которых ранее наблюдалась переменность блеска, предположительно связанная с темными пятнами на поверхности вращающейся звезды [8–11] (переменность типа BY Dra), и оценить по этим наблюдениям размеры и температуру пятен.

Наблюдения

Все наблюдения проводились на 1,25-метровом телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории в течение 10 ночей в июле–августе 1991 г. В качестве приемника использовался пятиканальный фотометр-поляриметр [12], работающий в режиме фотометрии в пяти полосах *UBVRI*-системы. Для каждой звезды за ночь производилось подряд по три цикла измерений, состоящих из последовательных наведений на объект, на звезду сравнения и на контрольную звезду; при каждом наведении снималось по 4–5 отсчетов с временем экспозиции 10 с каждый. В качестве звезд сравнения и контрольных использовались соответственно: для MS Ser BD + 26°2762 и BD + 25°3009; для FK Ser BD – 10°4658 и BD – 10°4656; для V 775 Her BD + 24°3586 и BD + 23°3502.

© И.Ю. Алексеев, Н.И. Шаховская, 1995

Таблица 1
Наблюдения MS Ser в июле-августе 1991 г.

JD 24440000 +	ΔU	ΔB	ΔV	ΔR	ΔI
8455,8075	-0 ^m ,11	-0 ^m ,03	0 ^m ,01	-0 ^m ,04	-0 ^m ,09
,8192	-0,09	-0,01	0,03	-0,04	-0,08
8456,8002	-0,07	0,01	0,05	-0,04	-0,07
,8072	-0,07	0,01	0,05	-0,03	-0,06
8457,8040	-0,08	0,01	0,05	-0,02	-0,06
,8099	-0,07	0,02	0,06	-0,01	-0,06
,8157	-0,04	0,04	0,07	-0,02	-0,05
8460,8001	0,08	0,15	0,18	0,07	0,03
,8061	0,08	0,14	0,17	0,06	0,02
,8120	0,08	0,14	0,17	0,06	0,02
8465,7971	-0,10	-0,02	0,02	-0,03	-0,08
8474,7887	-0,04	0,05	0,09	0,06	-0,01
8475,8060	-0,09	-0,01	0,04	-0,04	-0,07
,8130	-0,08	-0,01	0,04	-0,03	-0,07
,8209	-0,11	-0,03	0,02	0,04	-0,08
8478,7702	0,06	0,13	0,16	0,04	0,02
,7774	0,04	0,12	0,15	0,05	0,01
,7845	0,03	0,11	0,14	0,06	0,00

Таблица 2
Наблюдения FK Ser в июле-августе 1991 г.

JD 2440000 +	ΔU	ΔB	ΔV	ΔR	ΔI
8455,3601	-1 ^m ,08	-0 ^m ,42	-0 ^m ,02	0 ^m ,17	0 ^m ,30
,3679	-1,06	-0,40	-0,01	0,19	0,30
,3765	-1,12	-0,44	-0,04	0,18	0,29
8456,3231	-1,09	-0,45	-0,07	0,15	0,28
,3296	-1,08	-0,47	-0,07	0,16	0,27
,3362	-1,10	-0,46	-0,07	0,15	0,27
8457,3297	-1,26	-0,41	-0,01	0,15	0,32
,3362	-1,38	-0,48	-0,06	0,17	0,30
,3407	-1,29	-0,44	-0,03	0,18	0,31
,3435	-1,25	-0,45	-0,04	0,16	0,31
8460,3262	-1,48	-0,44	-0,03	0,17	0,29
,3318	-1,45	-0,40	-0,04	0,20	0,29
,3378	-1,52	-0,43	-0,02	0,17	0,28
8475,3389	-1,01	-0,32	0,07	0,30	0,40
,3435	-1,03	-0,31	0,08	0,29	0,40
,3460	-1,07	-0,33	0,07	0,27	0,39
,3536	-1,10	-0,33	-0,08	0,26	0,39
8478,2970	-1,19	-0,45	-0,05	0,18	0,29
,3039	-1,20	-0,45	-0,06	0,17	0,29
,3123	-1,25	-0,44	-0,04	0,17	0,30
8479,3598	-1,37	-0,56	-0,15	0,15	0,23
,3686	-1,38	-0,48	-0,10	0,15	0,26
,3774	-1,46	-0,55	-0,14	0,11	0,25

В табл. 1-3 приведены значения полученных для моментов наблюдений разностей звездных величин объекта и звезды сравнения Δm_{λ} . На рис. 1 по наблюдениям в фильтре V построены кривые блеска объектов с фазами, вычисленными по элементам, определенным Боппом [8] для MS Ser: $\max JD = 2444311^d,96 + 9^d,60 E$ и для

ΔV , зв. вел.

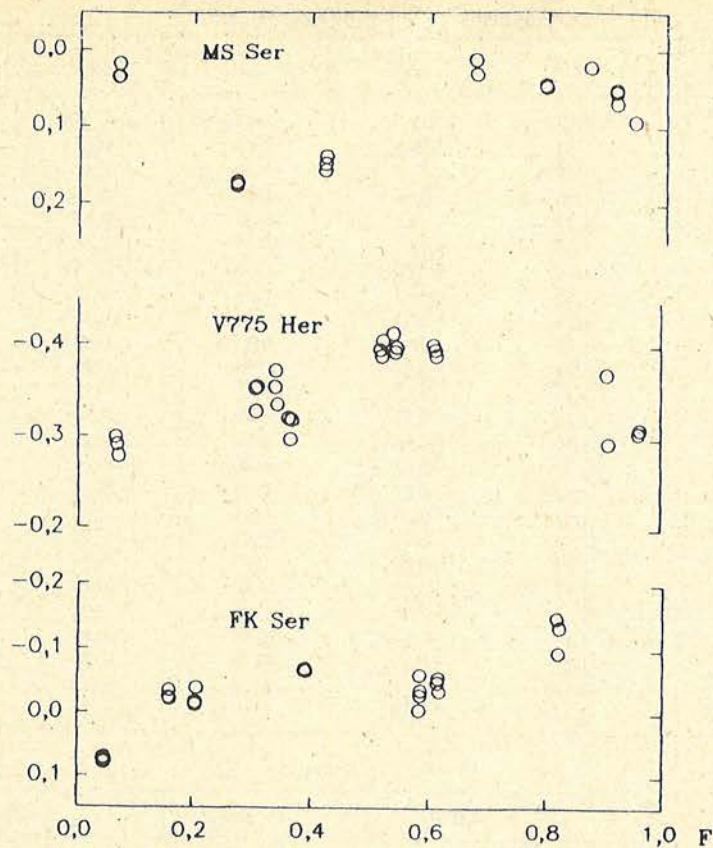


Рис. 1. Кривые блеска MS Ser, V 775 Her и FK Ser по наблюдениям в фильтре V

V 775 Her: $\max JD = 2444338^d,94 + 2^d,898 E$, а для FK Ser – по элементам, определенным Чугайновым [11]: $\min JD = 2441939^d,200 + 5^d,20 E$.

Эти кривые в общем не противоречат найденным ранее периодам, хотя фазы минимумов для всех объектов не сохранились, что может быть вызвано как неточностью в определении периодов, так и реальными изменениями конфигураций пятен. Амплитуда колебаний блеска в полосе V составляла по нашим наблюдениям (табл. 1–3, рис. 1) у MS Ser $0^m,15 \pm 0^m,02$; у V 775 Her $0^m,12 \pm 0^m,01$; у FK Ser $0^m,20 \pm 0^m,03$. Сравнивая с амплитудами, найденными ранее у MS Ser – $0^m,12$ [8], у V 775 Her – $0^m,08$ [9] и у FK Ser – $0^m,1$ [11], можно отметить различия, наиболее существенные для FK Ser. Непостоянство амплитуды переменности, вызванной пятнообразовательной активностью у красных карликовых звезд, отмечалось ранее [7] и объяснялось изменениями размеров и конфигурации пятен на поверхности звезд.

Для анализа изменений цвета звезд нами были рассмотрены статистические зависимости между величинами ΔU , ΔB , ΔR , ΔI и соответствующими величинами ΔV для всех звезд по данным табл. 1–3. В табл. 4 представлены угловые коэффициенты соответствующих линейных корреляций dm_λ/dV и коэффициенты корреляции r . В последней строке табл. 4 представлены такие же данные для EV Lac по наблюдениям, полученным в 1986–1987 гг. на этой же аппаратуре Гершбергом, Ильиным и Шаховской [7]. Из табл. 4 видно, что у всех звезд амплитуда переменности больше в коротковолновой области спектра, так что с понижением блеска звезда краснеет. Это согласуется с предположением о температурных неоднородностях на поверхности

Таблица 3

Наблюдения V 775 Her в июле-августе 1991 г.

JD 2440000 +	ΔU	ΔB	ΔV	ΔR	ΔI
8455,3311	-1 ^m ,33	-0 ^m ,68	-0 ^m ,40	-0 ^m ,28	-0 ^m ,26
,3370	-1,32	-0,68	-0,40	-0,28	-0,25
,3436	-1,32	-0,67	-0,39	-0,28	-0,25
8456,3470	-1,20	-0,58	-0,31	-0,21	-0,21
,3532	-1,21	-0,58	-0,31	-0,21	-0,20
8457,8551	-1,24	-0,63	-0,35	-0,23	-0,23
,8606	-1,21	-0,60	-0,33	-0,25	-0,22
,8664	-1,25	-0,63	-0,35	-0,25	-0,23
8460,8507	-1,25	-0,63	-0,35	-0,24	-0,23
,8580	-1,28	-0,65	-0,37	-0,25	-0,25
,8653	-1,24	-0,61	-0,34	-0,29	-0,22
8456,8544	-1,19	-0,57	-0,30	-0,22	-0,20
,8624	-1,20	-0,57	-0,29	-0,24	-0,19
,8702	-1,17	-0,55	-0,28	-0,21	-0,18
8475,8676	-1,31	-0,68	-0,40	-0,27	-0,25
,8753	-1,31	-0,67	-0,39	-0,28	-0,25
,8826	-1,33	-0,69	-0,41	-0,28	-0,26
8478,8340	-1,34	-0,70	-0,41	-0,28	-0,26
,8416	-1,32	-0,68	-0,39	-0,29	-0,25
,8499	-1,33	-0,69	-0,40	-0,29	-0,26
8479,8911	-1,28	-0,65	-0,37	-0,21	-0,24
,8986	-1,19	-0,57	-0,30	-0,15	-0,20
8492,8200	-1,22	-0,59	-0,32	-0,22	-0,21
,8275	-1,19	-0,56	-0,30	-0,20	-0,20
,8354	-1,23	-0,59	-0,32	-0,24	-0,22

Таблица 4

Звезда	dU/dV	r	dB/dV	r	dR/dV	r	dI/dV	r
MS Ser	1,18 ± 0,3	0,99	1,08 ± 0,01	0,99	0,68 ± 0,06	0,95	0,71 ± 0,02	0,99
FK Ser	1,39 ± 0,49	0,52	1,05 ± 0,04	0,99	0,71 ± 0,08	0,89	0,75 ± 0,04	0,97
V 775 Her	1,29 ± 0,04	0,99	1,14 ± 0,02	0,99	0,68 ± 0,11	0,80	0,56 ± 0,01	0,99
EV Lac	0,82 ± 0,12	0,88	1,06 ± 0,05	0,98	0,60 ± 0,13	0,76	0,42 ± 0,01	0,98

вращающейся звезды как причине наблюдаемой переменности. Можно отметить также, что, хотя dB/dV и dR/dV от звезды к звезде меняются несущественно, отличия величин dU/dV и dI/dV у разных звезд значительны, что может свидетельствовать о разных соотношениях между излучениями спокойной фотосферы и пятен у звезд с разной температурой.

Определение параметров запятненных областей

Ранее в алгоритмах, применяемых для определения параметров пятен по многоцветным фотоэлектрическим наблюдениям [1-6], рассматривалось одиночное пятно круглой формы и строилась теоретическая кривая блеска, которую можно подогнать к наблюдениям, меняя размеры пятна, его температуру и положение на диске звезды. Возникающие при этом невязки убирались введением дополнительных пятен. Обычно в таком случае мы получали высокоширотные пятна с большими (порядка 40°) угловыми радиусами. Однако Гершберг и др. [7] высказали предположение, что такое решение может быть модельно зависимым, поэтому мы будем определять эффективные площади запятненных областей и их температуры, не делая никаких предположений об их конфигурациях. Если отношение поверхностной яркости пятна к яркости фотосферы на данной длине волны λ равно β_λ , а

эффективная площадь проекции пятна в единицах площади видимого полушария звезды $-\alpha$, то амплитуда колебаний блеска, вызванных таким пятном, равна

$$\Delta m_\lambda = -2,5 \lg[1 - \alpha(1 - \beta_\lambda)]. \quad (1)$$

Как видно, мы не можем определить однозначно параметры λ и β , характеризующие соответственно размер и температуру пятна, располагая наблюдениями лишь в одной фотометрической полосе. Поэтому воспользуемся наблюдениями в полосах V и I , чтобы уменьшить влияние хромосферной эмиссии (например в линии H_α , которая попадает в полосу R) и эффектов потемнения к краю, от которых согласно [4] наиболее независим цвет ($V-I$).

Предположим, что распределение энергии в спектре пятна такое же, как в спектре звезды более позднего спектрального класса, и будем использовать два метода определения β_λ , основанные на этом предположении. Первый метод аналогичен предложенному Фоггом [1] и основан на соотношении Барнса-Эванса, связывающем поверхностную яркость звезды с ее показателем цвета [13]:

$$Q_V = 3,841 - A(V-I), \quad (2)$$

где $A = 0,1688$, а Q_V – параметр поверхностной яркости, определяемый как

$$Q_V = 4,2207 - 0,1V + 0,5 \lg \Phi = \lg T_{ph} + 0,1 BC.$$

Здесь Φ – угловой диаметр звезды, BC – болометрическая поправка, T_{ph} – эффективная температура фотосферы. Отсюда

$$\begin{aligned} \beta_V &= F_V^{sp}/F_V^{ph} = \text{dex}[4(Q_V^{sp} - Q_V^{ph})] = \text{dex}(4AD), \\ \beta_I &= F_I^{sp}/F_I^{ph} = \text{dex}[4D(A - 0,1)], \end{aligned} \quad (3)$$

где D – разность показателей цвета излучения "спокойной" фотосферы и пятна;

$$D = (V - I)^{ph} - (V - I)^{sp}.$$

Тогда, считая что $\alpha(V) = \alpha(I)$, мы можем записать

$$\frac{\text{dex}[4D(A - 0,1)] - 1}{\text{dex}(4AD) - 1} = \frac{\text{dex}(-0,4\Delta I) - 1}{\text{dex}(-0,4\Delta V) - 1}. \quad (4)$$

Значения амплитуд ΔV и ΔI определяются из наблюдений, и из уравнений (1), (3), (4) вычисляются β_V и α .

Другой метод предложили Гершберг, Ильин и Шаховская в [7]. Они, используя абсолютные величины и цвета ряда близких к Солнцу красных карликов спектральных классов от $K5$ до $M6,5$, нашли статистическое отношение

$$\lg \beta_I / \lg \beta_V = 0,35. \quad (5)$$

С учетом (5) решается система двух уравнений (1) для полос V и I относительно α и β_V .

Результаты этих вычислений для наших наблюдений, полученные двумя вышеописанными методами, представлены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5

Звезда	Sp	T_{ph} , К	α	β_V	T_{sp} , К
MS Ser	dK2	4600	$0,13 \pm 0,01$	$0,033 \pm 0,008$	2860 ± 80
			$0,14 \pm 0,02$	$0,062 \pm 0,014$	3080 ± 80
FK Ser	dK5	4130	$0,17 \pm 0,02$	$0,021 \pm 0,010$	2530 ± 140
			$0,18 \pm 0,05$	$0,042 \pm 0,020$	2710 ± 150
V 775 Her	dK0	4900	$0,12 \pm 0,02$	$0,147 \pm 0,015$	3600 ± 50
			$0,15 \pm 0,02$	$0,255 \pm 0,025$	3900 ± 60

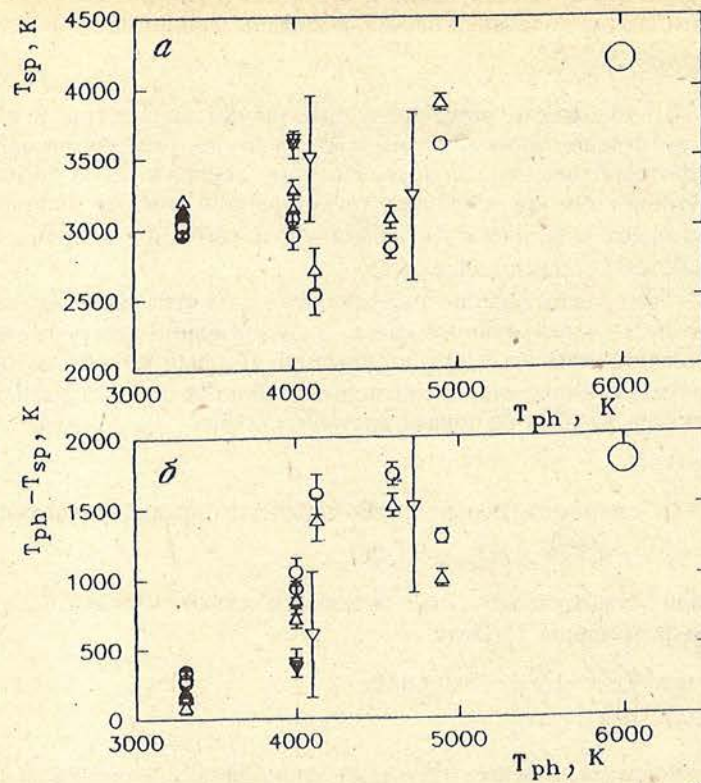


Рис. 2. Зависимость температуры пятна (а) и разности температур фотосферы и пятна (б) от эффективной температуры фотосферы

В первой строке табл. 5 для каждого объекта находятся результаты расчетов методом [7], а во второй – методом Фогта [1]. Видно, что по методу Фогта получается несколько менее холодное (на 200–300 К) пятно на 10–20% большей эффективной площади. Возможно это связано с тем, что при выводе статистических соотношений (2) и (5) использовались разные выборки фотометрических наблюдений звезд.

У MS Ser и FK Ser (табл. 5) температуры пятен и их относительные размеры довольно близки между собой и к характеристикам пятен EV Lac [7]. Однако для самой горячей из рассмотренных здесь звезд – V 775 Her – T_{sp} заметно выше.

На нижнем графике рис. 2 сопоставлены температуры пятен у красных карликов с разной T_{ph} . На верхнем графике рис. 2 представлена разность между температурой пятна и температурой "спокойной" фотосферы в зависимости от T_{ph} . Кружками представлены вычисления, выполненные методом Гершберга, Ильина, Шаховской [7], треугольниками Δ – методом Фогта [1]. На рис. 2, кроме данных табл. 5, представлены: оценка T_{sp} для EV Lac (dM4,5) по данным [7]; две оценки для VY Dra (dM0) – первая, полученная нами методом [7] по данным Дэвидсона и Неффа в полосах V, I для 1975 г. ($T_{sp} = 2950 \pm 3280$ К [15]), и вторая, полученная Фогтом методом [1] по наблюдениям 1977 г. в полосах V и R. ($T_{sp} = 3500$ К [1]), а также оценка Штрассмаера для HD 80715 (dK3), тоже полученная им методом [1] по наблюдениям в полосах V и R ($T_{sp} = 3230$ К [16]). Последние две оценки T_{sp} , полученные по наблюдениям в полосах V и R, изображены треугольниками ∇ . Большим кружком на рис. 2 представлена характерная температура солнечного пятна по данным [14].

На рис. 2 заметна тенденция к возрастанию как температуры пятна, так и разности температур фотосферы и пятна у более горячих звезд, но для звезд со спектральными классами позднее чем K1–K2 температура пятна заметно не зависит от спектрального класса звезды и составляет 3000 К. Аналогичная тенденция была отмечена Фоггом и для звезд типа RSCVn [17].

Заключение

Получены многоцветные фотоэлектрические наблюдения в системе *UBVRI* трех активных красных карликовых звезд: MS Ser, FK Ser и V 775 Her, у которых наблюдается переменность блеска, связанная с температурной неоднородностью фотосферы вращающейся звезды. Анализ наблюдений показал, что эффективная площадь темных пятен составляет 10–20% от поверхности звезды, а их температуры на 1000–1500 К ниже фотосферной.

Отмечается тенденция к росту температуры пятна и разности между температурой пятна и окружающей фотосферой у более горячих звезд.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vogt S.S. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 250. P. 327–340.
2. Priedemann C., Gurtler J. // *Astron. Nachr.* 1975. Bd. 296, N 3. S. 125–132.
3. Torres C.A.O., Ferraz-Mello S. // *Astron. and Astrophys.* 1973. Vol. 27. P. 231–236.
4. Poe C.H., Baton J.A. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 289. P. 644–659.
5. Evans D.S. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 154. P. 329–338.
6. Budding E. // *Astrophys. Space Sci.* 1977. Vol. 48. P. 207–223.
7. Гершберг Р.Е., Ильин И.В., Шаховская Н.И. // *Астрон. журн.* 1991. Т. 68. С. 959–968.
8. Bopp B.W., Noah P.V., Klimke A., Africano J. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 249. P. 210–217.
9. Henry G.W. // *Infrom. Bull. Variable Stars.* 1981. N. 1927.
10. Stienon P.M. // *Ibid.* 1971. N 545.
11. Чузайнов П.Ф. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1974. Т. 52. С. 3–31.
12. Piirola V. // *Helsinki Univ. Observ. Astrophys. Lab.* 1984. N 6. P. 151–158.
13. Barnes T.G., Evans P.S., Moffett T.J. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1978. Vol. 183. P. 285–304.
14. Аллен К.У. // *Астрофизические величины.* М.: Мир, 1977. С. 209.
15. Davidson J.K., Neff J.S. // *Astrophys. J.* 1977. Vol. 214. P. 140–143.
16. Strassmeier K.G., Hollen J.T., Hall D.S., Fecel F.C. // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1989. Vol. 101. P. 107–113.
17. Vogt S.S. // *Activity in red dwarf stars* / Ed. P.B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: Reidel D, 1983. P. 137–156.

УДК 524.7

НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ЧАСТОТЕ 36 ГГц В 1991 ГОДУ

И.А. Будзиновская, Н.С. Нестеров, А.Е. Вольвач

Приведены результаты наблюдений 80 радиоисточников на частоте 36 ГГц в течение 1991 г. Отмечены значительные изменения плотностей потоков у 11 источников.

OBSERVATIONS OF VARIABLE EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES AT FREQUENCY 36 GHz IN 1991, by I.A. Budzinovskaya, N.S. Nesterov, A.E. Volvach. The results of observations at 36 GHz of 80 radio sources during 1991 are presented. Significant variations of flux densities were detected for 11 sources.

В 1991 г. в Крымской астрофизической обсерватории продолжены наблюдения ряда переменных внегалактических радиоисточников из числа наблюдавшихся в течение пятнадцати лет по согласованной с финскими радиоастрономами программе [1–3].

Измерения потоков проводились с помощью 22-метрового радиотелескопа на частоте 36 ГГц. Размер главного лепестка диаграммы направленности антенны на

© И. А. Будзиновская, Н.С. Нестеров, А.Е. Вольвач, 1995

Таблица 1

Источник	Другое обозначение	$S_{\text{пик}}, \text{Ян}$	$S, \text{Ян}$	Источник	Другое обозначение	$S_{\text{пик}}, \text{Ян}$	$S, \text{Ян}$
0433+295	3C 123	2,10	2,12	2105+420	NGC 7027	5,64	5,70
1228+126	3C 274	13,60	15,00	Юпитер			4348
1957+405	3C 405	14,10	32,40	Сатурн			2730
2037+421	DR 21	17,20	18,10				

уровне половинной мощности составлял $\approx 100''$. Для наблюдений применялся супергетеродинный радиометр с параметрическим усилителем на входе, имеющий шумовую температуру 350 К и чувствительность около 0,03 К при постоянной времени 1 с [4]. Управление режимами работы радиотелескопа и радиометра, преобразование выходного сигнала приемника в цифровой код и дальнейшая обработка его проводились с помощью измерительно-вычислительного комплекса ИВК-2 [5].

Методика измерений плотностей потоков была аналогична описанной в [5, 6]. Для сильных объектов с потоками $S > 1 \text{ Ян}$ наведение телескопа уточнялось путем сканирования диаграммой направленности через них поочередно по каждой из экваториальных координат α и δ . Затем производилось измерение антенной температуры T_a методом "ON-ON" – попеременным наведением на радиоисточник главными лепестками диаграмм направленности антенны, формирующихся при диаграммной модуляции. Слабые объекты ($S < 1 \text{ Ян}$) наблюдались методом "ON-ON" с контролем наведения по сильным источникам, находящимся вблизи. Каждая серия наблюдений "ON-ON" состояла из 4–16 циклов. В результате серии определялись среднее значение антенной температуры T_a и ее среднеквадратичное отклонение σ_1 .

Контроль усиления радиометра и калибровка антенных температур проводились по сигналу от генератора шума. Антенные температуры от исследовавшихся объектов корректировались за поглощение в атмосфере, определявшееся методом разрезов, и пересчитывались в плотности потоков с учетом наблюдений калибровочных источников. Данные для калибровочных источников согласно [7] представлены в табл. 1. В первой колонке таблицы дано название источника в системе МАС, во второй – другое, часто употребляемое название источника, в третьей – пиковое значение плотности потока, получающееся после учета соизмеримости телесных углов источника и диаграммы направленности; значение плотной плотности потока представлено в четвертой колонке. Для планет приведены значения полных потоков при геоцентрическом расстоянии 1 AU.

Так как эффективная площадь телескопа $A_{\text{эф}}$ зависит от угла места h , то это необходимо учитывать при переводе антенных температур в плотности потоков [8]. Значения эффективной площади радиотелескопа, определенные по данным наблюдений калибровочных источников за ночь, если их было достаточно, или за несколько ночей, аппроксимировались зависимостью вида $A_{\text{эф}} = a \sin h + b \cos h + c$, в которой коэффициенты a , b и c определялись методом наименьших квадратов. Полученные таким образом значения коэффициентов использовались для учета зависимости $A_{\text{эф}}$ от h при пересчете антенных температур от исследуемых источников в плотности потоков. При расчете среднеквадратичной ошибки плотности потока учитывались ошибка измерений антенной температуры σ_1 и ошибка аппроксимации $A_{\text{эф}} - \sigma_2$. Типичные значения $\sigma_1 = 0,5 \div 4\%$, $\sigma_2 = 1 \div 6\%$. Очевидно, что при такой методике обработки данных автоматически учитываются ошибки измерений, возникающие вследствие влияния: 1) шумов аппаратуры; 2) ошибок наведения телескопа; 3) ошибок определения коэффициента поглощения; 4) нестабильности коэффициента усиления радиометра.

Таблица 2

Источник	Другое название	Год, месяц	День, УТ	S, Ян	σ, Ян		
1	2	3	4	5	6		
0106+013	4C 01.02	91.01	15, 68	1,12	0,10		
		91.08	28, 05	1,15	0,06		
		91.08	31, 02	1,40	0,05		
0106+130	3C 33.0	91.01	15, 69	0,21	0,07		
0119+041	OC+033	91.01	15, 68	1,56	0,08		
0133+476	DA 55	91.01	15, 78	1,46	0,08		
		91.01	16, 82	1,80	0,09		
		91.08	28, 12	1,12	0,13		
		91.09	04, 14	1,10	0,09		
		91.09	06, 10	1,39	0,04		
0134+329	3C 48	91.09	06, 12	0,64	0,06		
0202+149	PKS	91.09	10, 14	2,53	0,09		
0234+285	CTD 20	91.01	04, 80	2,74	0,15		
		91.01	05, 73	2,88	0,17		
		91.01	15, 80	2,51	0,10		
		91.01	16, 86	2,23	0,09		
		91.02	19, 83	2,34	0,08		
		91.08	31, 11	2,82	0,08		
		91.09	04, 01	2,95	0,24		
		91.09	06, 15	2,41	0,07		
		91.10	22, 95	3,42	0,24		
		91.10	23, 91	3,50	0,11		
		91.10	24, 86	3,47	0,29		
		91.11	12, 99	3,25	0,15		
		0235+164	AO	91.01	04, 82	3,41	0,11
91.01	05, 75			3,59	0,09		
91.01	15, 82			3,14	0,16		
91.02	19, 82			3,29	0,10		
91.08	28, 07			1,64	0,05		
91.08	31, 09			1,30	0,09		
91.09	04, 96			1,16	0,05		
91.09	06, 16			1,45	0,05		
91.10	22, 93			1,17	0,11		
91.10	23, 89			1,53	0,13		
91.11	13, 00			1,04	0,06		
0238-084	NGC 1052			91.09	10, 06	2,19	0,05
0239+108	OD +166			91.01	16, 91	0,79	0,25
0300+470	4C 47.08	91.01	15, 84	0,90	0,07		
		91.01	16, 92	0,76	0,11		
		91.09	19, 00	0,75	0,10		
		91.11	14, 98	1,05	0,07		
		91.11	14, 98	1,05	0,07		
0316+413	3C 84	91.01	04, 86	25,72	0,67		
		91.01	15, 87	24,41	0,82		
		91.01	16, 95	25,06	0,95		
		91.01	17, 87	27,28	0,95		
		91.02	19, 85	26,34	0,90		
		91.09	04, 03	24,22	1,75		
		91.09	04, 98	23,83	0,33		
		91.09	18, 95	26,23	1,35		
		91.10	23, 09	24,62	1,76		
		91.10	23, 93	27,15	0,54		
		91.11	01, 88	25,66	1,03		

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
		91.11	12,96	27,33	1,12
0336-019	CTA 26	91.09	05,06	3,04	0,06
		91.11	14,97	2,67	0,11
0355+508	NRAO 150	91.01	16,97	2,55	0,12
		91.01	17,88	3,53	0,13
		91.02	19,87	2,96	0,12
		91.09	05,09	2,93	0,06
		91.09	18,98	3,71	0,68
		91.10	25,14	2,70	0,22
		91.11	12,90	2,88	0,11
		91.11	14,89	3,85	0,09
0403-132	PKS	91.09	05,11	0,88	0,09
0415+379	3C 111	91.01	16,98	2,33	0,12
		91.09	04,07	3,12	0,23
		91.09	05,18	2,97	0,09
		91.09	19,02	3,07	0,16
		91.10	24,97	3,33	0,29
		91.10	30,99	3,00	0,14
		91.11	12,85	2,85	0,14
		91.11	15,00	3,50	0,11
0420-014	OF-035	91.08	31,14	7,70	0,19
		91.09	05,13	8,12	0,13
		91.09	10,12	8,45	0,14
		91.09	19,04	8,96	0,47
		91.10	23,95	8,11	0,19
		91.10	24,93	8,21	0,68
		91.11	12,95	7,70	0,24
		91.11	14,84	7,91	0,21
0430+052	3C 120	91.01	05,80	2,33	0,08
		91.08	28,15	2,46	0,05
		91.08	31,15	1,92	0,08
		91.09	05,16	2,01	0,06
		91.09	19,07	1,90	0,14
		91.10	23,97	2,39	0,11
		91.10	24,93	2,59	0,21
		91.11	12,92	1,90	0,12
		91.11	14,87	1,75	0,10
0458-020	OF-098	91.09	10,10	2,18	0,08
0528+134	PKS	91.01	05,90	1,83	0,08
		91.09	04,18	2,66	0,21
		91.09	10,17	3,38	0,11
		91.10	25,18	2,90	0,25
		91.11	12,95	3,72	0,18
		91.11	14,93	3,81	0,13
0552+398	OA 198	91.01	05,92	6,59	0,17
		91.09	19,09	3,61	0,24
		91.10	25,15	3,74	0,32
0642+449	OH 471	91.02	19,89	2,24	0,10
		91.02	28,89	2,16	0,13
		91.06	07,74	2,35	0,21
		91.09	04,09	2,02	0,17
		91.10	22,98	2,21	0,17
		91.11	14,94	1,54	0,07
0735+178	PKS	91.02	19,79	4,72	0,15
		91.02	28,88	4,46	0,17

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
		91.06	07, 73	4,09	0,12
		91.08	31, 17	3,28	0,10
		91.09	04, 11	3,35	0,26
		91.10	23, 03	3,73	0,27
		91.10	24, 98	3,94	0,34
		91.10	31, 01	3,50	0,11
		91.11	13, 07	3,52	0,16
0736+017	PKS	91.01	15, 99	1,00	0,05
		91.10	23, 00	1,38	0,13
		91.10	31, 18	1,38	0,12
		91.11	14, 95	1,45	0,08
0743-006	4C-00.28	91.01	16, 00	0,55	0,05
0851+202	OJ+287	91.01	16, 04	3,00	0,07
		91.01	17, 08	2,90	0,13
		91.01	23, 97	3,13	0,12
		91.02	19, 93	3,14	0,16
		91.06	06, 77	4,10	0,14
		91.08	31, 19	5,13	0,12
		91.09	04, 16	5,17	0,41
		91.10	23, 05	4,82	0,41
		91.10	25, 01	6,13	0,50
		91.10	31, 03	4,98	0,17
		91.11	13, 09	4,16	0,17
0906+430	3C 216	91.06	06, 81	0,97	0,06
		91.10	31, 09	0,75	0,09
0923+392	4C 39.25	91.01	16, 08	5,38	0,11
		91.02	28, 93	6,65	0,30
		91.06	06, 80	6,70	0,21
		91.10	25, 04	7,54	0,62
		91.10	31, 11	7,12	0,23
1055+018	OL+093	91.01	16, 11	3,22	0,12
		91.01	17, 10	3,88	0,18
		91.02	19, 96	3,36	0,19
		91.06	07, 81	3,79	0,19
		91.11	15, 05	4,51	0,15
1059+282		91.01	16, 12	0,21	0,08
1101+384	Mark 421	91.01	16, 13	0,36	0,06
		91.06	06, 83	0,55	0,08
1127 -145	PKS	91.06	08, 76	1,25	0,03
		91.10	31, 16	0,84	0,10
1226+023	3C 273	91.01	16, 09	34,79	0,41
		91.01	17, 13	32,74	1,13
		91.01	18, 11	32,66	0,80
		91.02	20, 10	47,18	1,29
		91.06	03, 88	50,23	0,42
		91.06	04, 82	51,10	1,32
		91.06	07, 86	50,62	1,27
		91.06	08, 77	48,26	1,04
		91.07	02, 73	50,19	2,31
		91.07	05, 78	53,15	1,87
		91.11	13, 15	50,63	1,98
		91.11	15, 10	51,17	1,96
1253-055	3C 279	91.01	16, 21	20,27	0,16
		91.02	20, 02	23,26	0,60
		91.06	04, 80	19,15	0,49

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
		91.06	06,74	18,63	0,67
		91.06	07,71	18,87	0,47
		91.07	02,75	18,62	0,83
		91.11	13,18	17,98	0,70
1308+326		91.01	18,07	3,97	0,21
		91.06	04,85	2,60	0,07
		91.06	27,85	3,03	0,13
1334-127	PKS	91.06	03,93	6,71	0,10
1404+286	QQ+208	91.06	08,80	0,14	0,08
1442+101	OQ+172	91.06	06,90	0,35	0,06
		91.06	07,91	0,23	0,04
1510-089	PKS	91.06	05,87	3,74	0,51
		91.07	02,81	5,13	0,23
		91.07	03,90	5,53	0,12
		91.07	05,82	4,61	0,19
		91.09	06,76	2,94	0,13
1548+056	DW	91.06	05,85	1,07	0,16
1633+382	OS+356	91.06	04,97	2,03	0,07
		91.06	05,92	1,76	0,24
		91.06	27,88	1,96	0,08
		91.07	02,84	1,87	0,08
		91.08	30,92	2,08	0,16
1638+398	NRAO 512	91.06	05,00	1,33	0,07
		91.06	05,82	1,17	0,18
1641+399	3C 345	91.06	05,81	14,10	1,91
		91.06	08,82	13,60	0,41
		91.06	27,92	14,15	0,29
		91.06	29,03	15,26	0,38
		91.08	30,88	14,64	0,37
		91.09	03,88	13,93	1,00
		91.09	06,85	14,03	0,79
1652+398	Mark 501	91.06	06,06	0,76	0,12
1730-130	NRAO 530	91.06	03,95	5,55	0,10
		91.06	05,95	5,26	0,72
		91.06	06,96	4,71	0,17
		91.06	08,96	4,80	0,12
		91.06	30,92	4,99	0,18
		91.09	04,77	4,66	0,07
		91.09	06,72	4,92	0,24
		91.09	07,71	4,40	0,44
1741-038	PKS	91.06	05,89	3,56	0,48
		91.06	08,89	3,16	0,13
		91.06	27,96	3,43	0,16
		91.09	04,78	3,37	0,05
		91.09	05,80	3,22	0,06
1749+096	OT+081	91.06	05,97	3,74	0,51
		91.06	06,98	3,77	0,13
		91.06	08,88	3,31	0,10
		91.06	27,97	3,29	0,08
		91.06	30,94	3,16	0,10
		91.08	30,81	2,10	0,06
		91.09	03,84	1,84	0,38
1803+784		91.09	09,99	2,47	0,05
1807+698	3C 371	91.06	07,15	1,31	0,06
		91.08	30,83	1,17	0,04

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6		
1828+487	3C 380	91.08	30, 94	2,39	0,08		
		91.09	03, 86	2,28	0,17		
1845+797	3C 390.3	91.06	07, 17	0,35	0,10		
1859+011	W 48	91.06	05, 90	10,16	1,38		
1909+048	SS 433	91.06	07, 00	0,22	0,05		
1910+052		91.06	07, 02	0,23	0,05		
1921+098	Vy 2-2	91.06	07, 04	0,19	0,04		
1921-293	OV-236	91.06	04, 07	12,80	0,12		
		91.06	06, 00	12,71	1,74		
		91.06	27, 99	15,80	0,45		
		91.06	30, 96	14,80	0,37		
		91.09	04, 72	12,06	0,25		
		91.09	05, 73	12,97	0,20		
		91.09	09, 69	12,50	0,56		
		91.11	22, 62	15,34	0,21		
		1939+166	HM Sge	91.06	07, 09	0,25	0,05
		2005+403		91.09	03, 90	2,34	0,17
2021+614	OW+637	91.09	03, 95	1,79	0,14		
		91.09	05, 04	1,70	0,07		
		91.09	09, 76	2,15	0,14		
2030+404	MWC 349	91.09	04, 90	0,54	0,07		
2030+407	CygX-3	91.09	06, 03	0,60	0,04		
		91.06	03, 99	0,05	0,03		
		91.06	06, 13	0,09	0,05		
		91.07	01, 96	-0,06	0,07		
		91.08	30, 97	0,11	0,06		
		91.09	04, 89	0,20	0,09		
		91.09	06, 02	0,24	0,04		
		91.09	07, 93	0,19	0,08		
		91.11	22, 77	0,38	0,05		
		2037+511	3C 418	91.09	03, 93	2,54	0,19
91.09	05, 02			2,32	0,08		
91.09	09, 77			2,83	0,14		
91.10	28, 79			2,22	0,31		
2121+053	OX+036	91.10	30, 87	2,31	0,09		
		91.09	04, 80	1,74	0,09		
		91.09	05, 82	1,72	0,03		
		91.09	09, 81	1,61	0,07		
		91.09	18, 84	1,87	0,13		
2128-123	PKS	91.06	08, 12	1,44	0,06		
		91.09	07, 88	1,57	0,16		
2134+004	OX+057	91.06	04, 05	3,60	0,04		
		91.06	06, 17	3,44	0,48		
		91.06	28, 02	3,32	0,16		
		91.06	30, 08	3,28	0,12		
		91.06	20, 98	3,23	0,08		
		91.08	27, 87	3,49	0,08		
		91.10	22, 79	3,45	0,29		
		91.10	23, 77	3,28	0,09		
2135-248	PKS	91.11	28, 70	3,46	0,26		
2145+067	OX+076	91.11	22, 71	0,30	0,05		
		91.06	04, 03	7,10	0,06		
		91.06	30, 11	6,98	0,23		
		91.08	27, 85	6,91	0,06		
		91.08	30, 87	5,60	0,15		

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
		91.09	03,99	6,11	0,45
		91.09	04,82	5,84	0,09
		91.09	05,89	6,00	0,10
		91.09	09,83	6,00	0,27
		91.09	18,86	6,10	0,24
		91.10	22,83	6,10	0,44
		91.10	23,78	5,83	0,13
		91.10	24,76	5,91	0,49
		91.11	01,80	5,47	0,27
2149+056	OX+082	91.06	09,05	0,14	0,11
2155-152	OX-192	91.09	06,82	0,93	0,08
2200+420	BL Lac	91.06	04,01	2,68	0,04
		91.06	08,06	2,09	0,19
		91.06	29,94	2,57	0,17
		91.07	01,97	2,88	0,20
		91.08	28,01	2,01	0,17
		91.09	07,76	2,10	0,21
		91.10	22,91	1,64	0,13
		91.10	23,87	1,69	0,08
		91.10	24,84	1,80	0,16
		91.10	30,93	1,50	0,05
2201+171	OY+101	91.06	09,08	1,33	0,27
		91.09	07,78	1,16	0,11
		91.09	09,88	1,04	0,05
2201+315		91.06	05,15	2,45	0,64
		91.06	08,04	2,33	0,09
2203-188	PKS	91.09	05,87	1,23	0,05
2216-038	PKS	91.06	08,14	1,28	0,13
		91.08	27,91	1,75	0,05
		91.09	04,83	1,28	0,04
		91.09	05,95	1,39	0,08
2223-052	3C 446	91.06	06,15	4,60	0,64
		91.06	08,11	5,55	0,16
		91.07	01,98	5,75	0,27
		91.08	27,89	4,70	0,12
		91.09	04,85	4,71	0,13
		91.09	05,97	5,16	0,10
		91.09	07,83	4,77	0,52
		91.09	09,95	4,50	0,28
		91.09	18,89	5,60	0,30
		91.10	22,82	4,10	0,31
		91.10	23,80	4,30	0,35
		91.10	24,78	5,07	0,41
		91.10	30,70	5,19	0,17
		91.11	21,74	4,54	0,21
2227-088	PKS	91.09	04,76	0,34	0,10
2230+114	CTA 102	91.06	04,13	3,06	0,06
		91.07	01,99	3,33	0,16
		91.07	05,94	3,41	0,21
		91.08	27,99	2,61	0,06
		91.09	07,81	2,41	0,25
		91.10	22,85	3,01	0,22
		91.10	23,82	3,21	0,14
		91.10	24,80	3,33	0,27
		91.10	30,82	2,50	0,10

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6
2242+031		91.06	09, 11	0,47	0,07
2245+029		91.06	09, 13	0,59	0,10
2251+158	3C 454.3	91.06	04, 14	5,67	0,05
		91.06	08, 17	4,62	0,16
		91.06	29, 99	5,28	0,19
		91.06	30, 00	5,46	0,16
		91.08	27, 97	7,04	0,13
		91.08	31, 00	6,50	0,17
		91.09	07, 79	7,05	0,71
		91.09	09, 89	6,86	0,30
		91.09	18, 93	8,85	0,50
		91.10	22, 87	9,28	0,66
		91.10	23, 84	8,65	0,59
		91.10	24, 88	9,49	0,78
		91.11	14, 82	9,56	0,25

В табл. 2 представлены результаты наблюдений 45 квазаров, 14 блазаров, 9 галактик, 6 звезд нашей Галактики, 1 область H11 и 5 неотожествленных радиоисточников. В первой колонке дано название источника в системе MАС, во второй – другое название объекта, в третьей – год и месяц наблюдений, разделенные точкой, в четвертой – день и Всемирное время наблюдений, в пятой – плотность потока, в шестой колонке – ее среднеквадратичная ошибка. В последнем параметре не учтена ошибка абсолютных потоков от калибровочных источников, составляющая около 3% [7], поскольку она не важна при исследовании переменности излучения.

Из данных табл. 2 следует, что в рассматриваемый период не наблюдалось вариаций плотностей потоков, превышающих ошибки измерений, у источников NRAO 150, 3C 111, 3C 120, 3C 123, OL+093, DW 1548+056 и СТА 102. У объектов АО 0235+164, PKS 0735+178, OT+081, OX+076 и BL Lac потоки значительно уменьшились, а у источников STD 20, PKS 0528+134, OJ+287, 4C 39.25, 3C 273, 3C 454.3 произошло увеличение плотности потока. Следует отметить, что квазар 3C 273 всего за полгода увеличил плотности потока от ≈ 30 Ян в январе до ≈ 50 Ян в июне. Все источники, у которых отмечена переменность в течение года, известны как быстропеременные [1–3, 9]. Для дальнейшего анализа полученных данных необходимо привлечение результатов наблюдений за другие годы и на других частотах.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Salonen E., Terästranta H., Urpo S. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1987. Vol. 70. P. 409.
2. Valtaoja E., Haarala S., Lehto H. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1988. Vol. 203. P. 1–20.
3. Ефанов В.А., Моисеев И.Г., Нестеров Н.С. и др. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1983. Т. 68. С. 104–108.
4. Струков И.А., Скулачев Д.П. // *Итоги науки и техники: Астрономия.* М.: ВИНТИ, 1986. Т. 31. С. 37.
5. Моисеев И.Г., Нестеров Н.С., Никитин П.С., Стежка П.Н. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1985. Т. 74. С. 171–176.
6. Ефанов В.А., Моисеев И.Г., Нестеров Н.С. // *Там же.* 1979. Т. 60. С. 3–13.
7. Моисеев И.Г., Нестеров Н.С. // *Там же.* 1985. Т. 73. С. 154–165.
8. Нестеров Н.С. // *Тез. докл. XVIII Всесоюз. конф. Радиотелескопы и интерферометры.* Иркутск: СибИЗМИР, 1986. С. 24.
9. Aller H.D., Aller M.F., Latimer G.E., Hodge P.E. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1985. Vol. 59. P. 513.

СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЛИНИИ H_2O $\lambda = 1,35$ см В ОРИОНЕ KL

А.Е. Вольвач, Л.И. Матвеевко, Н.С. Нестеров

В ноябре 1991 г. измерен спектр линии H_2O $\lambda = 1,35$ см источника Орион KL в диапазоне лучевых скоростей 6,5 – 10,5 км/с. Обнаружены две основные компоненты на 7,2 и 9,6 км/с. Источник находился в состоянии низкой активности. Степень линейной поляризации в максимуме линии с лучевой скоростью 7,2 км/с уменьшилась от 65 до 43% по сравнению с 1979–1987 гг. Позиционный угол плоскости поляризации с течением времени не изменялся и был равен -28° . Измерены степень ($\approx 5\%$) и позиционный угол ($\approx -26^\circ$) плоскости поляризации излучения $V = 9,6$ км/с.

THE SPECTRAL AND POLARIMETRIC MEASUREMENTS OF H_2O LINE 1.35 cm IN ORION KL, by A.E. Volyach, L.I. Matveenko, N.S. Nesterov. Two main features at 7.2 and 9.6 km/s have been detected in the spectrum of Orion KL water vapor line 1.35 cm measured in the radial velocity range 6.5–10.5 km/s in November of 1991. The source was at stage of low activity. The degree of linear polarization at maximum of 7.2 km/s feature dropped from $\approx 65\%$ to 43% after erratic intensity fluctuations observed in 1979–1987. It seems that the position angle of linear polarization remained constant during polarization decrease and was close to -28° . The polarization degree ($\approx 5\%$) and position angle ($\approx -26^\circ$) have been measured for 9.6 km/s feature polarized emission.

Введение

Процессы образования звезд и планетных систем в газопылевых облаках сопровождаются мощным мазерным излучением в линиях некоторых молекул. Типичным примером такого газопылевого облака является область в Орионе KL. Согласно [1] с 1979 по 1987 г. в ней происходили быстрые и внезапные возрастания интенсивности компоненты с лучевой скоростью около 8 км/с в мазерной линии паров воды $\lambda = 1,35$ см. Для изучения процессов, происходящих в области зарождения линии и проводящих к вспышкам излучения, требуются систематические наблюдения областей вспышек. Здесь представлены результаты спектральных и поляризационных измерений источника Орион KL в линии H_2O $\lambda = 1,35$ см вблизи компоненты с лучевой скоростью около 8 км/с, проведенных в ноябре 1991 г.

Аппаратура и наблюдения

Наблюдения были выполнены на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории 11 ноября 1991 г. Диаграмма направленности на уровне половинной мощности составляла около $150''$. Измерения проводились с помощью аппаратуры, применяющейся при интерферометрических наблюдениях со сверхдлинными базами. Описание аппаратуры дано в [2]. Температура системы составляла около 1500 К, чувствительность радиометра при полосе приема $\Delta f = 15$ кГц – около 10 К. Антенная температура принимаемого излучения контролировалась по сигналу от генератора шума, дававшему ступеньку выходного сигнала около 60 К.

Для поляризационных измерений применялся поляризатор, работающий на эффекте Фарадея (ферритовый стержень в круглом волноводе, помещенном внутри соленоида). Широкая стенка прямоугольного волновода, расположенного после круглого, была установлена вертикально, т.е. принималась горизонтальная поляризация при отсутствии тока в соленоиде. При изменении тока в соленоиде происходит поворот плоскости поляризации принимаемого сигнала.

Профиль спектра вблизи компоненты с лучевой скоростью около 8 км/с определялся путем изменения частоты гетеродина (синтезатора), т.е. смещением

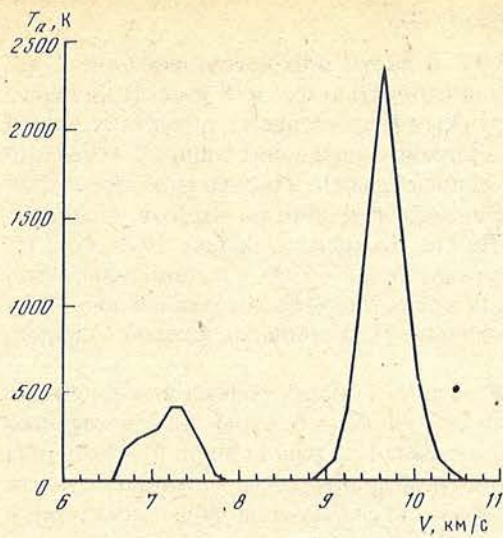


Рис. 1. Спектр источника линии H_2O в Орионе KL

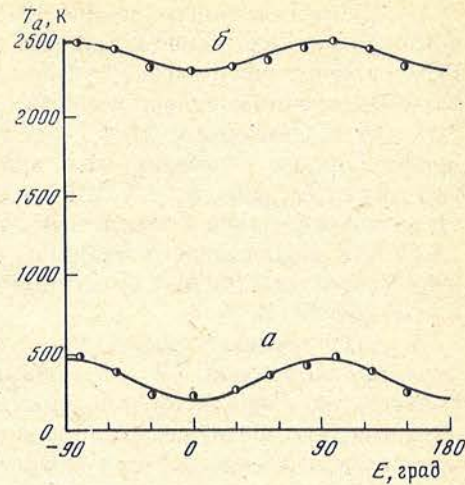


Рис. 2. Зависимость антенной температуры T_a от угла поворота плоскости поляризации принимаемого излучения

Точки – данные наблюдений, сплошная линия – результат аппроксимации косинусоидой для компоненты с лучевой скоростью 7,2 км/с (а) и 9,6 км/с (б)

полосы приема по частоте с шагом 10 кГц с последующей регистрацией зависимости выходного сигнала от частоты. На рис. 1 приведен измеренный спектр источника линии H_2O в Орионе KL при настройке поляризатора на максимум поляризованного сигнала в линии около 10 км/с. Этот рисунок показывает, что в момент измерений в спектре источника Орион KL наблюдались две линии со скоростями около 7,2 и 9,6 км/с.

На рис. 2 показана зависимость уровня выходного сигнала радиометра от угла поворота плоскости поляризации для компонент с лучевыми скоростями 7,2 и 9,6 км/с (см. рис. 1). Эти измерения проводились при установке частот, соответствующих максимумам линий. Полученные данные аппроксимировались, как это показано на рис. 2, косинусоидой вида $T_a = A \cos[2(E - E_0)] + C$, где T_a – антенная температура, измеряемая на выходе радиометра, A – амплитуда, E – угол поворота плоскости поляризации принимаемого излучения, E_0 – угол, при котором наблюдается максимум сигнала, и C – среднее значение T_a . Степень поляризации вычислялась как $P = A/C$. Позиционный угол плоскости поляризации определялся по параллактическому углу в момент наблюдений и фазе E_0 вписанной косинусоиды.

V , км/с	F , Ян	Δf , кГц	P , %	q , град
7,2	$5 \cdot 10^3$	51	43 ± 3	-28 ± 4
9,6	$3 \cdot 10^4$	36	5 ± 1	-26 ± 8

В таблице даны последовательно: лучевые скорости главных компонент спектра V , плотности потоков F , ширина линий Δf , степень поляризации в максимуме линии P , позиционный угол плоскости поляризации q . Измеренные антенные температуры пересчитывались в плотности потоков при значении эффективной площади антенны 210 м². Видимая ширина линии пересчитана в истинную с учетом полосы пропускания радиометра.

Обсуждение результатов

Во время активного периода 1979–1987 гг. в излучении источника Орион KL доминировало излучение компонент с лучевой скоростью около 8 км/с. По данным РСДБ-наблюдений с высоким угловым и частотным разрешением в области вспышки было выделено несколько компактных источников, излучавших линии с лучевыми скоростями в интервале 7,0–8,7 км/с [1]. Их относительные изменения и определяли профиль линии, регистрируемый при умеренном разрешении по частоте. Поток от нее тогда изменялся от $0,5 \cdot 10^6$ до $8 \cdot 10^6$ Ян [1]. Во время вспышек 1979–1987 гг. степень поляризации излучения источников составляла 60–70%, а позиционный угол плоскости поляризации изменялся от $\approx -15^\circ$ для высокоскоростных деталей до $\approx -40^\circ$ у низкоскоростных, но был практически постоянным во времени для каждой отдельно взятой детали [1].

В указанном выше диапазоне скоростей на рис. 1 видна только компонента с лучевой скоростью 7,2 км/с. Нами были получены спектры при настройке поляриметра и на максимум поляризованного сигнала (см. рис. 1) и при нулевом токе поляризатора. В этих двух состояниях радиометром принималось излучение с почти ортогональными плоскостями поляризации. Оба спектра были подобны и показывали отсутствие других компонент около $V = 8$ км/с, за исключением линии с $V = 7,2$ км/с. К моменту наших наблюдений произошло уменьшение степени поляризации ее излучения до 43%, но позиционный угол плоскости поляризации остался практически неизменным (-28°). Ширина линии составила 51 кГц, что близко к максимальной ширине компоненты с $V = 8$ км/с, достигавшей 52 кГц в 1979–1987 гг.

Поляризация излучения области со скоростью около 9,6 км/с измерена впервые и составила около 5%. Положение плоскости поляризации ее излучения в пределах ошибок совпало с ориентацией поляризованного излучения в линии 7,2 км/с.

Попытка аппроксимации полученных профилей линий кривой Гаусса показала, что их профили имеют более сложный вид и, вероятно, состоят из нескольких компонент. Так, линия с лучевой скоростью $V = 7,2$ км/с имеет низкоскоростную, а компонента на 9,6 км/с – высокоскоростную составляющие.

Как было показано в [3], механизм образования линейной поляризации мазерного излучения может быть связан с преимущественной ориентацией спинов молекул в излучающем объеме. Тогда проходящее через такую среду излучение становится линейно поляризованным и уровень поляризации может достигать 100%. Уменьшение степени поляризации от $\approx 65\%$ до 43% источника с $V = 7,2$ км/с может быть вызвано изменениями анизотропии излучения от звезды, возбуждающей облако, или изменениями условий в самом облаке, приводящими к нарушению преимущественной ориентации молекул. Естественно, что могут действовать и оба механизма.

Выводы

В источнике Орион KL в линии H_2O с $\lambda = 1,35$ см в области лучевых скоростей около 8 км/с в ноябре 1991 г. доминировала компонента с лучевой скоростью 7,2 км/с. Плотность потока от нее была в 100–1000 раз ниже значений, наблюдавшихся в линии $V \approx 8$ км/с в 1979–1987 гг. Ширина линии была равна 51 кГц, степень поляризации составила 43% при позиционном угле около -28° . Компонента с $V = 9,6$ км/с характеризовалась степенью поляризации около 5% и позиционным углом плоскости поляризации, равным -26° .

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Матвеевко Л.И., Грэм Д., Даймонд Ф. // Письма в "Астрон. журн." 1988. Т. 14. С. 1101.
2. Матвеевко Л.И., Моран Д.М., Берк Б.Ф. и др. // Там же. 1978. Т. 4. С. 50.
3. Варшалович Д.А. // УФН. 1970. Т. 101. С. 369.

ЭШЕЛЛЬНЫЙ СПЕКТРОГРАФ СОФИН. I. РАСЧЕТ ОПТИКИ**В.И. Проник**

Описана оптическая схема и конструкция эшелльного спектрографа высокого разрешения. Приведены характеристики и параметры спектрографа в целом и его отдельных оптических элементов. Даются математические выкладки, необходимые для построения изображения мозаики спектральных полосок в фокальной плоскости камер и на мониторе компьютера, с целью автоматического выхода эшелле и призмы на заданный участок спектра. Теоретическое разрешение спектрографа по двум пикселям в камере с фокусом 2 м равно $R = 178000$.

THE ECHELLE SPECTROGRAPH SOFIN. I. OPTICAL DESIGN, by V.I. Pronik. The optical diagram and mechanical construction of the cassegrain echelle high resolution spectrograph are described. The characteristics parameters of spectrograph in full and its separate optical element are given. Some mathematical calculations necessary for the composition of the mosaic picture, consisting of numerous spectral orders, are given with the aim of creation of programm for the automatically going out of echelle and prism on the given wavelength. The highest theoretical resolution of spectrograph by two pixels with 2-meter focal length camera $R = 178000$.

1. Общие характеристики спектрографа

Изготовленный в Крымской астрофизической обсерватории эшелльный спектрограф высокого разрешения относится к навесным приборам и предназначен для регистрации спектров звезд в кассегреневском фокусе 2,56-метрового телескопа NOT (Nordic Optical Telescope) с максимальным разрешением $R \approx 1,8 \cdot 10^5$ (или $0,02 \text{ \AA/пиксел}$ в области H_{α}) и минимальным $R \approx 3 \cdot 10^4$ ($0,12 \text{ \AA/пиксел}$). Три сменные камеры с фокусами 2 м, 1 м и 350 мм дают в фокальной плоскости разные дисперсии от $0,5 \div 1 \text{ \AA/мм}$ до $3 \div 6 \text{ \AA/мм}$. Конструкция спектрографа позволяет находиться на спектрографе одновременно двум камерам с регистрирующими приемниками – ПЗС-матрицами, перевод светового пучка от одной камеры к другой осуществляется поворотом на 180° призмы, разделяющей порядки. Диаметр коллимированного пучка 128 мм при светосиле телескопа 1 : 11.

Спектрограф снабжен фотогидом, а также телевизионным и визуальным просмотром на щель. В предщелевой части имеются источник спектра сравнения и лампа для регистрации плоского поля. Засветка щели той или другой лампой осуществляется поворотом пентапризм, управляемых программой. Программа управляет также затвором спектрографа, фильтрами и выходом на заданную длину волны (установка углов эшелле и призмы).

Габариты спектрографа: 800 мм вдоль оси телескопа и 1800×800 мм в плоскости, перпендикулярной к оси телескопа. Вес спектрографа 240 кг без светоприемников. Хранится спектрограф в специальном ложементе, который отделяется от спектрографа только после того, как последний закреплен на телескопе.

2. Оптическая схема

Оптическая схема спектрографа показана на рис. 1. Она похожа на схему эшелльного спектрографа 4-метрового телескопа межамериканской обсерватории Serro Tololo в Чили [1] с той лишь разницей, что в нашей схеме диагональное зеркало коллиматора ломает световой пучок, идущий от телескопа на угол больше чем 90° (а именно, на 98°), в результате чего дифрагированный пучок после отражения от эшелле проходит под прямым углом к оси телескопа между щелью и диагональным зеркалом коллиматора (см. рис. 1). В такой схеме сокращается вынос коллиматорного зеркала от оси телескопа, а ось трубы коллиматора во время наблюдений составляет с вертикалью меньший угол. Оба эти обстоятельства уменьшают гнутые коллиматора.

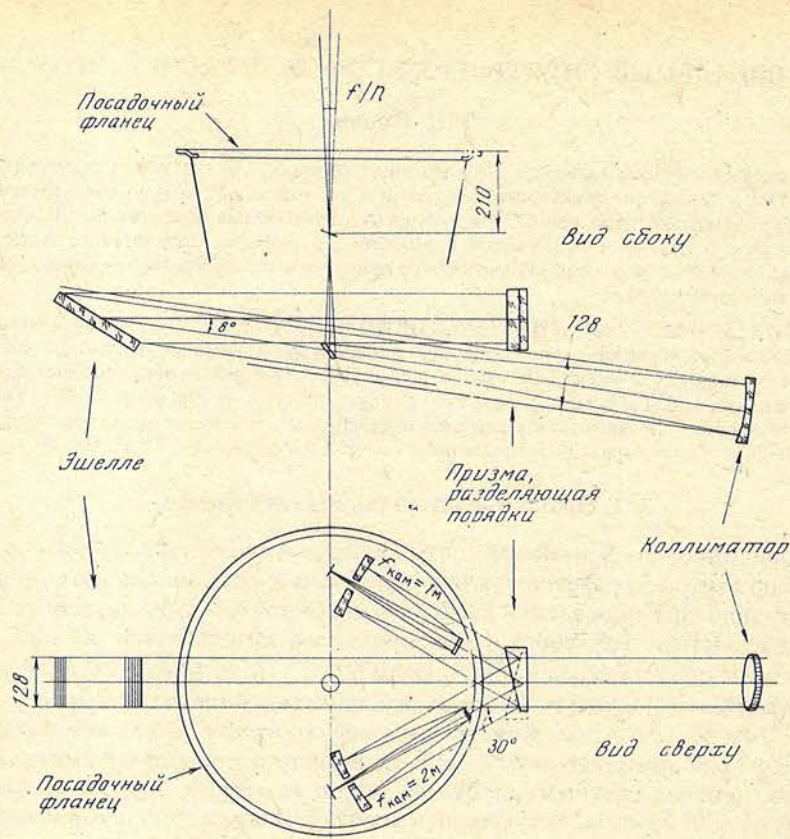


Рис. 1. Оптическая схема спектрографа

Недостатком схемы является то, что эшелле ориентирована рабочей поверхностью вверх, из-за чего необходимо соблюдать всевозможные меры предосторожности от ее запыления. Например, когда спектрограф не висит на телескопе, эшелле внутри спектрографа должна быть закрыта плексигласовой крышкой, а весь спектрограф накрыт полиэтиленовым чехлом.

Угол между падающим на эшелле коллимированным и отраженным от нее дифрагированным пучками равен 8° . Это минимальный угол, который позволяет на разумном расстоянии от эшелле (~ 1 м) поместить призму, разделяющую порядки. Призма изготовлена из стекла К-8, хорошо пропускающего свет вплоть до 3600 \AA ; задняя поверхность призмы алюминирована. Угол призмы $17,02^\circ$ выбран с таким расчетом, чтобы при двойном прохождении света через призму расстояние между соседними ниточными спектрами при фокусе камеры 2 м составляло в среднем 1 мм. При этом в крайней синей области спектры будут удалены друг от друга на 1,8 мм, а в инфракрасной — на 0,8 мм. В зависимости от установки призма отклоняет дифрагированный пучок на 30° в ту или другую сторону от плоскости симметрии спектрографа, проходящей через оптические оси телескопа и коллиматора.

Две камеры спектрографа представляют собой чисто зеркальные системы: Кассегрена с фокусом 2 м и Ричи-Кретьена с фокусом 1 м. Третья камера — катадиоптрическая система с двумя менисками и фокусом 350 мм. Оптические оси камер лежат в плоскости, перпендикулярной оптической оси телескопа. Ось поворота призмы, перебрасывающей пучок от одной камеры к другой на 180° , является биссектрисой угла между оптическими осями камер.

3. Механическая конструкция корпуса спектрографа

Корпус спектрографа сварен из листовой стали толщиной 5 мм и стальных труб, имеющих толщину стенок ~4 мм. Верхняя часть корпуса имеет вид конуса, сплюснутого в узкой части. Широкая часть конуса заканчивается посадочным фланцем спектрографа диаметром 800 мм. К узкой сплюснутой части конуса приварена средняя основная труба спектрографа, несущая на одном конце узел эшелле, на другом – узел призмы. Коллиматорная труба приварена к основной по всей длине линий их пересечения под углом так, что их оси образуют угол 8° и пересекаются на поверхности эшелле в ее центре. По бокам основной трубы под углом 30° к ней приварены два патрубка, к которым крепятся камеры с фокусирующими устройствами и приемниками. Щель и вся прищелевая часть крепятся на приваренном к основной трубе плато и находятся внутри конуса. Доступ к щели и прищелевой части осуществляется через люки, имеющиеся по обе стороны конуса.

4. Щель спектрографа

Щель находится на расстоянии 210 мм от посадочной плоскости фланца спектрографа. Плоскость щели наклонена к оси телескопа под углом $13,5^\circ$. Установка ширины щели производится автоматически вращением микрометрического винта шаговым двигателем. Цена одного шага 0,14 мкм. Максимальное раскрытие щели 0,4 мм.

Ограничитель высоты спектра (длины щели) представляет собой вторую щель, расположенную перед основной на расстоянии 0,4 мм и перпендикулярную ей. Щечки щели ограничителя сделаны из тонких (0,2 мм) стеклянных пластинок, покрытых алюминием. Ограничитель щели индикации не имеет. Предполагается, что высота щели устанавливается вручную перед наблюдениями, исходя из наблюдения звезды на экране монитора или из визуального подсмотра диаметра изображения звезды. Барабан для регулировки высоты спектра, т.е. ширины щели-ограничителя, находится внутри корпуса спектрографа. Весь узел щели смонтирован на кронштейне, который легко извлекается наружу из предщелевой части. Доступ к механизмам щели осуществляется через люк, проделанный в корпусе спектрографа со стороны камеры с фокусом 2 м.

В прищелевой части спектрографа расположена система фотогида и визуального подсмотра на щель, а также лампы плоского поля и спектра сравнения. Оптическая схема переброски света лампы плоского поля (ПП) и лампы спектра сравнения (СС) на щель спектрографа с помощью двух пентапризм¹ показана на рис. 2 (положения 3 и 4). Отраженный от щечек щели свет лампы ПП посылается второй пентапризмой в светоулавливатель. При фотографировании спектра сравнения отраженный от щели свет торий-аргоновой лампы перекрывается специальным экраном, прикрепленным к оправе пентапризм, для того чтобы исключить его попадание на светоприемник гидрирующей системы. Пентапризмы имеют еще два других положения: первое – когда свет звезды, отраженный от щели, посылается на приемник штатного телевизионного подсмотра, имеющегося на телескопе (положение 2), и нейтральное положение, когда пентапризмы не участвуют в работе, а отраженный от щели свет звезды непосредственно попадает на фотогид спектрографа (положение 1).

За щелью на расстоянии 60 мм расположен блок фильтров. Все фильтры, в том числе и компенсатор из бесцветного стекла, имеют толщину 6 мм, световой диаметр 12 мм. Кривые пропускания фильтров показаны на рис. 3.

¹Схема засветки щели лампой плоского поля и спектра сравнения является оригинальной разработкой инженера-конструктора А.Ф. Лагутина.

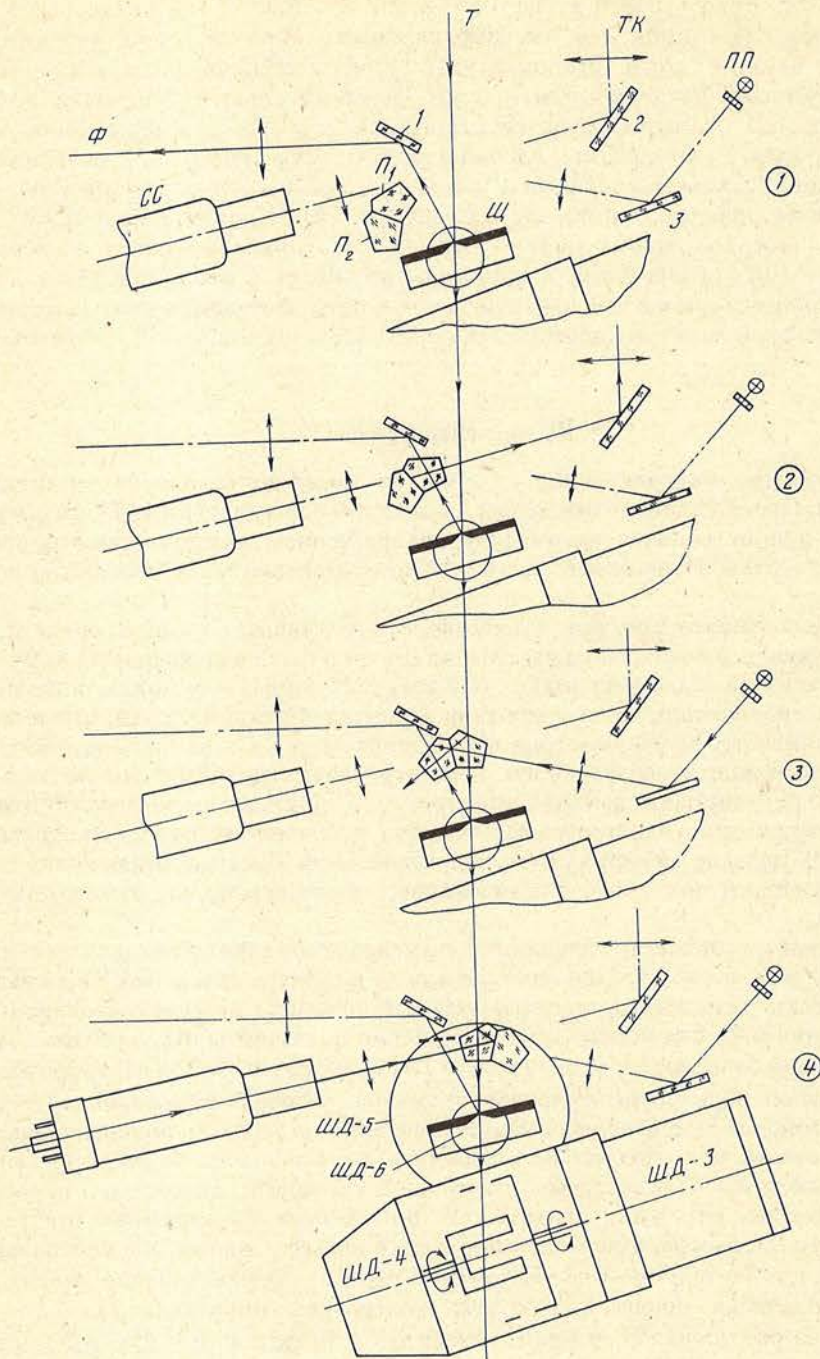


Рис. 2. Оптическая схема переброски света лампы плоского поля (ПП) и лампы спектра сравнения (СС) на щель спектрографа с помощью двух пентапризм (положения 3 и 4)
 Положение 1 – переброска изображения щели и звезды на фотогид спектрографа; положение 2 – переброска изображения щели и звезды на телевизионный подсмотр телескопа

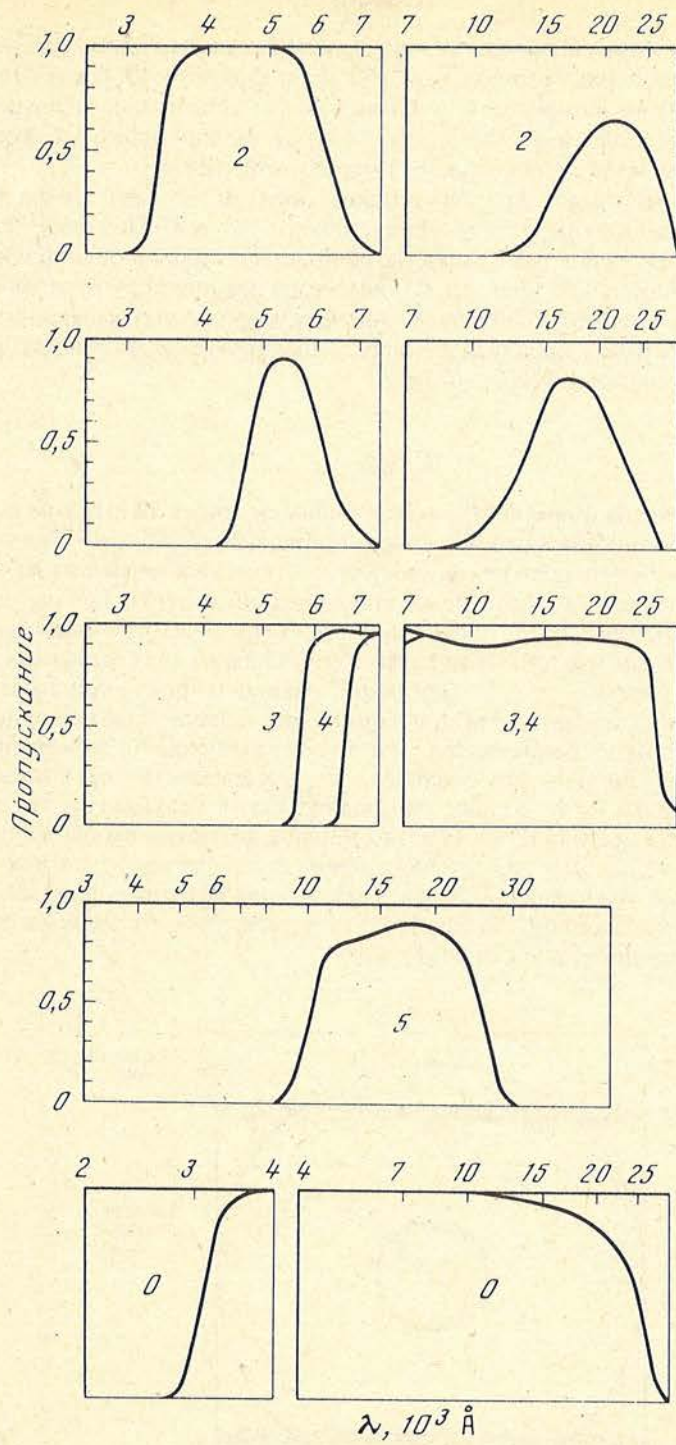


Рис. 3. Кривые пропускания фильтров

5. Коллиматор

Оптика коллиматора состоит из плоского диагонального зеркала диаметром 32 мм и параболического зеркала диаметром 150 мм с фокусом 1396 мм. Диагональное зеркало расположено на расстоянии 310 мм за входной щелью и ломает световой конус на 98° . Диаметр параллельного пучка, выходящего из коллиматора, определяется светосилой телескопа (1 : 11) и равняется 128 мм.

Оправа зеркала коллиматора сделана таким образом, что механизмы юстировки и фокусировки совмещены, расход фокусировки ± 5 мм. Поэтому фокусировка коллиматора делается один раз в процессе сборки и юстировки оптики спектрографа. Температурные изменения фокуса коллиматора компенсируются фокусировкой камер, каждая из которых снабжена своим фокусирующим механизмом. Оправа коллиматорного зеркала крепится к корпусу спектрографа (коллиматорной трубе) через переходное кольцо длиной 200 мм.

6. Эшелле

Эшелле изготовлена фирмой Milton Roy Company, имеет 79 штр./мм и угол блеска $63,43^\circ$. Размер заштрихованной поверхности 128×256 мм. Углы падения и дифракции для среднего положения эшелле соответственно равны $67,43^\circ$ и $59,43^\circ$. При таком угле падения и диаметре коллимированного пучка 128 мм последний не вписывается в размеры эшелле, поскольку проекция ее на коллиматорное зеркало составляет 128×99 мм (рис. 4). Потери света от звезды на двух сегментах, выходящих за длину эшелле, составляют 13%. Очевидно, уменьшив фокус коллиматора до 1060 мм, мы избавимся от потерь света при заполнении эшелле. Однако одновременно с этим, чтобы не упало разрешение, мы будем вынуждены во столько же раз уменьшить ширину щели, а это означает, что потери света увеличатся на 24%. В результате мы теряем света больше, чем выигрываем. Разумеется, это справедливо только тогда, когда ширина щели заметно меньше диаметра изображения звезды. В нашем случае $1'' = 0,13$ мм, а нормальная ширина щели для камеры с фокусом 1 и 2 м, как будет показано ниже, равна 0,02 мм и только для камеры с фокусом 350 мм она равна 0,08 мм. Схемы заполнения эшелле световым пучком в среднем и двух крайних положениях эшелле показаны на рис. 4 и 5.

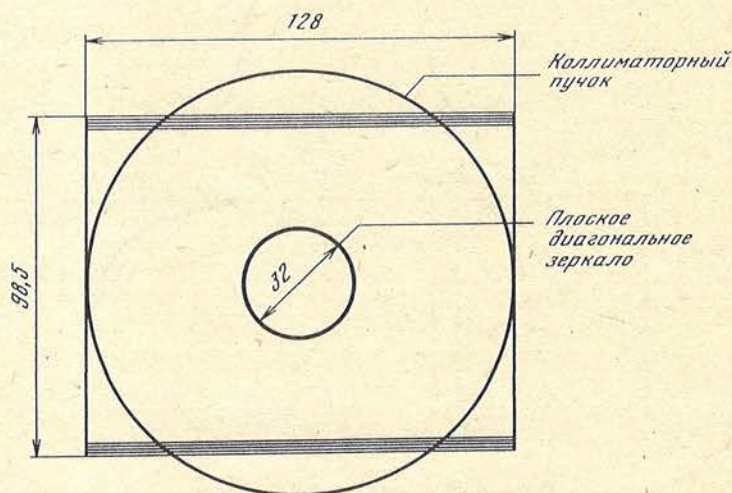


Рис. 4. Проекция эшелле в ее среднем положении на коллиматорное зеркало

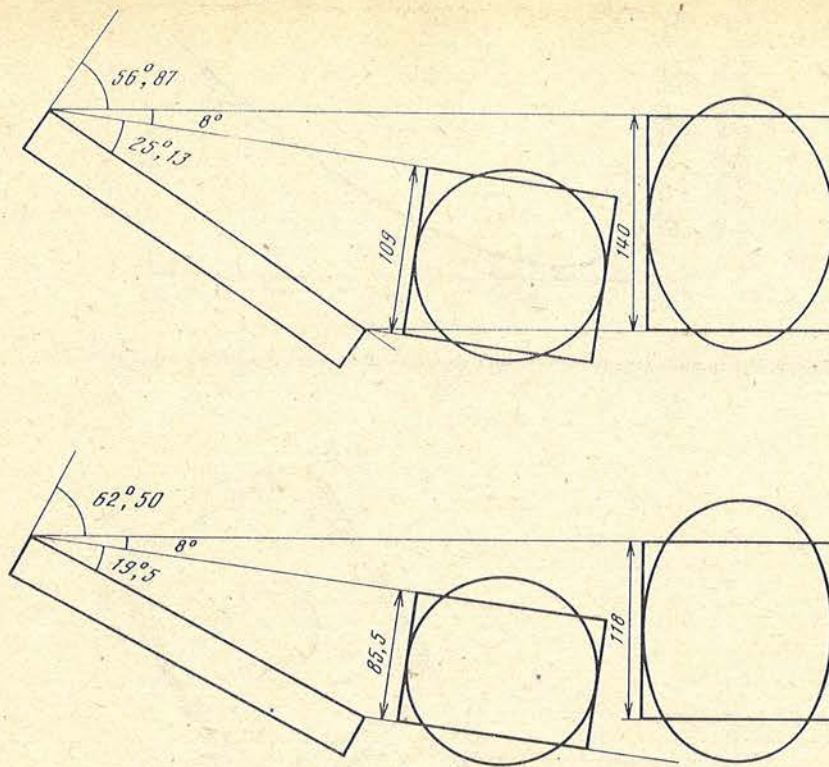


Рис. 5. Заполнение эшелле световым пучком в ее двух крайних положениях

7. Призма

Для разделения спектральных порядков нами выбрана призма, потому что она дает более равномерные (чем решетка) интервалы между соседними порядками: имеющиеся в призме падение дисперсии с увеличением длины волны в значительной мере компенсируется увеличением интервала длин волн между соседними порядками по мере передвижения в красную область. Призма находится на расстоянии 1100 мм от эшелле; размер рабочих граней 158×162 мм. Сделана призма из стекла К-8, которое является наиболее однородным; угол призмы $17,02^\circ$. При таком угле и двойном прохождении света через призму расстояние между порядками в случае ниточных спектров равно в среднем 1 мм в камере с фокусом 2 м. Зависимость ширины интервала между спектрами от номера порядка показана на рис. 6. Максимальный интервал 1,8 мм достигается в области $\lambda \sim 3700 \text{ \AA}$, минимальный 0,85 мм – в области $\lambda \sim 8000 \text{ \AA}$, который затем опять увеличивается до 1 мм в области 11000 \AA .

В зависимости от положения призма отклоняет лучи на 30° в ту или другую сторону от основной плоскости – плоскости коллиматора. Ось поворота призмы вокруг оптической оси пучка на 180° является биссектрисой угла между оптическими осями камер. Размеры монохроматического пучка, падающего на призму, 127×130 мм. При выходе из призмы ширина пучка уменьшается с 127 до 110 мм (рис. 7). Отчасти поэтому входной зрачок камер имеет некруглую форму: в направлении дисперсии эшелле – 150 мм, и в направлении дисперсии призмы – 115 (см. рис. 7).

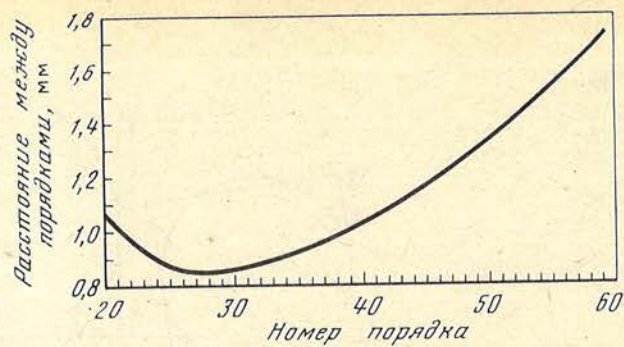


Рис. 6. Расстояния между спектрами в фокальной плоскости камеры с фокусом 2 м

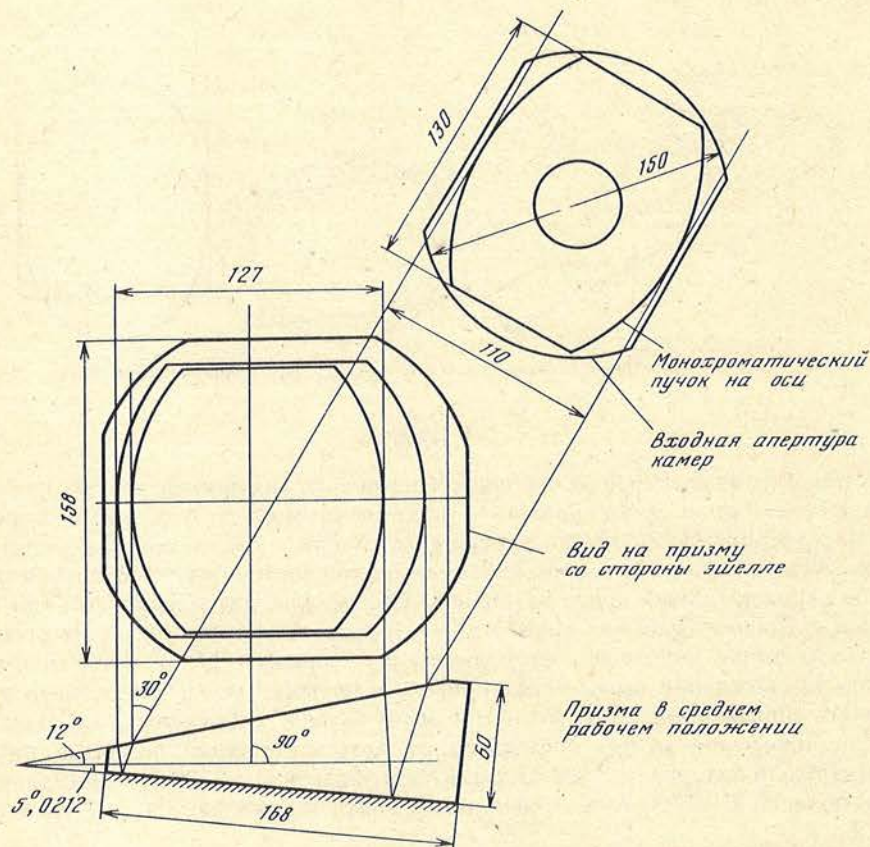


Рис. 7. Размеры сечения монохроматического пучка до призмы и после выхода из нее

8. Камеры спектрографа

В комплект спектрографа входят три камеры с фокусными расстояниями 2, 1 и 0,35 м. Каждая из камер имеет фокусирующее устройство, вместе с которым она ставится и снимается со спектрографа, поэтому при смене камер положение фокуса не нарушается. Точность фокусировки – цена одного деления 0,05 мм. При желании можно пользоваться половиной или даже 1/4 деления. Конструкция механизма фокусировки позволяет устранять мертвый ход специальной регулировкой, которая

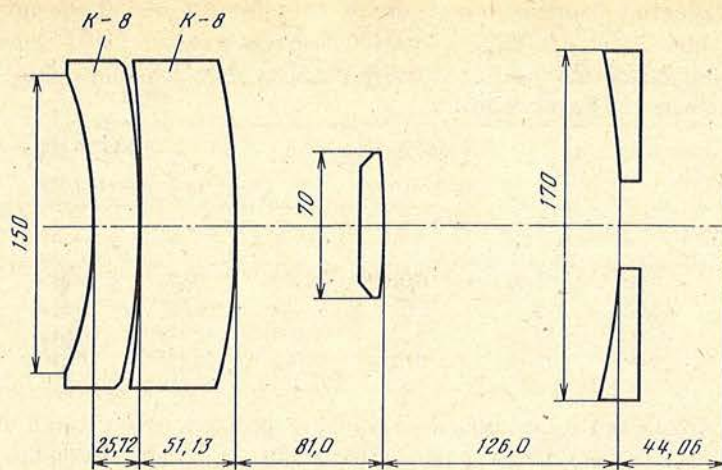


Рис. 8. Оптическая схема короткофокусной камеры ($F = 350$ мм)

заодно служит зажимом фокуса. Все три камеры взаимозаменяемы. Однако, чтобы во время наблюдений избежать путаницы, они устанавливаются на спектрограф однозначно, согласно номерам, указанным на камерах и на корпусе спектрографа. Соответствующие номера указаны также у маховичков перекладки призмы.

Камера N1 с фокусом 2 м является системой Кассегрена со следующими параметрами:

$$R_1 = -852,05 \quad e_1^2 = 1 \quad \phi = 160 \text{ мм} \quad d_1 = -340 \text{ мм}$$

$$R_2 = -216,36 \quad e_2^2 = 2,2957 \quad \phi = 40 \text{ мм} \quad d_2 = 420 \text{ мм}$$

Расчетное качество изображения без учета дифракции в камере с $F = 2$ м:

	На оси	6 мм от оси	9 мм от оси
Диаметр изображения, мм	0,00	0,0081	0,013
Отклонение от гауссовой плоскости, мм	0,00	-0,21	-0,448

Параметры камеры № 2 с фокусом 1 м:

$$R_1 = -937,5 \quad e_1^2 = 1,247 \quad \phi = 160 \text{ мм} \quad d_1 = -300 \text{ мм}$$

$$R_2 = -635,3 \quad e_2^2 = 12,2233 \quad \phi = 60 \text{ мм} \quad d_2 = 356 \text{ мм}$$

Расчетное качество изображения в камере с $F = 1$ м:

	На оси	4,5 мм от оси	8,7 мм от оси
Диаметр изображения, мм	0,001	0,004	0,015
Отклонение от гауссовой плоскости, мм	0,00	-0,004	-0,211

В действительности размеры изображения в обеих камерах лимитируются дифракционным диском, который равен $\sim 0,03$ мм в камере с фокусом 2 м и 0,015 мм в камере с фокусом 1 м. Оптическая схема камеры N3 с фокусом 350 мм изображена на рис. 8. В ней все поверхности сферические; оба мениска из стекла К-8. Ее конструктивные элементы следующие:

$$R_1 = -215,86 \quad d_1 = 25,72 \text{ (К-8)} \quad \phi = 150$$

$$R_2 = -440,77 \quad d_2 = 0$$

$$R_3 = -1109,6 \quad d_3 = 51,43 \text{ (К-8)} \quad \phi = 150$$

$$R_4 = -367,00 \quad d_4 = 205,73$$

$$R_5 = -438,43 \quad d_5 = -126,0 \quad \phi = 170$$

$$R_6 = -462,89 \quad d_6 = 170,6 \quad \phi = 70$$

Расчетное качество изображения в поле камеры с $F = 350$ мм приведено в следующей таблице. Здесь d_6 – задний отрезок системы в мм, l – расстояние точки от оси в фокальной плоскости в мм, δ – диаметр изображения точечного источника, Δ – отклонение от плоскости Гаусса в мм.

$\lambda 3727 \text{ \AA}$ $d_6 = 170,607$			$\lambda 4864 \text{ \AA} (H\beta)$ $d_6 = 170,618$			$\lambda 6563 \text{ \AA} (H\alpha)$ $d_6 = 170,620$		
l	δ	Δ	l	δ	Δ	l	δ	Δ
0,00	0,011	0,001	0,00	0,010	0,003	0,00	0,01	0,003
6,055	0,012	-0,001	6,064	0,011	0,001	6,069	0,011	0,001
12,111	0,017	-0,005	12,128	0,015	-0,003	12,139	0,014	-0,004
15,139	0,023	-0,009	15,160	0,021	-0,008	15,175	0,020	-0,008

Размеры изображений получены в результате расчета траекторий 126 лучей, расположенных на семи зонах с радиусами от 30 до 75 мм. Входная апертура совмещалась с первой оптической поверхностью.

Из аберраций наиболее заметна кривизна поля в камере с $F = 2$ м. В третьей камере кривизна поля практически отсутствует, а хроматизм увеличения и положения не превышает 0,02 мм. Виньетирование света в центре поля камер определяется размером вторичного зеркала по отношению к площади сечения монохроматического пучка. Для камеры с фокусом 2 м оно составляет $\sim 11\%$, в камере с фокусом 1 м $\sim 24\%$ и в третьей камере $\sim 30\%$. В первой камере виньетирование растет к краю поля очень слабо, в двух других – более заметно.

9. Светозащита. Рассеяние света внутри спектрографа

Защита внутреннего объема спектрографа от проникновения постороннего света достигается применением световых лабиринтов на стыках с корпусом спектрографа всех съемных кожухов и крышек, а также в местах крепления камер. Съемными кожухами являются: кожух узла эшелле, кожух узла призмы, кожух узла коллиматорного зеркала, крышка узла крепления диагонального зеркала коллиматора, крышки боковых люков в предщелевой части корпуса. Световые лабиринты предусмотрены также в местах крепления фокусируемых механизмов к камерам, камер к корпусу спектрографа и в местах крепления CCD-приемников к фокусирующему механизму.

Особое внимание уделено защите внутреннего объема спектрографа от проникновения света из предщелевой и защелевой частей спектрографа. В предщелевой части имеются: яркая лампа плоского поля, лампа спектра сравнения, подсветка индикатора ширины щели, инфракрасные датчики положения пентапризм, датчики фотогида и, наконец, возможный рассеянный свет от соседней близкой яркой звезды. В защелевой части имеются датчики (светодиоды) положения затвора и фильтров. Экспериментальная проверка показала, что рассеянный свет между полосками спектра источника плоского поля не превышает 4% от яркости ближайших спектров, что вполне может быть обусловлено рассеянием света на оптических поверхностях, а также рассеянием на внутренних стенках корпуса боковых дифрагированных пучков. С целью уменьшения последнего на внутренних стенках труб приварены диафрагмы, которые заодно и придают жесткость корпусу.

Для того чтобы свет, отраженный от фильтров, не рассеивался на тыльной стороне щечек щели, между щелью и фильтрами установлена диафрагма, которая пропускает только прошедший сквозь щель световой конус. Для уменьшения рассеянного света внутри спектрографа от источника плоского поля и спектра сравнения световое пятно на щели от этих источников формируется при светосиле пучка, строго одинаковой со светосилой телескопа.

10. Гнутие спектрографа

Влияние гнутия спектрографа на смещение спектральной линии вдоль дисперсии было определено экспериментально на телескопе ЗТШ. Гнутие проверялось только в плоскости дисперсии эшелле, которая совпадает с плоскостью коллиматора или плоскостью симметрии всего спектрографа. Для этого телескоп ставился в меридиан и при различных зенитных расстояниях, которые менялись от 0° до 65° , фотографировался спектр сравнения ториевой лампы. Величина смещения оценивалась в долях размера пиксела — элемента разрешения матрицы. Результаты измерений показаны на рис. 9. Из рисунка видно, что при изменении зенитного расстояния телескопа от 15° до 65° амплитуда смещения линии не превышает одного пиксела, или 0,02 мм. Максимальное гнутие наблюдается вблизи зенита при изменении Z от 0° до 15° . Хорошее воспроизведение результатов свидетельствует об их надежности.

11. Концентрация света внутри каждого порядка.

Предельные углы наклона эшелле

Уравнение, связывающее наблюдаемую длину волны в центре поля камеры с углом эшелле ε и номером порядка k , имеет вид

$$\sin(67,43^\circ + \varepsilon) + \sin(59,43^\circ + \varepsilon) = Nk\lambda, \quad (1)$$

где ε — угол отклонения эшелле в ту или другую сторону от ее среднего положения, а N — число штрихов в 1 мм. При $\varepsilon = 0$, т.е. в среднем положении эшелле, уравнение (1) определяет длину волны λ_c для середины каждого данного порядка, где концентрация света максимальна и принята за 1. Падение концентрации света внутри порядка по обе стороны от λ_c описывается формулой

$$\frac{I_\lambda}{I_{\lambda_c}} = \left[\frac{\sin \pi(k - \lambda_0 / \lambda)}{\pi(k - \lambda_0 / \lambda)} \right]^2 = \left[\frac{\sin u}{u} \right]^2, \quad (2)$$

где $\lambda_0 = 0,0225876$ мм — длина волны в центре 1-го порядка (рабочие порядки от 20 до 64). Решая уравнение [2], при заданном $I_\lambda / I_{\lambda_c}$, например равном 0,5, мы находим для каждого порядка два крайних значения λ :

$$\lambda_k^\pm = \frac{\lambda_0}{k \pm u / \pi}, \quad (3)$$

для которых концентрация света упала в 2 раза по сравнению с максимальной концентрацией в центре порядка. Очевидно, $\sin u / u = 1$ дает нам $u = 0$, а значит и длину волны (в мм) в центре k -го порядка:

$$\lambda_c = \lambda_0 / k = 0,0225876 / k. \quad (4)$$

Одно из свойств эшелле заключается в том, что соседние порядки стыкуются в один спектр без переналожений или пропусков при $I_\lambda / I_{\lambda_c} = 0,40528$. Это легко показать, используя выражение (3). В этом случае, очевидно, должно иметь место равенство

$$\frac{\lambda_0}{k + u / \pi} = \frac{\lambda_0}{(k + 1) - u / \pi}, \quad (5)$$

откуда находим, что $u = \pi/2$. Тогда

$$\frac{I_\lambda}{I_{\lambda_c}} = \left[\frac{\sin(\pi/2)}{\pi/2} \right]^2 = 0,40528. \quad (6)$$

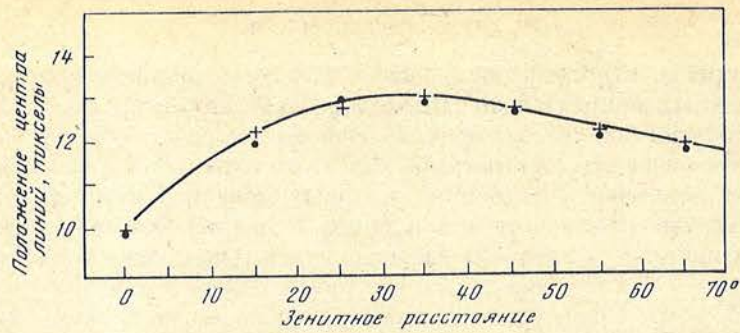


Рис. 9. Изменение положения спектральной линии на матрице из-за гнущия спектрографа при разных зенитных расстояниях телескопа

Подставив число $u = \pi/2$ в формулу (3), находим для любого заданного порядка его крайние или граничные значения λ_{χ}^{\pm} , а затем уже из выражения (1) находим значение угла ϵ – величину отклонения эшелле от среднего положения. Для того чтобы привести к центру поля камеры λ_{χ}^{\pm} , наибольшие отклонения эшелле требуются для самых низких порядков, работающих в инфракрасной области. Так, в 20-м порядке одно из крайних значений $\lambda_{20}^{+} = 11580 \text{ \AA}$ будет в центре поля при $\epsilon = 3,07^{\circ}$, другое $\lambda_{20}^{-} = 11030 \text{ \AA}$ – при $\epsilon = -2,56^{\circ}$.

Граничные углы ϵ для 40-го порядка будут значительно меньше: $\epsilon = 1,49^{\circ}$ ($\lambda = 5718,5$) и $\epsilon = -1,364^{\circ}$ ($\lambda = 5578,0 \text{ \AA}$). Разумеется, количество света, падающего на эшелле, будет разное при разных углах эшелле. Например, если потери света на эшелле в ее среднем положении $\epsilon = 0$ составляют 13%, то в двух крайних положениях они равны $\sim 18\%$ ($\epsilon = +3,07^{\circ}$) и $\sim 6\%$ ($\epsilon = -2,56^{\circ}$).

12. Расстояние между порядками. Непараллельность спектральных полос

Как уже упоминалось, угол призмы 17° выбран с таким расчетом, чтобы при двойном прохождении лучей в районе 40-го порядка расстояние между порядками равнялось 1 мм в фокальной плоскости камеры с фокусом 2 м. Средним положением призмы мы называем такое положение, при котором выходящие из призмы лучи 40-го порядка ($\lambda = 5647 \text{ \AA}$) отклоняются от лучей, падающих на призму, на угол $\psi = 30^{\circ}$, при этом угол падения лучей на переднюю грань призмы должен составлять $\alpha = 12^{\circ}$.

Ход лучей в призме и обозначения углов показаны на рис. 10. Исходными параметрами являются углы $\alpha = 12^{\circ}$ и $\beta = 5,02^{\circ}$. Угол отклонения лучей после выхода из призмы (угол ψ) находится из следующих соотношений:

$$\alpha' = \arcsin[(\sin \alpha) / n], \quad \epsilon' = 2(\alpha + \beta) - \alpha', \quad \epsilon = \arcsin(n \sin \epsilon'), \quad \psi = \epsilon - \alpha. \quad (7)$$

Поскольку $\alpha + \beta$ есть величина постоянная (угол призмы), то отклонение призмы от ее среднего положения на угол ξ равноценно замене α на $\alpha + \xi$ в первом и последнем уравнениях (7).

Зависимость показателя преломления n стекла К-8 от λ представляется в виде ряда

$$n^2 = A_1 + A_2 \lambda^2 + A_3 \lambda^{-2} + A_4 \lambda^{-4} + A_5 \lambda^{-6} + A_6 \lambda^{-8}, \quad (8)$$

где λ выражено в микрометрах, а коэффициенты A_1, A_2, \dots, A_6 имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} A_1 &= 2,2699804, & A_4 &= 7,6606834 \cdot 10^{-5}, \\ A_2 &= -9,8250605 \cdot 10^{-3}, & A_5 &= 1,1616952 \cdot 10^{-5}, \\ A_3 &= 1,1017203 \cdot 10^{-2}, & A_6 &= 5,8130900 \cdot 10^{-7}. \end{aligned}$$

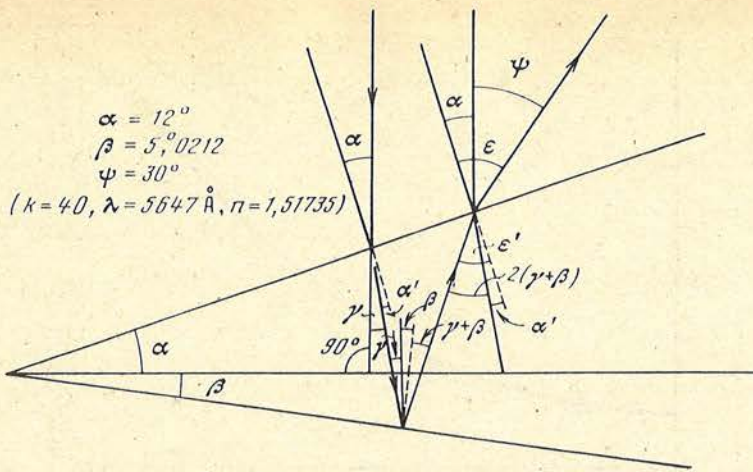


Рис. 10. К расчету хода лучей в призме

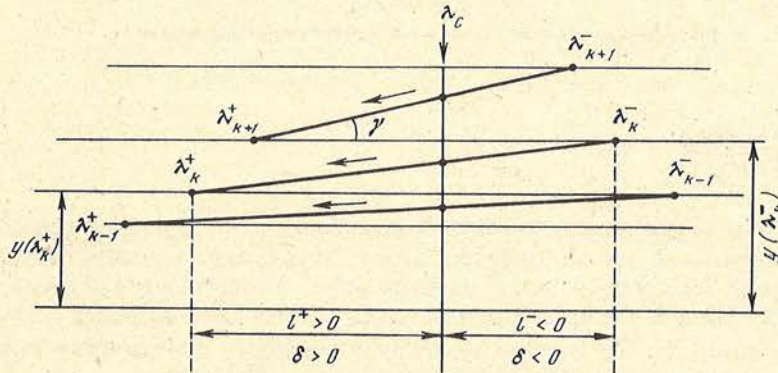


Рис. 11. Схематическое расположение соседних спектральных полосок
Стрелки направлены в сторону увеличения длины волны

Имея длину волны в центре каждого порядка (формула (4) дает это значение в миллиметрах) и показатель преломления призмы для этой длины волны, легко найти линейное расстояние между соседними порядками $d(k, k + 1)$ в фокальной плоскости камеры с фокусом F :

$$d(k, k + 1) = y_{k+1} - y_k = F \operatorname{tg}[\psi(\lambda_c^{k+1}) - \psi(\lambda_c^k)]. \quad (9)$$

На рис. 11 схематически изображено относительное положение полосок, принадлежащих соседним порядкам. Длина половинки каждого спектра, или расстояние крайних значений λ_k^+ и λ_k^- от центральной длины волны λ_c , равно $l = F_{\text{кам}} \operatorname{tg} \delta$, где δ находится из уравнения

$$\sin 67,43^\circ + \sin(59,43^\circ + \delta) = Nk\lambda^\pm. \quad (10)$$

Очевидно, для $\lambda^+ > \lambda_c$ значения δ и l положительны, для $\lambda^- < \lambda_c$ — они отрицательны. Полная длина спектра равна $l(\lambda_k^+) - l(\lambda_k^-)$.

Чтобы определить угол наклона спектра данного порядка по отношению к плоскости, параллельной плоскости дисперсии эшелле (на рис. 1 — горизонтальная линия), нужно по формуле (9) определить разность $y(\lambda_k^-) - y(\lambda_k^+)$ и разделить на длину

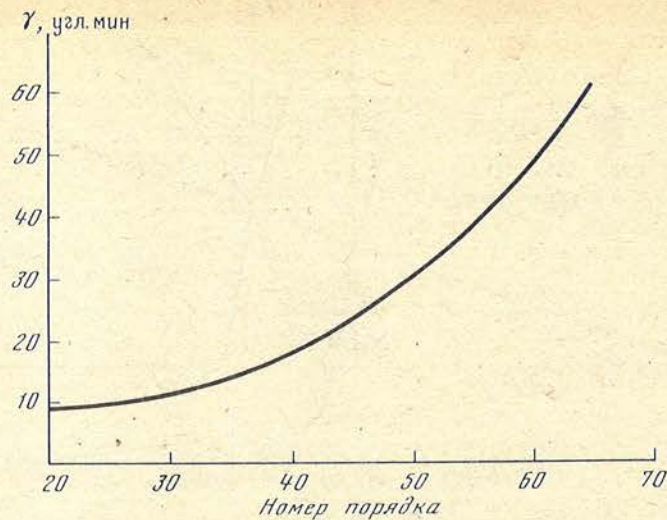


Рис. 12. Зависимость угла наклона спектра от номера порядка

спектра:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{y(\lambda_k^-) - y(\lambda_k^+)}{l(\lambda_k^+) - l(\lambda_k^-)}. \quad (11)$$

Зависимость угла γ от номера порядка показана на рис. 12. В фокальной плоскости камеры с фокусом 2 м на приемник помещается около десяти порядков, и непараллельность между крайними порядками может доходить до $18'$ в синей области спектра ($k = 50 \div 60$) и $5'$ – в красной области ($k = 20 \div 30$). Тем не менее из-за малого размера приемника (~ 20 мм) такая непараллельность практически незаметна, поскольку она едва составляет 1 элемент матрицы на всей ее длине.

13. Теоретическое разрешение спектрографа

Согласно техническому заданию на спектрограф в одной из его камер должно быть реализовано спектральное разрешение $R \geq 10^5$, что фактически является максимально возможным для спектрографа навесного типа, который, как правило, ограничен по размерам и по весу, что, в свою очередь, накладывает ограничения на диаметр световых пучков и размеры эшелле.

Максимальное теоретическое разрешение спектрографа определяется не только параметрами эшелле, но и размером дифракционного кружка Эри в фокальной плоскости камеры, который выражается формулой

$$\phi_3 = 2,44 \lambda / D \text{ рад}, \quad (12)$$

где D – размер (в направлении дисперсии) монохроматического пучка, падающего на камеру спектрографа. Здесь D выражено в тех же единицах, что и λ . Количество ангстрем, приходящееся на кружок Эри, равно

$$\delta \lambda_3 = \frac{d\lambda}{d\phi} \phi_3 = \frac{\cos \phi'}{Nk} 2,44 \frac{\lambda}{D}, \quad (13)$$

откуда следует, что разрешающая сила спектрографа R равняется

$$R_3 = \frac{\lambda}{\delta \lambda_3} = \frac{Nk}{\cos \phi'} \frac{D}{2,44} = \frac{D}{2,44 \lambda} \frac{\sin \phi + \sin \phi'}{\cos \phi'} = \frac{L \sin(90^\circ - \phi')}{2,44 \lambda} \frac{\sin \phi + \sin \phi'}{\cos \phi'}, \quad (14)$$

где L – длина эшелле. Таким образом, для спектрографа с параметрами $\varphi' = 59,43^\circ$ $\varphi = 67,43$, $D = 130$ мм, $L = 256$ мм в области H_α имеем $\delta\lambda = 0,023\text{Å}$ и $R_s = 2,85 \cdot 10^5$.

В камере с фокусом 2 м линейный диаметр дифракционного диска равен 0,025 мм. Это меньше двух пикселей (0,04 мм), следовательно, разрешающая сила спектрографа в расчете на два пикселя (2пк = 0,04мм) есть величина, независимая от λ

$$R_{2\text{пк}} = \frac{\lambda}{\delta\lambda_{2\text{пк}}} = \frac{\lambda\phi_s}{\delta\lambda_s \cdot 0,04} = \frac{Nk\lambda F}{0,04 \cos \varphi'} = \frac{\sin \varphi + \sin \varphi'}{\cos \varphi'} \frac{F}{0,04}$$

и равная $R_{2\text{пк}} = 175000$. Для камеры с фокусом 1 м эта величина будет в 2 раза меньше.

Следует заметить, что в отличие от принятых представлений о том, что фокус камеры не должен превышать фокуса коллиматора, потому что это приводит к потере широкощельности, здесь, когда речь идет о реализации максимально возможного (предельного) разрешения, даваемого эшелле, и когда качество оптики близко к дифракционному, а входная щель является нормальной (т.е. равной диску Эри коллиматора), такая схема вполне оправдана: увеличение фокуса камеры имеет смысл до тех пор, пока дифракционный диск не станет равным ширине двух пикселей. В случае СОФИН такая ситуация наступит при фокусе камеры $F = 3,2$ м, тогда будем иметь $R_{2\text{пк}} = 285000$. Но и это еще не предел: согласно критерию Рэля предел разрешения равен половине диска Эри, однако для этого нужно иметь фотометрический контур центрального дифракционного максимума, для чего его диаметр должен составлять хотя бы 6 пикселей или более. Для этого фокус камеры должен быть не менее 10 м. Такое предельное, или граничное, разрешение спектрографа $R(1/2 \phi_s) = 570000$ уже близко к разрешающей способности самой эшелле, которая, как известно, равна разности хода между крайними лучами (отраженными от крайних штрихов), выраженной в единицах длины волны. В нашем случае это будет

$$R = \frac{L[\cos(90^\circ - \varphi) + \cos(90^\circ - \varphi')]}{\lambda} = \frac{256[0,923 + 0,861]}{0,0006563} = 696000,$$

где L – длина эшелле.

Приведенные выше оценки справедливы только в том случае, когда ширина входной щели является нормальной, т.е. равна диаметру дифракционного изображения коллиматора 0,02 мм, или $0,15''$. Увеличение ширины щели приводит к снижению разрешающей силы, особенно заметному в камере с фокусом 2 м. Так, например, при ширине щели $0,5''$, или 0,065 мм, разрешение в обеих камерах становится одинаковым и равным $R = 92000$.

14. Пропускание спектрографа.

Предельная звездная величина

Пропускание оптики спектрографа без учета потерь на щели составляет ~25–30%. Потери на оптике складываются из потерь при отражениях от четырех зеркал, потерь на призме (два преломления, одно отражение), на эшелле (отражение и неполное перекрытие коллимированного пучка), на экранировании в камерах, на фильтре и защитной пластине перед матрицей.

Потери на щели зависят от качества изображения звезды и ширины щели, которая в свою очередь зависит от того, какое спектральное разрешение мы хотим достичь. Нормальная (она же минимальная) ширина щели равна 0,02 мм. При изображении $0,5''$ такая щель пропустит ~40% света; при изображении $1''$ – 20%. Оптимальная ширина будет в 1,5–2 раза больше. Поэтому в качестве средней величины

пропускания щели можно принять 40%. Таким образом, пропускание всего спектрографа вместе с щелью будет составлять 0,12, или 12%. Отсюда эффективная площадь зеркала телескопа диаметром 2,5 м с учетом пропускания спектрографа и самого телескопа (~80%) при средней запыленности зеркал, равна

$$S = \pi(125)^2 0,12 \cdot 0,8 \text{ см}^2 = 4500 \text{ см}^2.$$

От звезды нулевой звездной величины спектрального класса A0V в области $\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$ на Землю падает поток $3 \cdot 10^{-9} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \text{с} \cdot \text{ \AA})$, или 625 квант/ $(\text{см}^2 \text{с} \cdot \text{ \AA})$. От звезды 7^m падает 1 квант/ $(\text{см}^2 \text{с} \cdot \text{ \AA})$. С учетом пропускания спектрографа и телескопа на приемник камеры от звезды 7^m падает 4500 квант/ $(\text{с} \cdot \text{ \AA})$, что за экспозицию 1 ч в пересчете на 1 пиксел, или 0,02 \AA , дает поток $3,24 \cdot 10^5$ квант/(пиксел · ч). Это означает, что при квантовой эффективности ПЗС-матрицы 40% от звезды 7^m за 1 час накопится $1,3 \cdot 10^5$ импульсов на 1 пиксел. Отсюда можно заключить, что с соотношением $S/N \approx 100$ за 1 час в камере с $F = 2$ м могут быть получены спектры звезд до 10^m включительно.

15. Результаты наблюдений

Результаты первых наблюдений с эшелльным спектрографом на 2,5 м телескопе NOT кратко описаны в заметке И.Туоминена [2], на которую мы ссылаемся. Согласно [2] спектральное разрешение спектрографа по двум пикселям оказалось близко к 170000 в первой камере и к 85000 – во второй, что практически совпадает с нашей оценкой. Правда, в камере № 1 такое разрешение наблюдается только в средней части матрицы, по краям оно падает, вероятно, из-за кривизны поля.

Что касается соотношения между звездной величиной, отношением сигнал/шум и экспозицией, то приведенные в [2] экспериментальные оценки также весьма близки к теоретически ожидаемым.

Разработка эшелльного спектрографа, как и его изготовление, в мастерских обсерватории были бы невозможны без самого активного участия и поддержки со стороны директора обсерватории Н.В. Стешенко, заместителя директора П.П. Петрова и заведующего Лабораторией физики звезд и галактик Р.Е. Гершберга. Они принимали участие в обсуждении конструкции и оптической схемы спектрографа, а также в проведении испытания спектрографа на 2,6-метровом телескопе им. Шайна. Неоднократные консультации по теории эшелльных спектрографов были получены у проф. В.К. Прокофьева. Г.М. Попов оказал помощь в расчете оптики для прищелевой части. Всем им автор выражает глубокую признательность.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Facilities manual of the Cerro Tololo Inter – American Observatory / Ed. A. Lynda. Colbeck: Nat. opt. astron. observ. 1990.
2. Tuominen I. // NOT News, 1992. N 5. P. 15.

ЭШЕЛЛЬНЫЙ СПЕКТРОГРАФ СОФИН. II. КОНСТРУКЦИЯ**А.Ф. Лагутин**

Статья посвящена опыту создания сложного современного спектрографа своими силами в условиях обсерватории. Дано краткое описание конструкции нового инструмента, рассмотрены особенности его основных оптико-механических узлов, приведен ряд иллюстраций.

THE ECHELLE SPECTROGRAPH SOFIN. II. STRUCTURE, by A.Ph. Lagutin. The paper is dedicated to an experience gained in development and construction of a sophisticated up-to-date spectrograph in the workshop of the Crimean Astrophysical Observatory. The structure of the instrument is described, the peculiarities of main optical and mechanical units are considered, the figures are presented.

В Крымской астрофизической обсерватории по договоренности с Хельсинским университетом спроектирован и изготовлен автоматизированный эшелльный спектрограф высокого разрешения. Он установлен на 2,5-метровом телескопе NOT в обсерватории на Ла-Пальма (Канарские острова, Испания). Прибор представляет собой сложный комплекс оптических, механических и электронных устройств (см. также [1–3]).

В настоящей статье рассматриваются механические элементы спектрографа и особенности некоторых оптико-механических узлов. Здесь также предпринята попытка коснуться процесса создания прибора – наш опыт может оказаться полезным и воодушевляющим.

Новый спектрограф – прибор достаточно сложный, точный и дорогостоящий – создавался в условиях небольшого опытного производства при обсерватории. Разумеется, обособленная в горах обсерватория не располагает возможностями современного оптико-механического предприятия и специализированного КБ. Малочисленность квалифицированных работников, проблемы материалов, инструмента, станочного парка – все это весьма усложняло строительство нового прибора. Во многих случаях нереальность применения достижений современной техники вынуждала решать приборостроительные задачи доступными нам методами.

Спектрограф строился три года. Первые два завершились пробной установкой его на 2,6-метровый телескоп ЗТШ для определения некоторых параметров. Испытания дали положительные результаты. Третий год ушел на создание самого сложного агрегата спектрографа – прищелевой части – и ряда других узлов и устройств. К концу года строительство завершилось изготовлением ложемента и прочих вспомогательных изделий, а также отделкой и наладкой прибора.

На протяжении четвертого года спектрограф испытывался на Ла-Пальма, а в Крымской обсерватории были дополнительно изготовлены к спектрографу объектив третьей камеры ($f'' = 350$ мм), модернизированный узел спектральной щели, стоксметр и некоторые другие изделия. (Стоксметр, система визуального контроля и несколько оптических узлов спектрографа сконструированы А.В. Долгополовым.)

Специфика опытного производства наряду с известными трудностями имеет и некоторые преимущества. Одно из них – допустимость эксперимента: при изготовлении спектрографа некоторые конструкторские решения не представлялись бесспорными, но возможность проведения испытаний и оперативного внесения коррективов уменьшали риск. Это же обстоятельство позволяло изготавливать узлы без предварительной графической контрольной сборки. Процессы проектирования и изготовления, в отличие от традиционной последовательности, шли параллельно, конструктор совсем ненамного опережал изготовителей. Первые детали спектрографа были на станках уже через несколько дней после начала конструирования. В то время как строительство одного узла спектрографа близилось

к завершению, у соседнего узла проверялась в металле выполнимость конструкторского решения, другие сборки были еще в состоянии графических построений и расчетов, а некоторые – в стадии замысла. И хотя разработчику приходилось немало времени проводить в мастерской, практика показала, что при достаточном опыте такой метод – строительство по принципу "ласточкиного гнезда", т.е. пристыковка последующих элементов по мере успешного экспериментирования с предыдущими – вполне оправдал себя, неудачных решений почти не было, и после завершения всех работ оказалось всего несколько небольших неиспользованных деталей; а всего деталей в спектрографе несколько сотен!

Все детали спектрографа симметричны либо составляют зеркально-симметричные пары. Все оптико-механические узлы спектрографа расположены симметрично или симметрично взаимозаменяемы. Симметричная компоновка несущих и массивных элементов позволяет ожидать более благоприятного распределения остаточных поволонок корпуса и весовых деформаций прибора, поскольку по условиям эксплуатации спектрографа его плоскость симметрии всегда вертикальна. Опасность появления недопустимых гнущих корпуса при длине прибора более 2 м достаточно реальна, сложная конфигурация корпуса делает ненадежными выводы теоретических исследований, поэтому использовались все возможности для уменьшения вероятных деформаций.

С этим вступала в противоречие тенденция всемерного снижения веса будущего навесного прибора. В результате деформации оказались в пределах допустимых, а вес прибора едва не превысил заданной величины: допускаемый вес 250 кг, результат взвешивания 245 кг.

Переходя от общих замечаний к рассмотрению конкретных узлов спектрографа, следует отметить, что при разработке прибора соблюдался принцип агрегатности (поузловой сборки); он распространяется как на крупные части спектрографа, так и на отдельные узлы и блоки внутри этих частей. Агрегатирование имеет своей целью упрощение монтажа, регулировки и ремонта.

Спектрограф состоит из следующих частей:

- прищелевая часть;
- узел диагонального зеркала;
- узел коллиматорного зеркала;
- узел эшелле;
- узел призмы;
- объектив камеры $f' = 2000$ мм с фокусировкой;
- объектив камеры $f' = 1000$ мм с фокусировкой;
- система визуального контроля;
- корпус спектрографа с кожухами, крышками и блоком электроники;
- ложемент спектрографа и защитные крышки.

(Прибор комплектуется также объективом $f' = 350$ мм.)

Все оптико-механические агрегаты закреплены на корпусе спектрографа, при этом взаимное расположение оптических элементов соответствует схеме оптики спектрографа (рис. 1, а также рис. 1 в [1]).

Первым по ходу света оптико-механическим устройством спектрографа является его прищелевая часть. Она представляет собой сложный агрегат, в который входят: узел спектральной щели; блок светофильтров и затвора; блок смены режима работы; узел фотогида; узел лампы плоского поля; узел источника спектра сравнения; блок оптики для ТВ-подсмотра; узел стоксметра; глушитель нерабочего пучка света от лампы плоского поля. Все эти независимо собираемые узлы объединены корпусом прищелевой части (рис. 2).

Высокая насыщенность прищелевого пространства всевозможными устройствами, необходимыми для современного спектрографа, заставила искать новые конструктивные решения. Компоновку прищелевой части определил предложенный

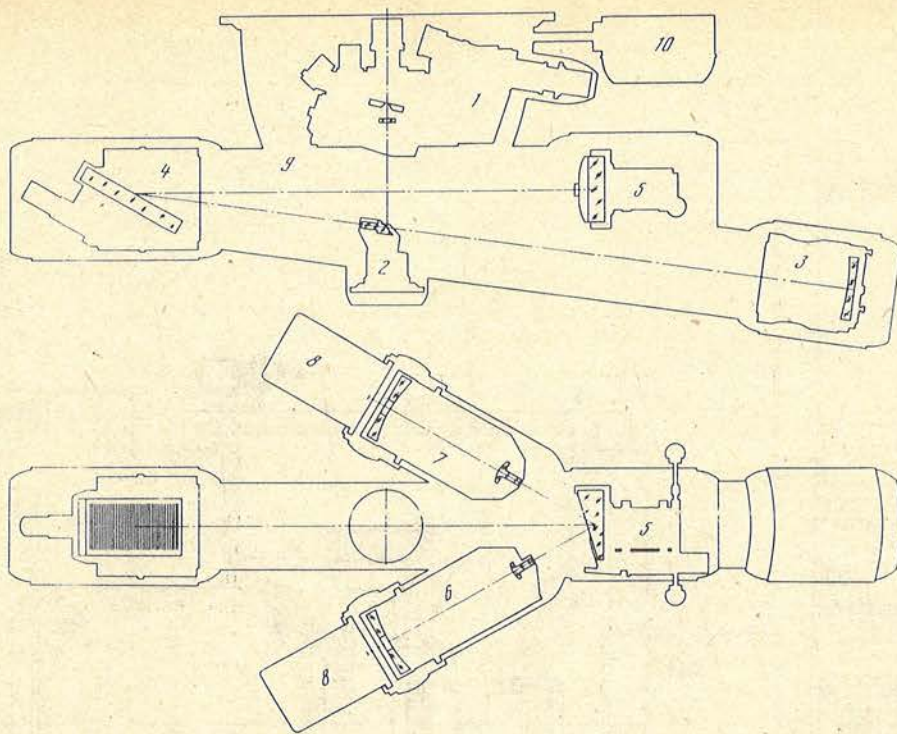


Рис. 1. Схема расположения основных элементов спектрографа

1 – прищелевая часть; 2 – узел диагонального зеркала; 3 – узел коллиматорного зеркала; 4 – узел эшелле; 5 – узел призмы; 6 – объектив камеры $f' = 2000$ мм; 7 – объектив камеры $f' = 1000$ мм; 8 – приемники CCD; 9 – корпус спектрографа; 10 – блок электроники

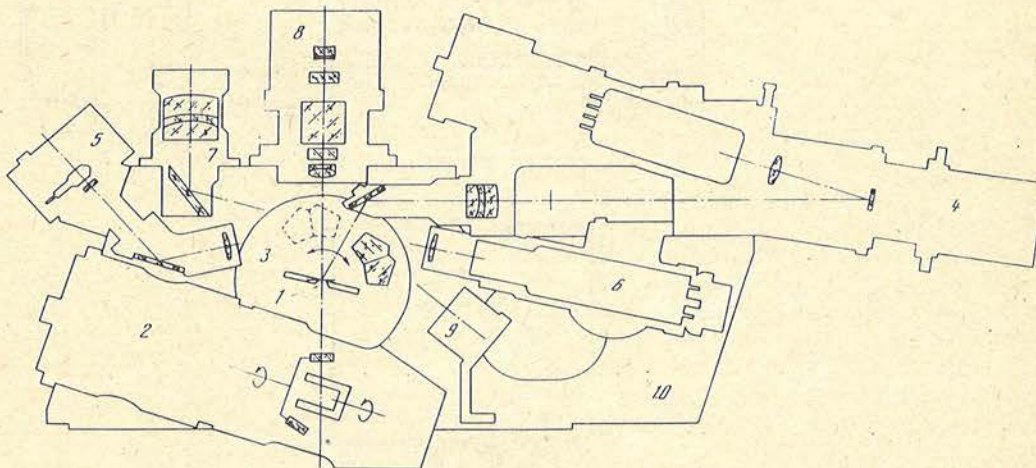
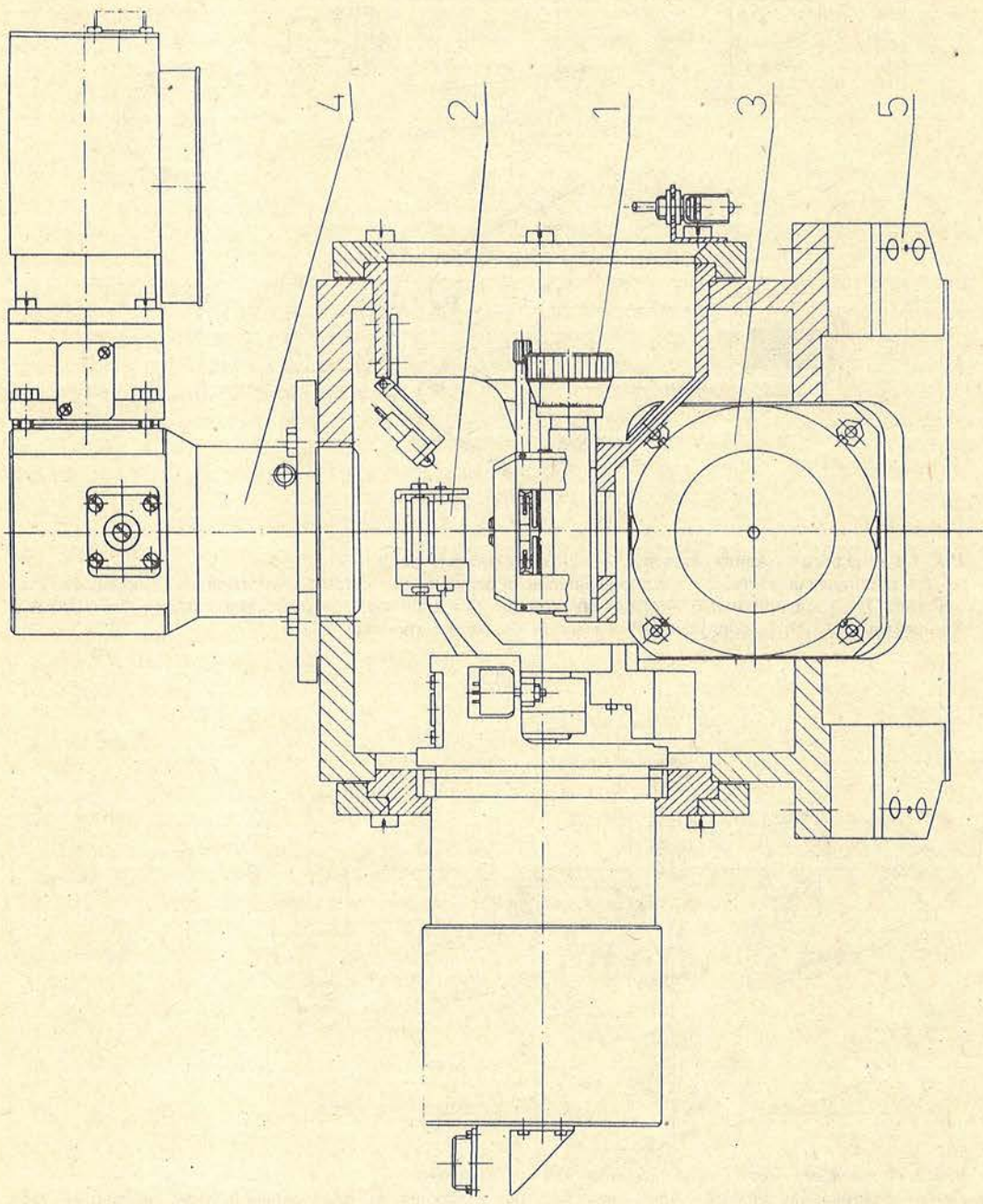


Рис. 2. Прищелевая часть. Схема расположения узлов и блоков

1 – спектральная щель; 2 – блок светофильтров и затвора; 3 – блок смены режима работы; 4 – узел фотогиды; 5 – узел лампы плоского поля; 6 – узел источника спектра сравнения; 7 – блок оптики для TV-подсветра; 8 – узел стоксметра; 9 – глушитель; 10 – корпус прищелевой части



нами способ управления световыми пучками у щели. Особенность его заключается в том, что вместо традиционных линеек, револьверов и других подвижек с фиксаторами (для подсмотра, спектра сравнения и пр.) был использован шаговый двигатель. На его валу жестко укреплен блок из двух пентапризм, которые вводятся в соответствующий пучок поворотом вала двигателя на определенный угол. Применение призм с четным числом отражений значительно снизило требования к точности воспроизведения положения призм. Возможность дистанционного переключения пучков позволила автоматизировать процесс изменения режима работы спектрографа. Блок смены режима обеспечивает поочередную работу трактов (рис. 2 в [1]):

- щель-фотогид и щель-система визуального контроля;
- щель-TV-подсмотр;
- лампа плоского поля-щель;
- источник спектра сравнения-щель.

Узел спектральной щели построен на базе стандартной щели, собран на несущем кронштейне с фланцем и расположен оппозитно по отношению к блоку смены режима; оба узла имеют одинаковое фланцевое крепление в соосных окнах корпуса прищелевой части, при необходимости их можно поменять местами, у каждого из них предусмотрена возможность регулировочного наклона вокруг оси окон. Центр щели лежит на этой оси, что позволяет, не сбивая центра щели, отрегулировать ее наклон и отразить падающий на нее свет в нужном направлении. С этой же осью окон совпадает ось наклона пентапризм, поэтому при смене режима работы остаются неизменными расстояние и ракурс призм относительно центра щели (рис. 3).

Угол перестановки призм 27° . Угол наклона щели $13,5^\circ$. Диапазон изменения просвета щели по ширине от 0 до 0,4 мм; диапазон изменения по высоте от 0 до 4,0 мм, установка вручную. Механизм щели в новом варианте состыкован с шаговым двигателем, что позволяет изменять ширину щели дистанционно; при этом одному шагу соответствует изменение ширины на 0,14 мкм; воспроизводимость – в пределах одного шага.

Перед щелью на корпусе прищелевой части предусмотрено место для узла стоксметра. Последний снабжен направляющими и двигателем с винтовым механизмом, что должно позволять вводить стоксметр в световой пучок и выводить обратно дистанционно.

Блок светофильтров и затвора расположен за щелью. Узел светофильтров содержит чашкообразную револьверную оправу с восемью гнездами под фильтры, укрепленную на валу шагового двигателя и снабженную системой датчиков положения. Затвором является цилиндрический obtюратор, который укреплен на валу второго шагового двигателя и расположен внутри турели с фильтрами соосно с ней, что позволило два отдельно регулируемых узла – узел фильтров и узел затвора – объединить в компактный общий блок. Смена фильтров и работа затвора автоматизированы.

Ось блока фильтров и затвора лежит в плоскости симметрии спектрографа; в этой же плоскости лежат оптические оси узлов фотогида, лампы плоского поля, источника спектра сравнения и оптики TV-подмотра. Все эти оси пересекаются в центре щели после излома на зеркалах и в призмах, а сами оптические узлы расположены веерообразно вокруг узла щели. Они все снабжены юстировочными и крепежными элементами и укреплены на корпусе прищелевой части. Все эти узлы в большей или меньшей мере вдвинуты через соответствующие окна во внутреннюю полость корпуса прищелевой части, но их крепежные фланцы находятся снаружи, что

Рис. 3. Прищелевая часть. Поперечный разрез (фрагмент рабочего чертежа). Расположение узла щели и блока смены режима работы в окнах корпуса прищелевой части

1 – узел щели; 2 – блок смены режима; 3 – блок фильтров и затвора; 4 – узел стоксметра; 5 – корпус. (Узел щели и стоксметр – первый вариант конструкции.)



Рис. 4. Узел диагонального зеркала. Внешний вид



Рис. 5. Узел коллиматорного зеркала

позволяет любой из них извлечь, не нарушая юстировки остальных. Корпус прищелевой части представляет собой толстостенную коробку из алюминиевого сплава, состыкованную из двух половин и симметричную относительно плоскости стыка. Кроме мест крепления оптических узлов, корпус имеет площадки для стыковки его с корпусом спектрографа.

Второй по ходу света частью спектрографа является узел диагонального зеркала (рис. 4). Он состоит из зеркала на спайдерной подвеске, основания с фланцем и системы юстировочно-крепежных винтов. Деталь со спайдерами имеет снаружи сферическую поверхность, центр которой совпадает с центром зеркала. Эта сфера покоится в коническом гнезде основания и может в нем наклоняться под воздействием винтов около трех взаимно перпендикулярных осей. Поступательно вдоль этих осей зеркало может перемещаться вместе с основанием. Доступ к винтам — через нижний люк корпуса спектрографа, закрываемый легкой крышкой.

Третья крупная часть — это узел коллиматорного зеркала (рис. 5). Он содержит зеркало в оправе, выфрезерованной заодно с основанием и связанной с последним посредством юстировочно-крепежных винтов, и две проставки, позволяющие дискретно смещать зеркало в направлении фокусировки при недостаточности хода юстировочных винтов. Зеркало закреплено в оправе через термокомпенсаторы.

Коллиматорное зеркало расположено на свободном конце самой длинной консоли спектрографа — коллиматорной трубы, деформации которой весьма существенно зависят от веса узла зеркала. По этой причине пришлось по мере возможности облегчать конструкцию. Узел состоит из минимального числа деталей, но достигнуто это ценою совмещения функций некоторых из них. Зеркало имеет шесть степеней свободы, связываемых девятью юстировочными винтами. Три из них перемещают оправу с зеркалом в перпендикулярных оптической оси направлениях; другие три пары винтов смещают оправу вдоль оси, а также осуществляют ее наклоны. Взаимосвязанность некоторых юстировочных движений создает известные затруднения при юстировке и сокращает диапазон фокусировочного перемещения зеркала до 6–8 мм.

Заложенные в конструкции проставки допускают фокусировочное смещение до 20–30 мм.

Все эти перемещения имеют своей целью одноразовую компенсацию ошибок изготовления механических деталей и зеркала; юстировка завершается плотным затягиванием всех винтов. Кроме юстировочной фокусировки, спектрограф имеет фокусировку эксплуатационную, механизмы которой расположены у камер; фо-

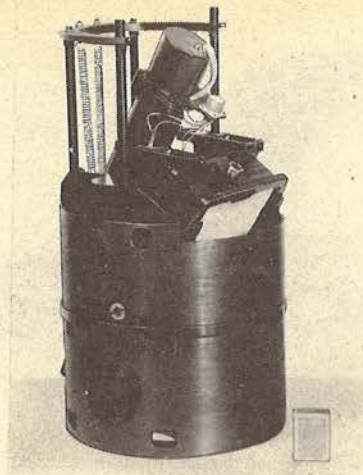


Рис. 6. Узел эшелле

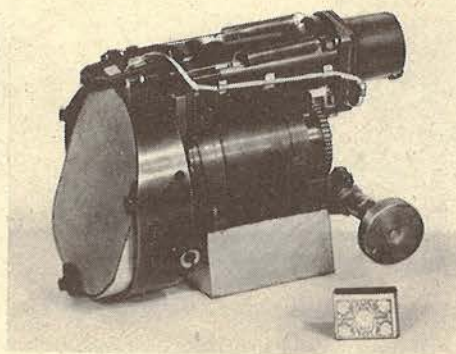


Рис. 7. Узел призмы

кусирование производится путем перемещения приемника CCD. Возникающие при этом за счет зазоров наклоны плоскости матрицы невелики, а поперечные смещения ее относительно изображения примерно равны величине зазора на направляющих механизма. Соотношение размеров направляющих и фокусных расстояний таково, что при перенесении того же механизма фокусировки на коллиматор смещение изображения за счет зазоров и наклона зеркала могло бы стать на порядок больше.

При ограниченных технологических возможностях трудно повысить точность направляющих; достаточное увеличение длины направляющих ведет к значительному увеличению веса; направляющие на упругих элементах сложны в изготовлении и обычно имеют небольшой диапазон перемещений. Эти и другие обстоятельства заставили отказаться от размещения рабочего фокусирующего механизма у коллиматорного зеркала.

Узел коллиматорного зеркала крепится к фланцу коллиматорной трубы спектрографа и закрывается алюминиевым кожухом.

Четвертым агрегатом следует считать узел эшелле (рис. 6). В своем составе он имеет эшелле в оправе, механизм тонкого движения, проставку и несущий корпус. Для фиксации эшелле относительно оправы применены регулируемые универсальные опоры-компенсаторы. Механизм тонкого движения осуществляет наклоны эшелле около оси, лежащей в плоскости штрихов и параллельной им. Прецизионная ось качания реализована посредством двух точных шариков, лежащих в конических лунках оправы эшелле и несущего корпуса.

Для качания эшелле применен арксинусный механизм с винтовой парой. В качестве точного винтового механизма использован стандартный микрометр. Винт через пятиступенную муфту соединен с шаговым двигателем. Одному шагу соответствует поворот эшелле на 1". Длина плеча механизма 120 мм. Диапазон наклонов эшелле $\sim 6^\circ$. Для обеспечения постоянного контакта винта и оправы установлены две пружины. Поверхностями контакта являются прецизионный торец микрометрического винта и полированная поверхность точного шарика, наглухо закрепленного на оправе эшелле.

Как известно, примененный здесь механизм обладает нелинейностью:

$$\Delta\alpha = \arcsin(\Delta H/R);$$

здесь $\Delta\alpha$ – приращение угла наклона, R – длина плеча механизма, ΔH – приращение катета, задаваемое винтовой парой. Но в пределах небольших углов вблизи точки

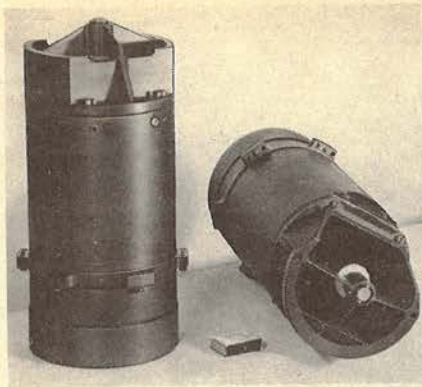


Рис. 8. Объективы камер $f' = 1000$ мм и $f' = 2000$ мм

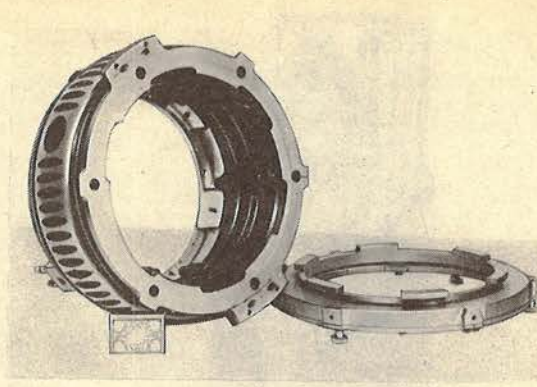


Рис. 9. Механизм фокусировки камер с байонетным гнездом и байонетный фланец приемника CCD

перегиба синусоиды нелинейность функции мала. Это соответствует положению, когда ось винта перпендикулярна плечу, что и выполнено в реальном механизме. Кроме того, нелинейность в данном конкретном случае не является существенным недостатком, поскольку здесь главное – воспроизводимость положения эшелле при повторении номера импульса.

Узел эшелле крепится на эшелльном конце коллиматорной и средней труб корпуса спектрографа и закрывается алюминиевым кожухом.

Пятой крупной частью спектрографа является узел призмы (рис. 7). Этот агрегат содержит спектральную призму в оправе с термокомпенсаторами, механизм тонкого движения, вертлюг, механизм переключения работы камер и несущее основание.

Здесь толкающий механизм с микрометром и шарики в качестве подшипников те же, что и в предыдущем узле, но дальше унификация не распространяется, если не считать контактного шарика, который так же укреплен на оправе и тоже на расстоянии 120 мм от оси качания. Диапазон наклонов призмы $\sim 2^\circ$. Таким образом, здесь применен такой же механизм с теми же параметрами, т.е. одному импульсу соответствует наклон призмы на $1''$.

Призма в оправе и механизм тонкого движения собраны на вертлюге, который может поворачиваться в подшипниках несущего основания на 180° от упора до упора, причем ось поворота совпадает с осью средней трубы корпуса спектрографа; иначе говоря, осью поворота является биссектриса угла между осями камер или между осями камерных патрубков корпуса спектрографа (рис. 1). В результате такой перекладки призмы выходящие из нее световые пучки направляются либо в левую, либо в правую камеру спектрографа. Это переключение камер производится через червячный механизм путем вращения выведенных наружу рукояток подпружиненного червяка.

Узел призмы крепится на корпусе спектрографа у призмного конца средней трубы и закрывается алюминиевым кожухом.

Следующие по ходу света крупные части – объективы камер (рис. 8). Конструкция обоих объективов сходна: тубус с главным зеркалом в гнезде с компенсаторами и вторичное зеркало на спайдерной подвеске, а механизм фокусировки унифицирован. Последний использует две винтовые пары большого диаметра – правую и левую – с зажимами, которые позволяют уменьшать люфты в парах вплоть до полного стопорения. Диапазон фокусировки ± 7 мм, цена деления шкалы фокусировки 0,05 мм. Узел заканчивается байонетным соединением с посадочным гнездом под приемник

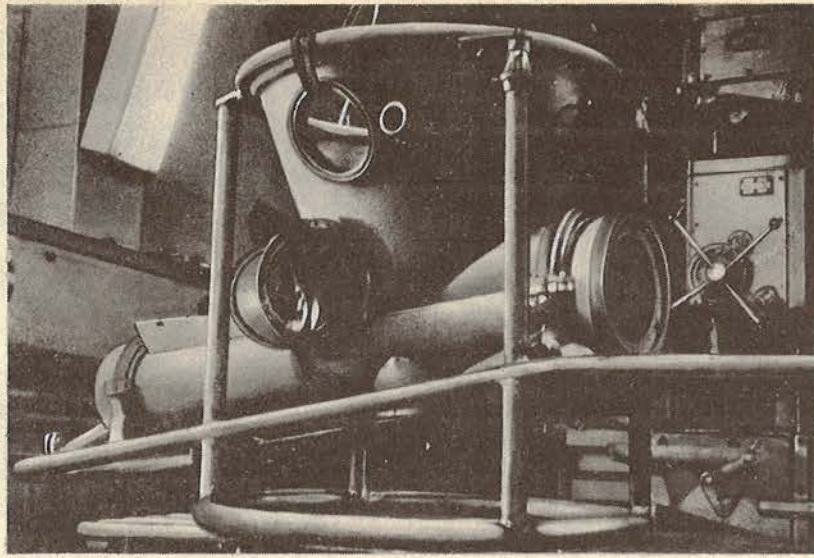


Рис. 10. Корпус спектрографа в ложементе

ССД. В конструкции содержатся две системы винтов для юстировки объектива относительно основания узла и приемника относительно байонета (рис. 9).

Крепятся узлы на фланцах камерных патрубков корпуса спектрографа.

Система визуального контроля положения звезды на щели представляет собой жесткую трубу малого диаметра с двумя оптическими системами внутри, которая имеет возможность перемещаться и устанавливаться в одном из трех расчетных положений, для чего снабжена направляющими и фиксирующими элементами. Труба пересекает световой пучок фотогида и плоскость симметрии спектрографа под прямым углом, ее окулярные концы выведены из корпуса спектрографа через направляющие втулки.

Корпус спектрографа представляет собой зеркально-симметричную пространственную конструкцию сложной конфигурации (рис. 10). Нижняя часть корпуса изготовлена из стальных труб $\phi 220$ мм с толщиной стенки 3–5 мм. Эти трубы обрезаны, составлены и сварены между собой таким образом, что расположение их осей в пространстве совпадает с пространственным расположением осей главных световых пучков спектрографа, т.е. трубы соосны пучкам. Для повышения жесткости сравнительно тонкостенных труб внутри них в нужных местах вварены кольцевые шпангоуты толщиной 5 мм, попутно служащие диафрагмами ограничения световых пучков. Трубы оканчиваются фланцами для крепления соответствующих оптико-механических агрегатов и их светозащитных кожухов; некоторые стыковочные площадки приварены к цилиндрической поверхности труб.

Сверху к этой части корпуса приварен конусообразный раструб, изготовленный из стального листа толщиной 5 мм. К широкой части раструба приварен фланец $\phi 800$ мм для прикрепления спектрографа к телескопу. Раструб имеет два закрывающихся крышками люка для доступа к спектральной щели, а также отверстия для прохождения труб системы визуального контроля, фотогида и электрических кабелей.

Для уменьшения веса прибора и облегчения доступа к его узлам жесткий стальной корпус доведен только до их посадочных мест, а сами узлы закрыты легкосъемными алюминиевыми кожухами. Совместно с крышками и кожухами корпус спектрографа выполняет светозащитные функции; все стыки этих изделий снабжены световыми лабиринтами.

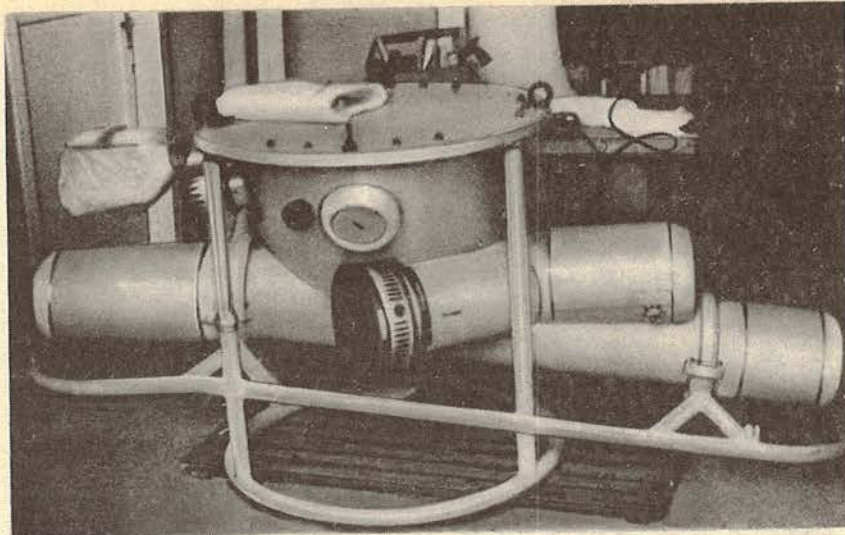


Рис. 11. Спектрограф перед отправкой на Ла-Пальма

Снаружи на корпусе укреплен вынесенный блок электроники (рис. 11 и 12).

Ложемент спектрографа предназначен для защиты прибора при монтаже и демонтаже его на телескопе, при транспортировке и хранении, а также для удобства наладки спектрографа в лабораторных условиях. Ложемент представляет собой сварную трубчатую конструкцию и имеет опорное кольцо, защитную раму, элементы крепления спектрографа и грузовые проушины.

Защитные функции несут также крышки камерных патрубков и грузовая крышка с рымами, укрепляемая на основном фланце спектрографа.

Габаритные размеры спектрографа в ложементе (при снятой системе визуального контроля и без приемников) $2200 \times 900 \times 900$ мм. Размеры в рабочем состоянии $2100 \times 1400 \times 800$ мм.

Завершая этот обзор, хотелось бы еще затронуть некоторые вопросы общего характера.

В силу ряда причин здесь не отражены результаты макетирования, испытаний конструкций и привлечения математического аппарата – статья носит описательный характер. Впрочем, проводившиеся эксперименты в большинстве своем примитивны, а большая часть расчетов достаточно тривиальна.

Здесь также мало сказано о надежности изделия и о предпринятых попытках ее повышения с помощью ряда конструкторских приемов. Не исключено, что некоторые из них излишни – сказались "орбитально-космические" перестраховочные привычки разработчика. Конечно, этот спектрограф – изделие не в бортовом исполнении, но, видимо, его стойкость против деюстирующих воздействий оказалась довольно высокой, достаточно вспомнить его многочисленные погрузки и выгрузки по пути из Крыма на Ла-Пальма – в их числе перегрузка с одного судна на другое в Атлантическом океане! – после которых, однако, нам не потребовалось восстанавливать юстировку. На телескопе наш аппарат испытывался интенсивно и всесторонне; результаты были вполне удовлетворительные.

Точность механических деталей спектрографа, изготовленных в мастерской обсерватории, относительно невысока. Однако в описании механизмов упоминаются секунды и даже доли микрометра. Разумеется, это кинематическая точность, без учета возможных деформаций, износа трущихся поверхностей и пр. Тем не менее реальная точность достаточно высока. Это достигается тем, что влияние неточно изготовленных деталей практически исключается применением в ответственных

Рис. 12. Спектрограф в рабочем положении на Нордик-телескопе

местах точных стандартных изделий – микрометров, шариков, щели, шаговых двигателей и пр.

Унификация элементов изделия, наряду с упомянутой при описании главных агрегатов, охватывает также все основные детали кожухов и крышек. Унифицирована конструкция датчика положения, широко применяющегося во многих узлах спектрографа, а также конструкция конечного выключателя, которым снабжены почти все моторные приводы. Унифицированы некоторые компенсаторы и юстировочные элементы.

И еще аспект – эстетика. Очень часто внешний вид научной аппаратуры не принимается во внимание – не это главное. Кстати, не так просто добиться хоть какой-то завершенности, когда дополнительные требования к инструменту зачастую возникают в процессе проектирования, даже на стадии изготовления, а то и при эксплуатации. В случае спектрографа таких неожиданностей было мало; однако трудно ожидать, казалось бы, даже единообразия элементов, если проектирование ведется "методом пристыковки". Тем не менее удалось избежать эклектичности, скорее всего потому, что почти вся конструкция спектрографа была разработана одним конструктором, в одном стиле.

Явная архаичность дизайна, излишняя "закругленность" объясняются не только весьма скромными возможностями опытного производства и изначальным избытком круглых элементов корпуса, но и стремлением дизайнера оставить как можно меньше острых углов в полумраке подкупольного пространства телескопа.

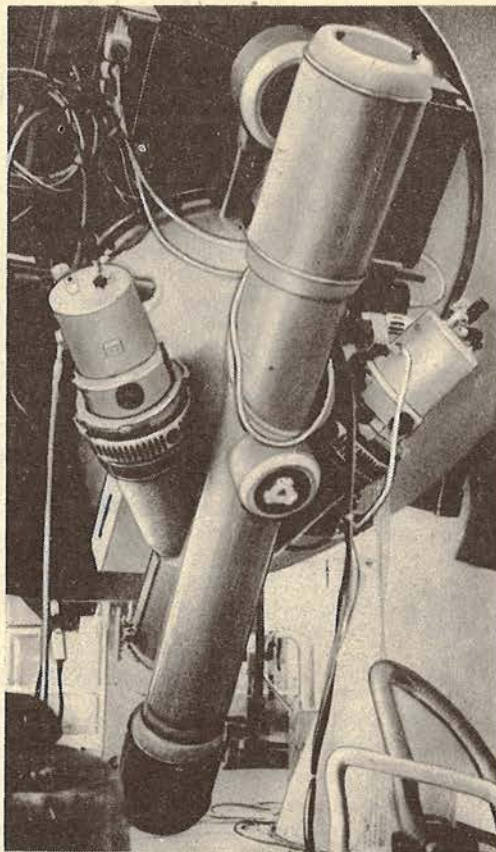
Спектрограф окрашен в светлые голубые тона, гармонирующие с окраской телескопа. Ручные органы управления – барабаны фокусировки, маховички переключения камер и рукоятки перестановки подсмотров – имеют хорошо заметную черно-белую отделку. Ложемент и другие съемные вспомогательные устройства окрашены в желтый цвет.

В заключение автор считает своим долгом выразить признательность В.И. Пронику и А.Б. Букачу за долгое и плодотворное сотрудничество в разработке спектрографа, А.В. Долгополову и Л.М. Наполовой за конструкторскую помощь; надо отметить также огромный трудовой вклад В.И. Жирова, А.П. Власова, Э.В. Капсудина, А.Д. Шапошника и других работников механической мастерской в создание нового уникального прибора.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Проник В.И. // Наст.изд. С. 111–126.
2. Букач А.Б., Злотников Л.Ф. // Наст. изд. С. 138–148.
3. Ильин И.В. // Наст. изд. С. 149–163.



ЭШЕЛЛЬНЫЙ СПЕКТРОГРАФ СОФИН III. СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ

А.Б. Букач, Л.Ф. Злотников

Разработана система управления эшелльным спектрографом, позволяющая как в автоматическом (без вмешательства оператора), так и в ручном режимах управлять всеми его узлами. Система обеспечивает автоматическую установку заданной области спектра, удержание изображения звезды на щели, введение необходимых фильтров, управление затвором, перевод в режим ТВ-подмотра и калибровки, установку требуемой ширины щели. Высокая надежность работы системы достигается за счет ряда схемно-технологических особенностей, специально разработанной контрольно-испытательной аппаратуры и методики испытаний. Стопроцентное дублирование позволяет производить ремонт системы управления в максимально сжатые сроки. Высокие эксплуатационные и метрологические характеристики подтверждены в результате испытаний на 2,5 м NOT телескопе в La Palma.

THE ECHELLE SPECTROGRAPH SOFIN. III. THE AUTOMATIC CONTROL SYSTEM, by A.B. Bukach, L.F. Zlotnikov. The automatic control system of the spectrograph which allows to drive all its units both in fully automatic and manual ways has been described. The spectrograph has been mounted on 2.5 m NOT La Palma Telescope and requires no duty operator. The control system gives a set of possibilities: to hold up the stellar image on the slit, to install necessary filters and spectre interval, to operate the shutter, to use TV monitoring and calibration modes, to vary the width of slit by some built-in functions of the system automatically. High reliability of the system has been reached by means of realization of new ideas in equipment and methods of testing and some new ways of circuit engineering and technology. High technical characteristics have been confirmed during use of the spectrograph with NOT La Palma Telescope.

Постановка задачи по управлению спектрографом

Конструкция и метрологические характеристики во многом определяются типом применяемых электроприводов и системой их управления. При разработке системы автоматического управления спектрографом было необходимо решить ряд специфических задач:

- обеспечить перемещение и установку с необходимой точностью ряда оптических элементов в задаваемое дистанционно положение;
- обеспечить дистанционное управление лампами спектра сравнения и плоского поля;
- обеспечить автоматическое удержание изображения звезды на щели спектрографа;
- исключить из внутренних полостей спектрографа элементы с значительным тепловыделением во избежание искажения изображения конвективными потоками;
- обеспечить высокую стабильность и надежность работы в жестких температурно-климатических условиях.

Для решения этих задач был создан ряд оригинальных устройств, часть которых защищена патентами.

Структура системы автоматического управления спектрографом

Электромеханически система управления спектрографом построена на шаговых приводах, использующих двигатели с волновым редуктором типа ДВШ. Высокие электромеханические характеристики двигателей серии ДВШ [1] дали возможность построить систему управления спектрографом без применения сложных обратных связей, редукторов, преобразователей угловых линейных перемещений и других устройств, традиционно применяемых в прецизионных электромеханических приводах.

На рис. 1 представлена оптико-механическая схема спектрографа, поясняющая его работу. Шаговые двигатели ШД-1, ШД-2 и ШД-5 типа ДВШ-50 поворачивают на заданный угол ($5,33^\circ$ и $1,25^\circ$) решетку 6, призму 7 и управляют раскрытием щели 1.

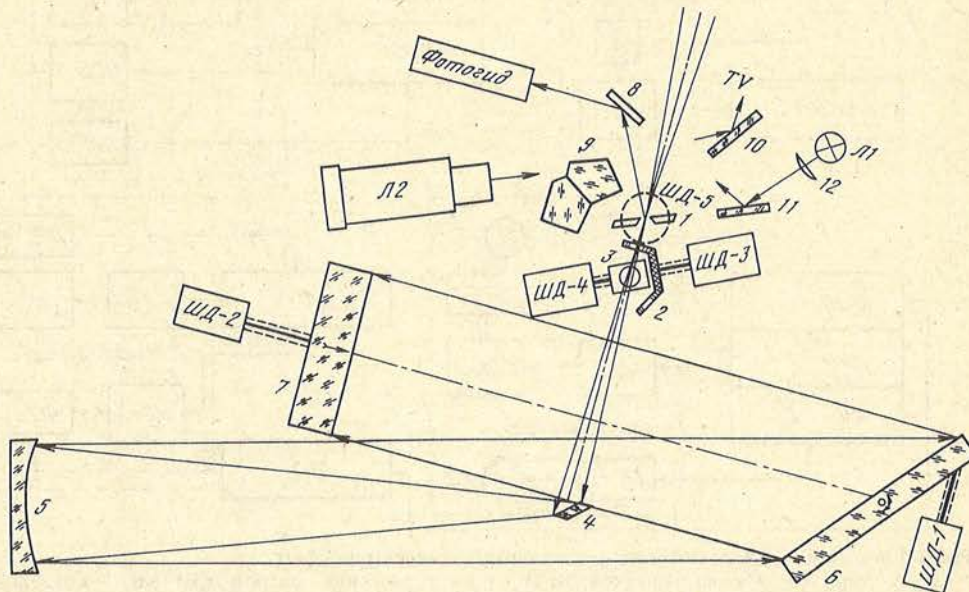


Рис. 1. Функциональная схема узлов спектрографа, контролируемых системой автоматического управления
 1 – входная щель, 2 – турель фильтров, 3 – затвор, 4 – диагональное зеркало, 5 – коллиматор, 6 – решетка, 7 – призма, 8 – плоское зеркало, 9 – пентапризмы, 10 – плоское зеркало TV-контроля, 11 – зеркало лампы плоского поля, 12 – фокусирующая линза, ШД – шаговые двигатели

Привод построен на базе высокоточного микровинта. Для формирования опорных точек во всех этих случаях разработаны концевые выключатели, обеспечивающие воспроизводимость не хуже $30'$, что сопоставимо с единичным шагом двигателя. Для смены фильтров 2 и установки пентапризм 9 в заданное положение применены шаговые двигатели ШД-2 и ШД-5 типа ДВШ-80. Для формирования опорных точек применены оптоэлектронные датчики на основе ИК-светодиодов, что дает возможность достичь воспроизводимости положения фильтров 2 и пентапризм 9 не хуже $5''$. Для привода затвора 3 применен шаговый двигатель ШД-4 с активным ротором типа ШДА-2ФК, обеспечивающий единичный шаг в $22,5^\circ$, что позволяет практически свести к нулю рассеиваемую этим приводом мощность. В качестве источника спектра сравнения использована специализированная Th-Ag-лампа (Л2) с напряжением возбуждения порядка 250–300 В. Для контрольной засветки спектром плоского поля в спектрограф введена галогенная лампа Л1 типа КГМ-12-40. Однако, ввиду того что во время свечения эта лампа рассеивает большую мощность (порядка 40 Вт), время ее непрерывной работы жестко лимитируется с помощью таймера, встроенного в схему управления. Автоматическое удержание звезды на щели достигается с применением фотогида, построенного на базе ФЭУ типа ЕМJ-6256В (Великобритания), высокогистерезисного электродвигателя переменного тока типа Г-31А-4 и оптоэлектронных ИК-датчиках положения по α и δ .

Одной из отличительных особенностей спектрографа является возможность его юстировки без ЭВМ, поскольку для каждого отдельного функционального узла разработан свой независимый блок управления, позволяющий при наладке управлять соответствующим устройством в ручном режиме. Эти блоки были максимально

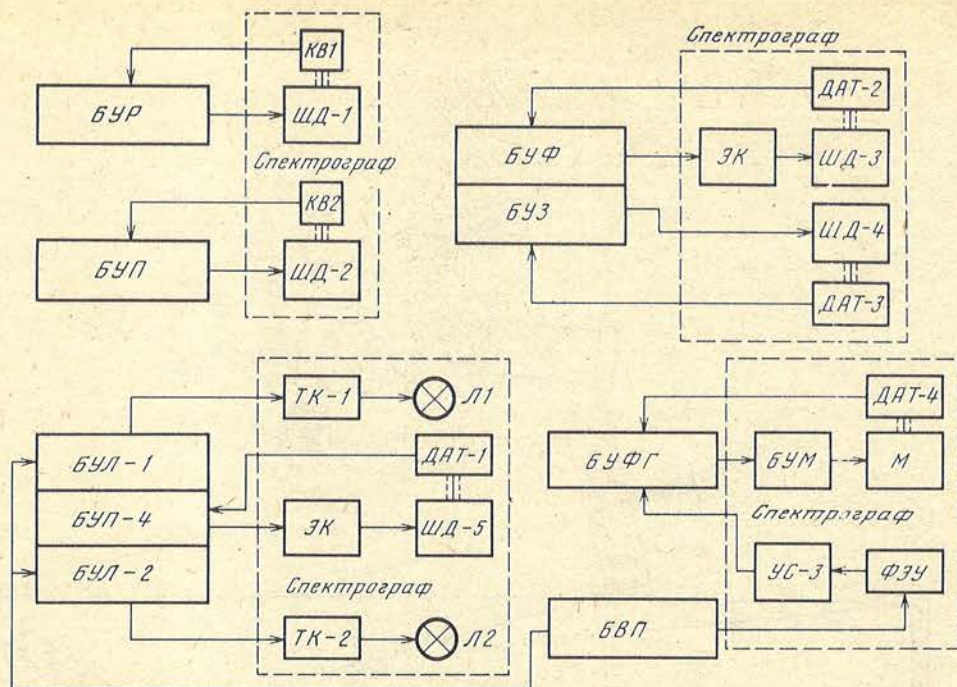


Рис. 2. Блок-схема системы автоматического управления спектрографом

БУР – блок управления решеткой, БУП – блок управления призмой, КВ1–КВ2 – концевые выключатели, БУЛ-1 и БУЛ-2 – блоки управления лампами, БУП-4 – блок управления пентапризмами, ТК – тиристорные силовые ключи, ЭК – электронные ключи, ДАТ – оптоэлектронные ИК-датчики, БУФ – блок управления фильтрами, БУЗ – блок управления затвором, БУФГ – блок управления фотогидом, БУМ – блок усилителей мощности, БВП – блок высоковольтного питания, УС-3 – импульсный усилитель сигналов с ФЭУ

унифицированы, что позволило разбить систему управления спектрографом на четыре основные части (рис. 2):

- блок управления призмой (БУП) и блок управления решеткой (БУР);
- блок управления лампами Л1, Л2 (БУЛ1 и БУЛ2) и механизмом смещения пентапризм (БУП-4);
- блок управления фильтрами (БУФ) и затвором (БУЗ);
- блок фотогида (БУФГ).

Конструктивные особенности системы автоматического управления спектрографом

Основная часть системы управления располагается в крейте КАМАК, однако устройства первичных преобразователей сигналов и оконечные силовые устройства управления расположены в виде отдельных конструктивных блоков непосредственно на корпусе спектрографа (на рис. 2 выделены пунктиром). Так, импульсный усилитель сигналов с ФЭУ и первичные преобразователи сигналов с оптоэлектронных ИК-датчиков расположены в непосредственной близости от источников сигналов. Все оконечные силовые устройства управления размещены в отдельном блоке цилиндрической формы, закрепленном на корпусе спектрографа посредством двух жестких труб (рис. 3), внутри которых расположены жгуты токонесущих кабелей, соединяющих эти устройства со спектрографом. Такая конструкция обеспечивает минимальное количество и сечение токонесущих кабелей, соединяющих спектрограф с дистанционным оборудованием, что делает

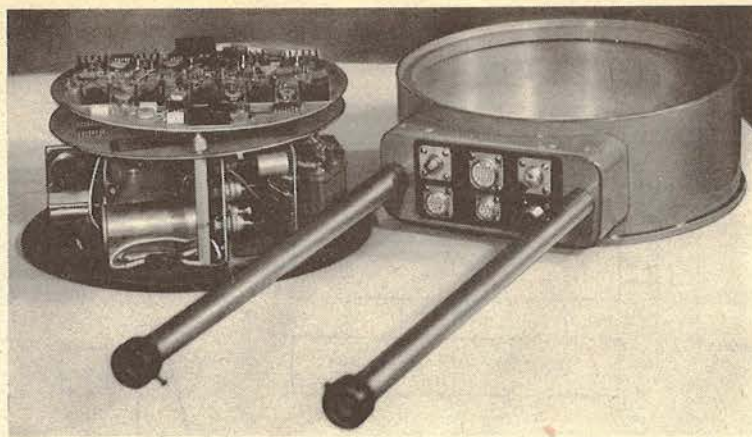


Рис. 3. Блок силовой электроники. Конструкция

незначительными потерями в них и создает гибкость. Кроме того, тепловыделение оконечных силовых устройств не нарушает температурный режим спектрографа. По этой же причине электродвигатель привода фотогида удален за пределы внутренней полости спектрографа и закреплен с внешней стороны его корпуса.

Принцип действия системы

Как известно [2], для установки поля ПЗС-матрицы в некоторую заданную область спектра необходимо произвести поворот на углы $5,33^\circ$ и $1,25^\circ$ решетки и призмы. Подобный поворот может быть достигнут несколькими способами. Известны механизмы [3, 4] с датчиками обратной связи, установленными непосредственно на решетке или призме. Такие механизмы обеспечивают очень высокую точность установки угла (как правило, она значительно превышает приведенную к углу разрешающую способность ПЗС-матрицы), но чрезвычайно сложны и дорогостоящи. Однако задача построения привода, точность которого превышает разрешающую способность ПЗС-матрицы, представляется совершенно нецелесообразной, так как это, очевидно, не улучшает параметров измерительной системы. Кроме того, более низкая точность привода, приводящая к смещению спектра на поле ПЗС-матрицы в пределах $0,1-0,4\%$ (1–4 пиксел) при наличии спектра сравнения, представляется вполне допустимой для большинства спектрометрических задач.

Основываясь на вышеизложенном, было принято решение отказаться от привода с датчиками обратных связей в пользу значительно более простого и дешевого шагового привода на двигателе с волновым редуктором. Примененный в этом приводе двигатель типа ДВШ-50 обеспечил позиционирование решетки с шагом $1'$ и погрешностью установки $\pm 2''$. Привод призмы аналогичен приводу решетки. Рабочий ход решетки составляет при этом 19200 шагов, а призмы – 4500 шагов. Блоки управления решеткой (БУР) и призмой (БУП) (см. рис. 2) работают по принципу генерации серии импульсов. Число импульсов в серии (реперная точка) пропорционально углу поворота решетки или призмы. Реперная точка записывается в запоминающий регистр из ЭВМ или с пульта блока вручную. По команде "Пуск" импульсы с фиксированной частотой поступают на реверсивный счетчик и коммутатор шагового двигателя, вызывая вращение вала в заданном направлении. По приходе импульса, номер которого совпадает с записанным в регистр числом, срабатывает схема сравнения и прерывает генерацию импульсов, после чего движение шагового двигателя прекращается. При переходе к другой реперной точке весь вышеописанный процесс повторяется. Имеющийся на лицевой панели

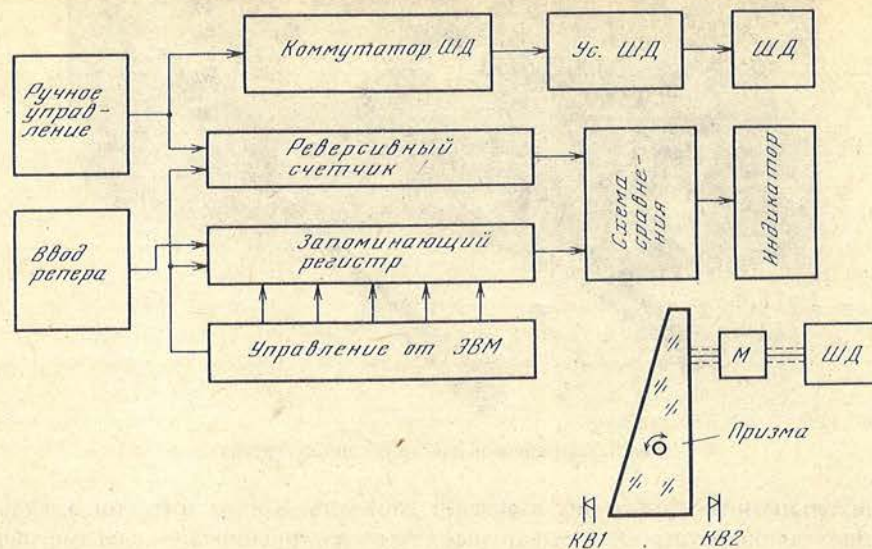


Рис. 4. Блок управления призмой

десятичный индикатор предназначен для контроля состояния запоминающего регистра (реперной точки) и текущего состояния реверсивного счетчика. Режим индикации может быть задан либо по команде от ЭВМ, либо вручную с пульта блока.

После включения питания и автоматического перевода привода на концевой выключатель КВ1 (см. рис. 4), производится обнуление реверсивного счетчика, т.е. срабатывание концевого выключателя принимается за начало отсчета (нулевую точку). В результате испытаний было установлено, что ошибка выхода в нулевую точку, вызванная нестабильностью срабатывания концевого выключателя при различных внешних условиях, не превышает 2–4 шага, что эквивалентно 2–4 пикселям ПЗС-матрицы, и, как сказано выше, представляется вполне допустимым. Исходя из длительного режима работы спектрографа и значительной мощности, рассеиваемой шаговыми двигателями во внутренней полости спектрографа, можно заключить, что конвективные потоки, возникающие в результате этого внутри спектрографа, могут существенно снизить качество изображения на ПЗС-матрице. Во избежание этого питание шаговых двигателей в приводах призмы и решетки полностью отключается во время стоянки на реперной точке. Команда отключения питания может быть подана вручную с пульта блока или от ЭВМ. Возникающая из-за отключения фиксации шагового двигателя ошибка при этом не превышает 1 шаг на каждое включение–выключение, что по вышеизложенным причинам вполне допустимо. Система КАМАК-команд блока управления призмой приведена в следующей таблице:

Команда КАМАК	Выполняемые функции
F8	Выдача Q по приходе в реперную точку
F9	То же, по приходе на концевые выключатели
F11	Сброс реверсивного счетчика
F16	Пуск шагового двигателя в прямом направлении с записью реперной точки
F18	То же в обратном направлении
F19	Включение режима управления от ЭВМ
F24	Отключение индикации состояния реверсивного счетчика и напряжения питания шагового двигателя
F26	Включение индикации состояния реверсивного счетчика и напряжения питания шагового двигателя

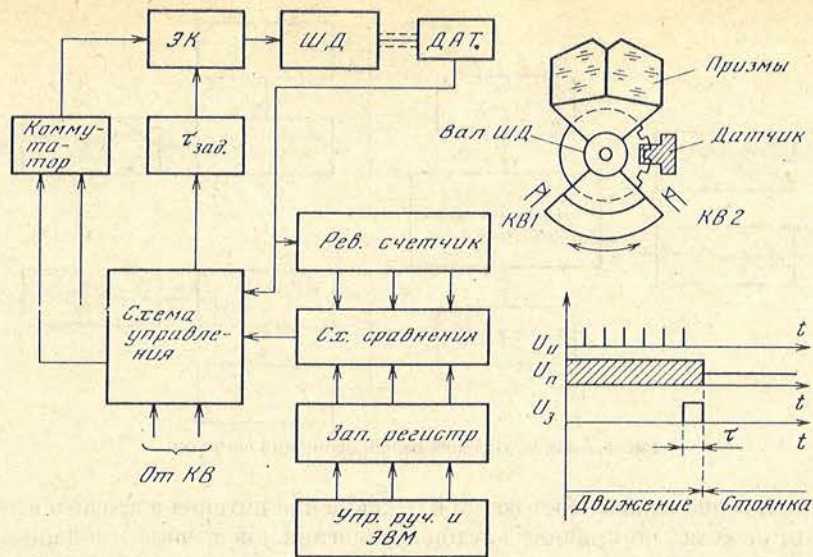


Рис. 5. Блок управления пентапризмами

U_{II} , U_n , U_3 – напряжения управления силовыми ключами, возбуждения фаз и управления торможением шагового двигателя

Гораздо более жесткие требования к точности привода предъявляются к позиционированию пентапризм (блок смены режимов), поэтому здесь были применены несколько иные технические решения. Невоспроизводимость привода в пределах одного шага вызывает существенные смещения проецируемого на щель изображения, и поскольку пентапризмы закреплены непосредственно на валу шагового двигателя и их центр тяжести отстоит на значительном расстоянии от оси двигателя, помимо точности позиционирования, привод должен обеспечить надежную фиксацию в статическом состоянии. В результате испытаний выбор был остановлен на двигателе типа ДВШ–80, обеспечивающем единичный шаг $0,45^\circ$, вращающий момент $0,6 \text{ Н} \cdot \text{м}$, момент инерции $5 \cdot 10^{-4} \text{ Н} \cdot \text{м}^2$ и потребляемую мощность не более 60 Вт. При этом паспортная погрешность обработки угла (статическая) не превышает $\pm 3'$. Узел пентапризм может находиться в четырех фиксированных положениях. Конструкция узла такова, что каждому положению соответствует щель шириной 0,8 мм на непрозрачном секторе, находящемся в прорези ИК оптоэлектронного датчика (см. рис. 5). Точность срабатывания по срезу щели такого датчика сравнима с точностью обработки угла самим двигателем и не превышает $3'$.

Для предотвращения аварийных ситуаций в случае непредвиденного выхода блока пентапризм из рабочего сектора предусмотрены концевые выключатели КВ1 и КВ2. При включении питания узел пентапризм автоматически устанавливается на концевой выключатель КВ1. Далее с пульта блока или от ЭВМ в запоминающий регистр записывается число, соответствующее выбранному положению. По команде "Пуск" вал шагового двигателя начинает вращаться. Сигналы от ИК-датчика поступают на реверсивный счетчик. При совпадении числа в счетчике с числом, записанным в регистре, процесс вращения вала шагового двигателя прерывается, что соответствует приходу узла пентапризм в заданное положение. Двигатель был выбран с учетом момента инерции нагрузки и времени установления узла пентапризм в требуемое положение. При этом время полного прохождения рабочего сектора составило менее 2 с. Поскольку из-за значительного момента инерции был выбран шаговый двигатель с относительно высокой рассеиваемой мощностью, то во избежание конвективных потоков было необходимо обеспечить ее снижение во время стоянки двигателя.

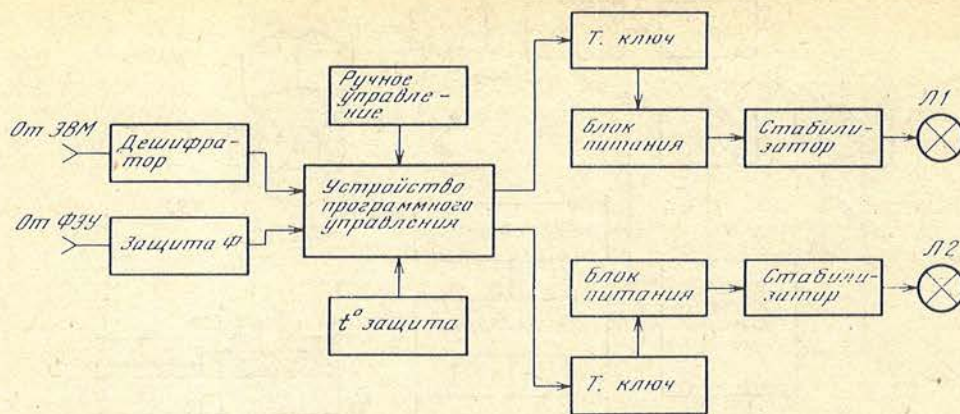


Рис. 6. Блок управления калибровочными лампами

Описанный выше способ, состоящий в отключении питания шагового двигателя в статическом режиме, по причине неудовлетворительной точности в данном случае оказался неприемлемым. Для решения этой проблемы было разработано устройство [5], позволяющее снижать напряжение питания в статическом режиме более чем в 3 раза без потери точности привода. Подобное снижение напряжения совместно с применением нестандартной формулы коммутации позволило свести статическую рассеиваемую мощность двигателя к уровню 2–3 Вт, что не оказало заметного влияния на температурный режим внутри спектрографа. Для исключения влияния инерционной нагрузки на заторможенный привод была введена регулируемая задержка τ (см. рис. 5), превышающая время торможения и стационарирования узла пентапризм.

Описанные выше меры, как было установлено в результате испытаний, оказались достаточными для обеспечения требуемой точности позиционирования узла пентапризм. Аналогичные технические решения были применены в приводе узла фильтров, где также инерционность нагрузки привода весьма велика (узел фильтров представляет собой 80-миллиметровую турель с закрепленными в ней восемью фильтрами). Однако, в отличие от узла пентапризм, турель с фильтрами, закрепленная на валу шагового двигателя, вращается только в одну сторону. По этой причине в блоке фильтров применены два ИК-датчика и не использованы концевые выключатели. Один датчик служит для формирования нулевой точки, а другой для установки в одно из восьми рабочих положений. В остальном блок управления фильтрами не отличается от блока управления пентапризмами.

Для установки заданной ширины щели применен шаговый привод на базе двигателя ДВШ–50. Привод позволяет устанавливать ширину щели с точностью $\pm 0,14$ мкм, что практически недостижимо при ручной установке. Для формирования опорных точек применены прецизионные концевые выключатели, обеспечивающие погрешность привода в пределах ± 1 шаг двигателя ($0,25^\circ$). Конструкция привода позволяет без снижения точности полностью обесточить двигатель в статическом режиме. Для управления приводом разработан блок, практически полностью аналогичный блоку управления призмой.

Весьма важной составной частью спектрографа является блок управления калибровочными лампами, который должен обеспечивать процессы их дистанционного включения и выключения. Следует учесть следующие ограничения, предъявляемые к этому блоку:

– лампа Л1 (рис. 6) плоского поля питается током 3А и рассеивает мощность порядка 40 Вт; при этом пусковой ток лампы достигает 50–60А. Значит необходимо решить проблемы коммутации лампы и защиты ее от перегрева;

– для зажигания лампы Л2 спектра сравнения необходимо напряжение возбуждения порядка 250–300 В, что требует обеспечения надежной изоляции от близлежащих токопроводящих поверхностей и блоков низковольтной электроники;

– обе калибровочные лампы требуют стабилизации режимов горения для обеспечения стабильных яркостно-спектральных характеристик и сохранения работоспособности в пределах паспортного ресурса;

– для исключения возможности выхода из строя ФЭУ фотогида, необходимо обеспечить блокировку обеих ламп в то время, когда на ФЭУ подано высокое напряжение.

С учетом вышеизложенного было принято решение разместить блок управления лампами непосредственно на спектрографе, во избежание передачи из дистанционной аппаратуры КАМАК по соединительному кабелю (длиной 25 м) питающих напряжений для калибровочных ламп, что привело бы к увеличению сечения кабеля и усилению его изоляции. Таким образом, разработанное устройство управления калибровочными лампами было построено на базе коммутаторов переменного тока с ключами на симметричных тиристорах с оптоэлектронной развязкой.

Устройство управления калибровочными лампами (рис. 6) работает следующим образом. Устройство программного управления по команде от ЭВМ или пульта ручного управления через оптоэлектронную развязку включает тиристорный ключ лампы плоского поля Л1, в результате чего лампа зажигается. Длительность непрерывного горения лампы Л1 ограничена аппаратным способом и не может превышать 20 с. Если лампа Л1 не была выключена по команде от ЭВМ или пульта ручного управления в течение этого времени, то производится ее автоматическое гашение. Кроме того, устройство температурной защиты после каждого цикла горения лампы Л1 осуществляет ее блокировку на время остывания, что составляет приблизительно 10–20 с. Включение и выключение лампы спектра сравнения Л2 производится аналогичным образом, но ввиду того, что ее рассеиваемая мощность незначительна, время ее непрерывного горения не ограничивается и температурная защита не осуществляется. Устройство защиты фотогида производит экстренное отключение обеих ламп при включении фотогида и запрещает их включение на все время его работы. Для обеспечения стабильности яркостно-спектральных характеристик в устройстве предусмотрены стабилизаторы режимов для обеих ламп. Таким образом, устройство управления калибровочными лампами обеспечивает процессы их включения и выключения, стабилизацию режима их горения и защиту от перегрева, защиту ФЭУ фотогида от перезасветки, что позволяет сохранить температурный баланс спектрографа и высокий ресурс самих калибровочных ламп.

Одной из самых сложных проблем являлось создание высокочувствительного фотогида. Для наиболее полной реализации возможностей спектрографа необходимо было обеспечить надежное удержание на щели звезд с яркостным диапазоном более 120 дБ (в пределах 3–10 звездной величины), т.е. к светоприемнику фотогида предъявлялись чрезвычайно высокие требования. Испытания наиболее современных высокочувствительных приемников света показали следующее:

– современные матрицы на основе ПЗС-структур не обеспечивают необходимого динамического диапазона и для реализации высокой чувствительности требуют применения относительно глубокого охлаждения и введения режима накопления, что делает фотогид громоздким и существенно снижает его быстродействие. Помимо этого, стоимость высокочувствительных ПЗС-матриц весьма высока;

– четырехквadrантный биссектор также не обеспечивает требуемого динамического диапазона ввиду высоких темновых шумов микроканальных пластин;

– телевизионные трубки вполне способны обеспечить требуемые для построения фотогида параметры, однако устройства на их основе весьма громоздки, сложны в настройке и дорогостоящи [10];

– современные ФЭУ удовлетворяют требованиям к чувствительности, динами-

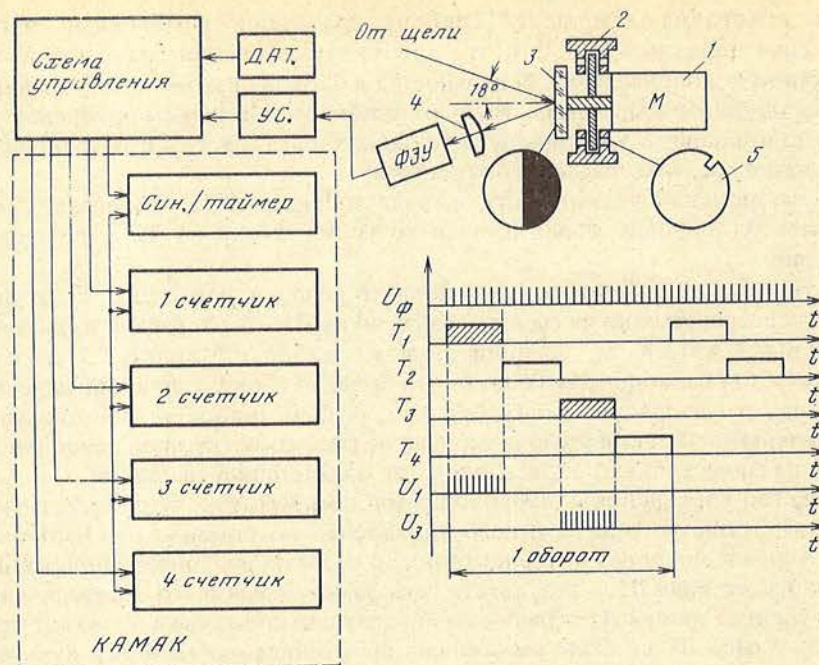


Рис. 7. Блок управления фотогидом

1 – двигатель привода модулятора, 2 – оптоэлектронные ИК-датчики, 3 – стеклянная пластина с зеркальным сектором, 4 – линза Фабри, 5 – разрезная пластина для формирования оптического сигнала ИК оптоэлектронных датчиков; U_ϕ – счетные импульсы с ФЭУ, T_1 – T_4 – стробы на входах 1–4 счетчиков, U_1 , U_3 – счетные импульсы на входах 1-го и 3-го счетчиков

ческому диапазону и быстродействию, однако не являются панорамными, что требует пространственного или временного дробления светового потока.

Были рассмотрены две базовые концепции построения фотогида на ФЭУ:

1. Фотогид на четырех однотипных ФЭУ с пространственным разделением светового потока на оптоволоконных жгутах. При этом обнаружилось, что подобные системы весьма громоздки и нестабильны из-за необходимости компенсировать разброс параметров ФЭУ (темновые токи, чувствительность, температурная зависимость и т.д.).

2. Фотогид на одном ФЭУ с временным разделением светового потока. При этом серьезной проблемой является построение синхронного вращающегося секторного модулятора. Известным модуляторы [6, 7] на базе двигателей с полым (трубчатым) ротором и синхронизацией от таходатчика или напряжения возбуждения фаз. В подобной системе точность синхронизации (позиционирования секторов) является весьма низкой и зависит от многих факторов (температуры, состояния смазки двигателя и таходатчика, напряжения возбуждения фаз и т.д.). Кроме того, такие системы сложны в настройке, так как они базируются на обработке аналоговых сигналов.

Свободным от вышеперечисленных недостатков является разработанный и примененный нами фотогид, построенный на базе ФЭУ типа ЕМЖ-6256В и высокогистерезисного электродвигателя переменного тока типа Г-31А-4 и оптоэлектронных ИК-датчиках положения по α и δ (рис. 7). Двигатель этого типа обеспечивает приемистость в 50 с^{-1} . На валу двигателя закреплена стеклянная пластина 3, половина которой покрыта зеркальным составом. Поток света от щели, попадая на нее, отражается в приемное окно ФЭУ. В качестве датчиков положения зеркальной пластины использованы ИК оптоэлектронные датчики 2. ФЭУ типа

ЕМJ-6256В (Великобритания) в режиме счета фотонов с разработанным 20-наносекундным импульсным усилителем, обеспечивает темновой ток при комнатной температуре, эквивалентный 1 импульсу в секунду. Стробы Т1–Т4, сформированные датчиками, позволяют с высокой точностью обеспечить временную привязку счетчиков к положению зеркальной пластины. К примеру, если изображение звезды смещено в секторы 1 и 3 (напряжения U_1 и U_3 , рис. 7), то на входе соответствующих счетчиков будут присутствовать импульсы с ФЭУ. Считывая состояния счетчиков, ЭВМ постоянно формирует сигналы, необходимые для коррекции положения телескопа. Несомненными достоинствами разработанного фотогида являются: широкий динамический диапазон (более 120 дБб) высокое быстродействие (порядка 20 мс) и точность (приведенная ошибка синхронизации–позиционирования не превышает 3"), простота конструкции (в качестве счетчиков и синхронизатора-таймера в систему включены серийно выпускаемые блоки в стандарте КАМАК), легкость в настройке за счет цифрового формирования сигналов. Как показали испытания на NOT-телескопе на Ла-Пальма [8], фотогид спектрографа полностью удовлетворяет всем предъявляемым к нему требованиям и надежно удерживает на щели звезды вплоть до 10–12 звездных величин.

Обеспечение надежности характеристик системы

Для обеспечения безотказной работы системы управления спектрографом были предприняты следующие меры:

1. При проектировании была предусмотрена эксплуатация элементов и блоков системы на уровне не выше 40–50% от предельно допустимого режима.
2. Система была испытана с помощью многоцелевого автоматического тестера для контроля и настройки КАМАК-систем [9].
3. Система выполнена в тропическом исполнении на печатных платах с лужением и пропиткой эпоксидными лаками (рис. 8) и нормирована к температурам в диапазоне $-20...+70^{\circ}\text{C}$, относительной влажности до 98%, давлению в пределах 570–830 мм рт. ст., без ограничений к длительности безостановочной работы и рабочему положению.

Конструкция разработанных блоков управления представлена на рис. 8. Общий вид дистанционной части системы (аппаратуры КАМАК) представлен на рис. 9. Для максимального ускорения профилактического и аварийного ремонта система управления снабжена 100% ЗИП (т.е. всем составным блокам соответствуют аналогичные блоки в ЗИП).

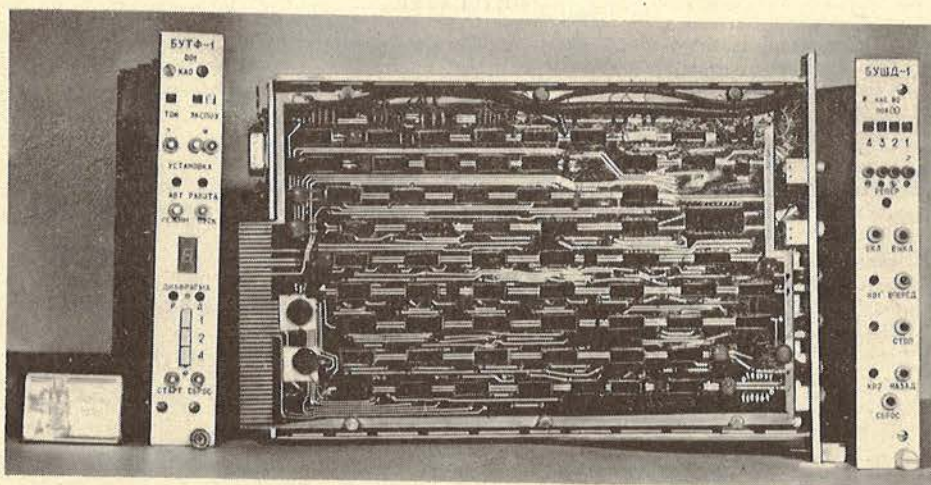


Рис. 8. Конструкция блоков управления в стандарте КАМАК

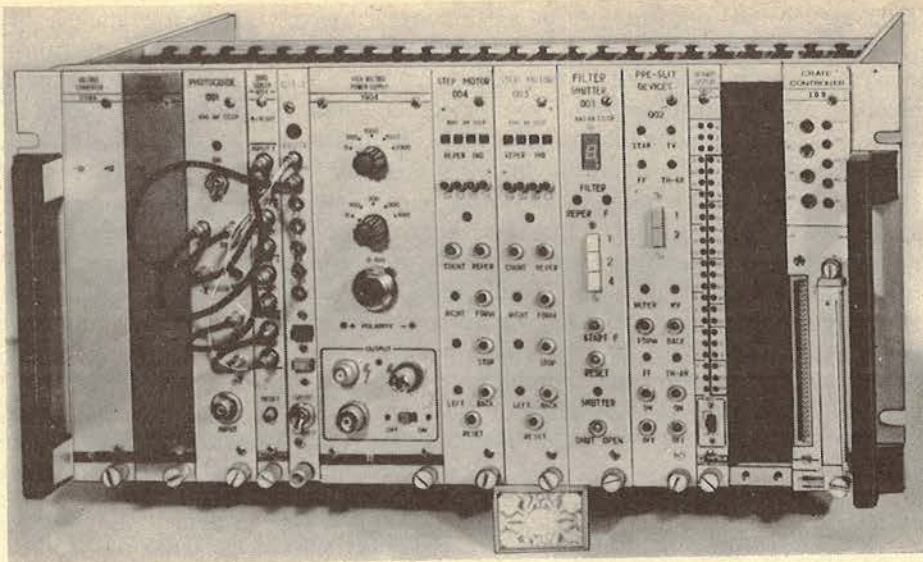


Рис. 9. Общий вид дистанционной части системы управления

Разработанная система позволяет в жестких климатических условиях дистанционно управлять спектрографом как вручную, так и в автоматическом режиме, что значительно сократило время подготовки его к наблюдениям астрофизических объектов, улучшило качество получаемых спектров и условия работы наблюдателей. Специальные технические решения, направленные на максимальную простоту и унификацию электронных блоков, а также использование серийно выпускаемых блоков в стандарте КАМАК позволили существенно снизить стоимость системы управления спектрографом.

Авторы выражают глубокую признательность М.П. Лиморенко, О.Н. Махину, Е.А. Ефанову за работы по изготовлению основных блоков системы автоматического управления спектрографом.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Букач А.Б., Злотников Л.Ф. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. Т. 84. С. 213.
2. Проник В.И. // Наст. изд. С. 111–126.
3. Diego F., Charalambus A., Fish A.C. // Proc. SPIE, Instrumentation in Astronomy. VII. 1990. Vol. 1235. P. 562.
4. Vogt S. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1987. Vol. 99. P. 1204.
5. Злотников Л.Ф., Букач А.Б., Суворов А.Г. // Патент СНГ № 17569317.
6. Маларев В.Д., Тамбовский Г.А. // Новая техника в астрономии. М.: Наука, 1979. С. 81–84.
7. Буров А.Б., Кутева З.Н., Николаев П.В. и др. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1970. Т. 56/57. С. 412–419.
8. Tuominen I. // SOFIN spectrograph. NOT News. 1991.
9. Злотников Л.Ф., Букач А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. Т. 88. С. 123.
10. Сухов П.П., Драгомирецкий В.В., Гайчук Р.Н. и др. // Телевизионная гидирующая установка. М., Деп. в ВИНТИ. 1988. № 1887-88. С. 1–19.

ЭШЕЛЛЬНЫЙ СПЕКТРОГРАФ СОФИН IV. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ НА НОРДИК-ТЕЛЕСКОПЕ

И.В. Ильин

Приведено детальное описание программного обеспечения, под управлением которого производятся наблюдения на спектрографе. К основным достоинствам программного обеспечения следует отнести его гибкость и настраиваемость на различные конфигурации оборудования, простота в работе и выполнение многих вспомогательных функций, необходимых в процессе наблюдений на этом спектрографе. Приведены первые результаты наблюдений, которые показывают высокое качество исполнения спектрографа и его соответствие расчетным параметрам. Спектрограф позволяет регистрировать звезды $V = 14^m$ с $S/N = 10$ за 2 ч экспозиции со спектральным разрешением $R = 170000$. Дается краткое сравнение с другими известными эшелльными спектрографами высокого разрешения.

THE ÉCHELLE SPECTROGRAPH SOFIN. IV. THE SOFTWARE AND THE FIRST OBSERVATIONS ON THE NORDIC TELESCOPE, by I.V. Ilyin. The detailed description of the software for the observation procedure with the SOFIN spectrograph is described. The flexibility and portability for the different hardware configuration, user-friendly interface, easy-to-use and the performance for the sophisticated auxiliary on-line functions during observations are the most important advantage of the present software. The first observations results are shown, the high quality and correspondence to the designed parameters are confirmed. The limiting magnitude of about $V = 14^m$ yield $S/N = 10$ during 2 hours exposure for the resolution power $R = 170000$. The brief discussion for the most important similar high resolution échelle spectrographs is given.

Введение

Спектрограф СОФИН установлен летом 1991 г. на 2,56 м Нордик-телескопе, (Ла-Пальма, Канарские острова, Испания). Спектрограф является полностью автоматизированным астрономическим прибором, в котором большинство механических узлов управляются от компьютера. Такая специфика прибора определяется в первую очередь условиями наблюдений на Нордик-телескопе, где доступ к нему ограничен в течение ночи. Технология наблюдений на таких телескопах нового поколения предполагает прежде всего полное управление телескопом и навесной аппаратурой от компьютера. Эти условия накладывают определенные требования на структуру и содержание программного обеспечения спектрографа. С одной стороны, программная система управления должна быть проста в обращении и понятна наблюдателю. С другой стороны, система управления должна полностью использовать все возможности, заложенные в спектрографе, для того чтобы работа с ним была бы максимально эффективной. Таким образом, программная система управления должна быть интеллектуальным интерфейсом между наблюдателем и спектрографом и включать все необходимые средства для такого общения.

Наблюдение на эшелльном спектрографе предполагает использование ПЗС-матриц большого формата для охвата как можно большего участка изображения эшеллограммы. Работа с такими приемниками излучения накладывает определенную специфику на информационный поток ввиду большого объема получаемых данных. С другой стороны, при наблюдениях регистрируется сигнал с малой плотностью потока излучения на элемент разрешения из-за большого спектрального разрешения. Это особенно заметно при наблюдениях слабых звезд, когда существенный вклад вносит собственный шум ПЗС-матрицы. Это приводит к задаче оптимизации режима работы ПЗС-матрицы, когда путем изменения управляющих параметров достигается минимальное значение темнового тока, минимизируется шум считывания, находятся условия повышения чувствительности в разных спектральных диапазонах и т.д. Такие методы оптимизации режимов ПЗС-матрицы дают существенное повышение эффективности ее работы [1].

1. Программная конфигурация

Программная система управления построена по иерархическому принципу и состоит из трех независимых между собой частей:

1. Интегрированная программная оболочка, которая выполняет функцию интерфейса между наблюдателем и компьютером при проведении астрономических наблюдений. Она включает в себя все необходимые алгоритмы, по которым проводятся наблюдения на данном инструменте и все необходимые средства для управления приборами прибора.

2. Набор программных средств, которые служат только для работы с ПЗС-матрицей и включает программы считывания, калибровки и тестирования ПЗС-матрицы.

3. Средства отображения полученной информации и предварительной редукции наблюдений. Эта часть работает с изображениями и спектрами и не зависит от аппаратной конфигурации навесного оборудования.

Такой подход позволяет создавать различные системы регистрации и управления астрономическими приборами с минимальными затратами, так как при этом всегда включаются уже готовые средства, а изменяется оболочка системы управления, которая зависит только от оборудования.

Другой особенностью такого подхода является разумная организация потока данных исходная информация проходит через несколько уровней вызывающих программ. Начало потока данных формируют исполнительные модули, а заканчивается он на верхнем уровне логического управления. При прохождении каждого из таких этапов происходит добавление специфических описателей об определенном действии в заголовок информационного файла.

Система управления написана на языке C – наиболее мощном средстве для решения подобных задач. Была разработана специальная библиотека функций языка C, которая применяется для построения систем управления астрономическими инструментами и обработки данных. В библиотеку включены развитые средства создания оконных интерфейсов и многоуровневой системы меню в текстовом и графическом режимах, древовидные структуры для динамического хранения данных, система управления таблицами, драйверы управления внешней памятью для хранения таких больших объемов информации, как изображения ПЗС-матрицы, графический интерфейс высокого уровня для построения графических объектов в физической системе координат, численные методы обработки данных.

Для управления спектрографом применяется компьютер Gateway-2000 с процессором Intel 80486 (тактовая частота 33 МГц, внешняя память емкостью 7 мбайт, твердый диск емкостью 200 мбайт). Для сохранения больших массивов накопленной информации служит накопитель на стримерной кассете емкостью 200 мбайт. Другая возможность состоит в использовании межмашинной линии связи между IBM/PC и рабочей станцией Hewlett Packard, которая обладает накопителями большой емкости на магнитных лентах. Обмен происходит по скоростной линии Ethernet по протоколу обмена FTP.

2. Система управления ПЗС-матрицей

В качестве приемников излучения служат ПЗС-системы версии 3200 производства фирмы Астромед (Англия) [2]. В состав системы входят две криостатированные ПЗС-матрицы производства фирмы EEV [3]: кристаллы P88100 размером 298 × 1152 пиксел и P88200 размером 770 × 1152 пиксел, а также контроллер управления матрицей и интерфейсная плата в персональном компьютере.

Интерфейсная плата представляет из себя RISC-процессор (процессор с уменьшенным набором инструкций), который имеет программную память и память данных с объемом по 512 килобайт. Память данных служит для хранения изображения, вводимого с ПЗС-матрицы. Программная память служит для загрузки в нее микропро-

граммного кода с персонального компьютера. Микропрограмма RISC-процессора выполняет все необходимые операции по управлению ПЗС-матрицей через контроллер, как, например, посылка управляющих кодов, задание информации о таймировании фазовых сигналов, управление обработкой аналоговых сигналов, прием данных с 16-разрядного АЦП и т.д. В общем случае для выполнения независимых операций существует ряд отдельных микропрограмм для чтения ПЗС-матрицы, для установки управляющих напряжений, для чтения или установки заданной температуры ПЗС-матрицы и т.д.

RISC-процессор связан с контроллером матрицы посредством скоростной полудуплексной шины, которая имеет 16 линий данных и 2 линии управления. Протокол обмена осуществляется по стандарту RS-422.

Контроллер матрицы осуществляет прием и декодирование цифровых команд от RISC-процессора и осуществляет все аналоговые операции с ПЗС-матрицей.

Описанная структура позволяет достаточно гибко оперировать с такой ПЗС-матрицей. Программируемые управляющие напряжения позволяют производить оптимизацию режимов работы в реальном времени в зависимости от условий освещенности, спектральной области и заданной температуры матрицы [4]. Программируемый коэффициент усиления выходного усилителя, время интегрирования сигнала, величина биннинга также позволяют подстраивать режим работы под данные условия наблюдений. Отладка и настройка системы может производиться только посредством компьютера с развитой системой диагностики без использования дополнительных инженерных средств, таких как, например, цифровых вольтметров.

Программное обеспечение, поставляемое фирмой Astromed, ориентировано на работу в операционной системе UNIX и имеет большой набор средств работы с ПЗС-матрицей для различных прикладных задач. Компьютер, управляющий спектрографом, работает под управлением операционной системой DOS IBM/PC. В целях совместимости и ввиду специфичности технических требований при работе с изображениями в системе управления спектрографом были разработаны специальные программные средства для управления ПЗС-матрицей.

Чтение изображения с ПЗС-матрицы осуществляется загрузкой и запуском микропрограммы в памяти RISC-процессора с последующим циклом записи считываемой информации в память данных. Ввиду ограниченности объема памяти данных RISC-процессора чтение матрицы и перенос информации в память управляющего персонального компьютера происходит в несколько этапов. По мере заполнения буфера информация переносится в расширенную память (expanded memory) компьютера, работающую под управлением EMS-драйвера. Естественно, что расширенная память используется как основная память при работе с изображениями, так как объем информации, считываемой с матрицы 770×1152 пиксел, составляет 1850 килобайт. Полное время считывания такой матрицы составляет около 50 с, что определяется установкой значения времени интегрирования выходного сигнала.

Сразу, после того как изображение перенесено в расширенную память, оно записывается для хранения на диск. Изображение хранится в FITS-формате, [5] как в наиболее совместимом формате передачи данных, принятом в астрономии. Значение интенсивности каждого пиксела хранится как двухбайтовое число, преобразованное в знаковое целое представление путем деления на 2. Программа чтения изображения не зависит от характера прибора, на котором оно получено, и в заголовок FITS-файла записываются все параметры, которые определяются только данной программой: размеры ПЗС-матрицы, размеры прочитанного района изображения, спецификация ПЗС-матрицы, время UT записи изображения. Другие параметры FITS-файла будут добавлены программами верхнего уровня, которые вызывают программу чтения ПЗС-матрицы.

Изображения хранятся во внешней памяти по принципу стека – каждое новое замещает самое старое в списке хранимых кадров. Обычно внешней памяти хватает для хранения 3–4 изображений, а стековая организация существенно ускоряет процесс работы, так как не требуется дополнительная загрузка кадров с диска.

3. Средства отображения получаемой информации

Данный раздел программных средств является следующим звеном в структуре комплекса управления и не зависит от типа приемников излучения и навесного оборудования. Приведем список основных компонентов данного раздела.

1. Программа визуализации полученного изображения с ПЗС-матрицы. Читает любое изображение, записанное в FITS-формате, и отображает на дисплее компьютера. Активный прямоугольный маркер позволяет выделять фрагменты изображения с оцифровкой текущего положения. Существенным здесь является то, что ввиду ограниченности палитры дисплея 16 цветами и при большом размахе данных по амплитуде необходимо иметь возможность находить пределы наиболее информативной части изображения. Обычно реальные пределы изображения по интенсивности определяются низким значением уровня смещения (bias) ПЗС-матрицы и влиянием космических частиц.

2. Программа нахождения информативной части изображения вычисляет распределение данных по интенсивностям и производит отбрасывание хвостов этого распределения при заданном уровне отсечки. Уровень отсечки составляет, обычно, 1–5% от общего количества точек и определяется крутизной распределения. Далее процесс повторяется и в нем участвуют только точки с интенсивностью, лежащей в пределах, определенных по предыдущей итерации. Такой процесс сходится к одному диапазону интенсивностей за 2–3 итерации. Информация о реальных и информативных пределах интенсивностей дописывается в FITS заголовок изображения на диске.

3. Программа отображения распределения интенсивностей позволяет выбрать желаемые пределы интенсивностей для выделения специфических деталей в изображении. При этом вся цветовая палитра будет располагаться внутри выбранного диапазона. На рис. 1 приведена типичная гистограмма распределения интенсивностей для участка изображения эшелльного спектра. По горизонтальной оси отложена шкала интенсивностей, которая соответствует единицам аналого-цифрового преобразователя ПЗС-матрицы, а по вертикальной оси отложена частота встречаемости пиксел данной интенсивности к общему количеству пиксел в матрице. Пик распределения определяется большим количеством пиксел, на которые попадает фон неба между спектральными порядками. Хвост распределения определяется полезным накопленным сигналом.

4. Программа суммирования по колонкам или строкам изображения служит для вычисления и отображения наблюдаемого спектра или разреза поперек дисперсии.

5. Программа параметризации линий спектра сравнения служит для быстрого вычисления положения, интенсивности и ширины всех эмиссионных линий в участке изображения эшелльного спектра сравнения. Такая процедура применяется для отождествления спектральных линий и фокусировки изображения. Суть алгоритма сводится к тому, что с помощью медианной фильтрации находится кривая континуума и все линии, лежащие выше определенного уровня над ним, аппроксимируются гауссовскими контурами. Кривая континуума определяется как результат медианной фильтрации исходного спектра при оптимальном размере окна фильтра. Оптимальный размер окна соответствует такому размеру, при котором кривая континуума стабилизируется, т.е. перестает изменяться при увеличении окна. Для того чтобы выделить линии спектра сравнения, необходимо определить некий уровень в функции разности спектра и континуума, выше которого лежат искомые

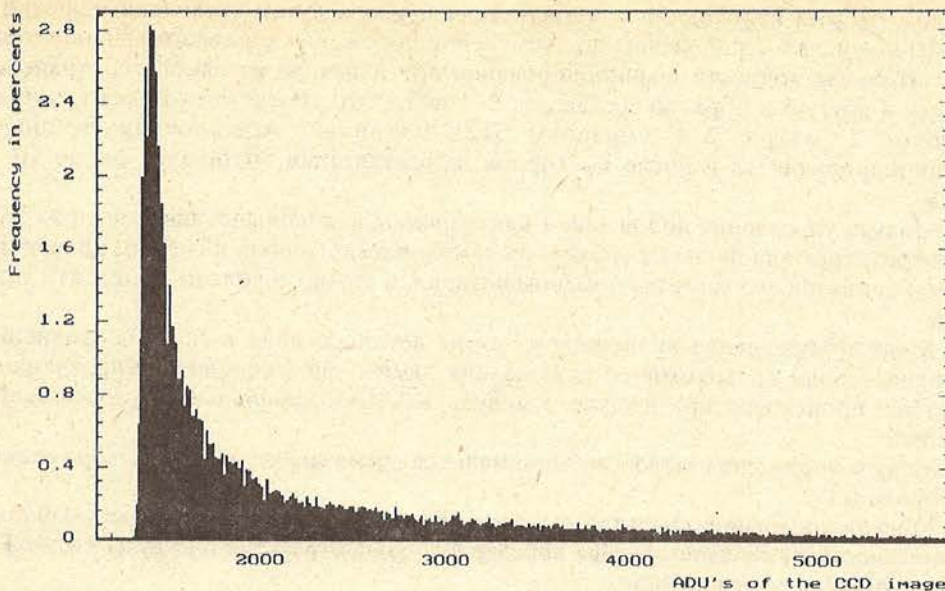


Рис. 1. Типичный пример распределения интенсивностей в изображении эшелльного спектра звезды

линии. Такой уровень определяется как 3σ , где σ есть дисперсия функции разности. Дисперсия находится за несколько итераций путем исключения из вычислений тех точек, которые имеют максимальные отклонения от среднего значения. Среднее значение разности по определению должно быть равно нулю.

4. Управление приводами спектрографа

Эта часть программного обеспечения выполняет управление исполнительными узлами спектрографа от компьютера. Управление ведется через интерфейсные модули КАМАК, которые одной стороной обращены к компьютеру для приема команд и выдачи данных, а другой – к спектрографу для приема, передачи логических сигналов управления приводами. Все электронные модули управления работают по принципу запрос-ответ, когда из программы выдается команда на исполнение с сопровождающим его кодом операции и кодом положения данных, и происходит ожидание прихода в компьютер ответного сигнала завершения выполнения этого действия. Все электронные модули управления спектрографом разработаны и описаны авторами в [6].

Обмен данными и командами между компьютером и модулями КАМАК осуществляется через контроллер крейта. Контроллер, который был использован в работе, взаимодействует с компьютером по протоколу канала общего пользования IEEE-488 GPIB [7]. Была сделана разработка специальных программных модулей для реализации протокола обмена по такому интерфейсу и управлению контроллером.

Приведем описание программных средств для работы с электронными модулями управления спектрографом.

1. Модуль управления положением эшелльной дифракционной решеткой и призмой разделения порядков. Наклон этих оптических элементов определяется количеством шагов, отрабатываемых шаговым двигателем. Диапазон движения решетки составляет в инфракрасной области 19 200 шагов и призмы – 4500 шагов. Скорость движения при наведении на спектральную область составляет около 67 шаг/с и определяется типом шаговых двигателей. Таким образом, максимальное время позиционирования решетки на уровне 20-го порядка составит свыше 5 мин. Перед

началом работы необходима инициализация привода путем установки решетки и призмы в начальное положение до достижения положения концевого выключателя. Относительная точность позиционирования при переходе из одной спектральной области в другую и обратно составляет 2–4 шага, что соответствует для камеры с фокусом 2 метра 2–4 пикселям ПЗС-матрицы. Абсолютная точность позиционирования до и после повторной инициализации составляет около 10–15 шагов.

2. Модуль управления положением пентапризмы для направления одного из трех источников света на щель: от звезды, от лампы плоского поля и спектра сравнения. Наклон пентапризмы задается номером позиции, в которую должна произойти установка.

3. Модуль управления включением лампы плоского поля и спектра сравнения. Выполняет роль программного выключателя ламп с дистанционным управлением. Операция происходит при выдаче в модуль КАМАК специальных управляющих функций.

4. Модуль управления затвором. Минимальное время срабатывания затвора составляет около 0,1 с.

5. Модуль управления фильтрами отрезания порядков. Поворот турели с фильтрами осуществляется путем записи порядкового кода отверстия в модуль КАМАК и выдачи команды на исполнение.

5. Программный интерфейс

Программный интерфейс с наблюдателем является интегрированной средой, которая включает в себя управление всеми теми программными средствами, которые были описаны выше. В программный интерфейс закладываются все функции, которые определяют специфику наблюдений на данном приборе.

Интерфейс реализован в виде многоуровневого меню; каждый уровень ориентирован на диалог с наблюдателем и выполнение определенных операций. Каждая исполнительная операция, которая в результате имеет на выходе изображение с ПЗС-матрицы, вносит свои записи в заголовок FITS-файла. Процесс наблюдений состоит в выполнении ряда следующих операций.

1. Получение темнового кадра (bias frame) с ПЗС-матрицы, т.е. считывание матрицы с нулевой экспозицией. Такое изображение показывает тонкую структуру неоднородностей матрицы, обусловленную различным значением термоэмиссии от пиксела к пикселу. На изображение накладывается также аддитивный шум считывания, обусловленный шумом выходного преобразователя сигнала ПЗС-матрицы. Такое изображение используется при дальнейшей обработке путем его вычитания из всех изображений с ненулевой экспозицией. Чтобы уменьшить вклад шума считывания при вычитании двух изображений, производится многократное считывание темнового кадра с последующим осреднением. Ввиду малости значения шума считывания ЕЕV-матриц среднее изображения достаточно получить по 2–3 кадрам. Структура такого изображения достаточно стабильна и зависит в основном только от температуры ПЗС-матрицы в данный момент времени. Система термостабилизации и контроля температуры в системе управления ПЗС-матриц позволяет производить процедуру считывания темновых кадров всего 2–3 раза за ночь.

2. Получение спектра сравнения. По вычисленным координатам производится позиционирование эшелле и призмы в заданный спектральный район, поворот пентапризмы в положение спектра сравнения, затем делается экспозиция с заданным временем накопления и производится считывание изображения с ПЗС-матрицы. Все эти операции выполняются одной командой от компьютера. Длины волн, название спектральной области и физические координаты положения эшелле/призмы сохраняются в специальной таблице в памяти компьютера, которая может добавляться и модифицироваться наблюдателем.

3. Получение изображения плоского поля выполняется аналогично процедуре спектра сравнения за исключением того, что в результате получается среднее изображение путем суммирования нескольких кадров с одинаковой экспозицией. Процедура осреднения плоского поля необходима для уменьшения статистической ошибки сигнала шума и шума считывания при условии, что уровень накопленного сигнала плоского поля близок к уровню накопленного сигнала от звезды.

4. Экспозиция наблюдаемого объекта выполняется аналогично, но при этом запускается программный таймер, который отсчитывает время экспозиции и показывает на мониторе моменты старта и окончания, прямой и обратной счетчик времени. Важным, с точки зрения наблюдений, является то, что есть возможность приостановить, а затем продолжить экспозицию, либо остановить экспозицию и начать считывать изображение. В заголовок FITS-файла запишется момент времени в UT, когда затвор был открыт в начале и закрыт в конце, а также интегральное время экспозиции.

После завершения каждой из всех описанных процедур производится вывод полученного изображения на дисплей компьютера средствами отображения информации.

Следующая функция, которая включена в интегрированную среду, позволяет выбирать и просматривать изображения, которые находятся на диске (browse and quick look). При чтении каждого изображения с ПЗС-матрицы происходит добавление атрибутов из заголовка FITS-файла в локальную базу данных. При входе в функцию просмотра на дисплей выводится таблица, содержащая список имеющихся изображений и их атрибуты (название объекта, спектральная область и т.д.). Основное назначение данной процедуры – выбрать курсором нужный кадр и высветить его изображение на дисплее. Другое назначение состоит в печати на принтере списка всех наблюдений и т.д.

6. Система позиционирования на спектральную область

Для получения изображения эшелльного спектра звезды в заданной спектральной области, необходимо знать, на сколько шагов шагового двигателя необходимо повернуть решетку и кросс-диспергирующую призму. Для того чтобы захватить в изображение другие интересные спектральные области, надо знать окрестности выбранного района. Для этих целей служит специальная программа, которая строит теоретическую модель спектра в фокальной плоскости спектрографа и изображает в ней ПЗС-матрицу с реальными размерами. Изображение контуров ПЗС-матрицы является маркером на дисплее, который можно перемещать в любую спектральную область. Параметры оптических элементов спектрографа были описаны в [8].

На рис. 2 показано теоретическое изображение спектра в фокальной плоскости спектрографа. По горизонтальной оси отложен угол наклона эшелльной решетки; в камере с фокусом 2000 мм длина этой оси равна 360 мм. По вертикальной оси отложен угол поворота призмы, и длина оси соответствует 63 мм. При таком масштабе контур ПЗС-матрицы вытянут по вертикали (770 пиксел по вертикали и 1152 по горизонтали). Внутри каждого спектрального порядка уровень концентрации света эшелльной решеткой падает от центра к краям по мере отклонения дифрагированного пучка от угла блеска решетки. На данном рисунке уровень концентрации для всех порядков выбран равным 40%, а центральная вертикальная линия соответствует концентрации света в 100%. Спектральные порядки на рисунке выглядят в виде ломаных линий из-за недостаточно большого разрешения видеодисплея, с которого снято это изображение. По краям изображения указаны начальная и конечная длины волн и номер порядка. При перемещении маркера с клавиатуры компьютера на дисплей выводятся длина волны в центре матрицы, номер

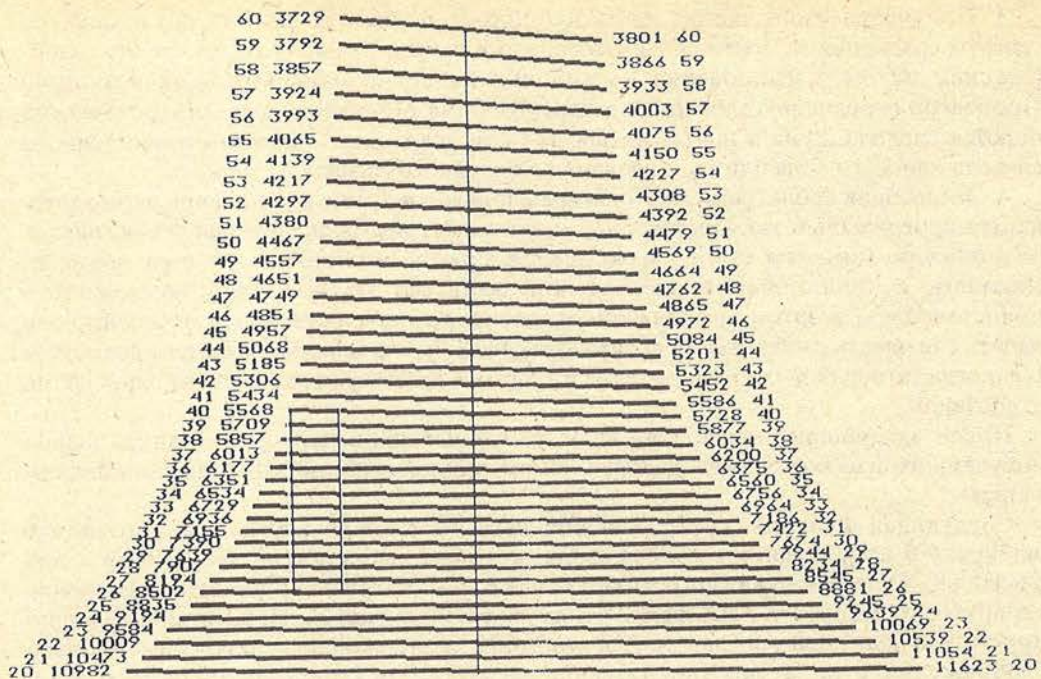


Рис. 2. Теоретическая модель спектров в фокальной плоскости спектрографа СОФИН

Прямоугольник соответствует размерам ПЗС-матрицы 1152 × 770 в камере с фокусом 2000 мм. Центр матрицы выставлен на линию H_{α} 6563 Å

порядка, концентрация света решеткой в данной области и значение спектрального разрешения в соответствии с заданной шириной входной щели. Возможно также вывести на дисплей в крупном масштабе полное изображение, которое будет построено на ПЗС-матрице – теоретическую эшеллограмму для более детального вида всех окрестных порядков.

7. Результаты первых наблюдений на Нордик-телескопе

7.1. Эшелльные спектрографы высокого разрешения

В пятидесятые годы существовало мнение, что получение звездных спектров с высокой дисперсией возможно только с помощью спектрографов куде на телескопах большого размера [9]. Однако первый опыт использования эшелльных спектрографов показал, что они имеют преимущества по отношению к спектрографу куде по разрешающей силе в 3–4 раза [10]. Связано это с тем, что, несмотря на различие в размере коллимированного пучка и постоянной решетки, такой выигрыш получается за счет значительно большего угла блеска эшелльной решетки (обычно 63°–73°) по сравнению с углом в обычной дифракционной решетке, которая применяется в спектрографах куде (около 8,5°).

Первый опубликованный опыт работы со звездным эшелльным спектрографом в астрономии принадлежит Крымской астрофизической обсерватории [11] и относится к 1964 г. Такой спектрограф, установленный в фокусе куде 2,6 м Шайновского телескопа обсерватории, обеспечивал разрешающую способность $R = 50\,000$.

Эшелльные спектрографы получили большое распространение в астрономии, особенно в фокусе Кассегрена на телескопах малого и умеренного размеров, ввиду того что они дают наилучшее согласование с оптикой эшелльного спектрографа при ограниченности размера коллимированного пучка, который составляет около 100 мм.

Такой размер определяется конструктивными особенностями спектрографа, при которых не возникает механическое гнутие, а также размерами изготавливаемых эшелльных решеток. Другим важным фактором является стоимость: эшелльный спектрограф на порядок дешевле, чем спектрограф куде.

В [10] приводятся данные на 1986 г. о десятке различных звездных эшелльных спектрографах, которые применяются в астрономии. Установлены такие спектрографы на различных телескопах от 90 см до 4 м и имеют спектральное разрешение от 20 000 до 150 000. Используются в основном одинаковые эшелльные решетки с 79 штр./мм и углом блеска $\theta = \arctg 2$. В качестве кросс-диспергирующего элемента используется призма двойного внутреннего преломления, дифракционная решетка с малой дисперсией, либо селективный фильтр между щелью и коллиматором.

Рассмотрим наиболее современные эшелльные спектрографы высокого разрешения, применяемые в звездной астрономии.

Эшелльный спектрограф Hamilton изготовлен в 1987 г. и установлен в фокусе куде 3м Шейновского телескопа Ликской обсерватории [16, 17]. Спектрограф обеспечивает разрешение $R = 60\,000$ при наблюдении звезд до $V = 16,5^m$ в спектральном диапазоне от 3400–11000Å. Отличительной особенностью спектрографа является то, что за одну экспозицию можно получить почти всю картину изображений эшелльных спектров при минимальной величине разделения порядков. Так, при использовании ПЗС-матрицы 1024×1024 пиксел регистрируется одновременно около 100 порядков в диапазоне от 3600–9500Å.

Одновременная регистрация спектров в широком диапазоне возможна при достаточной однородности интенсивностей в разных частях спектра. Такое условие ставится для того, чтобы избежать ряд проблем, связанных с нелинейностью ПЗС-матрицы и ограниченностью динамического диапазона. Требование однородности интенсивностей внесло ряд особенностей в конструкцию спектрографа. Угол между оптическими осями коллиматора и камеры является важным параметром оптической схемы спектрографа и равен углу между падающим и дифрагированным пучками эшелльной решетки. При увеличении такого угла происходит перераспределение энергии из центра в крылья в функции блеска решетки. Поэтому было выбрано относительно большое значение такого угла, который составляет 11° , что обеспечило однородность интенсивностей внутри каждого порядка. Для того чтобы обеспечить более равномерное пропускание спектрографа в широком диапазоне длин волн от ультрафиолета до инфракрасной области, было сделано покрытие всех зеркальных поверхностей серебром со специальным защитным слоем. Это обеспечило повышение пропускания спектрографа на 5–15% во всем диапазоне длин волн.

Спектральное разрешение пропорционально отношению диаметра коллимированного пучка к диаметру телескопа. Для достижения $R = 60\,000$ диаметр коллимированного пучка был увеличен до 204 мм и была применена достаточно большая эшелльная решетка размером 204×408 мм, $R = 2, 31,6$ штр./мм. Область рабочих порядков составляла 60–162. Для разведения порядков применялась система из двух призм, которые преломляют пучок под большим углом к оптической оси. Для сведения изображения в кадр ПЗС-матрицы была изготовлена светосильная внеосевая камера Шмидта $F/1,7$ с малым виньетированием и плоским полем 30×30 мм.

Спектрограф позволяет регистрировать звезды до 17^m с $S/N = 10$ за 4 ч экспозиции с разрешением $R = 30\,000$.

Другим примером эшелльного спектрографа высокого разрешения является спектрограф UCLES (The University College London Échelle Spectrograph), который установлен в 1988 г. в фокусе Нэсмита телескопа Вильям Гершель (Ла-Пальма) и в фокусе куде Англо-австралийского телескопа [14, 15]. Спектрограф обеспечивает разрешение 30 000–115 000 в спектральном диапазоне 3000–11000Å. Отличительной особенностью данного спектрографа является то, что кросс-диспергирующий элемент

Параметры системы	Камера 2000 мм	Камера 1000 мм
Диаметр зеркала телескопа, мм		2560
Эквивалентный фокус, мм		28160
Диаметр коллиматора, мм		128
Фокус коллиматора, мм		1408
Эшелльная решетка	R-2, 79 штр./мм, 128 × 254 мм	
Рабочие порядки	с 20 по 60	
Спектральный диапазон, Å	λ 3500–11000	
Число порядков на CCD, λ 6000 Å	16	10
Длина спектра, λ 6000, Å	22	44
Оптимальный размер щели*, мкм	25(0,18'')	56(0,41'')
Спектральное разрешение	170 000	80 000
Накопленный сигнал за 1 ч	$S/N = 500, \lambda 5900 \text{ Å}, V = 5^m$	$S/N = 300, \lambda 6400 \text{ Å}, V = 7^m$
Предельная величина $V - 14^m$	$S/N = 10$ за 2 ч	$S/N = 10$ за 1 ч
Размер CCD, пиксели	1152 × 770	1152 × 298
Размер пиксела, мкм	22,5	22,5
Линейный размер CCD, мм	25,9 × 17,3	25,9 × 6,7
Шум считывания, гнс	$5,7e^-$	$5,2e^-$
Фактор преобразования	$1e^-/ADU$	
Рабочая температура, К	120	

П р и м е ч а н и е. *Размер входной щели с учетом вклада диффракции на λ 6563 Å.

располагается до эшелльной решетки и состоит из последовательности трех кварцевых призм. Спектральное разрешение меняется с помощью дистанционной смены двух эшелльных решеток 79 и 31,6 штр./мм при использовании внеосевой камеры Шмидта $F/3$. Диаметр коллимированного пучка рассматривается как функция потери света на входной щели при соблюдении условия широкощельности. Минимум такой функции достигается при диаметре коллиматора 220 мм и использовании слайсера на входной щели, который формирует изображение звезды $0,6'' \times 4,2''$.

Причем пропускание такого слайсера составляет 62% вместо 40% на эквивалентной щели, что составляет в выигрыше $0,5^m$. Применяемые в спектрографе ПЗС-матрица и детектор системы счета фотонов Боксенберга позволяют захватить только часть спектральных порядков (около 35), что приводит к использованию системы позиционирования на заданную спектральную область.

Спектрограф позволяет регистрировать звезды до $15,7^m$ с $S/N = 10$ за 2,5 и экспозиции с разрешением $R = 80\ 000$.

7.2. Обсуждение наблюдений на спектрографе СОФИН

Эшелльный спектрограф СОФИН относится к тому немногочисленному классу астрономических приборов оптического диапазона, которые имеют очень высокое спектральное разрешение и ориентированы на детальное изучение структуры спектральных линий.

В сводной таблице приведены общие параметры всей системы телескоп – спектрограф – приемник излучения.

На рис. 3 приведен пример сравнения лампы с полым катодом Th–Ag в области Mg λ 4481 Å и $H \beta$ λ 4861 Å в камере с фокусным расстоянием 1000 мм. Ширина узких спектральных линий соответствует теоретическому пространственному разрешению в 2 пиксела и спектральному разрешению 80000. Яркость лампы определяет длительность экспозиции, которая составляет 10–15 с.

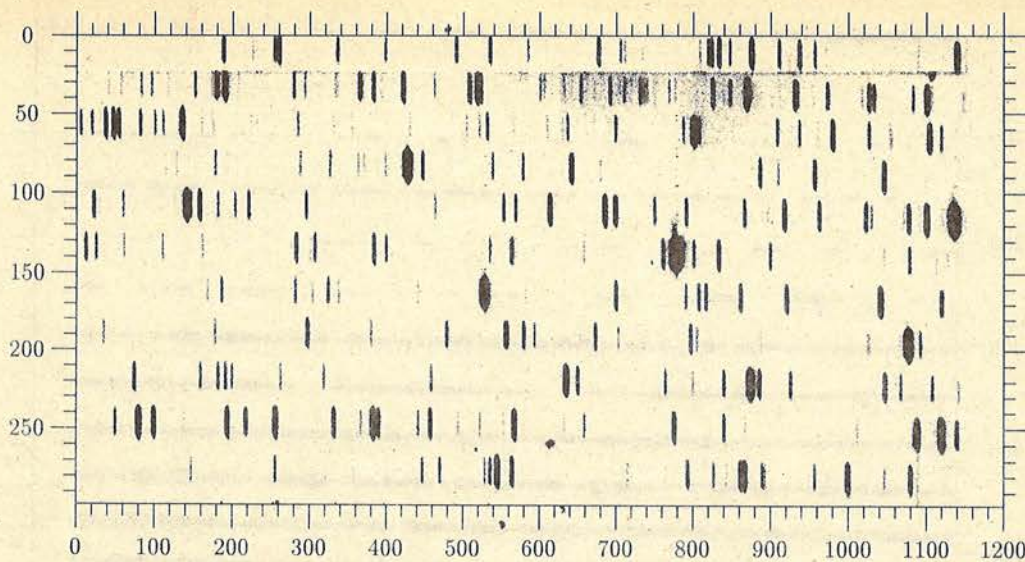


Рис. 3. Эшелльный спектр сравнения лампы с полым катодом Th-Ag в области $Mg\lambda$ 4481 Å и $H_{\beta}\lambda$ 4861 Å. Спектральное разрешение 80 000. По горизонтальной оси отложены номера строк ПЗС-матрицы в пикселах, по вертикальной – номера колонок

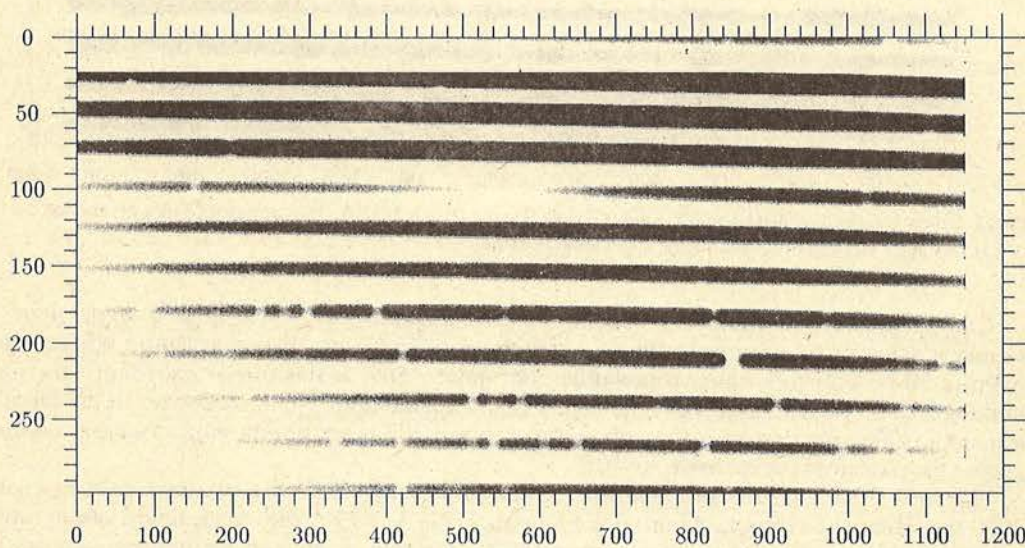


Рис. 4. Эшелльный спектр звезды Сириус $V = -1,5^m$ (A1V) в области $H_{\beta}\lambda$ 4861 Å (46-й порядок, 100-я колонка) и $Mg\lambda$ 4481 Å (50-й порядок, 210-я колонка). Экспозиция 45 с. Спектральное разрешение 80 000

На рис. 4 приведен спектр Сириуса в тех же спектральной области и камере, что и предыдущий рисунок. Длина волны возрастает слева направо, номера порядков увеличиваются (с красных до синих) сверху вниз. Видно ухудшение чувствительности ПЗС-матрицы и пропускания кросс-диспергирующей призмы в синей области спектра. Наблюдается искривление порядков, которое не зависит от их номера и составляет около 15 колонок матрицы на 1152 строк. Высота спектра в этой камере составляет около 10 колонок матрицы.

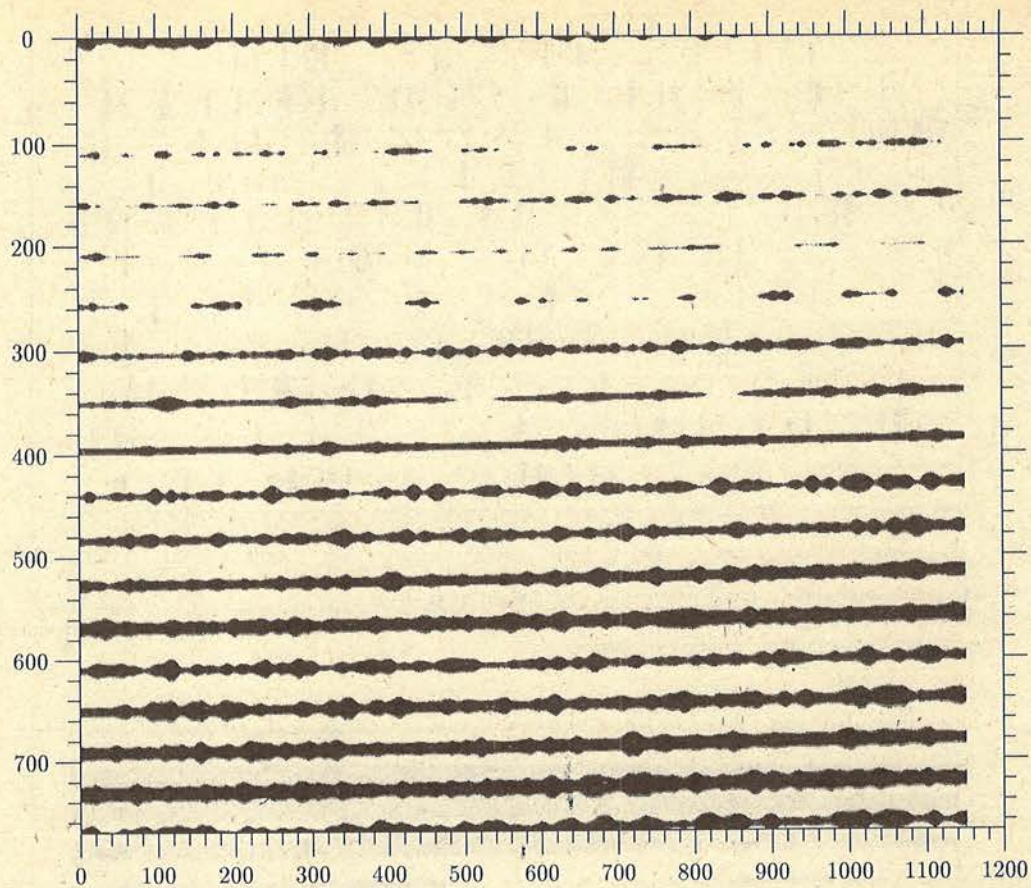


Рис. 5. Эшелельный спектр звезды Y CVn-5 (C71) в области DNa λ 5893 Å (38-й порядок, 350-я колонка)
Экспозиция 10 мин. Спектральное разрешение 170 000

Следует отметить; также, что величина виньетирования во второй камере переменна и зависит от номера порядка в центре изображения. Так, в красной области в районе 20-го порядка виньетирование составляет 50% и максимум светового пятна приходится на начало порядка (100 строк). При движении в синюю область, в район 50 порядка, максимум смещается вправо до строки 700 и величина виньетирования по краям изображения составляет 30–40%.

На рис. 5 показано изображение спектра звезды Y CVn в камере с фокусом 2000 мм. Видны глубокие линии поглощения D Na λ 5893 Å околосветной оболочки звезды позднего спектрального класса C71. На рис. 6 приведена регистрограмма спектра с линиями D Na. Звезда Y CVn является сверхгигантом, находящимся на ранней стадии сброса оболочки [13]. Видна тонкая структура линий, обусловленная движением дискретных облаков. Скорость движения таких образований составляет около 5 км/с. Тонкая форма деталей повторяется в обеих линиях дуплета, и их ширина соответствует 40 мÅ.

Искривление порядков в длиннофокусной камере составляет также около 15 колонок матрицы при обычной высоте спектра 20 пиксел. Искривление порядков в обеих камерах происходит в направлении к синей области в сторону меньших порядков. Величина эффекта виньетирования в камере 2000 мм составляет около 10%.

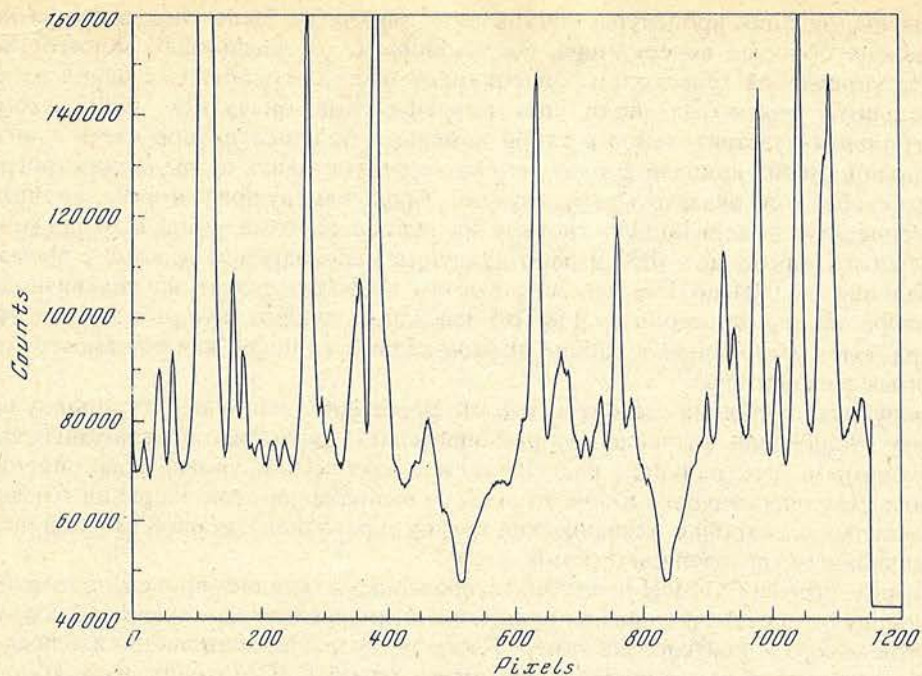


Рис. 6. Регистрограмма эшелльного спектра звезды γ CVn-5 (C71) в области DNa λ 5893 Å
 Экспозиция 10 мин. Спектральное разрешение 170 000. Отношение сигнал/шум 200. Полоса суммирования спектра по изображению составляет 35 пиксел

7.3. Что показал опыт наблюдений

Первый опыт наблюдений на спектрографе СОФИН показал, что необходима доработка или модификация некоторых механических и электрических узлов.

Первая проблема, с которой пришлось столкнуться во время наблюдений, — это невозможность использования штатного фотогида спектрографа, описанного в [6, 12]. Был разработан фотогид, работающий по принципу модуляции света звезды, который отражается от вращающегося полукруглого зеркала с четырьмя датчиками положения, с последующей регистрацией сигнала с помощью ФЭУ. По разности накопленного сигнала в четырех секторах вычисляется вектор смещения положения звезды, и рассогласование посылается в компьютер, который управляет телескопом. Для того чтобы вычислить такой вектор необходимо, чтобы изображение звезды попадало по крайней мере на два сектора вращающегося модулятора, что приводит к необходимости расфокусировать изображение звезды до $5''$ – $7''$ (изображения в месте, где установлен телескоп, составляет обычно $0,5''$ – $1''$). Фотогид неприемлем по следующему двум причинам. Очень специфичным оказалось изображение звезды, отраженное от щечек входной щели спектрографа. Такое изображение состоит из четырех частей, смещенных в разные стороны за счет отражения от четырех зеркал, из которых состоят щель и ограничитель высоты спектра. Телескоп, на котором ведутся наблюдения, имеет альт-азимутальную монтировку и, как показывает опыт разработчиков системы управления телескопа, для надежного гидирования необходим другой принцип. В штатном фотогиде телескопа используется ИЗ-матрица размером 256×256 пиксел с усилителем яркости, на которую проектируется прямое изображение офсетной звезды размером около 5×5 пиксел. Изображение слабых звезд может интегрироваться в памяти управляющего компьютера, который позволяет надежно вычислить рассогласование положения звезды и спрогнозировать его на следующий момент времени.

Для выполнения процедуры выставления звезды на щель спектрографа была применена обычная видеокамера, сопряженная с телевизионным монитором на пульте управления телескопом. Видеокамера была состыкована с одной из труб визуального подсмотра щели спектрографа. Как оказалось, недостаточная интегральная чувствительность такой камеры и большие потери света в оптике визуальной трубы привели к тому, что надежно выставить на щель спектрографа звезды слабее 7–8^m оказалось невозможным. Такую камеру предлагается заменить на коммерческую телевизионную систему на основе ПЗС-матрицы с охлаждением элементом Пельтье до –10°C и работающую в малокадровом режиме с временем накопления от 0,04 до 1 с, что по расчетам позволит видеть на телевизионном мониторе звезды примерно до 15^m. Во избежание лишних потерь в оптике такая камера будет установлена в районе прямой видимости щели, как раз вместо блока фотогида спектрографа.

Следующая проблема состоит в том, что необходимо часто менять ширину щели по ходу наблюдений, значение которой определяется яркостью программных звезд, необходимым спектральным разрешением и требуемым уровнем накопленного сигнала. Для оперативного и более простого выполнения этой операции готовится специальный электронно-механический привод управления шириной входной щели с дистанционным управлением от компьютера.

В спектрографе СОФИН не автоматизированными остались процедура изменения высоты щели, перекладки призмы разделения порядков при переходе к наблюдениям в другой камере и фокусировка камер. Также требуется вмешательство наблюдателя при переключении контроллера управления с одной ПЗС-матрицы на другую при переходе к другой камере.

Заключение

Спектрограф СОФИН был рассчитан для достижения максимально возможного спектрального разрешения, которое, в конечном счете, определяется конструктивными особенностями применяемого телескопа. Так, ограничения на габариты и на вес спектрографа определяют геометрию и размеры пучков спектрографа. С другой стороны, исключительное качество изображения звезд на изолированной горной вершине, где расположен телескоп, позволило заложить в расчет возможность работы с очень узкой щелью при минимальных потерях на ней. Применение кросс-диспергирующей призмы после эшелльной решетки позволило избежать наклона спектральных линий в порядках, что существенно упрощает обработку наблюдений. Изменение требуемой величины спектрального разрешения осуществляется простым путем – сменой камер, изменением ширины щели, либо процедурой биннинга при считывании ПЗС-матрицы. Ряд оригинальных конструкторских решений обеспечил компактность, жесткость и стабильность механической конструкции. В целом по исполнению и по характеристикам СОФИН оказался на уровне аналогичных эшелльных спектрографов высокого разрешения.

В заключение выражаю благодарность за большую помощь при выполнении некоторых частей этой работы сотрудникам обсерватории Ю.В. Каплину и С.Ю. Кальмину.

Июнь 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gudehus D.H., Hegyi D.J. // *Astron. J.* 1985. Vol. 90. P. 130.
2. Astromed CCD 3200 Imaging System, Hardware Reference Manual, 1989.
3. A1A-44-CCD05-20/10 Series Scientific Image Sensor Issue 1, May 1990.
4. EEV 1987, CCD Imaging III, Technical notes.
5. Wells D.C., Greisen E.W., Harten R.H. // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1981. Vol. 44. P. 363.

6. Букач А.Б., Злотников Л.Ф. // Наст. изд. С. 138 – 148
7. Мячев А.А. и др. // Интерфейсы систем обработки данных. М.: Радио и связь, 1989.
8. Процик В.И. // Наст. изд. С. 00.
9. McLaughlin D.B. // The present and future of telescope of moderate size / Ed. F.B. Wood. The Univ. of Pennsylvania Symposium. 1956. Chapter 14. P. 205.
10. Hearnshaw J.B. // Instrumentation and research programmes for small telescopes / Ed. J.B. Hearnshaw and P.L. Cottrell. IAU symposium. 1986. P. 371.
11. Копылов И.М., Стещенко Н.В. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1965. Т. 33. С. 308.
12. Лагутин А.Ф. // Наст. изд. С. 127–137.
13. Heske A. // Astron. and Astrophys. 1990. Vol. 229. P. 494.
14. Diego F., Charalambous A., Fish A.C., Walker D.D. // Proc. SPIE, Instrumentation in Astronomy VII. 1990. Vol. 1235. P. 562.
15. Diego F. et al. // Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy / Ed. L.B. Robinson. Ninth Santa Cruz Summer Workshop in Astron. and Astrophys. Springer-Verlag, 1987. P. 6.
16. Vogt S.S. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1987. Vol. 99. P. 1214.
17. Vogt S.S. // Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy / Ed. L.B. Robinson. Ninth Santa Cruz Summer Workshop in Astron. and Astrophys. Springer-Verlag, 1987. P. 33.

УДК 524.1; 5520.88; 519.237.7

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ МЕТОДИКИ ОБРАБОТКИ РЕГИСТРИРУЕМЫХ СИГНАЛОВ НА ПАРАМЕТРЫ ВСПЫШЕК ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА ШАЛ

Ю.Л. Зыскин, А.П. Корниенко, А.А. Степанян

Проведено численное моделирование методом Монте-Карло процесса регистрации черенковской вспышки ШАЛ гамма-телескопом с многоканальным светоприемником. Показано, что применяемые в настоящее время методики определения параметров изображения вспышки не являются оптимальными. Оценены погрешности определения размеров, положения и ориентации вспышки, влияние на них ограниченности поля зрения детектора и фона ночного неба. Предложен алгоритм обработки наблюдательных данных, позволяющий с максимально возможной точностью определять параметры регистрируемых черенковских вспышек.

THE INFLUENCE OF DETECTED CHERENKOV FLASHES TREATMENT ON THEIR MEASURED PARAMETERS, by Yu.L. Zyskin, A.P. Kornienko, A.A. Stepanjan. Monte-Carlo simulation of the Cherenkov flashes detection using Multichannel Image Camera (MIC) of VHE Gamma telescope was carried out. It is shown that conventional data processing techniques are not optimal. The flash dimension, location and orientation errors were estimated. The error budget of the influence of the limited field of view of the detector and night sky emission is assessed. The optimal method of observational data processing of Cherenkov flashes is suggested.

Введение

В последнее время детекторы, строящие изображения черенковских вспышек ШАЛ, стали широко применяться в гамма-астрономии сверхвысоких энергий. Такие детекторы уже работают в обсерваториях Уиппла в США [1] и в Крымской астрофизической обсерватории в СНГ [2]. Строится система детекторов в коллаборации HEGRA [3].

Приемные камеры этих детекторов состоят из связок фотоумножителей (ФЭУ), с помощью которых определяются параметры вспышек, такие, как ширина, длина, направление вытянутости. Это делается для того, чтобы отделить вспышки, связанные с электромагнитными каскадами, от вспышек, связанных с ядерно-электронными каскадами, вызванными космическими лучами сверхвысокой энергии.

Ввиду ограниченности поля зрения приемников и числа ФЭУ получаемая с их помощью информация о распределении света во вспышке отличается от истинной. Вопрос об оптимальном размере поля зрения не такой простой, как может показаться на первый взгляд. Для решения этой проблемы необходимо иметь достаточно

© Ю.Л. Зыскин, А.П. Корниенко, А.А. Степанян, 1995

подробную информацию об угловом распределении света во вспышке при разных расстояниях между детектором и осью ливня, а также при разных углах между осью ливня и оптической осью приемника света.

Теоретические расчеты углового распределения света во вспышках от ШАЛ делались уже давно в 60-х годах (см., например, [4, 5]). Однако эти расчеты не давали возможности определять распределение амплитуд в ячейках многоканального светоприемника.

Фотографические изображения вспышек были получены с помощью ЭОПа также в 60-х годах [6], но для энергии 10^{15} эВ. В настоящее время поиски источников гамма-квантов с помощью черенковских детекторов ведутся при энергии 10^{11} – 10^{13} эВ.

Наблюдательные данные о характере углового распределения света для вспышек ШАЛ с энергией около 10^{13} эВ были впервые опубликованы на конференции по космическим лучам в Бангалоре, (Индия, 1983 г.) [7]. Было показано, что в среднем для вспышек с энергией $> 2 \cdot 10^{13}$ эВ 75% потока черенковской вспышки сосредоточено в круге радиусом $0^{\circ},7$ (это соответствует значению характеристического размера $\theta = 0^{\circ},52$).

Затем появились более детальные данные [8,9], находящиеся в относительно хорошем согласии между собой.

Ниже будет показано, что параметры вспышек черенковского света существенно искажаются приемниками. Кроме того, черенковские вспышки появляются на фоне свечения ночного неба, что также затрудняет получение достаточно полной картины распределения света.

При регистрации черенковских вспышек ШАЛ детекторами первого поколения, когда не ставилась задача определения амплитуды светового сигнала, порог регистрации выбирался таким образом, чтобы случайные срабатывания порогового устройства от флуктуаций, вызванных свечением ночного неба, составляли десятки процентов от общего числа событий. Стремление установить порог регистрации вспышек как можно ниже объяснялось желанием повысить статистическую достоверность регистрации возможного потока гамма-квантов.

При работе с детекторами 2-го поколения речь идет не только о регистрации событий, но и об определении характеристик вспышки.

В настоящее время известно множество критериев отбора событий, инициированных первичными гамма-квантами [10–12]. Для решения этой задачи привлекаются методы многомерного статистического анализа [13–15]. Все эти методы и критерии объединяет одно – в их основе лежит анализ параметров изображения вспышки, а именно – ее размеров, формы, положения и ориентации.

Различие этих параметров для ядерных и гамма-ливней невелико. Кроме того, они имеют собственную дисперсию, обусловленную флуктуациями развития ШАЛ в атмосфере, а также дополнительную дисперсию, возникающую в процессе регистрации вспышки и обработки полученного сигнала. Следовательно, характеристики телескопа и алгоритм обработки должны быть выбраны таким образом, чтобы минимизировать эту дополнительную дисперсию.

Значит эффективность любого критерия отбора гамма-событий зависит прежде всего от точности определения параметров изображения черенковской вспышки ШАЛ по набору амплитуд в каналах регистрации гамма-телескопа 2-го поколения. Естественно, что эти параметры измеряются таким телескопом с некоторыми погрешностями (как статистического характера, так и систематическими), возникающими по причинам, о которых будет сказано ниже.

Таким образом, возникает задача оптимизации алгоритма обработки данных наблюдений с целью наиболее точного определения размеров, положения и ориентации изображения черенковской вспышки. Поскольку погрешности измерения параметров вспышки, возникающие в процессе регистрации, носят статистический характер (флуктуации размеров, ориентации и яркости вспышки, пуассоновские

флуктуации числа фотоэлектронов, работа схемы совпадений), то единственно возможным путем решения данной задачи является численное моделирование методом Монте-Карло.

Подчеркнем, что в данном исследовании широких атмосферных ливней не проводится моделирования ШАЛ, т.е. производится моделирование методом Монте-Карло не развития ШАЛ в атмосфере Земли, а исключительно процесса регистрации вспышки многоканальным гамма-телескопом. При этом в моделирование закладывается найденная из экспериментальных данных информация об изображениях черенковских вспышек (продольные и поперечные размеры, их дисперсия и частотные распределения, корреляция между ними). Такой подход обладает рядом преимуществ. Во-первых, отсекаются вопросы, связанные с зависимостью результатов расчета от принятой модели ливня (множественности, сечения в элементарных актах взаимодействия, учет рассеяния и поглощения, влияния магнитного поля Земли и т.д.). Во-вторых, появляется возможность произвольным образом варьировать непосредственно входные параметры изображения (например, исключить "центральные" события, задать произвольные размеры вспышек и т.д.). Это крайне важно, так как дает возможность отделить дисперсию параметров, возникающую в процессе регистрации вспышек, от дисперсии за счет флуктуаций в развитии ливня, т.е. "собственной" дисперсии параметров черенковских вспышек. В-третьих, многократно уменьшается объем вычислений, т.е. необходимое для проведения расчетов машинное время.

К недостаткам такого моделирования следует отнести то, что в результате расчетов можно найти только те величины, которые измерялись в предшествовавшем эксперименте (так, например, нельзя найти поток мюонов от ШАЛ или получить какую-либо информацию о химическом составе первичных частиц). Это связано с тем, что такое моделирование является полуэмпирическим, поскольку в него заложена только информация о черенковских вспышках, найденная из наблюдений.

1. Моделирование процесса регистрации черенковской вспышки многоэлементным светоприемником

Опишем основные допущения, принятые в моделировании. Как отмечено выше, мы не проводим моделирования развития ШАЛ. Вместо этого, мы используем функцию распределения плотности светового потока, сопоставленную с данными наблюдений. Выбор аппроксимирующей функции обоснован в [16], где она выбрана посредством сопоставления с данными наблюдений черенковских вспышек ШАЛ в 1982–1986 гг. Детальное описание этих наблюдений можно найти в [17,18] (наблюдения производились с помощью 19-канальной камеры). Функции плотности потока света принимались в виде $f(x,y) = f(z)$, где $z = \sqrt{(x/a)^2 + (y/b)^2}$, $df/dz \leq 0$ при любом $z \geq 0$. Здесь a, b – характеристические продольный и поперечный размеры вспышки.

Рассматривались функции вида

$$f(z) \sim z^{-\alpha}, \alpha > 0; f(z) \sim e^{-kz}, f(z) \sim e^{-kz^2},$$
$$f(z) \sim (\text{const} - z^\alpha)^{1/\alpha}, \alpha > 0, f(z) \sim \cos^\alpha kz.$$

С помощью χ^2 -критерия все вышеупомянутые пробные функции $f(x,y)$ сравнивались как с индивидуальными зарегистрированными вспышками, так и со "средней вспышкой", полученной в результате суммирования всех зарегистрированных событий с усреднением амплитуд по каналам [17]. Было найдено, что форма реальной регистрируемой вспышки может быть аппроксимирована практически каждой из рассматриваемых функций. Однако при

$$\Phi(x, y) = C \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{x}{a} \right)^2 + \left(\frac{y}{b} \right)^2 \right] \right\}$$

согласие с экспериментом значительно выше, чем для других функций (при сопоставлении со "средней вспышкой" $\chi_{v=18} = 6,8$, что соответствует $P(\chi^2) \geq 99\%$).

Введем систему декартовых координат xOy , лежащую в фокальной плоскости, с началом координат на оси светоприемника (совпадающей с оптической осью телескопа). Тогда в качестве модели распределения интенсивности черенковского света в фокальной плоскости светоприемника можно использовать функцию плотности потока

$$\Phi(x, y) = \frac{I_{\Sigma}}{2\pi ab} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{x' - x_0}{a} \right)^2 + \left(\frac{y' - y_0}{b} \right)^2 \right) \right], \quad (1)$$

где $x' = x \cos \varphi + y \sin \varphi$; $y' = -x \sin \varphi + y \cos \varphi$; x_0, y_0 – положение центра изображения; a, b – продольный и поперечный характеристические размеры изображения; φ – его ориентационный угол, I_{Σ} – суммарный световой поток в вспышке.

Световой поток черенковского излучения, попадающий на i -й фотоумножитель, равен

$$I_i = K_{lc} \cdot \iint_{S_i} \Phi(x, y) dx dy, \quad (2)$$

где S_i – область фокальной плоскости, с которой собирает свет i -й ФЭУ (в нашем случае это шестигранное входное окно соответствующего световода); K_{lc} – коэффициент светопередачи световода ($K_{lc} < 1$). Помимо черенковского излучения, на фотоумножитель за время интегрирования сигнала τ попадает излучение ночного неба, равное

$$I_i = q \cdot S_m \tau S_i / F, \quad (3)$$

где q – коэффициент, зависящий от светимости неба в области наблюдения, S_m – площадь зеркал, F – их фокусное расстояние, τ – время интегрирования вспышки. Таким образом, за время интегрирования вспышки τ на вход каждого ФЭУ попадает $I_i = I_i' + I_i''$ квантов, где $i = 1, \dots, N$ (N – число каналов светоприемника), а амплитуда сигнала на выходе ФЭУ составляет

$$A_i = l_i \eta_i I_i, \quad (4)$$

где η_i – квантовый выход, а l_i – коэффициент усиления i -го ФЭУ.

Однако выражение (4) описывает среднее значение амплитуды сигнала, в то время как число фотоэлектронов $\eta_i I_i$ испытывает флуктуации, описываемые законом Пуассона. Вычитая среднее значение числа фоновых фотоэлектронов (постоянную составляющую), окончательно получаем

$$A_i = \eta_i I_i' + \eta_i I_i'' - \eta_i \bar{I}_i'' \quad (5)$$

Выражения (1)–(3), (5) позволяют, задав конкретные параметры модели изображения (a, b, I_{Σ}), получить набор амплитуд сигналов $\{A_i\}$, являющийся моделью вспышки, зарегистрированной многоканальным гамма-телескопом. Для моделирования процесса регистрации вспышки производится следующая процедура.

1. Разыгрываются продольный $a_{\text{инр}}$ и поперечный $b_{\text{инр}}$ размеры исходной вспышки. Частотные распределения этих величин приняты в виде нормальных распределений со средними значениями $a_{\text{инр}} = 0^{\circ},6$, $b_{\text{инр}} = 0^{\circ},45$, среднеквадратичными отклонениями

$\sigma_{a\text{inр}} = 0^\circ,15$, $\sigma_{b\text{inр}} = 0^\circ,12$ и коэффициентом корреляции $K_{ab} = 0,25$ (при таких значениях a, b зарегистрированные размеры вспышек соответствуют полученным из наблюдений черенковских вспышек ШАЛ на гамма-телескопе ГТ-48 в 1991 г. [2]).

2. Разыгрывается положение центраоида (центра тяжести) вспышки в фокальной плоскости ($x_{0\text{inр}}, y_{0\text{inр}}$):

$$x_{0\text{inр}} = \rho_{0\text{inр}} \sin \psi_{0\text{inр}}, y_{0\text{inр}} = \rho_{0\text{inр}} \cos \psi_{0\text{inр}}$$

где $\psi_{0\text{inр}}$ – позиционный угол вспышки – имеет прямоугольное распределение на полуугле $[-\pi, \pi]$; $\rho_{0\text{inр}}$ – угловое расстояние от центра светоприемника до точки центраоида – имеет треугольное (линейное возрастающее) распределение на сегменте $[\rho_{\text{min}}, \rho_{\text{max}}]$.

3. Разыгрывается энергия ШАЛ E_0 . Энергетический спектр принят степенным с показателем $\alpha = 2,65$ в диапазоне энергий $E_{\text{min}} + E_{\text{max}}$, т.е. $N(E)dE \sim E^{-\alpha} dE$. По полученной энергии E вычисляется число фотонов, попадающих на вход светоприемника I_Σ .

4. По выражениям (1)–(5) вычисляются амплитуды сигналов на выходе ФЭУ $\{A_i\}$ с учетом гексагональной структуры световодной системы, свечения ночного неба, пуассоновых флуктуаций, фотоэлектронов, дискретизации электрического сигнала, ограниченности динамического диапазона регистрирующей аппаратуры.

5. Имитируется работа схемы совпадений, т.е. вспышка считается зарегистрированной, если в требуемом числе совпадательных каналов амплитуда превышает пороговую (как правило, при наблюдениях на ГТ-48 применяются двукратные совпадения в центральных 19 совпадательных каналах 37-элементного светоприемника [2]).

6. Имитируется процедура предварительной селекции данных, принятая при обработке данных ГТ-48 [2]. Отбрасываются (не включаются в обработку) события: а) имеющие максимум во внешнем кольце светоприемника; б) имеющие хотя бы одно зашкаливание (амплитуда в каком-либо из каналов выше или равна максимальной для преобразователя заряд–цифра); в) суммарная амплитуда которых ниже некоторой пороговой. Полученный в результате набор амплитуд сигналов $\{A_i\}$, $i = 1, \dots, N$ (где N – число каналов светоприемника) является моделью регистрируемого изображения черенковской вспышки. Дальнейшая обработка набора сигналов $\{A_i\}$ производится по процедуре, полностью идентичной обработке реальных событий (черенковских вспышек ШАЛ), полученных в результате наблюдений. Такая обработка проводится с целью определения числовых характеристик размера, формы и ориентации черенковской вспышки.

Обозначим x_i, y_i ($i = 1, \dots, N$) координаты осей i -го ФЭУ в фокальной плоскости. Тогда продольный a_{out} и поперечный b_{out} размеры зарегистрированного изображения вспышки, а также ориентационный угол φ_{out} , характеризующий направление максимальной вытянутости вспышки, определяются из соотношений:

$$\begin{aligned} a_{\text{out}} &= \left(K_{11} \cos^2 \varphi - K_{12} \sin 2\varphi + K_{22} \sin^2 \varphi \right)^{1/2}, \\ b_{\text{out}} &= \left(K_{11} \sin^2 \varphi + K_{12} \sin 2\varphi + K_{22} \cos^2 \varphi \right)^{1/2}, \\ \varphi_{\text{out}} &= \frac{1}{2} \arctg \frac{2K_{12}}{K_{22} - K_{11}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $K_{22} = \max(K'_{11}, K'_{22})$, $K_{11} = \min(K'_{11}, K'_{22})$.

$$K'_{11} = \sum_i A_i (x_i - \bar{x}_{\text{out}})^2 / \sum_i A_i, K_{22} = \sum_i A_i (y_i - \bar{y}_{\text{out}})^2 / \sum_i A_i$$

$$K_{12} = \sum_i A_i (x_i - x_{out})(y_i - \bar{y}_{out}) / \sum_i A_i \quad (7)$$

$$\bar{x}_{out} = \sum_i A_i x_i / \sum_i A_i, \bar{y}_{out} = \sum_i A_i y_i / \sum_i A_i. \quad (8)$$

Здесь x_{out}, y_{out} – координаты центра изображения. Разумеется, измеряемые гамма-телескопом (зарегистрированные) размеры a_{out}, b_{out} и ориентация φ_{out} отличаются от исходных $a_{inp}, b_{inp}, \varphi_{inp}$. Основными факторами, обуславливающими это отличие, являются:

а) ограниченность поля зрения детектора, вследствие которой часть света не регистрируется, что приводит к уменьшению зарегистрированных размеров по сравнению с истинными;

б) конечный размер дискретизации изображения, не позволяющий точно измерять размеры вспышек, малых по сравнению с полем зрения одного ФЭУ.

в) свечение ночного неба;

г) пуассоновские флуктуации числа выбиваемых с фотокатода электронов в каждом канале регистрации;

д) дискретизация измеряемых амплитуд;

е) селекция при регистрации вспышек, вызванная работой схемы совпадений, приводящая к зависимости вероятности регистрации от размеров, формы, положения и ориентации изображения.

Вышеописанное моделирование позволяет проанализировать влияние каждого из перечисленных факторов. Как указывалось выше, моделирование производится численно. Программа написана на алгоритмическом языке Fortran в операционной системе VMS для ЭВМ СМ-1700. Среднее время моделирования одной вспышки составляет ~ 5 с.

2. Методика определения параметров изображения черенковской вспышки

Как отмечалось выше, практически все применяющиеся в настоящее время критерии отбора событий, инициированных первичными γ -квантами, основаны на анализе параметров изображения черенковской вспышки. К сожалению, точно восстановить изображение каждой зарегистрированной вспышки практически невозможно, так как неизбежны искажения, вносимые рядом объективных факторов, перечисленных выше. Предложенный метод моделирования дает возможность изучать влияние каждого из факторов в отдельности, исключая влияние других факторов. Цель этого исследования – модификация алгоритма определения параметров изображения вспышки (формулы (6) – (8)) таким образом, чтобы свести к минимуму искажения, вносимые в искомые величины как аппаратурой, так и самой методикой их нахождения.

Рассмотрим отдельно влияние каждого из факторов.

Влияние флуктуаций, связанных со свечением ночного неба, на определение параметров вспышек.

Флуктуации анодного одного тока ФЭУ, вызванные свечением ночного неба, могут существенно повлиять как на точность определения центра тяжести вспышки, так и на точность определения вторых моментов распределения яркости. Поскольку флуктуации равномерно распределены по полю зрения детектора, то наибольшее влияние на параметры оказывают каналы, наиболее удаленные от центра вспышки. Поэтому для уменьшения искажений из суммирования исключают наиболее удаленные каналы (см. [19]), так как в них интенсивность светового потока от вспышки минимальна. Нам представляется, однако, что без расчетов нельзя определить критерий, по которому из суммирования нужно исключать тот или иной канал.

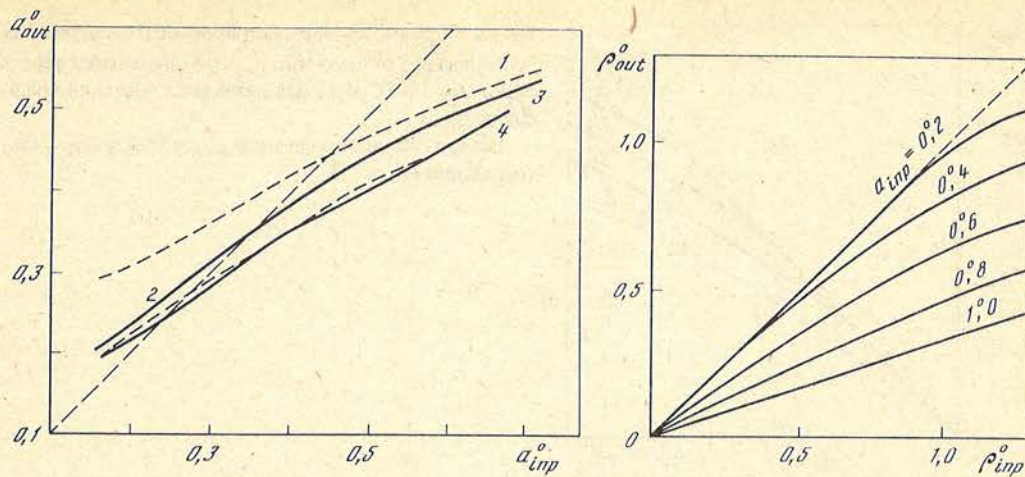


Рис. 1. Зависимость зарегистрированного размера вспышки a_{out} от заданного размера a_{inr} с учетом (кривые 1, 3) и без учета (кривые 2, 4) фонового свечения ночного неба при различных значениях порога обрезания P_f
 1, 2 - $P_f = 0$; 3, 4 - $P_f = 10$

Рис. 2. Зависимость зарегистрированного положения центраида ρ_{out} от исходного ρ_{inr} для различных значений исходных размеров a_{inr}
 Радиус светоприемника $P_c = 1^{\circ},3$

Чтобы исключить влияние ограниченности поля зрения детектора, мы рассмотрели только вспышки, близкие к центру его поля зрения.

Для определения критерия, по которому из суммирования исключаются каналы регистрации, нами были проведены расчеты параметров вспышек по описанной выше программе. При этом параметры для случая, когда свечение неба приравнялось нулю, сравнивались с параметрами, найденными при учете свечения ночного неба. Из суммирования исключались каналы, в которых сигнал был меньше некоторой фиксированной величины P_f . Результаты расчета представлены на рис. 1. Расчеты проводились для приемной камеры Крымской астрофизической обсерватории, состоящей из 37 ФЭУ, принимающих сигналы с ячейки размером $0^{\circ},4$ (см. подробнее [2]). Как видно из рис. 1, начиная с $P_f = 7 + 8$ фотоэлектронов (ф.э.), влияние ночного неба на регистрируемые параметры становится несущественным.

Полученный нами вывод может быть применен и к любой другой камере. Вопрос в том, какому уровню дискриминации соответствует величина P_f , которую мы называем порогом дискриминации. Фон неба дает за время интегрирования сигнала (40 нс) 4 ф.э. Амплитуда импульса в $7 + 8$ ф.э. соответствует флуктуации в 11-12 дискретов, так как средний ток исключается в нашей аппаратуре. Вероятность такой флуктуации в одном канале $\sim 10^{-3}$. Эта величина и может служить ориентиром для выбора порога дискриминации в любой другой камере. Повышение порога дискриминации приводит к росту ошибки измерений параметров. По-видимому, для более точного определения параметров вспышек нужно использовать максимально возможное число каналов, в которых относительный вклад фонового свечения ночного неба в суммарную амплитуду сигнала незначителен.

Влияние ограниченности поля зрения детектора и конечности размеров ячейки камеры на определение центраида вспышки

Используя преимущества метода моделирования изображений вспышек, рассмотрим этот вопрос в несколько этапов.

На первом этапе, чтобы исключить влияние конечных размеров ячейки, расчеты

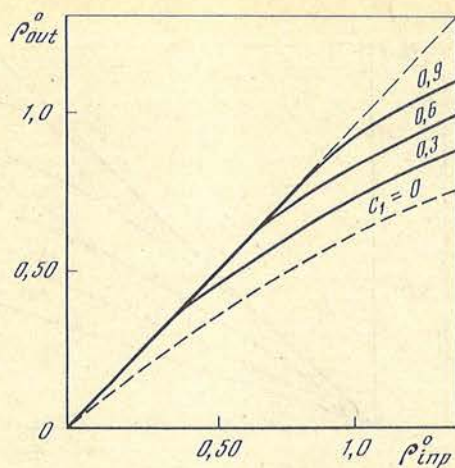


Рис. 3. Зависимость зарегистрированного положения центроида ρ_{out} от заданного ρ_{inp} при применении порога обрезания $P_1 = C_1 A_{max}$ для различных значений коэффициента C_1

Размер заданной вспышки $a_{inp} = 0^\circ,6$; радиус светоприемника $R_c = 1^\circ,3$

были проведены с очень малой квадратной ячейкой размером $0^\circ,02$. При этом фон ночного неба отсутствовал.

Сначала было рассмотрено влияние ограниченности поля зрения на определение "центра тяжести" вспышки (см. выражения (8)). Результаты расчетов приведены на рис. 2. Для простоты рассматривались вспышки круглой формы ($a = b, e = 0$; здесь $e = 1 - b/a$ — эллиптичность вспышки). Из рис. 2 видно, что а) зарегистрированное значение ρ_{out} всегда меньше исходного ρ_{inp} ; б) при размерах вспышек, значительно меньших размера поля зрения светоприемника ($a \ll R$), зарегистрированное положение ρ_{out} практически равно заданному ($\rho_{out} \approx \rho_{inp}$) при малых ρ_{inp} отличие ρ_{out} от ρ_{inp} возрастает с ростом ρ_{inp} ; в) чем больше размер вспышки a , тем сильнее ρ_{out} отличается от ρ_{inp} и тем раньше начинается нелинейность зависимости $\rho_{out}(\rho_{inp})$. Центры тяжести вспышек с достаточно большим значением a практически во всем поле детектора определяются неверно.

Уменьшение систематической ошибки определения ρ_{out} имеет двоякое значение. Во-первых, параметр ρ_{out} определяет прицельное расстояние до оси ливня в случае исследования направленного потока, а также существенен при определении некоторых координатно-зависимых критериев отбора γ -квантов. Во-вторых, ошибка в определении центра тяжести приводит к неправильному определению и других параметров вспышки (размеров и ориентации, см. формулы (6), (7)). Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Отвлекаясь от флуктуаций и конечных размеров ячейки, легко показать, что ограничить влияние края поля зрения детектора на определение центра тяжести или, как его принято называть еще, центроида вспышки, можно введением ограничения числа каналов, учитываемых при определении центроида. Такого ограничения можно добиться введением порога дискриминации $P_1 = C_1 A_{max}$, где C_1 — постоянный коэффициент ($C_1 < 1$), A_{max} — максимальная из всех каналов амплитуда. В суммирование для определения центра тяжести вспышки вводятся каналы, в которых амплитуда сигнала больше P_1 .

Результаты расчетов представлены на рис. 3. Видно, что введение порога P_1 позволяет существенно расширить область поля зрения детектора, в которой положение центроида определяется практически без ошибок. При этом чем больше величина C_1 , тем больше область точного определения центроида вспышки.

Однако в действительности размеры ячейки значительно больше $0^\circ,02$ (и это оправдано по ряду соображений, на которых мы здесь не будем останавливаться). Конечный размер ячейки приводит к тому, что оптимальное значение коэффициента

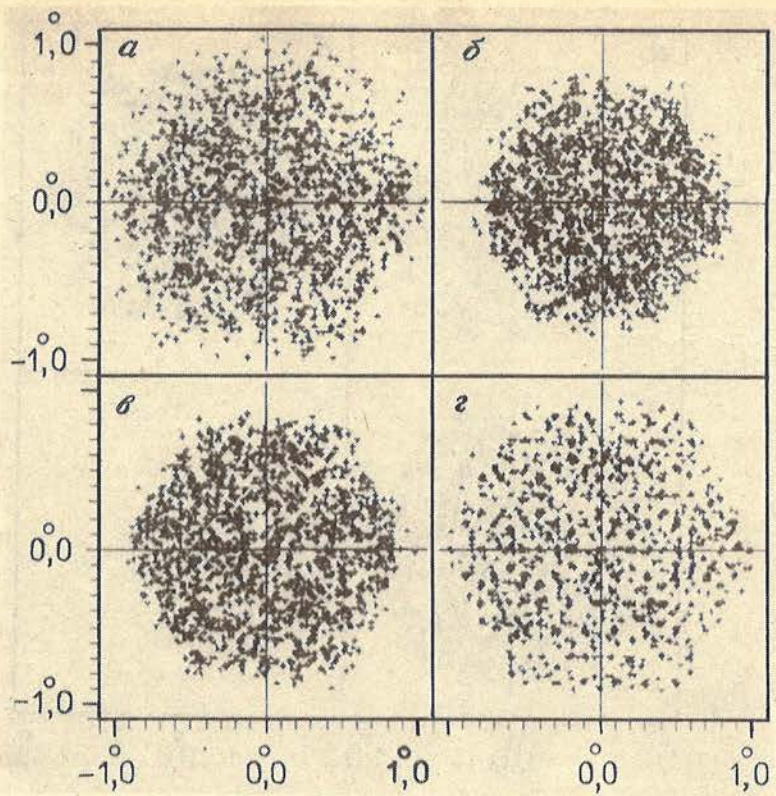


Рис. 4. Распределение положений центров вспышек (x_0, y_0) в фокальной плоскости телескопа для вспышек с размерами $a_{\text{inp}} = 0^\circ,60$; $b_{\text{inp}} = 0^\circ,45$

a – распределение заданных положений $(x_{0 \text{ inp}}, y_{0 \text{ inp}})$; $б-г$ – распределение зарегистрированных положений $(x_{0 \text{ out}}, y_{0 \text{ out}})$: $C_1 = 0,10$ ($б$), $0,35$ ($в$), $0,70$ ($г$)

C_1 вовсе не близко к 1. Для иллюстрации влияния коэффициента C_1 на определение положения центра нами были проведены расчеты, дающие возможность увидеть, как меняется характер распределения регистрируемых (т.е. найденных после обработки) положений центров в зависимости от коэффициента C_1 . Результаты расчетов представлены на рис. 4 для вспышек большого размера: $a = 0^\circ,60 \mp 0^\circ,15$, $b = 0^\circ,45 \mp 0^\circ,12$, а на рис. 5 для маленьких вспышек: $a = 0^\circ,30 \mp 0^\circ,07$, $b = 0^\circ,20 \mp 0^\circ,06$. Для удобства оценок там же представлены распределения центров исходных (т.е. вводимых в расчеты) вспышек.

Из рассмотрения рис. 4 можно сделать некоторые выводы:

1) при низком пороге обрезания центры смещаются к центру поля зрения (рис. 4, б);

2) по мере повышения порога обрезания (рис. 4, в, г) распределение центров расширяется, а стало быть, приближается к исходному (см. рис. 4, а), но одновременно появляется структура, соответствующая расположению ячеек светоприемника.

Аналогичная картина наблюдается и на рис. 5, но здесь ячеистая структура начинает появляться уже при более низких порогах, а при $C_1 = 0,7$ четко видны расположение и размеры 19 центральных ячеек приемной камеры ГТ-48. Такое распределение регистрируемых положений центров объясняется тем, что при повышении порога дискриминации положения центров определяются по 1 – 3 ячейкам.

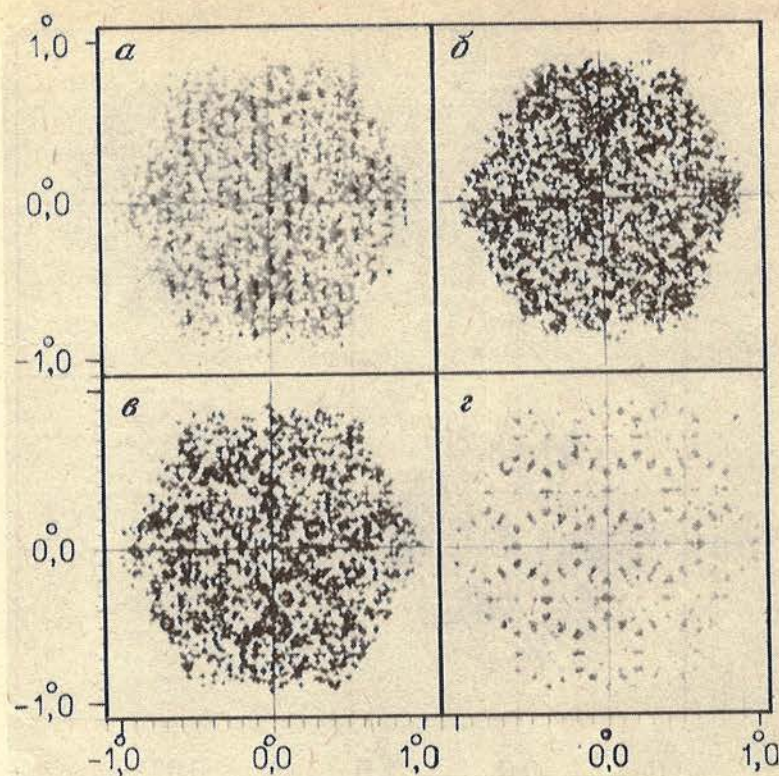


Рис. 5. Распределение положений центров вспышек (x_0, y_0) в фокальной плоскости телескопа для вспышек с размерами $a = 0^\circ,30$; $b = 0^\circ,20$
 Распределения а-г соответствуют рис. 4

Таким образом, с одной стороны, для ослабления влияния края поля зрения необходимо поднимать порог дискриминации $P_1 = C_1 A_{\max}$ как можно выше, а, с другой стороны, конечный размер ячеек детектора требует снижения этого порога.

Для нахождения оптимального значения коэффициента C_1 нами были проведены расчеты среднего значения величины

$$\bar{\rho} = \left((x_{0\text{inp}} - x_{0\text{out}})^2 + (y_{0\text{inp}} - y_{0\text{out}})^2 \right)^{1/2},$$

где $x_{0\text{inp}}$ и $y_{0\text{inp}}$ – координаты центра исходной вспышки (см. разд. 1.), а $x_{0\text{out}}$ и $y_{0\text{out}}$ – координаты центра соответствующей ей зарегистрированной вспышки. Расчеты были проведены для различных угловых размеров вспышек и представлены на рис. 6. Из рис. 6 видно, что с ростом коэффициента C_1 величина $\bar{\rho}$ сначала уменьшается, вследствие ослабления влияния края поля, а затем начинает расти из-за уменьшения числа ячеек, по которым находится положение центра. Следует также отметить, что оптимальное значение C_1 линейно зависит от размеров вспышек.

Поскольку при выделении изображений вспышек, вызванных гамма-квантами, на фоне вспышек от космических лучей основное значение имеют вспышки малых размеров ($0^\circ,30 - 0^\circ,45$); в дальнейшем мы будем пользоваться коэффициентом $C_1 = 0,2$, как наиболее приемлемым для данных значений размеров вспышек.

Следует заметить, что оптимальное значение коэффициента C_1 зависит не только от размеров поля зрения детектора и ячейки, но и от мастер-сигнала схемы совпа-

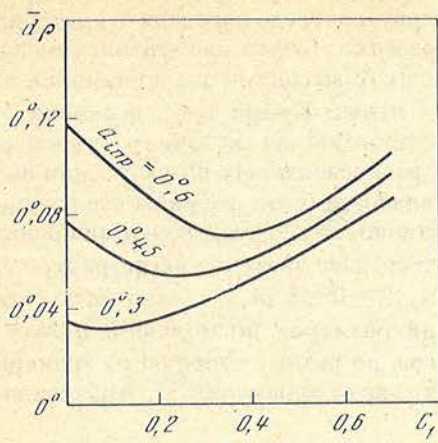


Рис. 6. Ошибка измерения положения центра \$\bar{d\rho}\$ как функция порога обрезания \$C_1\$

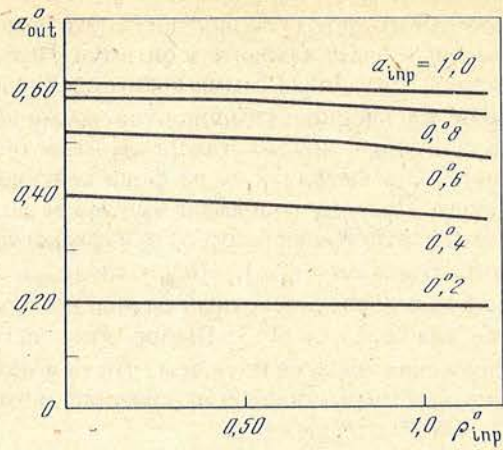


Рис. 7. Зависимость зарегистрированного размера вспышки \$a_{out}\$ от заданного положения ее центра \$\rho_{inp}\$ для различных значений исходных размеров \$a_{inp}\$

дений, от области расстояний R_{max} центроидов вспышек от центра поля зрения. Поэтому выбор этой величины следует делать отдельно для каждого конкретного случая. Правда, наличие плавного минимума дает уверенность, что величина C_1 не так сильно зависит от обсужденных факторов.

Влияние ограниченности поля зрения детектора на измерение вторых моментов распределения яркости и ориентационного угла

Ограниченность поля зрения и конечные размеры ячейки детектора, безусловно, оказывают влияние на определение вторых моментов распределения яркости во вспышке a_{out} , b_{out} и на ориентационный угол ϕ_{out} . На рис. 7 показаны зависимости величины a_{out} от расстояния между центроидом вспышки ρ_{inp} и центром поля зрения при различных значениях a_{inp} . Расчеты сделаны для очень малых размеров ячейки ($0^\circ,02$) и без учета свечения ночного неба. В таком варианте расчетов единственным фактором, влияющим на искажение величины a_{out} , является ограниченность поля зрения детектора. Напомним, что расчеты проводились для камеры размером $R_c = 1^\circ,3$. Из рис. 7 видно, что даже для центрально расположенных вспышек ($\rho_{inp} = 0^\circ,0$) с размером $a_{inp} \geq 0^\circ,4$ часть света вспышки оказывается вне поля зрения детектора и вспышка регистрируется с меньшим размером $a_{out} < a_{inp}$. Аналитический расчет показал, что при любых значениях a_{inp} регистрируемая длина вспышки $a_{out} \leq R_c / \sqrt{2}$, т.е. ограничивается только величиной поля зрения детектора. Из рис. 7 видно также, что отклонение величины a_{out} от a_{inp} растет и с увеличением размера вспышки a_{inp} , и по мере удаления вспышки от центра камеры, т.е. с увеличением ρ_{inp} . Понятно, что из-за потери части информации о распределении света во вспышке искажаются все параметры вспышки: размеры (см. рис. 7), форма (круглая вспышка при $\rho_{inp} > 0$ станет эллиптической), ориентация (по мере приближения к краю детектора вспышки оказываются сорентированными преимущественно перпендикулярно направлению на его центр).

Как показали расчеты, уменьшить эти искажения можно тем же методом, каким уменьшилась ошибка определения положения центра. Однако при повышении порога дискриминации одновременно с уменьшением диапазона изменения регистри-

руемых размеров a_{out} уменьшаются и абсолютные значения a_{out} . Для нахождения оптимального метода обработки необходимо в первую очередь определить критерии, по которым будет находиться оптимум. Цель обработки – отделение вспышек малых размеров, вызванных гамма-квантами, от больших (с высокими значениями a и b), вызванных ядерной компонентой космических лучей. Кроме того, вспышки от направленного потока гамма-квантов ориентированы на источник, что дает возможность выделять их на фоне хаотически распределенных по углу адронных вспышек. Поэтому в качестве критериев оптимальности были выбраны следующие величины: отношения $\Delta a/\sigma_a$, $\Delta b/\sigma_b$ и среднее квадратичное отклонение ориентационного угла σ_φ . Здесь $\Delta a = (a_{out})_1 - (a_{out})_2$, где $(a_{out})_1$ – это среднее значение регистрируемых размеров вспышек, исходный размер которых $(a_{inp})_1 = 0^\circ,45$, $(a_{out})_2$ – соответственно то же для $(a_{inp})_2 = 0^\circ,3$. Выбор этих значений размеров по большой полуоси изображения определяется тем, что они находятся по разные стороны от границы разделения гамма-квантов от протонов, которая равна примерно $0^\circ,37$. Аналогично $(b_{inp})_1 = 0^\circ,30$ и $(b_{inp})_2 = 0^\circ,20$.

Необходимо подробнее объяснить происхождение величин σ_a и σ_b . Для расчетов мы принимаем очень маленькие значения для дисперсии исходных размеров $\sigma_{inp} = 0^\circ,001$. Дисперсия регистрируемых размеров $(\sigma_a)_{out}$ и $(\sigma_b)_{out}$ вызывается в принципе тремя факторами: а) флуктуациями от свечения ночного неба; б) изменением a_{out} по полю зрения детектора, т.е. от центра к краю, и в) собственной дисперсией, связанной с пуассоновскими флуктуациями числа фотоэлектронов в каналах регистрации. Эти же причины вызывают дисперсию по ориентационному углу $\sigma_\varphi = \sqrt{(\varphi_{out} - \varphi_{inp})^2}$. Применяемый нами метод моделирования позволяет исключить вклад в дисперсию по a , b и φ дисперсии исходных величин, что дает возможность более надежно определить оптимальный метод обработки. Более того, для того чтобы исключить влияние энергии вспышки на метод обработки, исследование проводилось для дискретного набора энергий. Таким образом, мы получили возможность провести детальное исследование зависимости оптимальных параметров обработки от параметров вспышки.

Расчеты проводились следующим образом. Вычислялись величины $\Delta a/\sigma_a$, $\Delta b/\sigma_b$, σ_φ для вспышек с $a_{inp} = 0^\circ,30$ и $a_{inp} = 0^\circ,45$ при различных порогах дискриминации. Каналы, в которых амплитуда сигнала была меньше порога дискриминации, в суммирование для определения a_{out} , b_{out} и φ не входили. По результатам расчетов находилось значение порога дискриминации, соответствующее максимальным значениям $\Delta a/\sigma_a$ и $\Delta b/\sigma_b$, а также минимальным значениям σ_φ . Также расчеты были проведены для различных значений амплитуд сигналов в центре вспышки A_{max} , т.е. при разных энергиях ливня. Результаты расчетов представлены в таблице:

A_{max}	$\Delta a/\sigma_a$	$\Delta b/\sigma_b$	$\sigma_\varphi(0^\circ,3)$	$\sigma_\varphi(0^\circ,45)$	P_{opt} (дискр.)
37	1,66	2,05	20°	14°	7
75	3,12	2,25	18°	8°	8
150	4,37	3,66	9°	5°	10
225	6,54	5,81	7°	4°	7

Как видно из таблицы, оптимальные значения порога для определения $\Delta a/\sigma_a$ и $\Delta b/\sigma_b$ не всегда совпадают с оптимальными значениями, определенными по σ_φ , но близки друг к другу.

Оказалось, что оптимальное значение порога дискриминации практически не меняется с изменением энергии. Этот вывод имеет большое значение. Следует отметить, что в работах коллаборации Уиппла принято устанавливать порог дискриминации, равный определенной доле от суммарного сигнала: 0,5 – 1,0% [10], [19]. Из

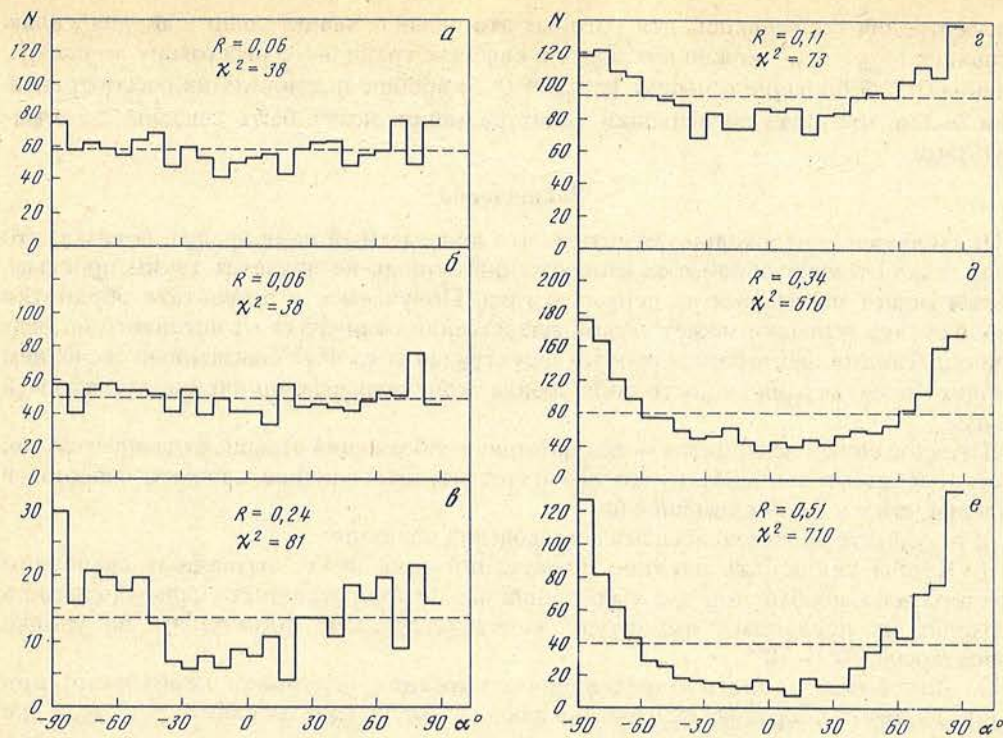


Рис. 8. Частотные распределения по азимутальному углу α для вспышек различных размеров на различных расстояниях от центра поля зрения детектора

R – значение критерия Рэля, $\chi^2_{\nu=23}$ – значение критерия Пирсона; штриховые линии – средние значения.

a–*в*: распределения для вспышек с $a = 0^\circ,3$ и $b = 0^\circ,2$; *г*–*е*: $a = 0^\circ,6$, $b = 0^\circ,4$

Распределения *a*, *г* – для вспышек с центроидом в круге радиусом $\rho = 0^\circ,6$; *б*, *д* – для вспышек с центроидом в интервале $0^\circ,6 \leq \rho \leq 0^\circ,8$; *в*, *е* – $0^\circ,8 \leq \rho \leq 1^\circ,0$

наших исследований становится очевидным, что такой подход далек от оптимального.

Численно величина порога дискриминации приблизительно равна порогу дискриминации флуктуаций числа фотоэлектронов. Из этого можно предположить, что при отсутствии свечения ночного неба порог дискриминации должен был бы равняться нулю. Одновременно из этого следует, что влияние края поля зрения на определение вторых моментов нельзя уменьшить введением порога дискриминации.

Тем не менее, как показывают расчеты, распределение регистрируемых вспышек по ориентационному углу ϕ неизотропно. Эта неизотропность хорошо видна при построении частотного распределения регистрируемых вспышек по азимутальному углу α , т.е. углу между направлением вытянутости вспышки и направлением на центр светоприемника.

На рис. 8 представлены частотные распределения по азимутальному углу α для вспышек различных размеров на различных расстояниях от центра поля зрения детектора. Хорошо видно, что даже для вспышек с $a_{\text{инп}} = 0^\circ,3$ в зоне $0^\circ,8 < \rho_{\text{инп}} < 1^\circ,0$ распределение сильно анизотропно. Хотя доля событий, регистрируемых в этой области, и невелика, при определенных обстоятельствах такое распределение может усложнить интерпретацию получаемых результатов. Что же касается вспышек с $a_{\text{инп}} = 0^\circ,6$, то их распределение даже в центральной части поля детектора обладает заметной анизотропией.

Единственно приемлемым способом программного исключения влияния края поля зрения на азимутальное распределение вспышек остается исключение из

рассмотрения тех вспышек, для которых это влияние значительно. Так, для малых вспышек ($a_{\text{inp}} \approx 0^\circ,3$) можно поставить в качестве граничного расстояние до центра, равное $0^\circ,6$, а большие вспышки (с $a_{\text{inp}} \geq 0^\circ,5$) вообще исключить из рассмотрения, тем более, что вряд ли вспышки таких размеров могут быть связаны с гамма-квантами.

Заключение

В заключение необходимо отметить, что проведенный нами анализ, показал, что вопрос о методике обработки изображений отнюдь не является таким простым, каким может показаться на первый взгляд. Получаемое в результате обработки изображение вспышки может весьма существенно отличаться от истинного по ряду причин. Такими факторами являются флуктуации тока ФЭУ, вызванные свечением ночного неба, ограниченность поля зрения, конечный размер ячейки детектора и другие.

Предложенный нами метод моделирования изображений вспышек отличается, как уже отмечалось выше, тем, что позволяет изучить влияние каждого фактора в отдельности и в любой комбинации.

В результате проведенных нами исследований показано:

1. Чтобы исключить влияние флуктуаций тока ФЭУ, вызванных свечением ночного неба, необходимо при вычислении параметров исключать каналы, сигнал в которых не превышает амплитуду, соответствующую флуктуации на уровне вероятности $10^{-3} - 10^{-4}$.

2. Для более точного определения положения центроида необходимо при вычислении его координат исключать каналы C амплитудой сигнала $A_1 < C_1 A_{\text{max}}$, где A_{max} – максимальная амплитуда сигнала в канале, а величина C_1 определяется, с одной стороны, соотношением между характерным размером вспышки $\theta = \sqrt{ab}$ и размером ячейки. С другой стороны, фактором, влияющим на оптимальное значение величины C_1 , является ограниченность поля зрения детектора. При этом число каналов, включаемых в суммирование, оказывается равным примерно 10 независимо от размера вспышки.

3. Если в качестве критерия оптимальности нахождения вторых моментов принять максимальное значение их коэффициентов разрешения $\Delta a/\sigma_a$ и $\Delta b/\sigma_b$, а для ориентационного угла – минимум дисперсии σ_φ , то оптимальный способ обработки результатов измерений заключается в исключении из суммирования тех каналов, в которых амплитуда сигнала меньше порога дискриминации флуктуации ночного неба. Напомним, что он соответствует флуктуациям тока ФЭУ на уровне вероятности $10^{-3} - 10^{-4}$. Этот результат практически не меняется, если учесть влияние краевой зоны. По-видимому, при определении вторых моментов минимальная ошибка получается при учете всех каналов регистрации, кроме тех, в которых сигнал связан только со свечением ночного неба.

4. И наконец, следует отметить, что ограниченность поля детектора приводит к сильной анизотропии в распределении ориентационного угла вспышек. Это нарушение изотропии связано также с работой схемы совпадений. Нам представляется, что уменьшить эти искажения применением каких-либо методов обработки нельзя. Вспышки, искаженные влиянием края поля детектора, т.е. близкие к краю детектора, должны исключаться из рассмотрения.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cawley M.F., Fegan D.G., Harris K. et al. // Exp. Astron. 1990. Vol. 1. P. 173.
2. Fomin V.P., Kornienko A.P., Neshpor Yu.I. et al. // Crimean Journ. of Astrophys. Vol. 2 (in press).
3. Aharonian F.A., Akhperjanian A.G., Kunkanian A.S., et al. // Proc. 12th Intern. Cosmic Ray Conf. Ireland. 1991. Vol. 2. P. 615.

4. Зацепин В.И., Чудаков А.Е. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 6. С. 1622.
5. Rieke G.H. // *Amitsonian Astrophys. Special. Rep.* 1969. N 301.
6. Hill D.A., Porter N.A. // *Nature.* 1961. Vol. 191. P. 690.
7. Vladimirsky B.M., Neshpor Yu.I., Stepanian A.A. et al. // Proc. 18th Intern. Cosmic Ray Conf. India. 1983. IA4-13.
8. Cuyley M.F., Fegan D.J., Gibbs K. et al. // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. USA. 1985. Vol. 3. P. 449.
9. Zyskin Yu.L., Vladimirsky B.M., Neshpor Yu.I. et al. // Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf. USSR. 1987. Vol. 2. P. 342.
10. Hillas A.M. // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. USA. 1985. Vol. 3. P. 445.
11. Зыскин Ю.Л. // *Вопр. атомной науки и техники.* 1987. Т.2(33). С. 37.
12. Zyskin Yu.L. // Proc. Intern. Workshop VHE Gamma-ray Astronomy USSR. 1989. P. 148.
13. Zyskin Yu.L., Kornienko A.P. // *Ibid.* P. 143.
14. Kornienko A.P. // *Ibid.* P. 138.
15. Chilingarian A.A., Cawley M.F. // Proc. 22yh Intern. Cosmic Ray Conf. Ireland. 1991. Vol. 1. P. 460.
16. Зыскин Ю.Л. Угловые и спектральные характеристики черенковского излучения ШАЛ и их применение в гамма-астрономии сверхвысоких энергий: Дис. ... канд. физ.-мат.наук. Л., 1988.
17. Владимирский Б.М., Зыскин Ю.Л., Нешпор Ю.И. и др. // *Космические лучи.* 1988. Т. 25. С. 78.
18. Владимирский Б.М., Зыскин Ю.Л., Нешпор Ю.И. и др. // *Изв. АН СССР.* 1988. Сер. физ. Т. 50, № 11. С. 2221.
19. Cawley M.F., Fegan D.G., Harris K. et al. // Proc. 21th Intern. Cosmic Ray Conf. Australia. 1990. OG10. 2-2.
20. Zyskin Yu.L. // *Ibid.* OG10. 2-7.

УДК 519.237.7; 520.88:524.1

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СВЕТОВОДОВ В СВЕТОПРИЕМНИКАХ ЧЕРЕНКОВСКИХ ГАММА-ТЕЛЕСКОПОВ ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ

Б.М. Владимирский, Р.Г.* Мирзоян, Ю.И. Нешпор

Измерена эффективность светосбора конического фокона из оргстекла в функции угла падения светового пучка. Показано, что применение таких фоконов в светоприемниках черенковских гамма-телескопов 2-го поколения позволяет повысить коэффициент использования света на множитель 1,7.

THE EFFICIENCY OF LIGHTGUIDE APPLICATION IN IMAGE CAMERAS OF GAMMA-RAY CHERENKOV TELESCOPES OF 2-ND GENERATION, by B.M. Vladimirsky, R.G. Mirzojan, Yu.I. Neshpor. The efficiency of lightcollection of the conical focons was measured as a function of incidence angle of the light. It was shown that application of the focons in image cameras of Gamma-ray Cherenkov telescopes of -2nd generation may increase the utilization factor of the light up to 1.7.

Регистрация гамма-квантов сверхвысокой энергии в современных гамма-телескопах осуществляется путем выделения электромагнитных каскадов из числа зафиксированных широких атмосферных ливней (ШАЛ), обусловленных космическими лучами. Такое выделение осуществляется из анализа изображений черенковских вспышек ШАЛ. Техника измерений подробно описана в обзорных статьях [1-4].

Светоприемники гамма-телескопов 2-го поколения, с помощью которых получают изображения черенковских вспышек ШАЛ, представляют собой связки фотоумножителей. При сборке такой связки ФЭУ не могут располагаться вплотную друг к другу. Но даже если это оказалось бы возможным, то между катодами ФЭУ все равно осталось бы некоторое расстояние из-за наличия в них краевых эффектов. По этим причинам в такой конструкции неизбежны значительные потери света. Кроме того, изображение вспышки будет "пятнистым": из всего контура вспышки, имеющего форму эллипсоида, будут зарегистрированы только те участки, которые проектируются на фотокатоды. Какие-либо детали в распределении яркости, оказавшиеся в проекции на промежутки между ФЭУ, не фиксируются.

© Б.М. Владимирский, Р.Г. Мирзоян, Ю.И. Нешпор, 1995

*Ереванский физический институт. Республика Армения.

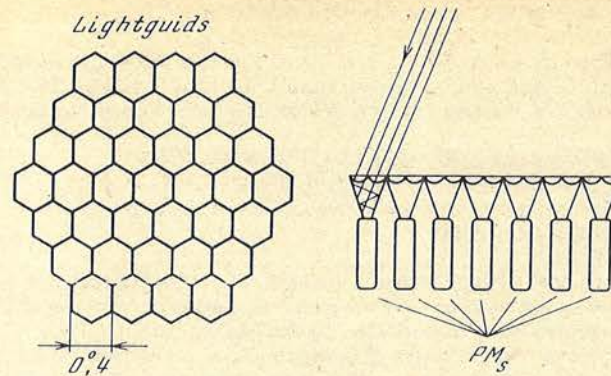


Рис. 1. Геометрия многоканального светоприемника гамма-телескопа, в котором применены световоды-фоконы

Слева – вид сверху; справа – вид сбоку. Показан ход лучей, собираемых фоконом на фотокатод

Чтобы избежать этих потерь и "пятнистого" изображения, было предложено применить световоды [2]. Эти световоды (рис. 1) представляют собой конические фоконы полного внутреннего отражения, находящиеся в оптическом контакте с катодом ФЭУ. Входные окна световодов образуют шестигранники, вплотную примыкающие друг к другу. Выходное окно – круг с диаметром, несколько меньшим диаметра фотокатода ФЭУ. Высота фокона, изготавливаемого из оргстекла, была выбрана расчетным путем из условия оптимальности светосбора.

Применение световодов позволяет существенно увеличить коэффициент использования светового потока и довести его до 80–90%. Без световодов трудно добиться значения этого коэффициента более 50%. Кроме того, более равномерное использование светового потока дает возможность избежать искажений параметров (формы) черенковской вспышки, которые неизбежны при анализе "пятнистого" изображения.

В самом световоде, понятно, также неизбежны некоторые потери света. Эффективность светосбора ρ описывается соотношением

$$\rho = (R_1 / R_2)^2 = (1 - \cos \alpha_1) / (1 - \cos \alpha),$$

где R_1 и R_2 – соответственно радиусы входного и выходного окон, а α и α_1 – углы входа и выхода меридионального луча. Угол α не может превышать критического значения α_{max} (условие прохождения через фокон), а α_1 не должен быть больше некоторого значения, определяемого коэффициентами преломления материала фокона, материала вещества, применяемого для иммерсии, и стекла фотокатода. В оргстекле имеет место поглощение света. Кроме того, при отклонении источника света от оптической оси фокона условия прохождения нарушаются и часть света теряется. Для того чтобы частично избежать этого вида потерь, необходимо применять фоконы, чья образующая является параболой (параболический фокон) [3], но это представляет значительные трудности при изготовлении. При довольно больших углах ϕ входа светового пучка в световод (ϕ – апертурный угол телескопа) эти потери для конусных фоконов могут быть значительными, и тогда применение фоконов может оказаться нецелесообразным.

Приведем значения апертурных углов для некоторых гамма-телескопов. Так, например, для гамма-телескопа ГТ-48 Крымский астрофизической обсерватории [1] (один элемент оптической системы телескопа состоит из четырех 1,2-метровых зеркал с фокусным расстоянием 5 м) этот угол составляет не более 15°. Для гамма-телескопа [4], который состоит из 19 сферических зеркал диаметром 60 см каждое с фокусным расстоянием 5 м, апертурный угол не более 20°. В обсерватории Уиппла [5] диаметр оптического составного зеркала 10 м и фокусное расстояние 7,3 м, апертурный угол не более 35°.

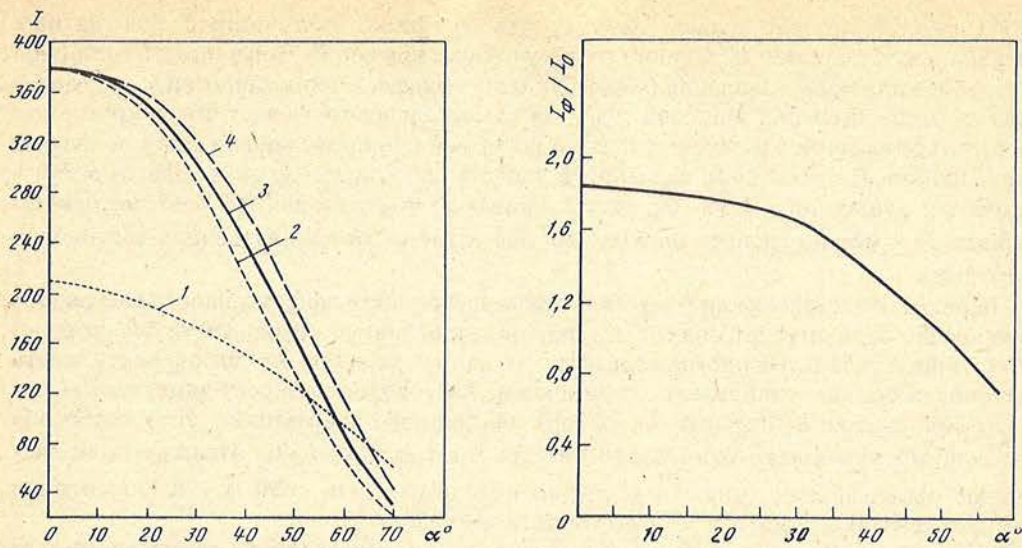


Рис. 2. Зависимость величины светосбора от угла падения α светового источника на фокон

1 – одиночный ФЭУ, источник света – лампа накаливания; 2–4 – ФЭУ со световодом, источники света: лампа накаливания (2), с излучением в полосе $\lambda = 3370,0 \div 3371,5 \text{ \AA}$ (3), с излучением в полосе $\lambda = 4000 \div 4500 \text{ \AA}$ (4)

Рис. 3. Дифференциальная зависимость эффективности световодов от угла α

Поскольку перечисленные виды потерь не поддаются простому расчету, то не вполне ясно, какой именно выигрыш получится при применении световодов в упомянутых гамма-телескопах. В связи с этим эффективность фокона в зависимости от угла падения света была измерена экспериментально. Измерения проводились для конусного фокона из оргстекла типа СТ, применяемого в гамма-телескопах [1] и [4]. Поглощение светового потока в области 400–450 нм такого оргстекла на длине 30 мм составляет не более 3%. Диаметр входного окна световода, высота и диаметр выходного окна составляют соответственно 35 : 30 : 20 мм.

Использовались те же самые ФЭУ, которые стоят в светоприемниках соответствующих гамма-телескопов ФЭУ-130 и ФЭУ-140, спектральные характеристики которых мало различаются. Прежде всего измерения проводились с источником света в виде обыкновенной лампы накаливания для одиночного ФЭУ-130 (рис. 2, кривая 1) и ФЭУ-130 со световодом (рис. 2, кривая 2) при следующих условиях: размер выходного окна излучателя составлял 37 мм и излучатель был удален от светоприемника (ФЭУ-130) на расстояние 6 м. Кривая зависимости величины светосбора от угла падения α света от источника (лампа накаливания) на световод с ФЭУ-140 совпадает с кривой 2 на рис. 2, поэтому здесь не приводится.

Измерения также проводились с применением импульсного лазера типа ИЛГИ-503. Излучатель лазера – газовый, на молекулярном азоте, диапазон излучения $\lambda = 3370,0 \div 3371,5 \text{ \AA}$. Свет от лазера передавался посредством волоконно-оптического световода диаметром 0,4 мм с апертурным углом 30° , выходное окно которого располагалось от светоприемника (фокон + ФЭУ) на расстоянии 3 м. Измерения проводились в двух энергетических диапазонах на длине волны $\lambda = 3370,0 \div 3371,5 \text{ \AA}$ (см. рис. 2, кривая 3) и с преобразованием этого потока в излучение в полосе 4000 \div 4500 \AA , что соответствовало максимуму спектральной чувствительности ФЭУ-140 (рис. 2, кривая 4). Результаты всех измерений в функции от угла падения α света от источника на световод представлены на рис. 2, где по оси у отложено значение светового потока в условных единицах.

Из рис. 2 прежде всего следует, что графики, полученные для разных спектральных диапазонов, хорошо согласуются между собой. Зависимость величины светосбора для малых значений $\alpha = 0 + 20^\circ$ очень близка к теоретической зависимости вида $\cos\alpha$; для больших значений угла α реальная зависимость идет более круто, чем $\cos\alpha$, что объясняется дополнительными потерями при прохождении света под углом через фоконы. На основании сказанного выше и сопоставления двух зависимостей – одной для одиночного ФЭУ (см. рис. 2, кривая 1) и другой для ФЭУ со световодом (кривая 2) – можно сделать выводы об эффективности использования световодов (фоконов).

На рис. 3 представлена дифференциальная зависимость эффективности световодов (отношение величины потока света с фоконом к величине потока света без фокона) от величины угла α . Из рисунка следует, что вплоть до углов $\alpha = 50^\circ$ эффективность световодов больше единицы, т.е. применение световодов приносит заметный выигрыш. При оценке выигрыша светосбора для данного апертурного угла телескопа необходимо учитывать отношение интегралов $\int I_\phi d\alpha / \int I_0 d\alpha$. Используя приведенные выше данные (рис. 3), нетрудно подсчитать, что если $\phi = 20^\circ$, выигрыш составляет $\approx 80\%$, а при $\phi = 35^\circ$ – соответственно 75% .

Таким образом, мы приходим к заключению, что применение в светоприемниках гамма-телескопов 2-го поколения простых конусных световодов (фоконов), выполненных из оргстекла, дает значительный выигрыш в качестве изображения.

Заметим, что более эффективно применение параболических фоконов, выполненных из кварца.

Май 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fomin V.P., Kornienko A.P., Neshpor Yu.I. et al. // Crimean Jour. of Astrophys. Vol. 2 (in press).
2. Fomin V.P., Neshpor Yu.I., Shitov V.G. et al. // Proc. 18th Intern. Conf. on Cosmic Ray, Bangalor, India, 1983. Vol. 6. P. 223–226.
3. Баранов В.К., Мельников Г.К. // Опт.-мех. пром-сть. 1966. Т. 9. С. 1–4.
4. Авакян В.В., Авунджян А.Т., Агаджанян С.А. и др. // Вопр. атомной науки и техники. 1987. Вып. 2/33. С. 12–29.
5. Weekers T.C. // Phys. Rep. 1988. Vol. 160. P. 3–121.

УДК 520.3; 520.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЛЕВИЗИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА СРЕДНЕГО РАЗРЕШЕНИЯ

А.А. Шляпников

Проанализирован ряд особенностей использования цифрового телевизионного спектрометра среднего разрешения, работающего в фокусе куде телескопа МТМ-500 Крымской астрофизической обсерватории. Оценены позиционные и фотометрические ошибки, возникающие в различных режимах работы комплекса. Найдены уравнения, указывающие на возможность учета некоторых систематических ошибок. Проведены наблюдения нескольких объектов, для которых определена точность измерения спектров.

THE MEDIUM-RESOLUTION TV SPECTROMETER PERFORMANCE TESTS, by A.A. Shlyapnikov.
The application specifications of the digital medium-resolution TV spectrometer installed at Coude focus of MTM-500 telescope of the Crimean Astrophysical Observatory were analyzed. Positioning and photometrical errors occurring due to various operational modes of the installations are qualified. The rationels allowing to account on several systematic errors are defined. Several objects were observed and their spectrogram dimension accuracy has been identified.

© А.А. Шляпников, 1995

Актуальность нового взгляда на небольшие телескопы для астрофизических исследований обусловлена значительным прогрессом в развитии светоприемной и вычислительной техники. Организация наблюдений, не требующих высокой точности, на малых телескопах может освободить большие инструменты от необходимости решения задач, которые нуждаются в значительном наблюдательном времени. Возможность получения длительных рядов однотипных наблюдений достаточно слабых звезд (до 12^m), имеющих значительные изменения в спектре, стимулировала интерес к работам по вводу в строй цифрового телевизионного спектрометра.

Применение телевизионных комплексов, обеспечивающих цифровую регистрацию информации, имеет много преимуществ [1–3]. Однако необходим самый тщательный анализ различных погрешностей, связанных с работой как самих светоприемников, так и систем, в состав которых они входят. Иначе возможны искажения информации, что впоследствии может привести к ее неверному толкованию.

Некоторые характерные искажения, вносимые в исходную информацию при ее регистрации на телевизионной аппаратуре для спектрофотометрических измерений, описанной в [4], в сочетании со спектрометром среднего разрешения [5], были изучены с целью определения особенностей использования этого цифрового телевизионного спектрального комплекса (ЦТСК) на телескопе МТМ-500 Крымской обсерватории. Особое внимание уделялось ошибкам, учет которых может повысить точность получаемых наблюдений.

Регистрация спектров производилась на 0,5-метровом телескопе ($F = 6,5$ м) с круглой входной диафрагмой диаметром 0,2 мм ($6''$), заменяющей щель спектрометра, и дифракционной решеткой 600 штр./мм, работающей в первом порядке. Спектр проецировался на фотокатод изоконя перпендикулярно строчной развертке. Информация регистрировалась в 1000 стробированных каналах. Дисперсия спектрометра составляла около $1,6 \text{ \AA}/\text{канал}$. Режимы накопления сигнала на мишени передающей телевизионной камеры (ПТК), ослабление видеосигнала, напряжение на модуляторе и количество суммируемых в ЭВМ кадров подбирались в зависимости от яркости регистрируемого изображения. Время, затрачиваемое на запись одного спектра, составляло в среднем не более 15 мин для звезды, близкой к 12^m , при усреднении в ЭВМ 100 кадров.

1. Исследование позиционной стабильности

Для исследования стабильности положения центров тяжести спектральных линий (ЦСЛ) применялась лампа с He–Ar–Ne-наполнением, которая служит в спектрографе для получения спектра сравнения.

Учитывая возможные варианты работы ЦТСК во время реальных наблюдений и штатное размещение спектрометра со светоприемной частью на подвижной платформе (каретке), укрепленной в фокусе куде 500-мм телескопа Максудова, исследовалась позиционная стабильность ЦСЛ при неподвижном положении телескопа и каретки, при их совместном вращении и при раздельном вращении телескопа относительно каретки.

При неподвижном положении телескопа и каретки изучался уход спектральных линий от первоначального положения с течением времени, связанный с возможным изменением параметров работы электронной части ЦТСК. Для получения необходимых данных производилось по две записи спектра сравнения через 15 мин в течение 5 ч. Затем вычислялось положение ЦСЛ относительно первого канала и находилось среднее положение ЦСЛ по двум записям. По результатам эксперимента были построены графики ухода ЦСЛ с течением времени, приведенные на рис. 1.

Из графиков видно, что уход линий приводит к некоторому уменьшению раstra по вертикали, т.е. линии, расположенные по обе стороны от середины кадра, смещаются

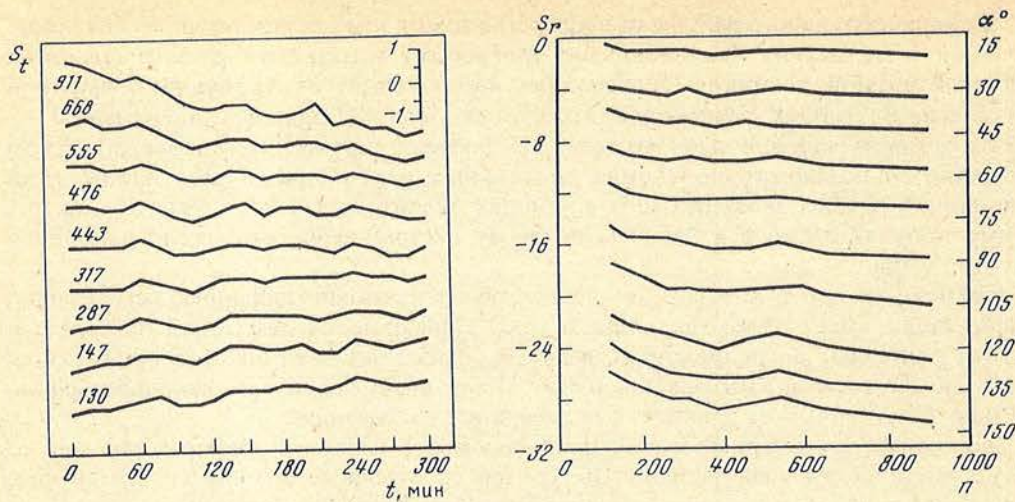


Рис. 1. Зависимость смещения ЦСЛ S_t от времени работы ЦТСК

Указаны номера каналов, соответствующие среднему положению ЦСЛ за все время эксперимента. В правом верхнем углу показан масштаб смещения в каналах

Рис. 2. Зависимость относительного смещения ЦСЛ S_r от угла α поворота системы телескоп-спектрометр-ПТК и положения спектральных линий n в поле светоприемника в каналах

с течением времени к центру. При этом имеют место некоторые флуктуации положений линий в процессе смещения. Причем в данном случае флуктуации с разной амплитудой происходит синхронно по всему полю кадра.

Учитывая обнаруженные геометрические изменения раstra с течением времени, оказалось возможным определение максимального ухода ЦСЛ в зависимости от положения в кадре.

Анализ данных максимального ухода положений центров спектральных линий в течение 1-го часа после начала эксперимента и по прошествии 1,5 и 5 ч показал, что в течение 1-го часа работы ЦТСК уход линий по всему полю кадра не превышал 0,5 канала. Однако по прошествии 5 ч работы уход линий, расположенных за 800-м каналом, уже составлял более 1,5 канала (около 3 Å), хотя в центральной части кадра смещение осталось в пределах половины канала.

Для определения причин асимметричности максимального смещения ЦСЛ относительно центра кадра был изучен максимальный почасовой уход линий, на основании анализа которого можно сделать вывод, что максимальное смещение линий в течение 1-го часа работы аппаратуры составляет в основном не более 0,5 канала. При этом имеет место практически постоянный систематический уход линий в верхней части кадра (с 500-го канала и выше) и хаотическое смещение центров линий в нижней части кадра, что и определяет асимметричность в смещении линий при длительной работе ЦТСК.

Возможно, что кратковременные флуктуации положений ЦСЛ происходили вследствие недостаточной термостабилизации фокусирующей и отклоняющей системы ПТК при проведении эксперимента. Однако изменение температуры в пределах $\pm 0,5^\circ$ является не единственной причиной флуктуаций положений линий и, очевидно, не влияет на их общее смещение. Но с целью минимизации возможных ошибок позиционных измерений необходима более жесткая термостабилизация светоприемника.

Главное влияние на геометрические изменения кадра с течением времени, а также на кратковременные флуктуации оказывает, вероятно, некоторая нестабильность работы электронной части ЦТСК.

Наличие смещения ЦСЛ, зависящего от времени и от положения спектральной линии в поле кадра, требует учета при последующей обработке спектральных наблюдений. В общем случае смещение S_i является функцией двух переменных t и n , где t – время в часах, прошедшее с некоторого начального момента определения положения ЦСЛ до момента, в который определяется смещение линии, а n – номер канала в телевизионном растре, соответствующий центру спектральной линии в начальный момент. Оценка смещения может быть найдена из уравнения

$$S_i = -t(n5,23 \cdot 10^{-4} - 0,196) + n1,0002 + 0,06. \quad (1.1)$$

Наиболее вероятное значение средней квадратичной ошибки одного измерения смещения при использовании (1.1) было оценено по ряду, состоящему из модулей разностей измеренного положения ЦСЛ и рассчитанного по уравнению. Величина ошибки, определенная таким образом, составила 0,13 канала, что находится в пределах точности 0,2 канала, обеспечиваемой при определении ЦСЛ.

Самое значимое влияние на положение спектра в поле светоприемника может оказывать недостаточная жесткость элементов конструкции спектрометра и телевизионной камеры. Искажения, связанные с возможными механическими гнугтиями, были исследованы при совместном вращении телескопа и каретки фокуса куде с установленными на ней спектрометром и ПТК. Для оценки происходящих при этом смещений ЦСЛ осуществлялось по две записи спектра сравнения через каждые 15° поворота. Эксперимент проводился в течение 30 мин с целью избежать наложения на смещение линий их ухода с течением времени.

Результаты измерений представлены на рис. 2. Хорошо видно, что при повороте происходит постепенный уход ЦСЛ по кадру, который составляет в среднем 28 каналов при 150° поворота. Это существенная величина, которую необходимо учитывать при обработке спектров, так как при наблюдениях, например одного объекта в течение часа, уход спектра в поле светоприемника составит 2,8 канала или около 5 \AA .

Наряду с перемещением ЦСЛ по кадру было обнаружено различие в абсолютном смещении линий в верхней и нижней частях раstra при максимальном повороте. Так, в районе 900-го канала разность между начальным положением спектральной линии до поворота и окончательным после поворота составила 30 каналов, а в районе 120 канала – 26 каналов. Такое расхождение потребовало анализа разниц между начальным положением ЦСЛ и последующими. По графикам видно, что разность в положениях ЦСЛ увеличивается постепенно с увеличением угла поворота, причем на общее смещение накладывается некоторое искривление самих линий, что особенно хорошо заметно в виде излома на трех самых нижних графиках.

Очевидно, что постепенное изменение угла наклона графиков на рис. 2 свидетельствует об изменении дисперсии ЦТСК. Такой процесс возможен в случае взаимного наклона фокальной плоскости спектрометра и светоприемника (в случае полученной максимальной разности в 4 канала – это угол около 5°). Наличие излома при больших углах поворота может свидетельствовать об увеличении S -образной дисторсии ЭОПа при вращении телевизионной камеры. Однако пока трудно найти объяснение влияния на S -образную дисторсию поворота телекамеры.

Полученные смещения ЦСЛ при повороте системы могут наряду с гнугтиями быть обусловлены влиянием магнитного поля Земли. Но указанное воздействие если и имеет место, то оказывает суммарный с гнугтиями эффект.

Из проведенного анализа влияния гнугтий при вращении можно сделать вывод о необходимости учета возникающих при этом смещений ЦСЛ. Общий уход линий при вращении S_i состоит из продольного перемещения ЦСЛ по полю и изменения разности в смещении в верхней и нижней частях кадра. Относительную величину S_i можно найти, зная начальное положение ЦСЛ n и угол α , соответствующий повороту системы телескоп–спектрометр–телекамера с момента определения n . Если n

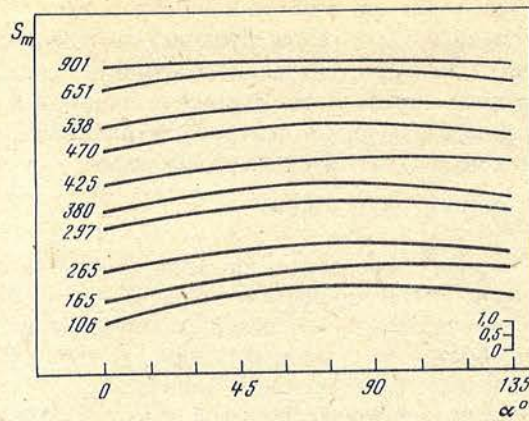


Рис. 3. Зависимость смещения ЦСЛ S_m от угла поворота телескопа с противовесом α при неподвижном положении каретки фокуса куде со спектрометром и ПТК

Указаны номера каналов, соответствующие начальному положению ЦСЛ. В правом нижнем углу показан масштаб смещения в каналах

выражено в каналах, а α – в градусах, то S_r может быть оценено по уравнению

$$S_r = -n(\alpha 2,646 \cdot 10^{-5} + 4,667 \cdot 10^{-4}) - \alpha 0,196 + 2,58. \quad (1.2)$$

Средняя квадратичная ошибка одного измерения ЦСЛ в случае использования (1.2) определяется аналогично тому, как и для уравнения (1.1), и составляет 0,7 канала.

Угол поворота системы α можно заменить на время t , прошедшее с некоторого начального момента определения n , через известное соотношение

$$\alpha = 15t, \quad (1.3)$$

где t – выражено в часах.

С учетом (1.3) уравнение (1.2) примет вид

$$S_r = -n(t 3,969 + 4,667) \cdot 10^{-4} - t 2,94 + 2,58. \quad (1.4)$$

Еще один вариант работы ЦТСК в составе МТМ-500 допускает закрепление спектрографа с телевизионной камерой неподвижно, когда телескоп перемещается относительно каретки. В этом случае намагниченности трубы телескопа и противовеса могут оказывать существенное влияние на позиционную нестабильность ЦСЛ. С целью определения значимости такого влияния был проведен эксперимент с вращением телескопа с противовесом вокруг часовой оси при определенном положении спектрометра и телевизионной камеры. Результаты представлены на рис. 3. Данные были аппроксимированы кривыми второго порядка с целью более наглядного представления и исключения отклонений от среднего смещения, связанных с временем работы ЦТСК и стабилизацией положения каретки фокуса куде при повороте телескопа. Анализ графиков показывает, что ЦСЛ претерпевают систематические смещения с точкой перегиба в районе, соответствующем 90° поворота телескопа относительно каретки. Некоторые отличия графиков обусловлены случайными отклонениями ЦСЛ. Максимальный уход линий от начального положения, который может быть в данном случае объяснен влиянием магнитной массы, наблюдается вблизи 106-го канала и составляет около 1,4 канала.

Для учета систематического смещения ЦСЛ S_m , обусловленного влиянием магнитных масс телескопа и противовеса было найдено аналитическое выражение, в котором, как и в (1.4), угол поворота заменен на время t , а n – номер канала, соответствующий начальному положению ЦСЛ:

$$S_m = t[tn(n1,117 \cdot 10^{-5} - 2,418 \cdot 10^{-3}) - t1,641 \cdot 10^{-2} + 2,9] \cdot 10^{-2} + n1,0002 - 0,26. \quad (1.5)$$

Как и в предыдущих случаях, была определена ошибка, возникающая при расчетах по (1.5), которая составила 0,15 канала.

По результатам исследований позиционной стабильности центров спектральных линий можно сделать вывод о возможности учета с определенной погрешностью всех значимых смещений ЦСЛ в зависимости от различных условий работы ЦТСК или их комбинаций. Основные искажения, возникающие по прошествии некоторого времени с момента начала работы ЦТСК, вызванные поворотом спектрометра с телекамерой на каретке вокруг часовой оси, при слежении за объектом или влиянием магнитной массы телескопа могут быть учтены по уравнениям (1.1), (1.4) и (1.5) или в виде общего смещения S комбинаций двух смещений, которое можно найти, как

$$S = S_t + S_r, \quad (1.6)$$

если вся система находится во вращении и как

$$S = S_t + S_m, \quad (1.7)$$

если телескоп с противовесом вращаются вокруг неподвижной каретки.

Минимизация позиционных искажений может быть достигнута путем фиксации каретки фокуса куда в определенном положении, что необходимо использовать при наблюдениях, требующих высокой позиционной точности.

Отмеченные смещения не оказывают существенного влияния при записи одного спектра с характерным временем 15 мин, однако, учет смещения спектра в поле светоприемника необходимо производить при длительных рядах наблюдений в течение ночи и в случае значительного различия по времени регистрации спектра исследуемого объекта и спектра для калибровки по длинам волн.

Заметим также, что уравнения (1.1), (1.4) и (1.5) указывают на возможность учета позиционной нестабильности, но могут иметь несколько иной вид при замене светоприемника в ПТК или существенной корректировке режимов его работы.

2. Изучение фотометрических характеристик

Лабораторные исследования

Особенность работы с ЦТСК заключается в возможности выбора режимов, наиболее благоприятных для регистрации исследуемого изображения. Критерии оптимальности подобранных режимов обусловлены необходимостью минимизации шумов и согласованием амплитуды изменения сигнала с линейным участком диапазона чувствительности аппаратуры. Последнее условие является наиболее актуальным, учитывая применение в качестве светоприемника изокона, который при достаточно высокой чувствительности имеет ограниченный динамический диапазон.

Исследование фотометрических характеристик в лабораторных условиях проводилось с целью определения линейности отклика (реакции) ЦТСК на световой сигнал. Зная особенности светоприемной аппаратуры, правильнее было бы говорить об изучении ее квазилинейности, но, учитывая поиск режимов с наиболее линейным участком, сохраним принятую терминологию. Наряду с линейностью проверялась также равномерность чувствительности светоприемника по полю при разном уровне сигнала.

Для определения линейности отклика использовался ступенчатый ослабитель (СО) с известным относительным пропусканием ступеней, записи которого производились при различных освещенности СО и напряжении на модуляторе (НМ), определяющем ток считывающего луча телевизионной трубки. Диапазон изменения

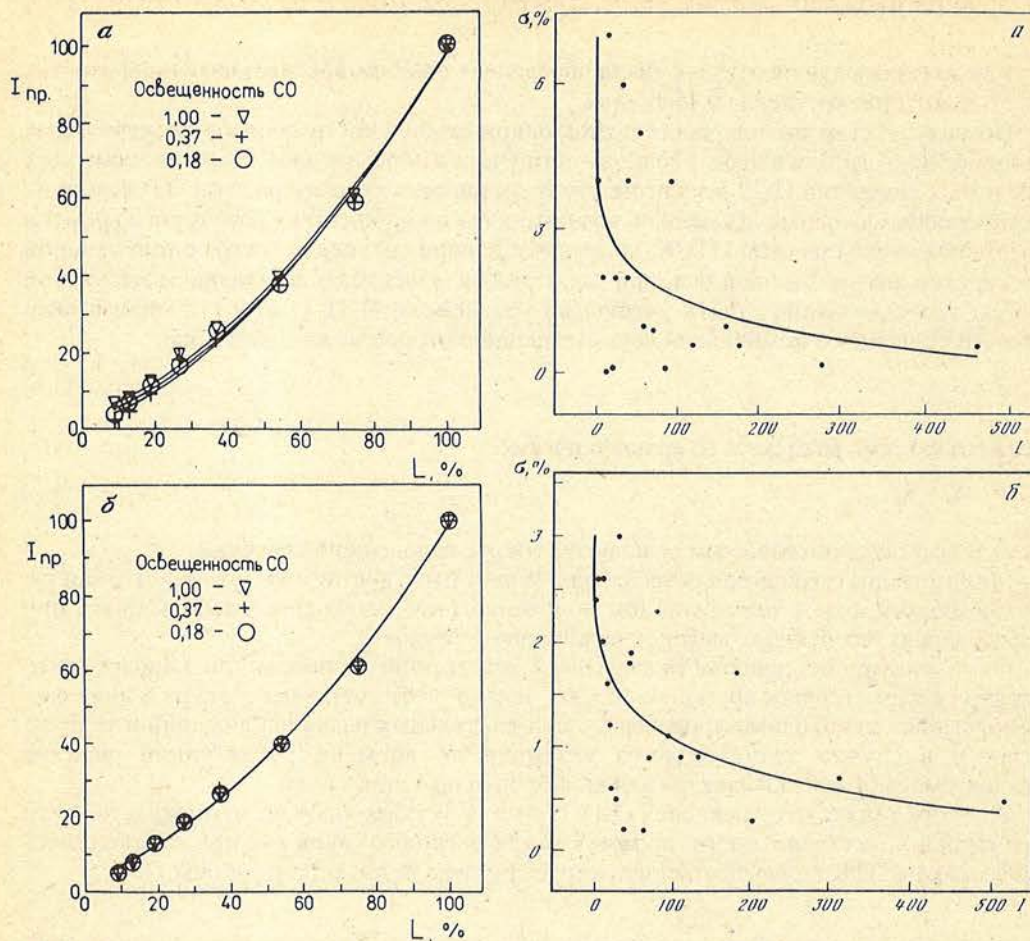


Рис. 4. Зависимость приведенной амплитуды сигнала $I_{пр}$ от пропускания CO L при разной освещенности CO для ННМ 186 В (а) и 150 В (б)

Рис. 5. Зависимость точности определения амплитуды сигнала от I для ННМ 186 В (а) и 150 В (б)

сигнала по амплитуде в обоих случаях составляет около 100 раз. Для анализа линейности отклика светоприемника амплитуды сигналов I_i были приведены к величине максимального пропускания ступени CO – 100%:

$$I_{i_{при}} = I_i \cdot 100 / I_{max}. \quad (2.1)$$

Из графиков, изображенных на рис. 4, а, б, полученных при ННМ 186 и 150 В, видно, что при изменении амплитуды сигнала лучше согласование в изображениях CO имеет место при меньшем ННМ. Более детальное изучение линейного диапазона удалось провести по зависимости относительной амплитуды сигнала от относительной интенсивности ступеней CO при нормировке на максимальное пропускание и амплитуду соответственно. Анализ показал, что нелинейность отклика светоприемника наступает при малой амплитуде сигнала и большем ННМ. Линейность при меньшем ННМ сохраняется при изменении сигнала по амплитуде в 9 раз, и около 7 раз – при большем. Уменьшение линейности при большем ННМ обусловлено снижением контраста и увеличением чувствительности в области низких освещенностей, где также увеличиваются и ошибки.

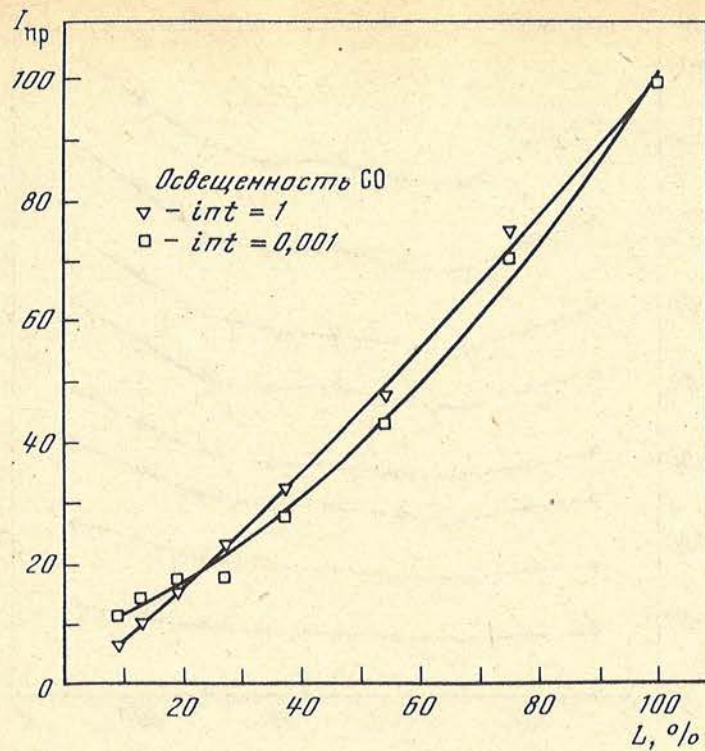


Рис. 6. Зависимость приведенной амплитуды сигнала $I_{пр}$ от пропускания СО L при освещенностях СО, отличающихся в 1000 раз

Зависимость ошибок от амплитуды сигнала представлена на рис. 5а, б. Видно, что в данном диапазоне изменений сигнала по амплитуде ошибки составляют в среднем не более 3%. Близкий ход зависимостей ошибок от амплитуды сигнала при разных НМ позволил найти аналитическую зависимость для σ в процентах от НМ ΔU_m и интенсивности сигнала I :

$$\sigma = (0,147 \Delta U_m - 13,65) I^{-(0,04 + 3\Delta U_m \cdot 10^{-3})}, \quad (2.2)$$

где НМ выражено в единицах счета контрольного цифрового вольтметра, а интенсивность в единицах счета АЦП.

Особое внимание было уделено исследованию линейности отклика ЦТСК по записям СО, полученным в режимах, соответствующих реальным условиям наблюдений. Так, на рис. 6 представлены графики зависимости выходного сигнала от входного для условий, соответствующих получению информации о звездах с разницей в блеске в 7,5 звездной величины, т.е. при изменении освещенности, создаваемой СО около 1000 раз. Из рисунка видно, что по приведенным интенсивностям графики близко повторяют друг друга, но присутствует некоторая нелинейность в отклике на малый сигнал. Линейный участок кривой свет-сигнал при этом сокращается в 2 раза. Однако при более детальном анализе графика видно, что чувствительность быстро падает в области низких освещенностей, а это свидетельствует о недостаточном НМ. Из этого следует, что при выборе более оптимального режима есть запас для повышения динамического диапазона при регистрации слабых объектов.

Равномерность чувствительности светоприемника по полю при разном уровне сигнала определялась по равномерной засветке фотокатода. Изменение освещенности подбиралось таким образом, чтобы получить равноотстоящие по

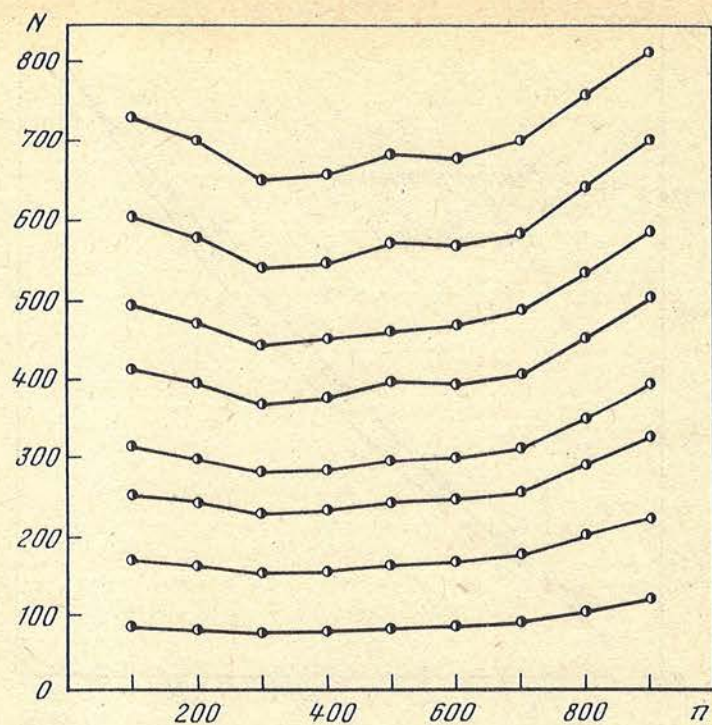


Рис. 7. Зависимость амплитуды сигнала N (в единицах счета АЦП) от номера канала n при различном уровне равномерной засветки

амплитуде сигналы на всем диапазоне чувствительности. Для каждого значения тока проектора производилось по 12 записей информации в ЭВМ для последующего расчета ошибок. По всему полю светоприемника на равных расстояниях было выбрано 9 точек, соответствующих 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800 и 900-му каналам. В результате эксперимента был получен набор кривых, отражающих неравномерность чувствительности светоприемника по полю при различном уровне равномерной засветки (рис. 7). Отношение интенсивностей сигналов в разных каналах должно оставаться неизменным при изменении уровня равномерной засветки, если чувствительность не зависит от уровня сигнала. Однако анализ, проведенный по коэффициентам нормировки на интенсивность в различных каналах, показал обратное.

На рис. 8 представлено семейство кривых, построенных по значениям коэффициентов нормировки на интенсивность равномерной засветки в 600-м канале при различном уровне освещенности фотокатода. Для построения кривых были отобраны амплитуды сигналов, лежащие на линейных участках кривых реакции. Если чувствительность не зависит от уровня сигнала, то кривые должны были совпасть. Выбор 600-го канала для нормировки был обусловлен необходимостью минимизировать ошибки, возникающие при учете неравномерности чувствительности по полю с учетом ее нелинейности. Обычно нормировку производят на максимальную или минимальную амплитуды сигнала, соответствующего равномерной засветке. В данном случае нормировка производилась поочередно на интенсивность равномерной засветки в каждом из девяти исследуемых каналов при всех уровнях освещенности, а затем находилась канал, в котором дисперсия нормировочных коэффициентов была минимальной. Заметим, однако, что при обработке реальных наблюдений используют сглаженную запись равномерной засветки. Это позволяет

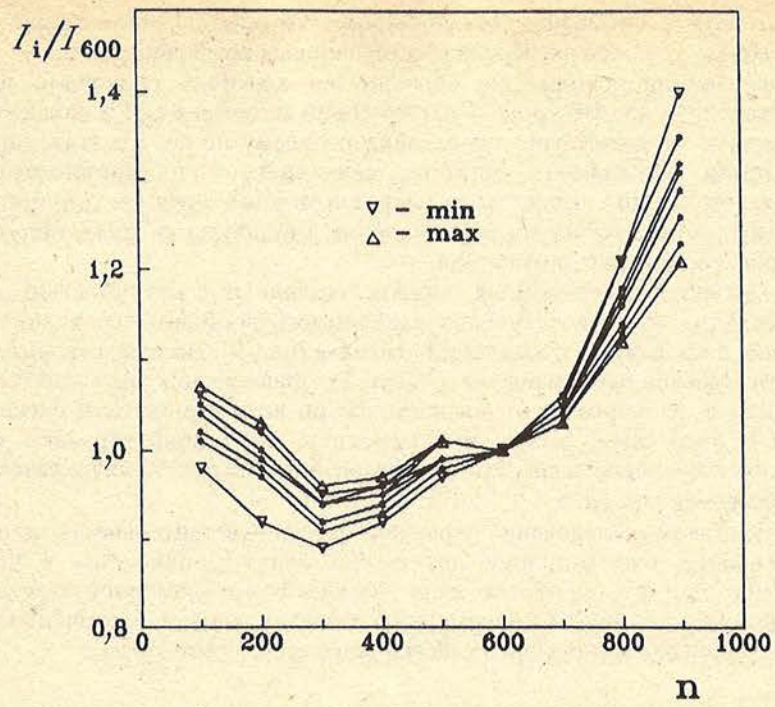


Рис. 8. Зависимость отношений амплитуд сигналов I_i в разных каналах n к амплитуде сигнала в 600-м канале (I_{600}) при различных уровнях равномерной засветки
 Различными значками отмечены максимальный и минимальный уровни равномерной засветки соответственно

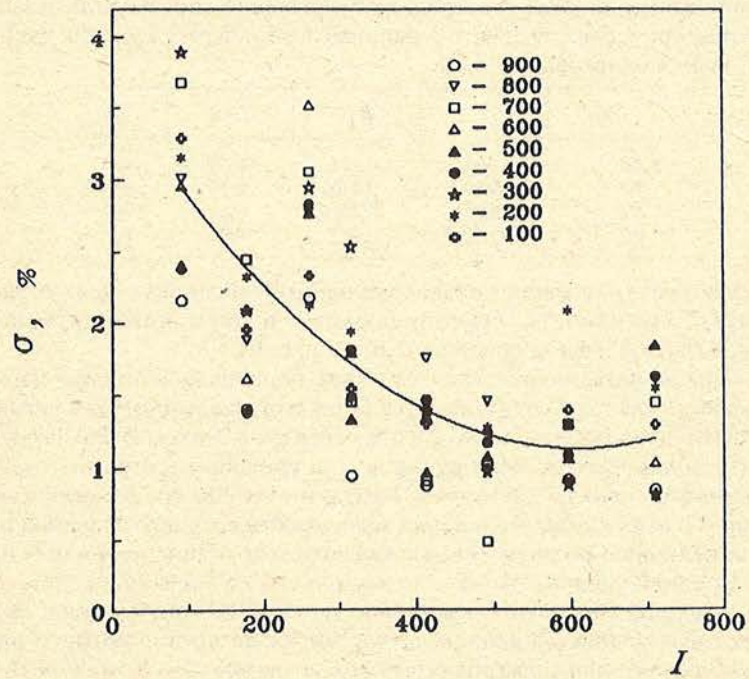


Рис. 9. Зависимость точности определения амплитуды сигнала σ от I в различных каналах

уменьшить шумы считывания светоприемника, которые в данном случае также могли способствовать большей дисперсии нормировочных коэффициентов.

Анализ выбора амплитуды сигнала, на который следовало производить нормировку, показал, что уровень равномерной засветки в 600-м канале ближе всего расположен к среднему уровню сигнала по всему полю. То есть, вероятно, для минимизации возможных ошибок, связанных с нелинейностью отклика светоприемника по полю, учет неравномерной чувствительности следует производить, нормируя на среднее значение амплитуды сигнала, полученного при равномерном освещении фотокатода.

С целью анализа возможных ошибок, связанных с неточностью определения уровня сигнала была исследована зависимость величины среднеквадратичного отклонения в процентах от амплитуды сигнала (рис. 9). По каждому ряду значений σ для данного уровня было найдено среднее. График средних значений σ показывает, что ошибки в основном не превышают 3% по всем амплитудам сигнала для всех каналов. В этой связи необходимо отметить, что общий характер зависимости ошибок от интенсивности сигнала, представленный на рис. 9, согласуется с данными, приведенными на рис. 5а, б.

По результатам исследований неравномерности чувствительности по полю можно сделать вывод, что меньшие искажения будут привнесены в исследуемые изображения при его обработке, если для учета неравномерной чувствительности светоприемника применять равномерную засветку, уровень освещенности которой лежит в верхней части линейного участка зависимости свет-сигнал.

Оценка характеристик комплекса по астрономическим наблюдениям

Для анализа ошибок, возникающих при регистрации астрономической информации в различных режимах работы ЦТСК, была сделана запись спектров нескольких объектов с известными характеристиками. Так, в частности, для анализа фотометрической точности регистрации изображений производились записи спектров звезд – фотометрических стандартов ранних спектральных классов, расположенных в области IC 4665 и описанных в [6, 7]:

№	V	B-V	U-B	S_p
56	7,51	0,121	0,09	AO
67	8,80	0,226	0,17	AO
89	9,84	0,231	0,16	AO
57	11,13	0,481	0,07	A

Все записи спектров были предварительно обработаны с целью учета неравномерной чувствительности светоприемника и шумового сигнала. Примеры приведенных спектров звезд представлены на рис. 10.

Относительная фотометрическая точность оценивалась по двум записям спектра каждой из звезд. Для этого считалась σ в процентах по амплитудам сигнала в каналах с одинаковыми номерами для каждого из спектров. Затем было получено среднее значение σ в процентах по всем каналам, где уровень спектра был заведомо выше уровня шумового сигнала минимум в 3 раза, и оценено среднеквадратичное отклонение самой σ в этих каналах. Графики зависимости среднего значения σ в процентах от звездной величины по двум датам с указанием границ изменения σ представлены на рис. 11. Средний уровень ошибок по двум датам не превышает 10%, что говорит о достаточно высокой точности. Естественно увеличение ошибок при измерении спектров слабых звезд. Однако в данном случае имеет место и некоторое превышение σ над средним уровнем для спектров более яркой звезды, что может быть обусловлено недостаточно верным выбором режима работы ЦТСК.

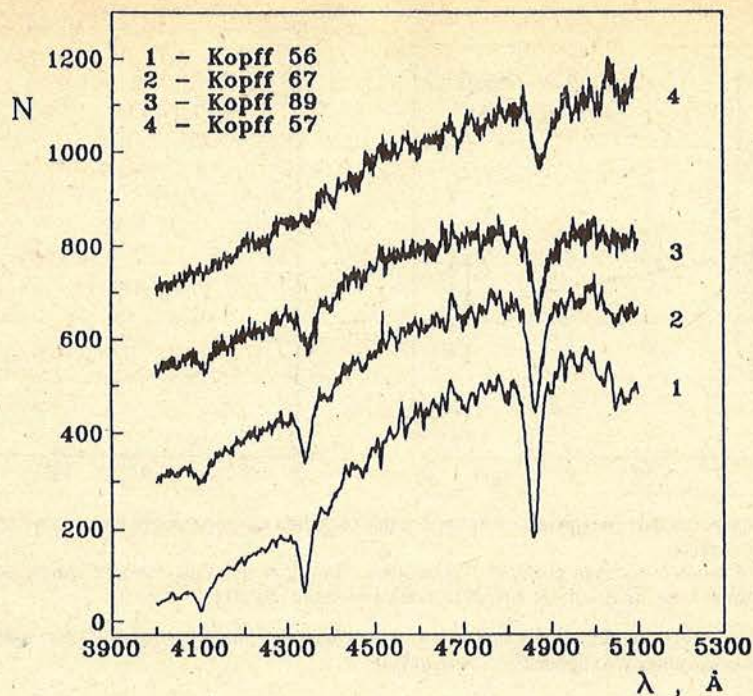


Рис. 10. Примеры записей спектров звезд различного блеска ранних спектральных классов
Спектры, обозначенные цифрами 2, 3 и 4, смещены вверх соответственно на 200, 500 и 650 единиц счета АЦП

Учитывая, что с помощью описываемого спектрометра предполагалось проводить изучение звезд со сложным абсорбционно-эмиссионным спектром, были исследованы ошибки, возникающие при определении эквивалентных ширин спектральных линий, обусловленные неточностью проведения уровня непрерывного спектра. Для этого не менее 10 раз определялась эквивалентная ширина каждой уверенно идентифицируемой спектральной линии в каждом из спектров для разных дат. График зависимости ошибок определения эквивалентной ширины представлен на рис. 12. Общий характер зависимости σ имеет тенденцию роста в области меньших эквивалентных ширин, что обусловлено большим влиянием ошибок проведения континуума. Но в основном ошибки, связанные с неточностью проведения континуума, составляют не больше 3%.

Особый интерес представляла оценка точности определения эквивалентных ширин спектральных линий в разные даты для звезд разного блеска. Для оценки точности использовалась средняя эквивалентная ширина спектральных линий, вычисленная по спектрам, полученным в разные даты. Результаты представлены на рис. 13. Интересно отметить, что, как и при оценке фотометрической точности, ошибки в определении эквивалентных ширин несколько выше для звезд с блеском $7^m,5$. Общая точность определения эквивалентных ширин по двум датам не хуже 10%, что также согласуется с данными рис. 11. На рис. 14 представлены записи спектра одной из звезд, полученные в разные даты.

При анализе факторов, способствующих появлению ошибок, было отмечено, что незначительное изменение тока луча телевизионной трубки может приводить к увеличению σ в 2 и более раза. В общем случае выбор оптимального тока луча влияет на размер линейного участка в диапазоне чувствительности светоприемника и величину шумов считывания. Последние, в свою очередь, оказывают влияние на точность проведения континуума и ошибки определения эквивалентных ширин. Одним из

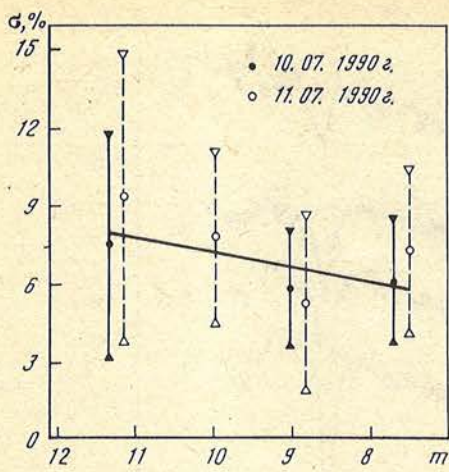


Рис. 11. Зависимость фотометрической точности определения интенсивности сигнала в спектрах от блеска звезд для разных дат

Сплошной линией показан средний ход ошибок. Для большей наглядности данные об ошибках для одной и той же звезды, полученные в разные даты, разведены на $\pm 0,1$

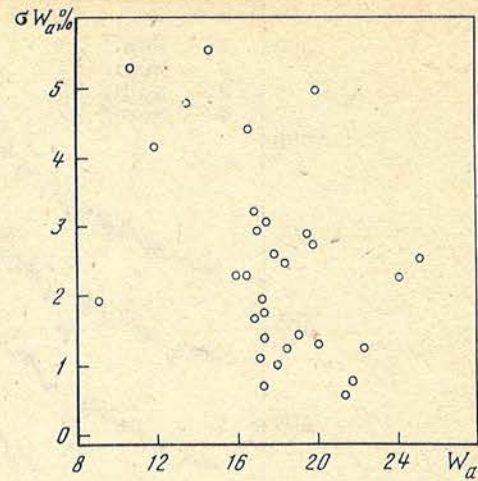


Рис. 12. Зависимость ошибок в определении эквивалентных ширин спектральных линий σW_{α} от W_{α} , обусловленных неточностью проведения континуума

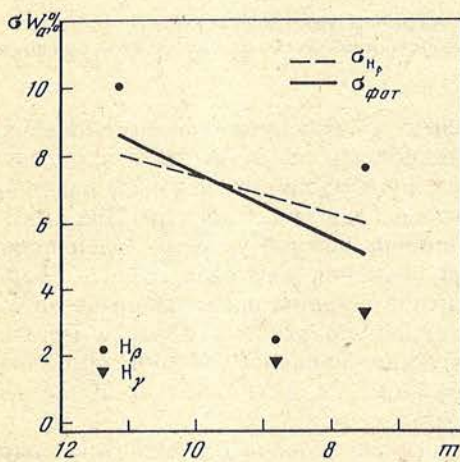


Рис. 13. Зависимости точности определения эквивалентных ширин спектральных линий σW_{α} от блеска исследованных звезд m по двум датам

Штриховой линией показан средний ход ошибок в определении эквивалентных ширин линии H_{β} , сплошной линией – средний ход ошибок, полученных при определении фотометрической точности (см. рис. 11)

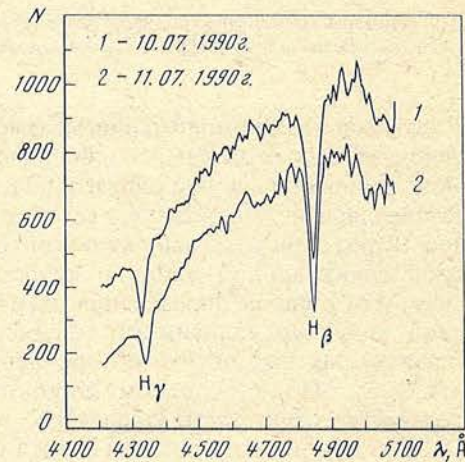


Рис. 14. Пример записей спектра звезды Корфф56, полученных в две разные даты
Интенсивность сигнала в единицах счета АЦП
Верхний график смещен на 200 единиц вверх

наиболее простых приемов, позволяющих уменьшить шумы считывания и несколько улучшить точность при определении эквивалентных ширин, является фильтрация шумов при последующей обработке.

В процессе обработки полученных наблюдений была оценена возможность сглаживания спектров методом скользящего среднего. На рис. 15 представлены кривые зависимости ошибок в определении эквивалентных ширин спектральных

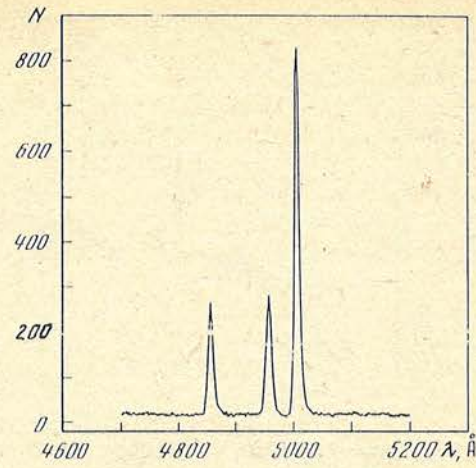
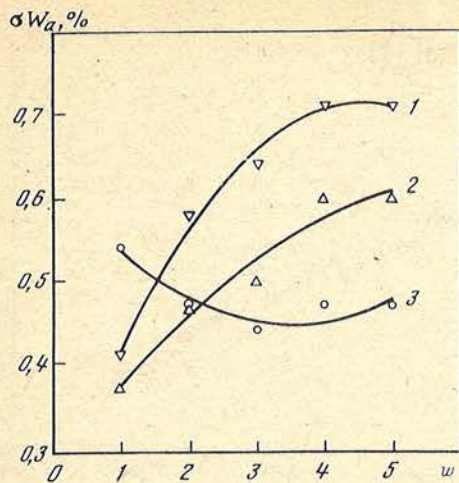


Рис. 15. Зависимость точности определения эквивалентных ширин спектральных линий σW_a от окна сглаживания w
Пояснения в тексте

Рис. 16. Участок спектра туманности Ориона

По линиям λ 4959 ОIII и λ 5007 ОIII определялось отношение интенсивностей для проверки линейности чувствительности аппаратуры

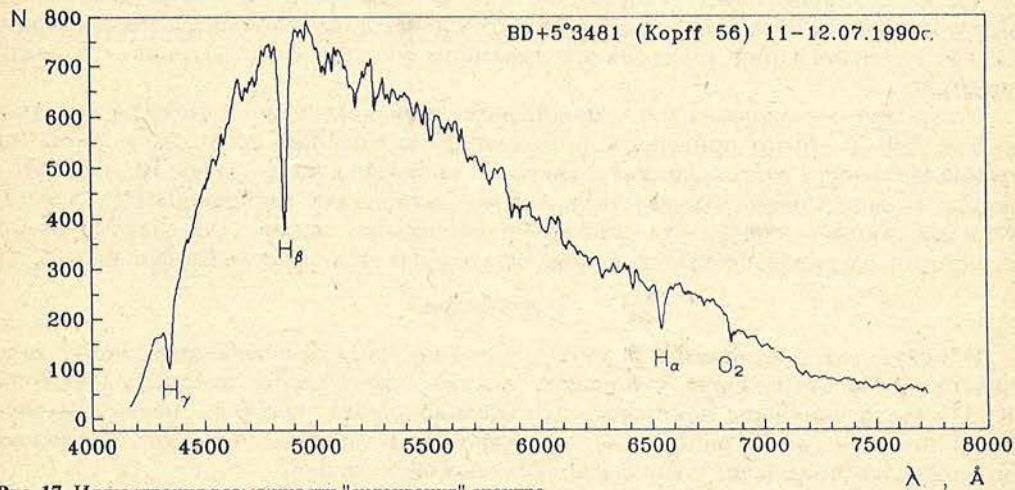


Рис. 17. Иллюстрация возможности "склеивания" спектра

По осям отложены длина волны λ и интенсивность сигнала N в единицах счета АЦП

линий в зависимости от окна сглаживания. Кривые 1 и 2 представляют собой относительные изменения величины эквивалентной ширины спектральной линии в двух спектрах при сглаживании спектров с окнами от 1 до 5. При этом значение эквивалентной ширины изменяется максимум на 0,7%. В то же время относительная ошибка в определении эквивалентной ширины по двум спектрам (кривая 3) уменьшается с 0,55% до 0,45% при окне 3. Анализ графиков рис. 15 показывает, что фильтрация шумов несколько повышает точность относительных измерений. Однако не следует забывать, что в случае применения такой фильтрации ухудшается разрешение спектров.

Проверка линейности отклика системы была сделана по записям спектра туманности Ориона (рис. 16) с известным отношением интенсивности линий дважды

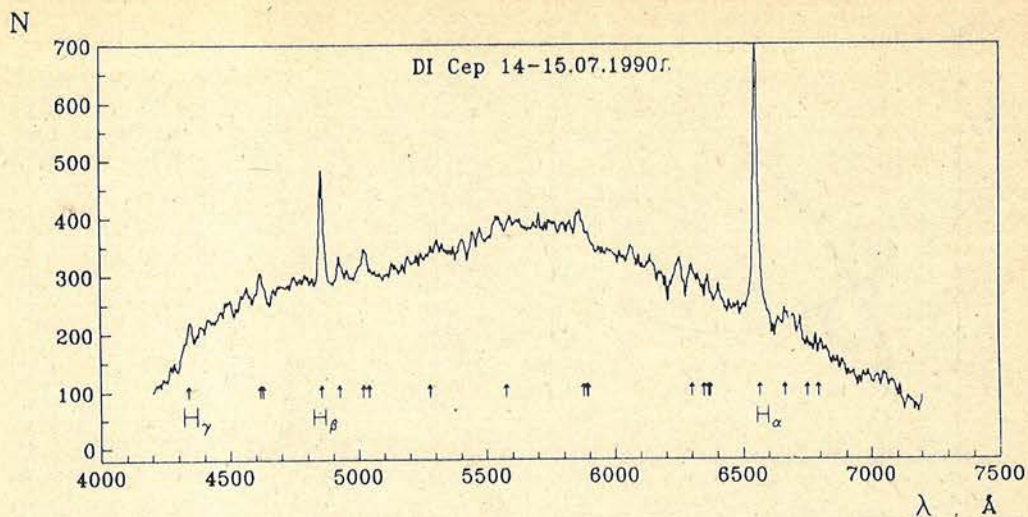


Рис. 18. Пример записи "склеенного" спектра звезды DI Cep с указанием положений линий, для которых возможна идентификация

ионизованного кислорода. Определенное атомными константами это отношение составляет 2,97. По 7 спектрам были оценены интенсивности линий $\lambda 4959$ (ОIII) и $\lambda 5007$ (ОIII) и най-дено их отношение, которое составило $2,96 \pm 0,12$. Достаточно хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными данными (в пределах 4% ошибок) свидетельствует об удачно подобранных режимах работы ЦТСК и регистрации спектров на линейном участке чувствительности светоприемника.

Учитывая ограничения в квазиодновременной регистрации спектра участком около 1500 \AA , было проведено формальное "склеивание" спектра в диапазоне чувствительности светоприемника. На рис. 17 показан спектр звезды BD + $5^{\circ}3481$, а на рис. 18 запись одной из звезд со сложным эмиссионно-абсорбционным спектром DI Cep. На обоих графиках указаны наиболее сильные линии. Для спектра DI Cep стрелками показаны положения линий, для которых возможна идентификация [8, 9].

Заключение

В результате проведенных многосторонних исследований цифрового телевизионного спектрального комплекса среднего разрешения телескопа МТМ-500 КраО были получены некоторые его средние характеристики, оценено влияние различных режимов работы на возникновение ошибок и проанализированы возможности повышения точности получаемых наблюдений.

Некоторые из полученных характеристик ЦТСК хорошо согласуются с данными испытаний, проведенных на телевизионной аппаратуре для спектрометрических измерений [3] в сочетании с другим спектральным оборудованием на 2,6-метровом телескопе Шайна в 1986–1987 гг. Новые характеристики дают возможность по-новому взглянуть на используемую аппаратуру при планировании наблюдательных задач и являются далеко не последними характеристиками исследования столь сложной и уникальной техники.

В заключение хочется выразить искреннюю признательность В.В. Прокофьевой за внимание к исследованиям и А.Н. Абраменко за обеспечение работы аппаратуры и помощь в проведении некоторых экспериментов, поблагодарить их, а также П.П. Добронравина и К.К. Чуваева за обсуждение результатов и полезные замечания по тексту статьи.

Июнь 1992 г.

1. Абраменко А.Н. и др. Телевизионная астрономия / Под ред. В.Б. Никонова. М.: Наука, 1984.
2. Абраменко А.Н., Александрин Ю.С., Прокофьева В.В., Якушин В.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 64. С. 218.
3. Драбек С.В., Копылов И.М., Сомов Н.Н., Сомова Т.А. // Астрофизические исследования. 1986. С. 64 (Изв. САО; Т. 22).
4. Качмин В.А., Киреев А.А., Матвеев Г.Д., Якушин В.Н. // Опт.-мех. пром-сть. 1987. № 9. С. 56.
5. Абраменко А.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.
6. Vasilevskis S. // Astron. J. 1955. Vol. 69, № 10. P. 384.
7. Hogg A.R., Kron Gerald E. // Ibid. P. 365.
8. Гринин В.П. и др. // Переменные звезды. 1980. Т. 21, № 3. С. 247.
9. Краснобабцев В.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1982. Т. 65. С. 100.

УДК 520.2

АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОКУЛЯРЫ

Г.М. Попов, С.И. Нехаева

Изучены наиболее распространенные типы астрономических окуляров и вычислены их аберрации. Рассчитаны новые окуляры с улучшенным исправлением аберраций и большим полем зрения, предназначенные как для визуальных наблюдений (метеоры и их следы, переменные звезды), так и для проекции изображения (например Солнца) на светоприемник.

Окуляры могут применяться для использования с объективами, имеющими относительное отверстие до 1 : 5; поле зрения окуляров может быть порядка 80°.

ASTRONOMICAL OCULARS, by G.M. Popov, S.I. Nехаeva. The most well-known oculars are investigated and their aberrations are calculated. New oculars with advanced aberrations and large field of view are designed. These oculars are intended both for visual observations (meteors and variable stars and so on) and for image projection (Sun for example). Oculars can be used with lens up to $f/5$. Field of view of the new oculars may be about 80°.

В настоящее время астрономические окуляры применяются в приборах для визуальных наблюдений метеоров и их следов, ИСЗ, комет, переменных звезд, а также при проекции, например изображения Солнца на экран или светоприемник, при гидрировании и др. Важная область применения специальных окуляров – приборы для наблюдений Земли и планет космонавтами из космоса. При полете космонавта по низкой околоземной орбите перемещение земной поверхности происходит очень быстро, не оставляя обычно времени на перемещение телескопа для расширения изучаемой площади земной поверхности (например, с целью регистрации лесных пожаров, ледовой обстановки в океанах и др.). В этих условиях расширение поля зрения прибора увеличивает информативность наблюдений. Это справедливо также и для наблюдений поверхности Луны и планет космонавтами с низких орбит, при подлете к ним, а в особенности во время посадки. Существующие типы окуляров, как известно [1–4], обладают рядом недостатков (неоправданная сложность конструкции и связанные с этим большие потери света и светорассеивание, большие остаточные аберрации, ухудшающие качество изображения).

Мы покажем, что имеется возможность в ряде случаев улучшить исправление аберраций и величину полезного поля зрения, как правило, не прибегая к сложным конструкциям окуляров и асферическим поверхностям. Рассмотрим сначала аберрации существующих наиболее распространенных окуляров, изученных нами точно путем расчета хода лучей на ЭВМ. Заметим, что обычно расчет окуляров производят приближенными методами (пользуясь аберрациями третьего порядка, расчетом бесконечно тонких астигматических пучков), – это часто приводит к ошибочным заключениям об аберрациях широких наклонных пучков.

Для удобства сравнения фокусное расстояние f_0 рассматриваемых окуляров примем равным 25 мм, а диаметр зрачка выхода 5 мм, что соответствует

относительному отверстию объектива телескопа $A = 1 : 5$. Естественно, подобные окуляры могут быть применены и с менее светосильными объективами. Лишь в очень редких случаях в телескопах применяется оптика с более светосильными ($A > 1 : 5$) объективами; они требуют специальных окуляров.

1. Характеристики наиболее распространенных окуляров

Простейшим окуляром является однолинзовый; он обладает очень малым полем зрения (не свыше 20°), а поэтому его рассматривать мы не будем. В настоящее время он почти не применяется. Более сложные окуляры (из двух линз) широко применяются – это окуляры Гюйгенса и Рамсдена. Рассмотрим их подробнее.

Окуляр Гюйгенса. Окуляр Гюйгенса (рис. 1) состоит из двух тонких линз, разделенных значительным воздушным промежутком. Он был разработан в XVII в. Гюйгенсом с целью увеличения полезного поля зрения телескопа-рефрактора, обладавшего объективом с весьма малым относительным отверстием. Фокусное расстояние системы из двух бесконечно тонких линз, как известно [1], может быть вычислено по приближенной формуле

$$f = f_1 f_2 / (f_1 + f_2 - d),$$

где f_1 и f_2 – фокусные расстояния первой и второй линз окуляра, а d – расстояние между ними. Расстояние P_0 – от последней линзы до входного зрачка (так называемый рабочий отрезок или рабочее расстояние) – может быть определено по формуле

$$P_0 \cong f_2 (f_1 - f_2) / (f_1 + f_2).$$

Если глазная линза имеет конечную толщину, то P_0 будет меньше приблизительно на $2/3$ толщины глазной линзы. Основным достоинством окуляра Гюйгенса является возможность исправления хроматизма увеличения – наиболее опасной для окуляра аберрации. Условие исправления хроматизма увеличения для окуляра из двух линз, согласно [1] имеет вид

$$d \cong (f_1 v_1 + f_2 v_2) / (v_1 + v_2),$$

где v_1 и v_2 – числа Аббе стекла у первой и второй линз. Если линзы изготовлены из одной марки стекла, то это выражение упрощается:

$$d \cong \frac{f_1 + f_2}{2}.$$

Максутов [1] рекомендует следующие параметры окуляра Гюйгенса, которые мы пересчитали для получения эквивалентного фокусного расстояния 25 мм (см. табл. 1). Аберрации окуляров в обратном ходе лучей даны в табл. 2: s' – расстояние от окуляра до осевого пятна наименьшего рассеяния; сферическая продольная аберрация $\Delta s'_1$ и $\Delta s'_2$ для осевого пучка для зон $0,35D$ и $0,5D$ соответственно (D – диаметр вы-

Таблица 1

Окуляр Гюйгенса

$$f_0 = 24,9 \text{ мм}, P_0 = 9,45 \text{ мм}, s'_0 = -10,54 \text{ мм}$$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
∞	2,25	1,52196 (K8)	∞	27,75	1,0
-10,813	27,75	1,0	-27,038	2,65	1,52196 (K8)

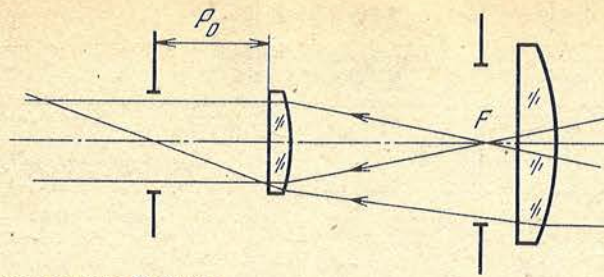


Рис. 1. Оптическая схема окуляра Гюйгенса

P_0 – расстояние от зрачка глаза наблюдателя до линзы окуляра, F – точка пересечения лучей осевого пучка, идущего от объектива телескопа

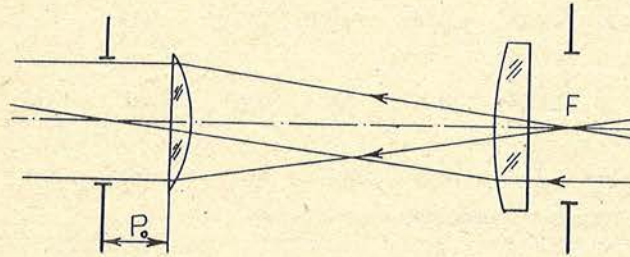


Рис. 2. Оптическая схема окуляра Рамсдена

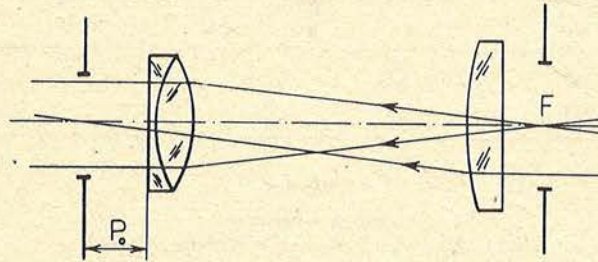


Рис. 3. Оптическая схема окуляра Кельнера

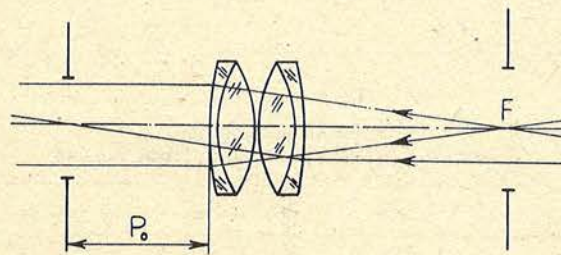


Рис. 4. Оптическая схема симметричного окуляра

Т а б л и ц а 2
Окуляры классические
 $f_0 = 25 \text{ мм}$, $A = 1:5$

№	Название	s'	$\Delta s'_1$	$\Delta s'_2$	$\Delta s'_{FC}$	$\delta'(0^\circ)$	δ' (18°,8)	δ' (26°,6)	ΔX (18°,8)	ΔX (26°,6)
1	Окуляр Гюйгенса	-11,89	-0,96	-2,01	-0,5	0,14	0,42	0,64	-2,37	-5,03
2	Окуляр Рамсдена	5,85	-0,23	-0,47	-0,3	0,03	0,17	0,19	-0,02	-1,8
3	Окуляр Кельнера	7,23	-0,19	-0,39	-0,07	0,026	0,16	0,37	0,075	0,58
4	Симметричный окуляр	18,78	-0,069	-0,14	-0,1	0,009	0,15	0,75	0,32	2,5
5	Ортокоспический окуляр	14,15	-0,13	-0,26	-0,067	0,02	0,14	1,8	-0,03	2,26
6	С вынесенным зрачком	7,18	-0,081	-0,1	-0,094	0,011	0,12	0,32	0,18	0,93
7	Эрфле	10,42	-0,085	-0,17	-0,4	0,01	0,077	0,12	0,55	1,43

П р и м е ч а н и е. Все размеры приведены в миллиметрах.

Т а б л и ц а 3
Окуляр Рамсдена
 $f_0 = 24,9 \text{ мм}$, $P_0 = 7,18 \text{ мм}$, $s'_0 = 6,17 \text{ мм}$, $2\omega = 40^\circ$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
∞	2,235	1,52196 (K8)	17,4	3,55	1,52196 (K8)
-17,4	21,975	1,0	∞		

Т а б л и ц а 4
Окуляр Кельнера
 $f_0 = 24,02 \text{ мм}$, $P_0 = 9,0 \text{ мм}$, $s'_0 = 7,50 \text{ мм}$, $2\omega = 40^\circ$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
95,5	1,5	1,6199 (Ф13)	31,1	6,0	1,5163 (K8)
13,5	5,5	1,5399 (BK6)	-66,2		
-18,1	18,0	1,0			

Т а б л и ц а 5
Симметричный окуляр
 $f_0 = 25,0 \text{ мм}$, $P_0 = 18,9 \text{ мм}$, $s'_0 = 18,87 \text{ мм}$, $2\omega = 40^\circ$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
68,7	1,5	1,6164 (Ф2)	30,6	7,5	1,5163 (K8)
21,0	7,5	1,5163 (K8)	-21,0	1,5	1,6164 (Ф2)
-30,6	0,1	1,0	68,7		

$\Delta l (18^\circ, 8)$	$\Delta l (26^\circ, 6)$	$\Delta Y (18^\circ, 8)$	$\Delta Y (26^\circ, 6)$	P_0
-0,43 (-5,1%)	-1,27 (-10,6%)	0,047 (0,55%)	0,078 (0,65%)	9,45
-0,22 (-2,6%)	0,22 (1,8%)	0,07 (0,8%)	0,17 (1,4%)	7,18
-0,28 (-3,3%)	-1,27 (10,6%)	0,047 (0,56%)	0,078 (0,65%)	9,0
-0,40 (-4,8%)	-0,97 (-7,8%)	0,03 (0,35%)	-0,003 (-0,024%)	18,9
-0,25 (-3,0%)	-0,21 (-1,7%)	-0,005 (-0,061%)	-0,08 (-0,66%)	19,2
-0,3 (-3,6%)	-0,63 (-5,1%)	0,033 (0,39%)	0,015 (0,12%)	23,2
-0,4 (-4,7%)	-1,17 (9,5%)	0,16 (1,58%)	0,23 (1,86%)	22,0

Т а б л и ц а 6
Ортокоспический окуляр
 $f_0 = 24,32$ мм, $P_0 = 19,2$ мм, $s'_0 = 14,33$ мм, $2\omega = 40^\circ$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
∞	3,5	1,5891 (TK3)	-16,0	3,0	1,6259 (БФ12)
-22,2	1,0	1,0	16,0	6,5	1,5163 (K8)
32,3	6,5	1,5163 (K8)	-32,3		

Т а б л и ц а 7
Окуляр с вынесенным зрачком
 $f_0 = 24,89$ мм, $P_0 = 23,2$ мм, $s'_0 = 7,23$ мм, $2\omega = 40^\circ$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
108,6	6,0	1,52196 (K8)	-41,7	0,2	1,0
-33,3	0,2	1,0	24,9	13,5	1,52196 (K8)
108,6	2,0	1,6321 (Ф13)	-24,9	2,5	1,6321 (Ф13)
21,8	11,5	1,52196 (K8)	33,3		

ходного зрачка окуляра); $\Delta s'_{FC}$ – продольная хроматическая aberrация для лучей F, C . Далее даны размеры пятен наименьшего рассеяния в монохроматических лучах для осевого пучка δ' и для наклонных пучков (в скобках указаны значения угла наклона ω пучка). Кроме того, приведены: значения кривизны поля ΔX , т.е. расстояние соответствующего пятна рассеяния от плоскости, в которой находится осевой кружок наименьшего рассеяния; дисторсия Δl , а также поперечный хроматизм увеличения ΔY . Всюду в скобках в табл. 2 даны значения угла ω , для которого вычислена aberrация. Из табл. 2 следует, что в окуляре Гюйгенса очень велики сферическая aberrация и

хроматизм на оси. Хроматизм увеличения не вполне исправлен, а пятна наименьшего рассеяния δ' вне оси недопустимо велики. Кривизна поля настолько велика, что при наблюдении объектов вблизи края поля зрения окуляр приходится перефокусировать. В отношении дисторсии окуляр Гюйгенса не достаточно хорош и уступает многим окулярам (табл. 2). Очевидно, что окуляр Гюйгенса следует применять не со светосильным объективом ($A = 1 : 5$), а лишь с несветосильными объективами, поэтому в настоящее время окуляр Гюйгенса применяется главным образом в микроскопах.

Окуляр Рамсдена. Этот окуляр состоит из двух тонких линз, имеющих одинаковое фокусное расстояние, причем $d \cong f_1 \cong f_2$, $v_1 = v_2$ (рис. 2). Однако условие $d \cong f_1 \cong f_2$ приводит к очень малому или даже отрицательному расстоянию P_0 от окуляра до выходного зрачка (т.е. глаза наблюдателя). Для уменьшения этого недостатка линзы приближают друг к другу, добываясь приемлемых значений P_0 . Приведем параметры типичного окуляра Рамсдена из [2] (табл. 3). Его аберрации даны в строке 2 в табл. 2, откуда следует, что в отличие от окуляра Гюйгенса, имеющего отрицательный задний отрезок s' , для окуляра Рамсдена $s' > 0$, что удобно для работы с сеткой; аналогичной особенностью обладают и все рассматриваемые ниже окуляры. Его аберрационные пятна наименьшего рассеяния δ' для соответствующих углов ω значительно меньше, нежели у окуляра Гюйгенса; поле при $2\omega = 40^\circ$ практически плоское, а дисторсия очень мала. С другой стороны, хроматизм увеличения ΔY не вполне исправлен, а рабочее расстояние P_0 малó. Заметим, что хроматизм увеличения может быть исправлен соответствующим перерасчетом объектива, с которым используется окуляр.

Окуляр Кельнера. Окуляр Кельнера (рис. 3) можно считать усовершенствованным окуляром Рамсдена, у которого глазная линза не одиночная, а склеена из двух линз. Параметры типичного окуляра Кельнера [2] даны в табл. 4, а его аберрации в табл. 2 в строке 3. Очевидно, что этот окуляр имеет хорошее исправление как монохроматических, так и хроматических аберраций; его поле практически плоское, однако на краю поля его пятно δ' наименьшего рассеяния больше, а дисторсия велика. Заметим, что и окуляр Рамсдена можно усовершенствовать, устранив в нем хроматизм увеличения и оставив без изменения монохроматические аберрации, если ввести в глазной линзе так называемый хроматический радиус, т.е. заменив простую глазную линзу склеенной из двух стекол с одинаковым средним показателем преломления, но различными дисперсиями. Такой окуляр будет иметь оптическую схему окуляра Кельнера, отличаясь от него лучшим исправлением полевых аберраций и большим углом поля. Это преимущество делается особенно заметным при больших показателях преломления стекол.

Симметричный окуляр. Симметричный окуляр (рис. 4) состоит из двух одинаковых склеенных компонентов. В отличие от рассмотренных выше окуляров, он имеет значительно большее расстояние P_0 и хорошо исправленные осевые аберрации. Его параметры [2] даны в табл. 5. Его полевые аберрации δ' значительны и быстро растут с увеличением поля зрения (табл. 2, строка 4); кривизна поля и дисторсия у него также значительны. Очевидно, эту систему целесообразно применять в тех случаях, когда требуется большое рабочее расстояние P_0 (например в короткофокусных окулярах), с тем чтобы обеспечить достаточное расстояние от окуляра до глаза наблюдателя. Полезное поле окуляра не превышает 40° .

Ортоскопический окуляр. Ортоскопический окуляр (рис. 5) обладает двумя важными достоинствами – большим рабочим расстоянием P_0 и пониженной дисторсией. Параметры окуляра даны в табл. 6 [2]. Поле зрения у него практически плоское, но полевые аберрации δ' быстро растут с увеличением угла ω , а поэтому полезное поле его меньше 40° . Как и симметричный окуляр, его целесообразно применять преимущественно для короткофокусных окуляров.

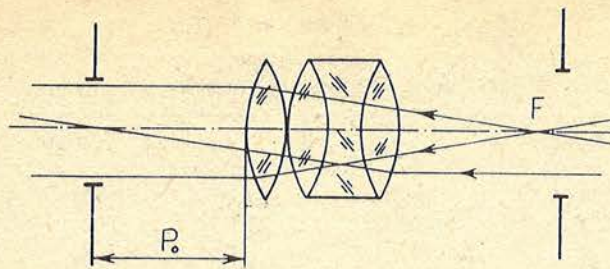


Рис. 5. Оптическая схема ортоскопического окуляра

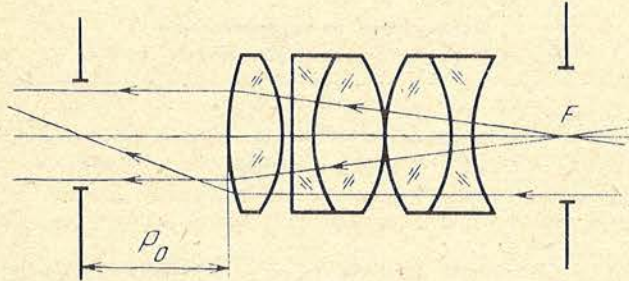


Рис. 6. Оптическая схема окуляра с вынесенным зрачком

Окуляр с вынесенным зрачком. Окуляры, имеющие большое ($f_0 < P_0$) рабочее расстояние P_0 от окуляра до глаза наблюдателя, называются окулярами с вынесенным зрачком.

Специальный окуляр с вынесенным зрачком и значительным полем зрения описан в [2]. Он имеет сложную конструкцию из пяти линз (рис. 6); его параметры даны в табл. 7, aberrации – в табл. 2, строка 6. Из табл. 2 следует, что окуляр имеет весьма хорошее исправление aberrаций δ' на оси, но на краях поля они значительны. Поле в первом приближении можно считать плоским, дисторсия умеренная. Полезное поле – порядка 40° . Заметим, что как будет показано ниже, аналогичные результаты могут быть получены в значительно более простых системах, содержащих всего три линзы.

Окуляр с большим полем зрения (типа Эрфле). Как известно [3], классическими окулярами с большим полем зрения являются окуляры Эрфле. Существуют три типа окуляров Эрфле, но мы рассмотрим только один, наиболее хорошо исправленный в отношении aberrаций и имеющий значительный вынос зрачка P_0 . Параметры окуляра даны в табл. 8 [2]. Его схема отличается от схемы окуляра с вынесенным зрачком только порядком расположения линз – простая линза расположена между двумя склеенными. Его aberrации приведены в табл. 2, строка 7. Очевидно, что по своим свойствам он напоминает рассмотренный окуляр с вынесенным зрачком, но имеет несколько худшее исправление дисторсии при лучшем исправлении полевых aberrаций. В целом же исправление aberrаций на периферии поля зрения как в окуляре Эрфле, так и в окуляре с вынесенным зрачком оставляет желать лучшего, что ясно из сравнения пятен наименьшего рассеяния δ' (табл. 2).

Мы рассмотрели наиболее употребительные типы окуляров, описанные в литературе. В последние годы разработаны и более сложные окуляры с полем 80° – 90° , как правило, содержащие асферические поверхности. Они очень трудны в изготовлении и не получили распространения. Заметим, что все вышерассмотренные окуляры при использовании с менее светосильными объективами ($A < 1:5$) дадут

Т а б л и ц а 8

Окуляр Эрфле
 $f_0 = 24,7 \text{ мм}$, $P_0 = 22,0 \text{ мм}$, $s'_0 = 10,26 \text{ мм}$, $2\omega = 55^\circ$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
190,52	2,24	1,6321 (Ф13)	-69,527	0,28	
-38,5	9,51	1,52196 (К8)	37,318	11,2	1,52196 (К8)
-32,929	0,28	1,0	-37,318	2,24	1,6321 (Ф13)
69,527	6,72	1,52196 (К8)	62,853		

Т а б л и ц а 9

Окуляр Рамсдена широкоугольный
 $f_0 = 24,97 \text{ мм}$, $P_0 = 5,03 \text{ мм}$, $2\omega = 55^\circ$, $s'_0 = 5,62 \text{ мм}$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
∞	7,477	1,75283 (СТК9)	49,845	9,969	1,75283 (СТК9)
-24,922	18,692	1,0	-49,845		

лучшие результаты; при этом данные табл. 2 следует пересчитать для нового значения A . Очевидно, при этом хроматизм увеличения и дисторсия не изменятся. Приступим к рассмотрению новых разработанных нами окуляров.

2. Новые окуляры

Модифицированные окуляры Рамсдена и Кёльнера. Из табл. 2 видно, что обычный окуляр Рамсдена имеет удовлетворительное исправление полевых aberrаций за исключением хроматизма увеличения. Это приводит к идее разработки широкоугольного окуляра, имеющего схему окуляра Рамсдена. Недостаток окуляра Рамсдена – значительная сферическая aberrация на оси – может быть уменьшен, если применить стекла с большим показателем преломления. Действительно, как показали наши расчеты, применение стекла ТК16 ($n = 1,6126$) позволяет улучшить исправление как осевых, так и полевых aberrаций, а полезное поле зрения увеличить до 50° . Еще лучшие результаты дает стекло СТК9 ($n = 1,7224$), позволяющее получить поле свыше 60° ; параметры этого окуляра даны в табл. 9, aberrации – в табл. 10, строка 1. К сожалению, классические недостатки окуляра Рамсдена имеют место и здесь – это малое рабочее расстояние P_0 и хроматизм увеличения. В отношении же исправления монохроматических aberrаций по полю он превосходит даже окуляр Эрфле. Заметим, что хроматическую aberrацию легко исправить, введя в глазную линзу так называемую хроматическую поверхность, т.е. склеив ее из стекол с одинаковым средним показателем преломления, но с различными дисперсиями. Радиус кривизны поверхности склейки выбирается так, чтобы исправить хроматизм увеличения; при этом в значительной мере оказывается исправленным и хроматизм положения на оси.

Оптическая схема полученного окуляра аналогична схеме окуляра Кёльнера, но отличается от последнего значительно лучшим исправлением полевых aberrаций (за исключением дисторсии и кривизны поля), что и позволяет увеличить поле до 60° и более. Параметры подобного окуляра ("ахроматизованный Рамсен") приведены в табл. 11, aberrации – в табл. 10, строка 2. Заметим, что основной aberrацией, ограничивающей поле в подобных окулярах, является кривизна поля; если же применить перефокусировку при изучении краевых участков поля, то, по-видимому, возможно получить и еще большее поле.

Таблица 10

Новые окуляры
 $f \approx 25, A = 1:5$

№	Название	s'	$\Delta s'_1$	$\Delta s'_2$	$\Delta s'_{FC}$	$\delta'(0^\circ)$	$\delta'(18,8^\circ)$	$\delta'(26,6^\circ)$	$\delta'(31^\circ)$	$\delta'(35^\circ)$	ΔX (18,8°)	ΔX (26,6°)
1	Окуляр Рамсдена широкоуголь- ный	5,41	-0,15	-0,31	-0,38	0,020	0,061	0,088	0,096	0,094	-0,76	-1,66
2	Окуляр Рамсдена ахроматизи- рованный	5,69	-0,15	-0,30	-0,23	0,020	0,064	0,10	0,12	-	-0,70	-1,50
3	Окуляр типа ГОИ из тяжелых стекл	9,21	-0,07	-0,15	0,00	0,01	0,03	0,29	-	-	-0,48	-
4	Окуляр типа ГОИ из обычных стекл	6,74	-0,02	-0,046	-0,16	0,003	0,025	-	-	-	-0,65	-
5	Окуляр сверхширокоугольный	6,67	-0,042	-0,085	-0,16	0,006	-	0,043	-	0,054	-0,46	-1,64
6	Окуляр широкоугольный	3,21	-0,021	-0,043	-0,02	0,003	0,02	0,047	0,06	0,058	-0,76	-1,36

№	Название	$\Delta X(31^\circ)$	$\Delta X(35^\circ)$	$\Delta(18,8^\circ)$	$\Delta(26,6^\circ)$	$\Delta(18,8^\circ)$	$\Delta(26,6^\circ)$	$\Delta Y(18,8^\circ)$	$\Delta Y(26,6^\circ)$	P_0
1	Окуляр Рамсдена широкоуголь- ный	-2,43	-3,37	-0,4(-4,7%)	-1,2(-9,7%)	0,1(1,3%)	0,16(1,3%)	0,1(1,3%)	0,16(1,3%)	5,03
2	Окуляр Рамсдена ахроматизи- рованный	-2,13	-	-0,4(4,7%)	-1,2(-9,6%)	0,025(0,3%)	0,02(0,14%)	0,025(0,3%)	0,02(0,14%)	5,05
3	Окуляр типа ГОИ из тяжелых стекл	-	-	-0,66(-7,8%)	-1,9(-15%)	+0,007(0%)	-0,1(-0,8%)	+0,007(0%)	-0,1(-0,8%)	23,79
4	Окуляр типа ГОИ из обычных стекл	-	-	-0,98(-11,5%)	-	-0,056(0,66%)	-	-0,056(0,66%)	-	27,7
5	Окуляр сверхширокоугольный	-	-2,74	-0,49(-5,7%)	-1,4(-11%)	0,04(0,5%)	0,06(0,5%)	0,04(0,5%)	0,06(0,5%)	20,22
6	Окуляр широкоугольный	-1,82	-2,42	-0,62(-7,3%)	-1,8(-14%)	0,027(0,32%)	0,03(0,24%)	0,027(0,32%)	0,03(0,24%)	23,0

Примечание. Все размеры приведены в миллиметрах.

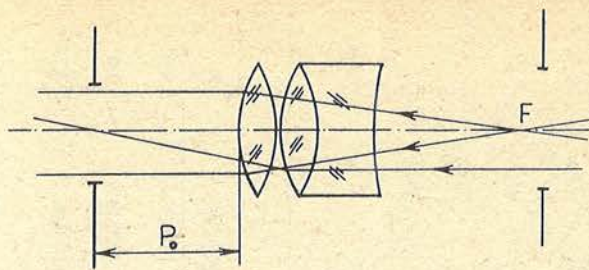


Рис. 7. Оптическая схема окуляра типа ГОИ

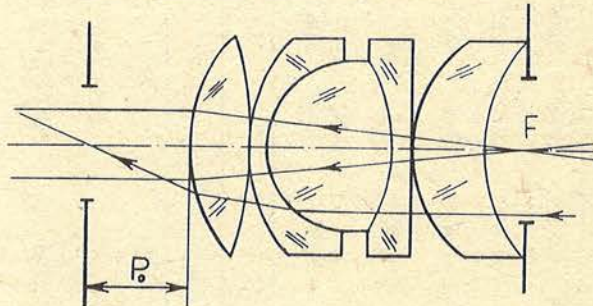


Рис. 8. Оптическая схема широкоугольного окуляра

Модифицированные окуляры из трех линз. Основным недостатком простых окуляров, описанных выше, является сравнительно малое расстояние P_0 , что не позволяет получить короткофокусные окуляры. Однако среди простых окуляров из трех линз имеется окуляр с вынесенным зрачком, описанный Максутковым [1] (рис. 7). Этот окуляр имеет значительное рабочее расстояние P_0 , соизмеримое с фокусным расстоянием окуляра, хорошее исправление осевых aberrаций и кривизны поля. К сожалению, как показали наши расчеты точечных диаграмм, пятна наименьшего рассеяния δ' на периферии поля зрения недопустимо велики, а поэтому его полезное поле около 30° . Менее значительным недостатком этого окуляра является большая дисторсия, не представляющая, впрочем, неудобства при наблюдениях. Русинов [5] усовершенствовал этот тип окуляра, введя тяжелые стекла, однако и в этом окуляре поле $2\omega = 40^\circ$. Дальнейшее совершенствование этого окуляра с помощью оптимизирующей программы на ЭВМ позволило значительно улучшить полевые aberrации; его параметры даны в табл. 12, а aberrации – в табл. 10, строка 3. Очевидно, что полученный окуляр имеет поле зрения около 50° при значительном рабочем расстоянии ($P_0 = 23,8$ мм). Это улучшение характеристик получено ценой некоторого ухудшения aberrации на оси и дисторсии. В этом окуляре применены довольно дефицитные стекла СТК19 и СТФ11, которые не всегда доступны. Оказывается, можно рассчитать аналогичный широкоугольный окуляр, но использующий обычные стекла ТК1 и ТФ4 и имеющий большое рабочее расстояние ($P_0 = 27,7$). Его поле зрения также достигает 50° при хорошем исправлении полевых aberrаций и кривизны поля. Параметры этого окуляра даны в табл. 13, aberrации – в табл. 10, строка 4. Этот окуляр также рассчитан нами на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы. Подобно другим окулярам, имеющим схему, изображенную на рис. 7, этот окуляр имеет значительную дисторсию. Другой недостаток этого окуляра – значительный хроматизм увеличения.

Особо широкоугольные окуляры из пяти линз. При наблюдениях иногда возникает необходимость иметь очень большое поле зрения – порядка 70° – 85° (например, при наблюдениях телескопических метеоров, переменных звезд, слежения за ИСЗ,

Т а б л и ц а 11

Ахроматизованный окуляр Рамсдена

$$f_0 = 24,90 \text{ мм}, P_0 = 5,05 \text{ мм}, 2\omega = 60^\circ, s'_0 = 5,89 \text{ мм}$$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
∞	1,0	1,75871 (ТФ4)	49,845	9,969	1,75283 (СТК9)
13,5	6,477	1,75283 (СТК9)	-49,845		
-24,922	18,692	1,0			

Т а б л и ц а 12

Окуляр типа ГОИ из тяжелых стекол

$$f_0 = 25 \text{ мм}, P_0 = 23,8 \text{ мм}, 2\omega = 50^\circ, s'_0 = 9,31 \text{ мм}$$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
-31,476	6,475	1,82894 (ТФ10)	-34,181	17,267	2,102107 (СТФ11)
-22,106	0,216	1,0	160,42		
23,339	12,950	1,75442 (СТК19)			

Т а б л и ц а 13

Окуляр типа ГОИ из обычных стекол

$$f_0 = 25 \text{ мм}, P_0 = 27,7 \text{ мм}, 2\omega = 50^\circ, s'_0 = 6,77 \text{ мм}$$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
31,098	9,156	1,57033 (ТК1)	-27,771	9,4	1,7587 (ТФ4)
-73,915	0,916	1,0	56,570		
22,736	12,207	1,57033 (ТК1)			

изучения поверхности Земли с низких орбит и при посадке космического корабля). При этом желательно иметь окуляр с минимальным числом поверхностей "стекло – воздух", создающих блики и светорассеяние; применение асферических поверхностей нежелательно, ввиду сложности их изготовления. Сравнительно простой окуляр с полем до 85° был описан в [6]. К сожалению, он содержит зарубежные стекла, недоступные в настоящее время. Поэтому мы пересчитали этот окуляр, используя отечественные стекла ТК4 и ТФ2; его aberrации даны в табл. 10, строка 5 (рис. 8). Параметры окуляра даны в табл. 14. Очевидно, окуляр имеет хорошее исправление полевых aberrаций, кроме кривизны поля и хроматизма увеличения, которые довольно значительны. Мы попытались улучшить исправление этих aberrаций, оптимизируя систему на ЭВМ с помощью специальной программы. Параметры полученной системы даны в табл. 15, aberrации – в табл. 10, строка 6. Очевидно, в полученном окуляре существенно улучшилось исправление на оси, хроматизм увеличения практически исправлен, кривизна поля также уменьшилась; поле зрения осталось практически прежним – порядка 80° . Рабочее расстояние этих особо широкоугольных окуляров $P_0 = 20$ мм при $f_0 = 25$ мм.

Вышеописанные конструкции окуляров позволяют найти достаточно хорошее решение для каждого частного случая. Естественно, параметры окуляров могут быть масштабированы к требуемой величине фокусного расстояния (все вышеописанные окуляры имеют фокусное расстояние $f_0 \cong 25$ мм). При выборе окуляра следует руководствоваться следующими соображениями:

1. Окуляры с фокусными расстояниями порядка 5–7 мм и менее должны иметь значительный вынос зрачка P_0 . В этом отношении предпочтительны

Т а б л и ц а 14

Сверхширокоугольный окуляр

$$f_0 = 25,0 \text{ мм}, P_0 = 20,22 \text{ мм}, 2\omega = 85^\circ, s_0' = 6,73 \text{ мм}$$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
39,580	6,314	1,61884 (ТК4)	-22,640	2,31	1,68747 (ТФ2)
-64,761	0,154	* 1,0	-400,74	0,154	1,0
45,279	2,31	1,68747 (ТФ2)	37,579	5,390	1,61884 (ТК4)
22,640	18,789	1,61884 (ТК4)	76,081		

Т а б л и ц а 15

Широкоугольный окуляр

$$f_0 = 25,0 \text{ мм}, P_0 = 23,0 \text{ мм}, 2\omega = 80^\circ, s_0' = 3,24 \text{ мм}$$

r , мм	d , мм	n	r , мм	d , мм	n
32,885	6,353	1,62 (ТК16)	-44,765	2,328	1,74649 (ТФ7)
-301,719	0,158	1,0	1703,35	0,158	1,0
35,50	2,328	1,74649 (ТФ7)	26,656	11,621	1,62 (ТК16)
16,475	18,901	1,62 (ТК16)	41,01		

ортоскопический окуляр, окуляры с вынесенным зрачком и Эрфле, а также новые окуляры типа ГОИ и широкоугольные (см. табл. 2 и табл. 10).

2. Наилучшее исправление дисторсии имеют классические окуляры Рамсдена и ортоскопический (см. табл. 2).

3. Для светосильных и сверхсветосильных объективов наилучшими являются широкоугольные окуляры (см. табл. 10); на втором месте стоит классический симметричный окуляр (см. табл. 2).

4. Классические окуляры, за исключением окуляров Гюйгенса, симметричного и Эрфле, имеют достаточно плоское поле (табл. 2); новые окуляры в этом отношении менее благоприятны. Впрочем, следует иметь в виду, что кривизна поля при визуальных наблюдениях обычно компенсируется аккомодацией глаза наблюдателя.

5. Абберационные пятна наименьшего рассеяния δ' по полю зрения хуже всего в классическом окуляре Гюйгенса и наилучшие в новых окулярах, особенно в широкоугольных (см. табл. 2 и табл. 10).

6. Наибольшим хроматизмом увеличения обладает окуляр Рамсдена широкоугольный, а также классический окуляр Рамсдена (см. табл. 2 и табл. 10).

7. Наибольшее полезное поле зрения (80° – 85°) имеют сверхширокоугольный и широкоугольный окуляры (см. табл. 10).

Авторы признательны В.И. Пронику и П.П. Добронравину за просмотр рукописи и ценные указания.

Июнь 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максудов Д.Д. *Астрономическая оптика*. 2-е изд. Л.: Наука, 1979. 395 с.
2. Турыгин И.А. *Прикладная оптика*. М.: Машиностроение, 1965. 362 с.
3. Слюсарев Г.Г. *Расчет оптических систем*. Л.: Машиностроение, 1975. 639 с.
4. *Вычислительная оптика: Справочник*. Л.: Машиностроение, 1984. 423 с.
5. Русинов М.М. *Композиция оптических систем*. Л.: Машиностроение, 1989. 382 с.
6. Rehnlund S.O. A homemade wide-angle eyepiece // *Sky and Tel.* 1987. Vol. 74, N 4. P. 425.