

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXXIV

Ответственный редактор
академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ



МОСКВА · «НАУКА» · 1986

УДК 523

Известия ордена Трудового Красного Знамени Крымской астрофизической обсерватории: [Сб. статей].— М.: Наука, 1986, т. 74.— 192 с.

В 74-м томе публикуются оригинальные статьи по физике звезд, по физике Солнца, приводятся результаты астрофизических наблюдений с помощью многоэлементной фотоприемной матрицы, интегрального спектрометра, даются алгоритм численного решения уравнения переноса излучения в магнитном поле, расчеты оптических систем Ричи—Кретьена, описание систем автоматизации сбора и обработки радиоастрономических наблюдений.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (председатель),
член-кор. АН СССР А. А. БОЯРЧУК (заместитель председателя),
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),
канд. физ.-мат. наук П. П. ДОБРОПРАВИН,
канд. физ.-мат. наук И. Г. МОИСЕЕВ,
член-кор. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,
доктор физ.-мат. наук В. Б. НИКОНОВ,
доктор физ.-мат. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,
доктор физ.-мат. наук Н. В. СТЕШЕНКО

Рецензенты:

В. П. ГРИНИН, Т. Т. ЦАП

УДК 524.3

О ВЫЧИСЛЕНИИ СИНТЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД И СОЛНЦА

Л. С. Любимков

Описана методика вычисления синтетических спектров, реализованная в программе SYNTHETEL, применяемой в Крымской астрофизической обсерватории при анализе спектров звезд и Солнца. Рассмотрены вопросы учета вращения звезды и свертки с инструментальным профилем. В качестве примера на участке 2580—2590 Å рассчитан ряд синтетических спектров звезды класса A0 V, соответствующих разным скоростям вращения (рис. 1), разной полуширине инструментального профиля (рис. 2) и комбинированному действию обоих этих эффектов (рис. 3). Выполнено сравнение спектра звезды η Leo (A0 Ib), полученного на космической станции «Астрон», с синтетическим спектром, вычисленным на интервале 2550—2590 Å (рис. 5).

ON THE SYNTHETIC SPECTRA COMPUTATION FOR STARS AND SUN, by L. S. Lyubimkov.— A technique for synthetic spectra calculation is described, which has been realized in the computer program SYNTHETEL used at the Crimean astrophysical observatory for stellar and solar spectra analysis. The problems concerning the account on the star rotation and the instrumental profile are considered. As an example a sample of synthetic spectra in the region 2580—2590 Å for a A0 V star were calculated corresponding to different rotational velocities (fig. 1), different half widths of instrumental profile (fig. 2), and combined effect of stellar rotation and instrumental resolution (fig. 3). The ASTRON spectrum of the star η Leo (A0 Ib) is compared with the synthetic one computed in the range of 2550—2590 Å (fig. 5).

Традиционная методика анализа звездных спектров основана на измерении эквивалентных ширин отдельных, по возможности неблендированных линий. Однако иногда приходится исследовать такие спектральные участки, в которых неблендированных линий практически нет. Примером подобной задачи является определение содержания некоторых тяжелых элементов, присутствующих в звездах в малых количествах и дающих в спектрах весьма немногочисленные и, как правило, блендированные линии. Другой пример — ультрафиолетовые звездные спектры, для которых характерно присутствие большого количества переналагающихся линий. У наиболее холодных звезд аналогичная ситуация имеет место и в видимой области. Анализ таких спектральных участков требует расчета синтетических спектров.

Переналаживание или блендирование линий может быть вызвано несколькими причинами. С одной стороны, существуют чисто физические причины. Например, линии могут быть расположены настолько близко по длине волны, что их невозможно разделить при любом, сколь угодно высоком разрешении спектрографа. Далее, достаточно близкие линии могут переналагаться и даже сливаться в результате их уширения полем скоростей (турбулентностью) в атмосфере звезды или за счет вращения звезды. С другой стороны, причина может быть и чисто наблюдательной, связанной с конечным разрешением прибора. Действительно, две близкие, но изолированные линии вследствие недостаточного разрешения спектрографа могут наблюдаться как одна бленда. Все эти факторы можно учесть при расчете синтетического спектра.

Методика вычисления синтетических спектров в литературе освещена еще недостаточно. Здесь мы опишем основные детали этой методики, заложенные в нашей программе SYNTHETEL (Synthesis of Lines), написанной на языке FORTRAN IV и предназначенной для расчета солнечных и звездных спектров. Особое внимание уделено таким вопросам, как учет вращения звезды и свертка с инструментальным профилем прибора. В настоящее время программа SYNTHETEL используется в Крымской астрофизической обсерватории для анализа избранных спектральных участков как в видимой, так и в ультрафиолетовой областях (см., например, [1—3]).

1. Исходные данные

Для вычисления синтетического спектра необходимо прежде всего иметь модель атмосферы исследуемой звезды. Выбор ее параметров, т. е. эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g , — это отдельная задача, и здесь мы ее не касаемся (она рассмотрена, например, в [4]). Программа SYNTHETEL ориентирована на применение широко известных моделей Куруца [5], поэтому при расчете основных источников непрозрачности в непрерывном спектре мы использовали алгоритмы того же автора [6].

В качестве исходных данных наряду с моделью атмосферы необходимо задать также список линий, попадающих в исследуемый спектральный интервал. За основу можно принять обширные таблицы Куруца и Пейтреманна [7], содержащие длины волн λ более 265 000 линий, их силы осцилляторов gf и потенциалы возбуждения χ . При этом нет необходимости включать в расчеты все линии, принадлежащие заданному интервалу; можно провести отбор по степени ионизации и по величинам χ и gf . Например, для звезд классов G и F из-за их сравнительно низкой температуры достаточно ограничиться рассмотрением только нейтральных и однократно ионизованных атомов. Из линий таких атомов можно отбросить те, которым соответствуют слишком высокие потенциалы нижнего уровня χ или слишком низкие силы осцилляторов gf . Однако следует иметь в виду, что для некоторых линий полуэмпирические значения gf , приведенные в [7], могут содержать существенные ошибки. Проблема сил осцилляторов в расчетах синтетических спектров имеет первостепенное значение, поэтому вместо [7] по возможности следует применять более точные данные о gf -величинах, опубликованные в литературе. Например, для линий Fe I можно рекомендовать список сил осцилляторов Боярчука и Саванова [8]. Если для некоторых линий из исследуемого спектрального интервала нет достаточно надежных значений gf , тогда их можно определить эмпирическим путем по спектру какой-нибудь хорошо изученной звезды, как это было сделано в [1] для участка 4017,0—4020,5 Å.

Отметим также, что в [7] приведены теоретические значения длин волн λ , которые не всегда в точности совпадают с лабораторными измерениями λ или с длинами волн, наблюдаемыми, например, в спектре Солнца. Это обстоятельство следует учитывать при анализе тех участков солнечного спектра, которые получены с высоким разрешением, когда становится заметным относительный сдвиг в длинах волн порядка 0,02—0,03 Å. По-видимому, в таких случаях вместо значений λ из [7] полезнее задавать наблюдаемые длины волн линий.

Списки Куруца и Пейтреманна [7] содержат только атомарные линии. Но при исследовании холодных звезд в расчеты синтетических спектров приходится включать и молекулярные линии. Существует обширная литература по линиям различных молекул, однако ее обсуждение не входит в нашу задачу.

Вычисление степени ионизации и населенностей уровней в программе SYNTHETEL выполняется при предположении о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Суммы по состояниям U и величина затухания γ находятся так же, как в [4]. Необходимо подчеркнуть, что U и γ вычисляются как функции глубины в атмосфере. Отметим, что суммы по состояниям для всех атомов в трех стадиях ионизации и для ряда молекул можно определить с помощью данных Ирвина [9].

2. Вычисление неоглаженного спектра

Разделим весь участок, в котором рассчитывается синтетический спектр, на N равных частей и обозначим точки деления через λ_k . Концам участка соответствуют длины волн λ_1 и λ_{N+1} . Полный поток выходящего излучения πF_λ , а в случае Солнца интенсивность I_λ будем вычислять последовательно в точках λ_k ($k = 1, 2, \dots, N + 1$). Чтобы обеспечить необходимую точность шаг по длине волны $\Delta\lambda = (\lambda_{N+1} - \lambda_1)/N$ должен быть достаточно малым. Как показывают наши вычисления, на практике достаточно положить его равным нескольким сотым ангстрема.

Пусть в расчетах участвуют M линий с центральными длинами волн λ_i ($i = 1, 2, \dots, M$). Коэффициент поглощения в линии $l_i(\lambda)$ считается фойгтовским, а функция Фойгта, как и в [4], вычисляется по программе, опубликованной в [10]. Построение синтетического спектра по существу сводится к тому, что в каждой точке деления λ_k суммируется вклад от всех окружающих линий в полный коэффициент поглощения $\alpha(\lambda_k)$. С этой целью для каждой i -й линии находится значение l_i на расстоянии $(\lambda_i - \lambda_k)$ от ее центра. Складывая все такие значения l_i ($i = 1, 2, \dots, M$) и добавляя сюда поглощение в непрерывном спектре, находим $\alpha(\lambda_k)$. Если длина всего спектрального участка $(\lambda_{N+1} - \lambda_1)$ велика по сравнению с протяженностью крыльев отдельных линий, тогда при вычислении $\alpha(\lambda_k)$ достаточно учесть лишь те линии, для которых расстояние $|\lambda_i - \lambda_k|$ не превышает некоторого наперед заданного значения.

Рассчитываем величины l_i и $\alpha(\lambda_k)$ как функции геометрической или оптической глубины, задаваемой моделью атмосферы. Зная $\alpha(\lambda_k)$, определяем массив полных оптических глубин τ_{λ_k} .

Если πF_{λ_k} — полный поток выходящего излучения на длине волны λ_k , тогда

$$F_{\lambda_k} = 2 \int_0^\infty S(\tau_{\lambda_k}) E_2(\tau_{\lambda_k}) d\tau_{\lambda_k}, \quad (1)$$

где $S(\tau_{\lambda_k})$ — функция источников, $E_2(\tau_{\lambda_k})$ — вторая интегральная показательная функция. Поток излучения в непрерывном спектре F_c^* находится по той же формуле (1), если в ней τ_{λ_k} заменить на оптическую глубину в континууме. Обычно при вычислении F_{λ_k} в качестве функции источников $S(\tau_{\lambda_k})$ берется функция Планка (условие ЛТР), однако $S(\tau_{\lambda_k})$ можно находить и с учетом рассеяния в линии из соответствующего интегрального уравнения. Для этого нами создана подпрограмма SOURCE, основанная на итерационно-вариационном методе, описанном в [11].

На практике для вычисления F_{λ_k} применяют какую-нибудь квадратурную формулу. В программе SYNTHEL, как и в [4], используется 6-точечная квадратурная формула вида

$$F_\lambda = 2 \sum_{j=1}^6 b_j S(\tau_j), \quad (2)$$

где b_j — веса и τ_j — узлы, причем оптические глубины τ_j относятся к шкале глубин τ_{λ_k} . Значения b_j и τ_j можно найти, например, в [11] (соотношение (42)).

При исследовании Солнца вместо потока необходимо определять интенсивность выходящего излучения; для углового расстояния θ от центра диска она записывается в следующем виде:

$$I_{\lambda_k}(\mu) = \int_0^\infty S(\tau_{\lambda_k}) e^{-\tau_{\lambda_k}/\mu} \frac{d\tau_{\lambda_k}}{\mu}, \quad (3)$$

где $\mu = \cos \theta$.

Интеграл справа также удобно представить в виде квадратурной формулы:

$$I_{\lambda_k}(\mu) = \sum_{m=1}^n a_m S(\tau_m \mu). \quad (4)$$

Ее весовые множители a_m и узлы τ_m для значений n от 1 до 15 можно найти в [12]. Как показали наши расчеты, при анализе реальных солнечных спектров достаточную точность обеспечивает квадратурная формула по шести точкам ($n = 6$). По аналогичной формуле вычисляется и интенсивность излучения в непрерывном спектре I_c .

Конечным результатом счета в случае звезд является отношение полного потока к потоку в континууме $r(\lambda_k) = F_{\lambda_k}/F_c$, а в случае Солнца — соответствующее отношение интенсивностей $R(\lambda_k) = I_{\lambda_k}/I_c$. После того как величина $r(\lambda_k)$ или $R(\lambda_k)$ вычислена для всех длин волн λ_k , с помощью графопостроителя зависимость этой величины от λ_k изображается графически. т. е. строится синтетический спектр. Такой спектр, полученный без учета вращения звезды и разрешения спектрографа, будем называть несглаженным.

3. Учет вращения звезды

Рассмотрим задачу сглаживания синтетического спектра за счет вращения звезды (для Солнца, имеющего малую скорость вращения, такая задача не возникает). Несглаженный спектр задан $N + 1$ точкой с координатами λ_k и $r(\lambda_k)$. Полагаем, что в промежутках между двумя соседними точками спектр задан отрезками прямых, соединяющих эти точки. Иначе говоря, вид функции $r(\lambda)$ на интервале между длинами волн λ_k и λ_{k+1} определяется равенствами

$$\begin{aligned} r(\lambda) &= A_k + B_k \lambda \quad (\lambda_k \leq \lambda \leq \lambda_{k+1}), \\ A_k &= \frac{\lambda_{k+1} r(\lambda_k) - \lambda_k r(\lambda_{k+1})}{\Delta \lambda}, \\ B_k &= \frac{r(\lambda_{k+1}) - r(\lambda_k)}{\Delta \lambda}. \end{aligned} \quad (5)$$

Такая аппроксимация тем точнее, чем меньше шаг $\Delta \lambda$.

Вращение звезды характеризуется величиной $v \sin i$, где v — скорость вращения на экваторе, i — угол между осью вращения и лучом зрения. Мы не рассматриваем значений v , приближающихся к критической скорости, поэтому не учитываем отклонения формы вращающейся звезды от сферической, а также гравитационного потемнения, связанного с уменьшением эффективного ускорения силы тяжести под действием центробежной силы. Точное решение задачи требует вычисления интенсивности I_λ излучения в линии во многих точках диска звезды и последующего интегрирования по диску с учетом смещения по длине волны из-за вращения. Однако если принять, что профиль линии I_λ/I_c не зависит от положения на диске, тогда, как следует из [13], решение можно свести к интегралу типа свертки

$$r_R(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\lambda - l) G(l) dl. \quad (6)$$

Здесь $r(\lambda)$ по-прежнему задает распределение потока излучения в несглаженном спектре, а $r_R(\lambda)$ — в спектре с учетом вращения; функция $G(l)$ определяет так называемый «профиль вращения». Если нет потемнения диска к краю, то согласно [13]

$$G(l) = \begin{cases} \frac{2}{\pi \cdot \Delta \lambda_L} \sqrt{1 - \left(\frac{l}{\Delta \lambda_L}\right)^2} & \text{при } |l| \leq \Delta \lambda_L, \\ 0 & \text{при } |l| > \Delta \lambda_L, \end{cases} \quad (7)$$

где $\Delta \lambda_L = \lambda \frac{v \sin i}{c}$, c — скорость света.

Подставляя соотношения (7) в (6) и вводя новую переменную интегрирования $x = U/\Delta\lambda_L$, получаем

$$r_R(\lambda) = \frac{2}{\pi} \int_{-1}^{+1} r(\lambda - \lambda q x) \sqrt{1 - x^2} dx, \quad (8)$$

где обозначено

$$q = (v \sin i)/c. \quad (9)$$

Михалас и Ауэр [14], применившие подобную формулу для вычисления профилей H_α при скоростях вращения до 300 км/с, нашли, что отличие от точного решения не превышает 2%. Иначе говоря, мы не вносим заметной ошибки, пренебрегая изменением профиля линии I_λ/I_c по диску звезды и не учитывая потемнения к краю диска в континууме.

Будем вычислять $r_R(\lambda)$ в прежних точках деления λ_k . Однако диапазон изменения длин волн при учете вращения несколько сужается. Действительно, в интеграле (8) при изменении x от -1 до $+1$ аргумент функции $r(\lambda - \lambda q x)$ меняется от $\lambda(1+q)$ до $\lambda(1-q)$. В частности, при $\lambda = \lambda_1$ тогда наименьшее значение аргумента равнялось бы $\lambda_1(1-q)$, а при $\lambda = \lambda_{N+1}$ наибольшее значение составляло бы $\lambda_{N+1}(1+q)$. Таким образом, мы вышли бы за границы рассматриваемого интервала $[\lambda_1, \lambda_{N+1}]$, а там функция $r(\lambda)$ не определена. Чтобы этого не случилось, вместо $[\lambda_1, \lambda_{N+1}]$ следует рассматривать отрезок $[\lambda_1/(1-q), \lambda_{N+1}/(1+q)]$. Концы этого нового интервала вероятнее всего не будут совпадать с какими-либо из значений λ_k . В этом случае, чтобы не вводить дополнительных точек деления, в программе SYNTHET нижний предел $\lambda_1/(1-q)$ заменен на ближайшее большее значение $\lambda_k \equiv \lambda_{m_1}$, а верхний предел $\lambda_{N+1}/(1+q)$ — на ближайшее меньшее значение $\lambda_k \equiv \lambda_{m_2}$. Их можно определить из следующих соотношений:

$$m_1 = \text{entier} \left(\frac{1}{\Delta\lambda} \frac{\lambda_1 q}{1-q} \right) + 1,$$

$$m_2 = N - \text{entier} \left(\frac{1}{\Delta\lambda} \frac{\lambda_{N+1} q}{1+q} \right),$$

где $\text{entier}(X)$ обозначает целую часть X , а величина q связана со скоростью вращения соотношением (9). Видим, что, чем выше $v \sin i$, тем заметнее сужается интервал длин волн, на котором определена функция $r_R(\lambda)$.

Вычисляем $r_R(\lambda)$ в точках $\lambda = \lambda_k$ ($k = m_1, m_1 + 1, \dots, m_2$). Вводя в (8) новую переменную интегрирования

$$y = \lambda_k(1 - qx), \quad (10)$$

получаем

$$r_R(\lambda_k) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{q\lambda_k} \int_{\lambda_k(1-q)}^{\lambda_k(1+q)} r(y) \sqrt{1 - x^2(y)} dy. \quad (11)$$

Полная длина отрезка интегрирования в (11) составляет $2q\lambda_k$. Введем величину

$$L_k = \text{entier}(q\lambda_k/\Delta\lambda), \quad (12)$$

которая равна целому числу шагов $\Delta\lambda$, укладываемому в половине отрезка интегрирования. Тогда вместо (11) можно записать

$$r_R(\lambda_k) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{q\lambda_k} \left[\int_{\lambda_k(1-q)}^{\lambda_k-L} r(y) \sqrt{1 - x^2(y)} dy + \sum_{i=1}^{2L} \int_{\lambda_{k+i-L-1}}^{\lambda_{k+i-L}} r(y) \times \right. \\ \left. \times \sqrt{1 - x^2(y)} dy + \int_{\lambda_{k+L}}^{\lambda_k(1+q)} r(y) \sqrt{1 - x^2(y)} dy \right]. \quad (13)$$

Рассмотрим интеграл под знаком суммы

$$C_{ki} = \int_{\lambda_j}^{\lambda_{j+1}} r(y) \sqrt{1-x^2(y)} dy, \quad (14)$$

где $j = k + i - L_k - 1$. Согласно (5) здесь $r(y) = A_j + B_j y$, т. е.

$$C_{ki} = \int_{\lambda_j}^{\lambda_{j+1}} (A_j + B_j y) \sqrt{1-x^2(y)} dy.$$

Вновь переходя с помощью (10) к интегрированию по x , находим

$$C_{ki} = q\lambda_k [f_{kj}(x_2) - f_{kj}(x_1)], \quad (15)$$

где обозначено

$$f_{kj}(x) = \frac{A_j + B_j \lambda_k}{2} (x \sqrt{1-x^2} + \arcsin x) + \frac{B_j q \lambda_k}{3} (1-x^2)^{3/2}, \quad (16)$$

$$x_1 = \frac{\Delta\lambda (L_k - i)}{q\lambda_k}; \quad x_2 = \frac{\Delta\lambda (L_k - i + 1)}{q\lambda_k}. \quad (17)$$

По аналогичной схеме находятся два других интеграла, входящих в правую часть (13):

$$\int_{\lambda_{k(1-q)}}^{\lambda_{k-L}} r(y) \sqrt{1-x^2(y)} dy = \frac{\pi}{4} q\lambda_k (A_{k-L-1} + B_{k-L-1} \lambda_k) - q\lambda_k f_{k, k-L-1}(z), \quad (18)$$

$$\int_{\lambda_{k+L}}^{\lambda_{k(1+q)}} r(y) \sqrt{1-x^2(y)} dy = \frac{\pi}{4} q\lambda_k (A_{k+L} + B_{k+L} \lambda_k) + q\lambda_k f_{k, k+L}(-z), \quad (19)$$

где

$$z = \Delta\lambda L_k / q\lambda_k. \quad (20)$$

Учитывая обозначение (14) и подставляя (15), (18) и (19) в соотношение (13), окончательно получаем

$$r_R(\lambda_k) = 1/2 [A_{k-L-1} + A_{k+L} + \lambda_k (B_{k-L-1} + B_{k+L})] + \frac{2}{\pi} \left\{ f_{k, k+L}(-z) - f_{k, k-L-1}(z) + \sum_{i=1}^{2L} [f_{kj}(x_2) - f_{kj}(x_1)] \right\}, \quad (24)$$

где $j = k + i - L_k - 1$; $k = m_1, m_1 + 1, \dots, m_2$.

В качестве примера по программе SYNTHEL был рассчитан синтетический спектр в участке длин волн от 2580 до 2590 Å для модели атмосферы Куруца [5] с параметрами $T_{\text{эф}} = 9500$ К и $\lg g = 4,0$, которая соответствует звезде класса A0 V. Весь участок был разбит на 333 части, т. е. шаг $\Delta\lambda$ составлял 0,03 Å. В расчетах были приняты солнечное содержание элементов и скорость микротурбулентности $\xi_t = 2$ км/с. Список линий отобран с помощью таблиц [7]. Учтены только линии однократно ионизованных атомов, так как именно они определяют вид спектра при выбранном значении $T_{\text{эф}}$. Наиболее важную роль в этом списке играют линии Fe II; их силы осцилляторов мы взяли из [15, 16], а для остальных линий использовали данные [7]. Вычисления были выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

На рис. 1 представлены синтетические спектры, полученные при скоростях вращения $v \sin i = 0, 50$ и 100 км/с. Как видно из несглаженного спектра, вычисленного при отсутствии вращения ($v \sin i = 0$), в выбранном участке присутствуют как слабые, так и достаточно сильные линии, например резонансная линия Fe II $\lambda 2585,876$. Вращение размывает все слабые детали, а близкие линии сливаются в одну общую бленду. И если на исходном несгла-

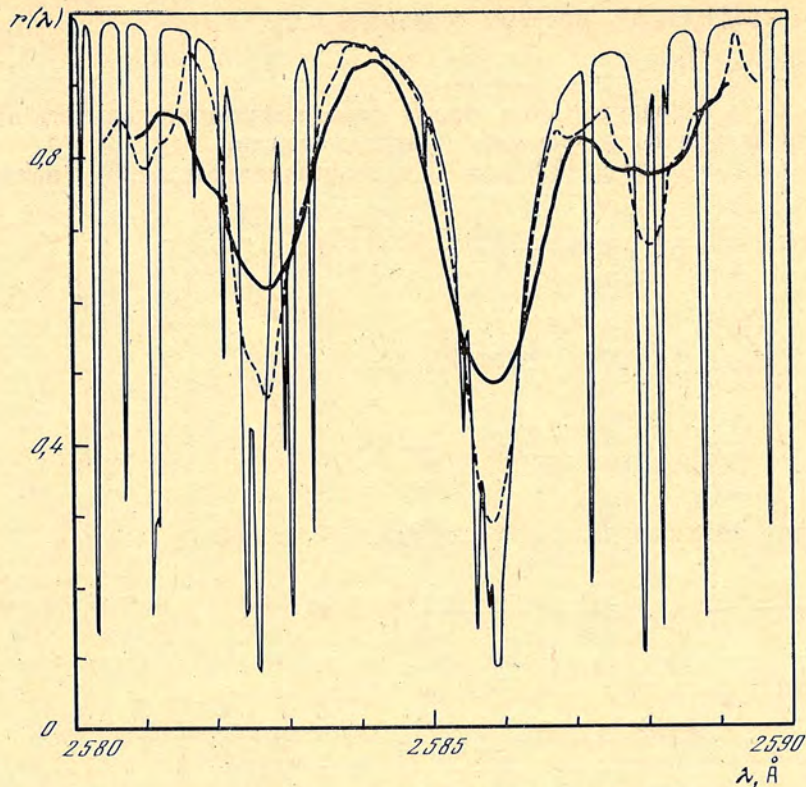


Рис. 1. Синтетические спектры на участке 2580—2590 Å, рассчитанные для модели атмосферы с параметрами $T_{\text{эф}} = 9500$ К и $\lg g = 4$ при скоростях вращения $v \sin i = 0$ (тонкая сплошная линия), 50 км/с (штриховая линия) и 100 км/с (жирная сплошная линия)

женном спектре насчитывается около 20 деталей, то при $v \sin i = 100$ км/с вместо них мы наблюдаем только три широкие бленды. Из рис. 1 хорошо видно, как при увеличении $v \sin i$ сужается рассматриваемый участок длин волн.

4. Свертка с инструментальным профилем

Сглаживание наблюдаемого спектра, как указывалось выше, происходит также из-за конечного разрешения прибора. При вычислении синтетического спектра этот эффект можно учесть путем свертки с инструментальным профилем (см., например, [13]):

$$r_I(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda - \lambda') r(\lambda') d\lambda'. \quad (22)$$

Здесь $r(\lambda)$ задает распределение энергии в спектре без учета инструментального профиля, а $r_I(\lambda)$ — после его учета, $I(\lambda)$ — инструментальный профиль. Считаем, что функция $r(\lambda)$ по-прежнему определена на интервале $[\lambda_1, \lambda_{N+1}]$, причем выполняются соотношения (5). Если предварительно был выполнен учет вращения, тогда $r(\lambda)$ определена на интервале $[\lambda_{m_1}, \lambda_{m_2}]$. Инструментальный профиль задаем гауссианой

$$I(\lambda - \lambda_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \alpha} \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha} \right)^2 \right], \quad (23)$$

где нормирующий множитель выбран так, чтобы $\int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda - \lambda_0) d(\lambda - \lambda_0) = 1$. Из (23) нетрудно получить, что параметр α связан с полушириной инструмен-

тального профиля $\Delta\lambda_I$ простым соотношением

$$\alpha = \Delta\lambda_I/2\sqrt{\ln 2}. \quad (24)$$

Под $\Delta\lambda_I$ здесь подразумевается полная ширина инструментального профиля на уровне половины максимальной интенсивности.

Полагая в равенстве (22) $\lambda = \lambda_k$ и подставляя сюда (23), получаем

$$\begin{aligned} r_I(\lambda_k) = & \frac{1}{\sqrt{\pi}\alpha} \left\{ \int_{-\infty}^{\lambda_1} \exp \left[- \left(\frac{\lambda_k - \lambda'}{\alpha} \right)^2 \right] r(\lambda') d\lambda' + \right. \\ & + \sum_{i=1}^N \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \exp \left[- \left(\frac{\lambda_k - \lambda'}{\alpha} \right)^2 \right] r(\lambda') d\lambda' + \\ & \left. + \int_{\lambda_{N+1}}^{+\infty} \exp \left[- \left(\frac{\lambda' - \lambda_k}{\alpha} \right)^2 \right] r(\lambda') d\lambda' \right\}. \quad (25) \end{aligned}$$

Рассмотрим интеграл под знаком суммы; обозначим

$$D_{ki} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\alpha} \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \exp \left[- \left(\frac{\lambda_k - \lambda}{\alpha} \right)^2 \right] r(\lambda) d\lambda. \quad (26)$$

Согласно (5) здесь $r(\lambda) = A_i + B_i\lambda$, тогда

$$D_{ki} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\alpha} \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \exp \left[- \left(\frac{\lambda_k - \lambda}{\alpha} \right)^2 \right] (A_i + B_i\lambda) d\lambda.$$

Заменяя переменную интегрирования λ на $x = (\lambda_k - \lambda)/\alpha$, находим

$$D_{ki} = - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{(\lambda_k - \lambda_i)/\alpha}^{(\lambda_k - \lambda_{i+1})/\alpha} e^{-x^2} (A_i + B_i\lambda_k - B_i\alpha x) dx.$$

Отсюда нетрудно получить

$$\begin{aligned} D_{ki} = & \frac{\alpha B_i}{2\sqrt{\pi}} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\lambda_k - \lambda_i}{\alpha} \right)^2 \right] - \exp \left[- \left(\frac{\lambda_k - \lambda_{i+1}}{\alpha} \right)^2 \right] \right\} + \\ & + \frac{A_i + B_i\lambda_k}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\lambda_k - \lambda_i}{\alpha} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\lambda_k - \lambda_{i+1}}{\alpha} \right) \right], \quad (27) \end{aligned}$$

где

$$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-x^2} dx \quad (28)$$

есть интеграл вероятностей (содержится в языке FORTRAN IV как стандартная математическая функция).

Остается найти еще два интеграла в правой части (25). Функция $r(\lambda)$ вне интервала $[\lambda_1, \lambda_{N+1}]$ не задана, и для определенности мы полагаем $r(\lambda) = 1$ при $\lambda < \lambda_1$ и $\lambda > \lambda_{N+1}$. Тогда

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}\alpha} \int_{-\infty}^{\lambda_1} \exp \left[- \left(\frac{\lambda_k - \lambda}{\alpha} \right)^2 \right] r(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{\lambda_k - \lambda_1}{\alpha} \right), \quad (29)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}\alpha} \int_{\lambda_{N+1}}^{+\infty} \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_k}{\alpha} \right)^2 \right] r(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{\lambda_{N+1} - \lambda_k}{\alpha} \right). \quad (30)$$

Подставляя (29) и (30) в соотношение (25) и учитывая обозначение (26),

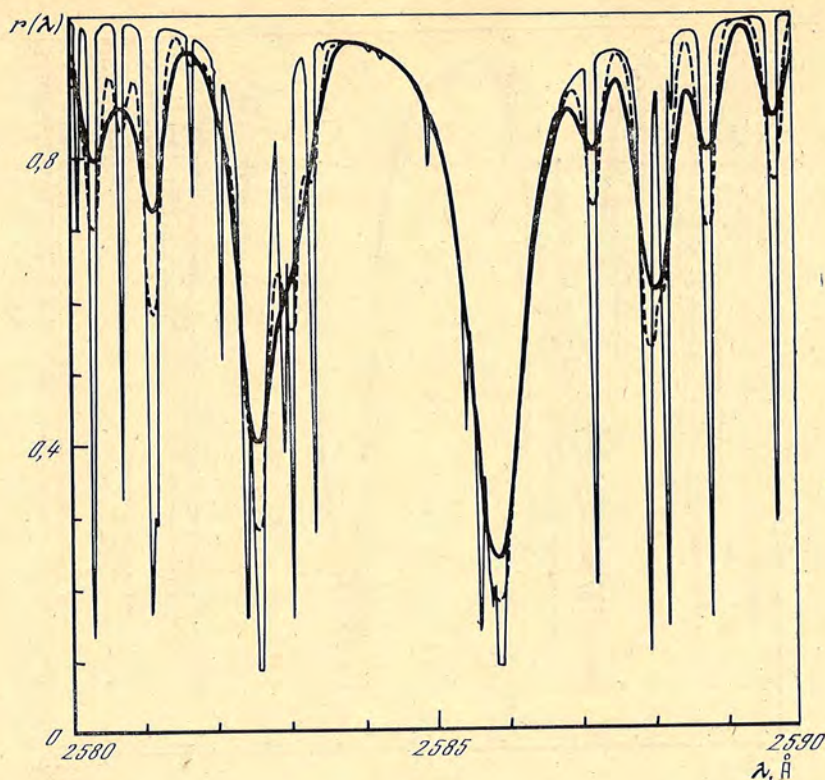


Рис. 2. Синтетические спектры, рассчитанные при полуширине инструментального профиля $\Delta\lambda_I = 0$ (тонкая сплошная линия), 0,2 Å (штриховая линия) и 0,4 Å (жирная сплошная линия). Вращение отсутствует

окончательно получаем

$$r_I(\lambda_k) = 1 - \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\lambda_k - \lambda_1}{\alpha} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{\lambda_{N+1} - \lambda_k}{\alpha} \right) \right] + \sum_{i=1}^N D_{ki}, \quad (31)$$

где величина D_{ki} находится из (27).

Формула (31) определяет вид синтетического спектра после свертки с инструментальным профилем. Следует иметь в виду, что вблизи концов рассматриваемого интервала $\lambda = \lambda_1$ и $\lambda = \lambda_{N+1}$ она может оказаться не очень точной, так как мы не учитываем вклада линий, примыкающих к отрезку $[\lambda_1, \lambda_{N+1}]$ с его внешних сторон, т. е. при $\lambda < \lambda_1$ и $\lambda > \lambda_{N+1}$ (напомним, что здесь принято $r(\lambda) = 1$). Протяженность таких «зон неопределенности» однозначно связана с величиной α в выражении (23) для инструментального профиля. Чем меньше α , т. е. чем выше разрешение спектрографа, тем точнее вычисляется сглаженный спектр вблизи границ рассматриваемого интервала.

Как следует из соотношения (31), учет инструментального профиля сводится к суммированию вклада от всего окружающего спектра по большому числу точек λ_k . Если N достаточно велико, а вычисления на ЭВМ проводятся с обычной точностью, тогда, как показали наши расчеты, при таком суммировании может накапливаться заметная ошибка. Чтобы избежать этого, в программе SYNTHEL величины $r(\lambda_k)$, $R(\lambda_k)$, $r_R(\lambda_k)$ и $r_I(\lambda_k)$ вычисляются с двойной точностью.

На рис. 2 представлены результаты расчетов синтетического спектра в том же участке 2580—2590 Å для тех же параметров $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и ξ_i при полуширине инструментального профиля $\Delta\lambda_I = 0$ (несглаженный спектр), 0,2 и 0,4 Å. Видим, что сглаживающее влияние разрешения прибора на синтетический спектр очень напоминает действие вращения, показанное на рис. 1.

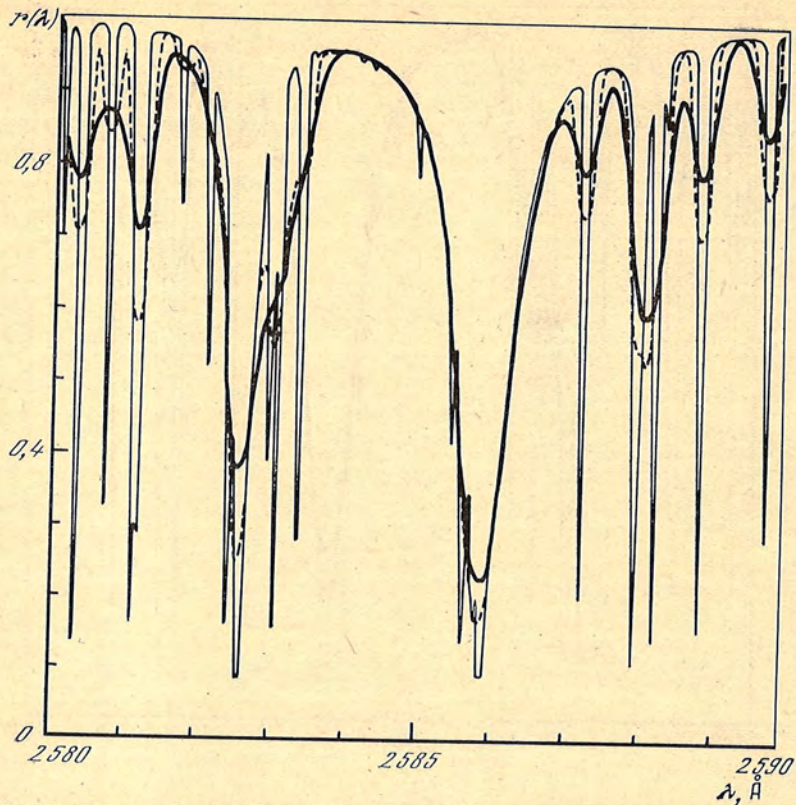


Рис. 3. Последовательный учет вращения звезды и разрешения спектрографа
Тонкая сплошная линия — несглаженный спектр, штриховая линия — после учета вращения при $v \sin i = 20$ км/с, жирная сплошная линия — после свертки с инструментальным профилем при $\Delta\lambda_I = 0,3 \text{ \AA}$

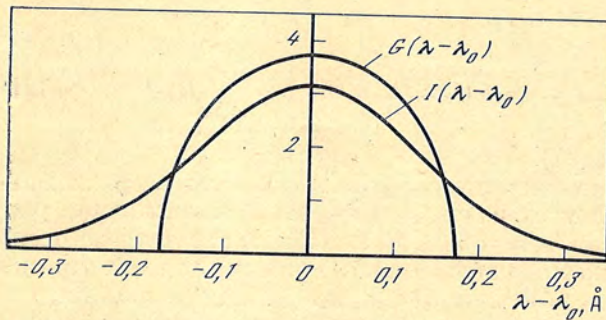


Рис. 4. Профиль вращения $G(\lambda - \lambda_0)$ и инструментальный профиль $I(\lambda - \lambda_0)$ как функция расстояния от заданной длины волны λ_0 , вычисленные соответственно при $v \sin i = 20$ км/с и $\Delta\lambda_I = 0,3 \text{ \AA}$

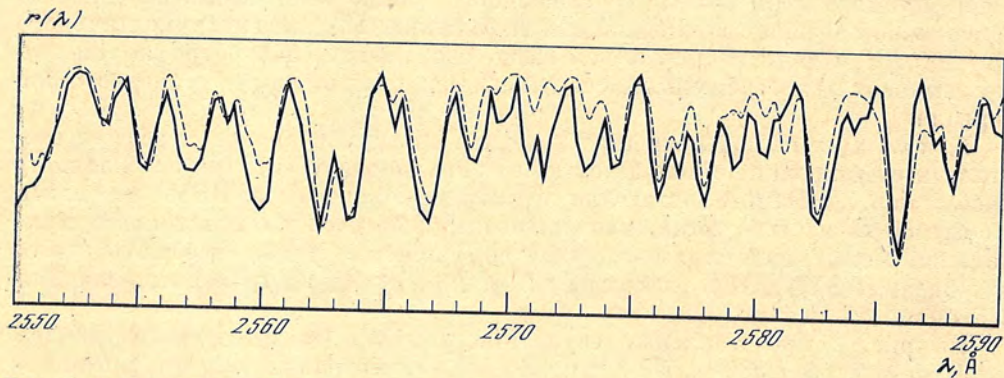


Рис. 5. Сравнение записи спектра в интервале 2550—2590 Å, полученной на станции «Астрон» для сверхгиганта η Leo (A0 Ib) (сплошная линия), со сглаженным синтетическим спектром, рассчитанным при $T_{\text{эф}} = 10\,000 \text{ K}$ и $\lg g = 2$ (штриховая)

5. Относительная роль вращения и инструментального профиля

Результатом применения программы SYNTHETEL является синтетический спектр, в котором приняты во внимание как вращение звезды, так и разрешение спектрографа. На рис. 3 показан последовательный учет обоих рассмотренных эффектов. Сначала вычислен несглаженный спектр от невращающейся звезды. Затем учтено вращение при $v \sin i = 20$ км/с. И в заключение выполнена свертка с инструментальным профилем, имеющим полуширину $\Delta\lambda_I = 0,3$ Å. Видим, что при таких значениях $v \sin i$ и $\Delta\lambda_I$ влияние обоих эффектов на синтетический спектр сравнимо по величине. Однако так может быть не всегда. Если скорость $v \sin i$ достаточно велика, а полуширина $\Delta\lambda_I$ достаточно мала, тогда добавление в расчеты инструментального профиля практически ничего не меняет в том спектре, который получен после учета вращения. При малых скоростях вращения, наоборот, часто бывает достаточно учесть только инструментальный профиль.

Из (6) и (22) следует, что и вращение звезды, и разрешение спектрографа включаются в расчет синтетического спектра через интеграл типа свертки. Однако при этом профиль вращения $G(\lambda - \lambda_0)$ по своему виду существенно отличается от инструментального профиля $I(\lambda - \lambda_0)$. В этом можно убедиться на примере рис. 4, где представлены значения функции $G(\lambda - \lambda_0)$ и $I(\lambda - \lambda_0)$ при тех же параметрах $v \sin i$ и $\Delta\lambda_I$, что и на рис. 3. Видим, что в отличие от инструментального профиля, имеющего протяженные крылья, у профиля вращения $G(\lambda - \lambda_0)$ крылья резко обрезаны, так как функция $G(\lambda - \lambda_0)$ задана уравнением эллипса (см. (12)). Это приводит к тому, что из спектра как бы вырезается «окно», и поэтому при учете вращения играют роль лишь те линии, которые попадают в пределы такого «окна». При движении «окна» вдоль рассматриваемого спектрального участка, когда производится последовательный учет вращения в точках $\lambda_0 = \lambda_{m_i}, \lambda_{m_i+1}$ и т. д., одни линии в нем появляются (с правого конца), другие выходят за его границу (с левого конца). Это может приводить к небольшим флуктуациям интенсивности в довольно неожиданных на первый взгляд местах спектра, в которых на исходном синтетическом спектре не видно никаких линий. Заметим, что после свертки с инструментальным профилем подобных флуктуаций не наблюдается.

Итак, профиль вращения существенно отличается от инструментального профиля, поэтому учет этих двух эффектов необходимо производить отдельно на основе известных значений $v \sin i$ и $\Delta\lambda_I$. Отметим, что при использовании программы SYNTHETEL свертка с профилем вращения и затем с инструментальным профилем занимает очень мало времени по сравнению с вычислением исходного несглаженного спектра.

6. Пример сравнения с наблюдаемым спектром

В качестве примера сравнения синтетического и наблюдаемого спектров на рис. 5 приведены результаты расчетов по программе SYNTHETEL на интервале длиной 40 Å от 2550 до 2590 Å вместе с регистрограммой того же участка для сверхгиганта η Leo (A0 Ib), полученной на ультрафиолетовом телескопе станции «Астрон». Запись наблюдаемого спектра была выполнена 21.05 1983 г., описание аппаратуры дано в [3].

При вычислении синтетического спектра не ставилась задача детального анализа химического состава η Leo, цель сравнения состояла лишь в отождествлении наиболее заметных деталей наблюдаемого спектра. Поэтому в расчетах было принято солнечное содержание элементов, а шаг по длине волны был довольно крупным, $\Delta\lambda = 0,1$ Å. Использовалась модель атмосферы Куруца [5] с параметрами $T_{эф} = 10000$ К и $\lg g = 2$, близкими к тем, которые были найдены для η Leo в [17]. Силы осцилляторов подавляющего большинства линий брались из списков [7]; как отмечалось выше, эти данные могут содержать существенные ошибки (в основном в сторону занижения значений gf). Несмотря на это, как видно из рис. 5, в целом согласие между

наблюдаемым спектром и сглаженным синтетическим спектром получилось довольно хорошим.

Сглаженный спектр, представленный на рис. 5, вычислен путем свертки с инструментальным профилем, имеющим полуширину $\Delta\lambda_l = 0,5 \text{ \AA}$ (вращением в данном случае можно пренебречь). Каждая спектральная деталь на рис. 5 в действительности состоит из двух, трех и более линий, которые после учета инструментального профиля сливаются в общие бленды. Приведенный пример служит достаточно убедительной иллюстрацией тех возможностей, которые дает метод синтетических спектров при анализе сильно заблендированных спектральных участков.

Ноябрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Любимков Л. С., Саванов И. С. Содержание тория в атмосферах Am-звезд.— Астрофизика, 1985, т. 22, с. 63—74.
2. Любимков Л. С., Рачковская Т. М. Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. IV. Содержание тория в звездах 20 CVn, 28 And, V644 Her и δ Del.— Наст. кн., с. 14.
3. Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Границкий Л. В. и др. Ультрафиолетовый телескоп на астрофизической станции «Астрон».— Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 163—174.
4. Любимков Л. С. Применение моделей атмосфер при исследовании звезд классов В—G.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 44—53.
5. Kurucz R. L. Model atmospheres for G, F, A, B and O stars.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1—340.
6. Kurucz R. L. ATLAS: a computer program for calculating model stellar atmospheres.— Smiths. astrophys. obs. Spec. Rep., 1970, N 309, p. 1—293.
7. Kurucz R. L., Peytremann E. A table of semiempirical *gf*-values.— Smiths. astrophys. obs. Spec. Rep., 1975, N 362, p. 1—400 (pt 1), p. 401—800 (pt 2), p. 801—1219 (pt 3).
8. Боярчук А. А., Саванов И. С. Силы осцилляторов для нейтрального железа и его содержание в атмосфере Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 70.
9. Irwin A. W. Polynomial partition function approximations of 344 atomic and molecular species.— Astrophys. J. Suppl., 1981, vol. 45, p. 621—633.
10. Avrett E. H., Loesser R. Formation of line and continuous spectra. I. Source-function calculations.— Smiths. astrophys. obs. Spec. Rep., 1969, N 303, p. 1—96.
11. Любимков Л. С. О вычислении функции источников в звездных атмосферах.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 52, с. 148—157.
12. Salzer H. E., Zucker R. Table of the zeros and weight factors of the first fifteen Laguerre polynomials.— Bull. Amer. Math. Soc., 1949, vol. 55, p. 1004—1012.
13. Грей Д. Наблюдения и анализ звездных фотосфер. М.: Мир, 1980. 496 с.
14. Mihalas D., Auer L. H. Non-LTE model atmospheres. VI. Limb darkening and rotation broadening of H_α .— Astrophys. J., 1970, vol. 161, p. 1129—1133.
15. Moity J. Arc measurements of Fe II transition probabilities.— Astron. and Astrophys. Suppl., 1983, vol. 52, p. 37—62.
16. Kurucz R. L. Semiempirical calculation of *gf*-values. IV. Fe II.— Smiths. astrophys. obs. Spec. Rep., 1981, N 390, p. 1—314.
17. Wolf B. The atmosphere of the AO Ib supergiant η Leonis.— Astron. and Astrophys., 1971, vol. 10, p. 383—400.

УДК 524.3

АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА δ Sct.

IV. СОДЕРЖАНИЕ ТОРИЯ В ЗВЕЗДАХ 20 CVn, 28 And, V644 Her и δ Del

Л. С. Любимков, Т. М. Рачковская

У четырех переменных звезд типа δ Sct методом синтетических спектров исследован участок 4017—4021 Å, содержащий линию Th II $\lambda 4019,13$. При вычислении синтетических спектров учтены вращение звезд и инструментальный профиль. Путем сравнения рассчитанных спектров с наблюдаемыми определено содержание тория (рис. 2—5). Для 20 CVn и 28 And оно оказалось повышенным более чем на порядок по сравнению с Солнцем, а для V644 Her избыток тория составил 0,5 в логарифме. У δ Del явных признаков

линии Th II $\lambda 4019,13$ не обнаружено, и в этом случае можно указать только верхнюю границу содержания тория; она совпадает с солнечным значением $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0,2$.

ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. IV. THORIUM ABUNDANCE IN THE STARS 20 CVn, 28 And, V644 Her, AND δ Del, by L. S. Lyubimkov, T. M. Rachkovskaya.— For four δ Sct variables the region of 4017—4021 Å containing the Th II $\lambda 4019,13$ line was analysed using the method of spectral synthesis. While calculating the synthetic spectra the stellar rotation and the instrumental profile were taken into account. The thorium abundance has been determined by means of comparison of the computed spectra with the observed ones (fig. 2—5). For 20 CVn and 28 And it appeared to be more than by an order of magnitude higher than for the Sun, and for V644 Her the thorium overabundance is 0.5 dex. No direct indications for the Th II $\lambda 4019,13$ line in the spectrum of δ Del have been found, and in this case it is possible to estimate only the upper limit of the thorium abundance; it appears to be identical to the solar value $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0.2$.

О содержании в звездах химических элементов, более тяжелых, чем редкие земли, известно очень мало. В спектрах нормальных звезд линии таких элементов обычно весьма немногочисленны, слабы и зачастую труднообнаружимы из-за блендирования. Исключение составляют Солнце, для которого можно получать спектры с очень высоким разрешением, а также некоторые Ар-звезды, у которых линии тяжелых элементов значительно усилены вследствие аномального химического состава.

Торий — один из наиболее тяжелых и наименее изученных (с точки зрения его содержания в звездах) элементов. В спектре Солнца торий представлен прежде всего резонансной линией Th II $\lambda 4019,13$, которая расположена в крыле гораздо более сильной линии Fe I $\lambda 4019,05$ и создает здесь дополнительную депрессию с эквивалентной шириной около 5 мÅ [1]. Другие линии Th II еще слабее. Содержание тория на Солнце, найденное по линии $\lambda 4019,13$, равно $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0,2$ [2]. Здесь и далее данные о химическом составе приводятся в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято $\lg \epsilon(\text{H}) = 12,0$.

В [3] было показано, что у звезд с эффективными температурами 7000—8000 К при избытке тория на порядок величины должна наблюдаться достаточно сильная и почти неблендированная линия Th II $\lambda 4019,13$. Из четырех Am-звезд, исследованных в [3], у трех действительно была обнаружена четкая линия $\lambda 4019,13$. Соответствующее ей содержание тория составляло $\lg \epsilon(\text{Th}) = 1,5 \div 1,8$, т. е. более чем на порядок превышало солнечное значение $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0,2$.

Переменные типа δ Sct, как и Am-звезды, имеют аномальный химический состав, причем относительно тяжелые элементы оказываются в избытке. Следовательно, содержание тория в атмосферах звезд типа δ Sct также может оказаться повышенным.

Мы проанализировали спектральный участок 4017—4021 Å, содержащий линию Th II $\lambda 4019,13$, у четырех звезд указанного типа: 20 CVn, 28 And, V644 Her и δ Del. Эти звезды были исследованы нами ранее [4—6]; для каждой из них были найдены эффективная температура $T_{\text{эф}}$, ускорение силы тяжести g , скорость микротурбулентности ξ_t и содержание ряда элементов. Имея эти данные, мы могли вычислить синтетический спектр в интервале 4017—4021 Å и, варьируя содержание тория, добиться удовлетворительного согласия с наблюдаемым спектром.

Расчеты синтетических спектров выполнялись с помощью программы SYNTHEL [7]. Вопрос о выборе линий и их силах осцилляторов подробно рассмотрен в [3]. Отметим только, что, как и в [3], в вычислениях использовалось 80 линий, принадлежащих 25 различным атомам и ионам. В [3] описаны и другие детали, необходимые при определении содержания тория.

Наблюдательный материал был получен на спектрографе фокуса куде 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Сведения о количестве использованных спектрограмм и их дисперсии приведены в табл. 1. Более детально наблюдательные данные обсуждаются в [4—6]. Для каждой звезды по двум или трем спектрограммам была построена усредненная за-

Таблица 1

Некоторые сведения об исследованных звездах
и наблюдательном материале

Звезда	HD	$v \sin i$, км/с		Число спектрограмм	Дисперсия, Å/мм
		исправленная [8]	принятая в расчетах		
20 CVn	115 604	7	8	3	4; 6
28 And	2 628	22	20	2	4; 6
V644 Her	152 830	12	16	2	8; 12
δ Del	197 461	22	25	2	4; 6

пись спектра на участке 4017—4021 Å, которая затем сравнивалась с синтетическим спектром.

При вычислении синтетических спектров учитывалось вращение звезды и инструментальный профиль в соответствии с методикой, описанной в [7]. Для скорости вращения в качестве начального приближения брались значения $v \sin i$ из каталога Уесуги и Фукуды [8]. Затем они уточнялись таким образом, чтобы добиться наилучшего согласия между расчетами и наблюдениями в форме и глубине бленд, расположенных по соседству с линией Th II λ 4019,13. Уточненные скорости $v \sin i$ оказались немного ниже значений, приведенных в [8]. Это объясняется тем, что данные каталога [8], по-видимому, несколько завышены. Причина состоит в том, что в основу [8] положена старая шкала скоростей вращения Слеттебака, в то время как в новой, более точной шкале того же автора [9] наблюдается тенденция к понижению $v \sin i$. Убедиться в этом можно на основе рис. 1, где сравниваются величины $v \sin i$ из [8] и [9] для А-звезд с малыми скоростями вращения (точнее, для звезд от поздних В до ранних F). Видим, что каталог Уесуги и Фукуды [8] действительно дает завышенные значения $v \sin i$. В среднем различие составляет 8 км/с. Мы вычли эту поправку из данных [8]; уточненные скорости вращения исследованных звезд приведены в табл. 1. Здесь же указаны значения $v \sin i$, найденные из синтетических спектров. Видим, что наблюдается хорошее согласие этих двух независимых определений $v \sin i$.

Результаты сопоставления расчетных спектров с наблюдаемыми представлены на рис. 2—5. Здесь приведены сглаженные синтетические спектры, полученные после учета вращения и последующей свертки с инструментальным профилем. Рассмотрим каждую звезду отдельно.

Среди четырех исследованных звезд переменная 20 CVn имеет наиболее аномальный химический состав. Из всех рассмотренных элементов у нее только С, N и O показали содержание, близкое к нормальному (см. [4] и [6]). Для элементов от Na до Y обнаружен избыток в среднем в 5 раз, а для редких земель — даже в 20 раз. В спектре этой звезды четко видна линия Th II λ 4019,13 (рис. 2). Синтетический спектр хорошо воспроизводит наблюдаемую линию при содержании тория $\lg \epsilon(\text{Th}) = 1,4$, что более чем на порядок превышает солнечное значение $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0,2$. Нужно отметить, что, благодаря малой скорости вращения и сравнительно большим аномалиям химического состава, линии в спектре 20 CVn особенно резкие и глубокие (см. рис. 2). Для трех других звезд бленды выглядят более сглаженными и размытыми (рис. 3—5).

Бленды, расположенные слева от линии Th II λ 4019,13, служат основой для правильного совмещения синтетических и наблюдаемых спектров в избранном интервале длин волн. Они образованы линиями Fe I, Mn I, Ti I, Cr II, Zr II, которые переналагаются и сливаются, главным образом из-за вращения. Согласие теории и наблюдений, как видно из рис. 2—5, здесь достаточно хорошее. Этим подтверждается достоверность химического состава, найденного нами в [4—6]. Лишь в некоторых случаях, когда содержание какого-либо элемента было определено в [4—6] неуверенно (например, по одной-двум линиям), иногда возникала необходимость его уточнения. Неболь-

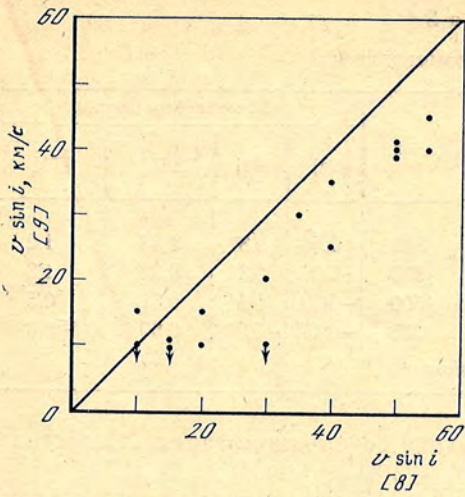


Рис. 1. Сравнение значений $v \sin i$ по данным [8] и [9] для звезд классов В6—F2, имеющих малые скорости вращения (без сверхгигантов)

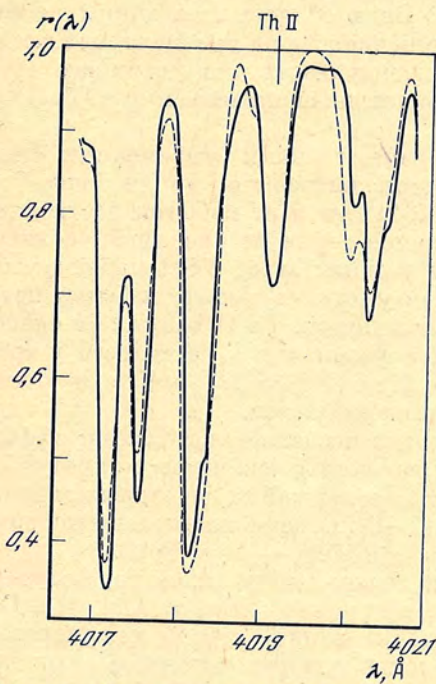


Рис. 2. Сопоставление наблюдаемого спектра звезды 20 CVn (сплошная линия) с синтетическим спектром (штриховая)

Указано положение линии [Th II λ 4019,13; $\lg \epsilon(\text{Th}) = 1,4$

шие остаточные расхождения в некоторых блендах вполне можно объяснить ошибками наблюдений.

Перейдем теперь к рассмотрению результатов для 28 And. Из табл. 2, где приведены основные параметры исследованных звезд, видно, что 28 And является наиболее горячей звездой в нашем списке. Значение $\lg g$ у нее также наибольшее и, кроме того, сравнительно высокая скорость вращения (см. табл. 1). Все это приводит к тому, что линия Th II λ 4019,13 у 28 And выгля-

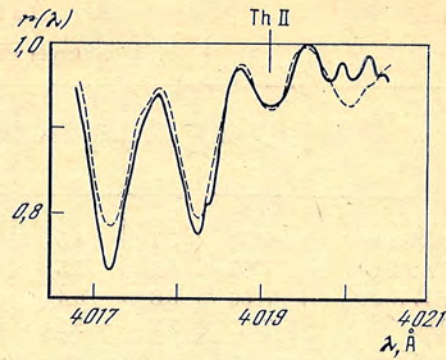


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для звезды 28 And; $\lg \epsilon(\text{Th}) = 1,5$

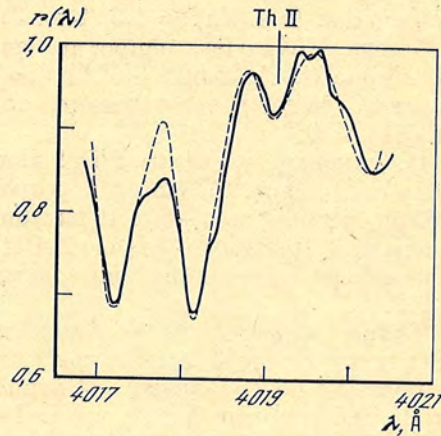


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для звезды V644 Her; $\lg \epsilon(\text{Th}) = 0,7$

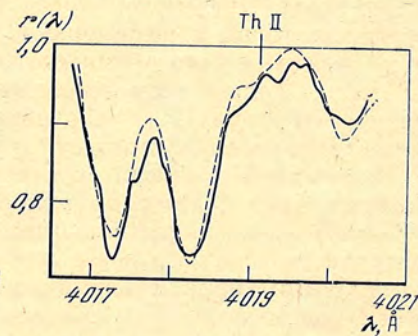


Рис. 5. То же, что на рис. 2, для звезды δ Del; $\lg \epsilon(\text{Th}) = 0,2$

Таблица 2

Параметры исследованных звезд

Звезда	$T_{\text{эф. К}}$	$\lg g$	ξ_t , км/с	M/M_{\odot}	t , 10^6 лет	Химический состав			
						[Fe]	[Ti]	[R.E.] *	[Th]
20 CVn	7650	3,7	4,5	2,0	800	0,54	0,87	1,34	1,2
28 And	7900	4,1	5,5	1,7	900	-0,04	0,39	0,82	1,3
V644 Her	7050	3,8	5,4	1,6	1500	-0,29	0,11	0,51	0,5
δ Del	7400	3,7	5,5	1,9	900	-0,17	-0,06	0,67	$\leq 0,0$

* [R.E.] — средний избыток в содержании редких земель.

дит существенно слабее, чем у 20 CVn, хотя содержание тория здесь столь же высокое: $\lg \epsilon(\text{Th}) = 1,5$ (рис. 3).

Звезда V644 Her, напротив, является наиболее холодной из рассмотренных (табл. 2). Линия Th II видна в ее спектре (рис. 4), однако ей соответствует более низкое содержание тория, чем в случае 20 CVn и 28 And: $\lg \epsilon(\text{Th}) = 0,7$.

И, наконец, у звезды δ Del явных признаков линии Th II $\lambda 4019,13$ не обнаружено (рис. 5). На спектрограммах δ Del в области этой длины волны наблюдаются лишь слабые флуктуации интенсивности на уровне шумов фотопластинок. Поэтому в случае δ Del мы можем указать лишь верхнюю границу содержания тория; она совпадает с солнечным значением $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0,2$.

Таким образом, из четырех исследованных нами переменных типа δ Sct у двух звезд, 20 CVn и 28 And, обнаружен избыток тория более чем на порядок по сравнению с Солнцем, у V644 Her этот избыток составляет только 0,5 в логарифме, а у δ Del содержание тория не превышает солнечного значения. Возникает вопрос: почему у одних звезд δ Sct наблюдается избыток тория в атмосфере, в то время как у других такого избытка нет? Аналогичный вопрос возник в [3] при анализе линии Th II $\lambda 4019,13$ в спектрах Am-звезд. Оказалось, что из четырех изученных в [3] Am-звезд у трех содержание тория существенно повышено ($\lg \epsilon(\text{Th}) = 1,5 \div 1,8$), а у четвертой звезды никакого избытка тория не наблюдается.

В табл. 2 приведены основные параметры исследованных звезд: эффективная температура $T_{\text{эф}}$, ускорение силы тяжести g , скорость микротурбулентности ξ_t , масса M , возраст t и сведения о содержании некоторых элементов. Величины M и t были определены в [4—6]. Содержание элементов дано по отношению к Солнцу, например $[\text{Fe}] = \lg \epsilon(\text{Fe})_* - \lg \epsilon(\text{Fe})_{\odot}$.

Из табл. 2 не видно какой-либо связи между содержанием тория и температурой, массой или возрастом звезды. Например, для 28 And и δ Del эти параметры близки или даже одинаковы, однако при этом значения $\lg \epsilon(\text{Th})$ различаются на 1,3. Более определенно можно говорить об отличиях в химическом составе. Выше уже отмечалось, что для 20 CVn обнаружены наибольшие аномалии химического состава. Одновременно у этой звезды найдено высокое содержание тория. Другая звезда с высоким содержанием тория, 28 And, хотя и не столь пекулярная по своему химическому составу, имеет содержание элементов от Mg до Sr в среднем в 2 раза выше, чем V644 Her или δ Del. И все же нельзя утверждать, что избыток тория однозначно связан с химическим составом. Как видно из табл. 2, содержание железа или редких земель у 28 And и δ Del почти одинаково, в то же время содержание тория у них сильно различается. Необходимы дальнейшие исследования, чтобы найти причины больших вариаций содержания тория в атмосферах Am-звезд и звезд типа δ Sct.

Ноябрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Северный А. Б. О содержании тория на Солнце.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 18, с. 96—104.
2. Andersen T., Petkov A. P. Th II meanlife and the solar thorium abundance.— *Astron. and Astrophys.*, 1975, vol. 45, p. 237—238.
3. Любимков Л. С., Саванов И. С. Содержание тория в атмосферах Am-звезд.— *Астрофизика*, 1985, т. 22, с. 63—74.
4. Любимков Л. С., Рачковская Т. М. Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. I. Анализ спектров звезд 20 CVn и δ Del.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 71, с. 127.
5. Любимков Л. С., Рачковская Т. М. Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. II. Анализ спектров звезд 44 Tau и V644 Her.— Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 72.
6. Любимков Л. С., Рачковская Т. М. Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. III. Анализ спектра звезды 28 And.— Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 73.
7. Любимков Л. С. О вычислении синтетических спектров звезд и Солнца.— *Наст. кн.*, с. 3.
8. Uesugi A., Fukuda I. Revised catalogue of stellar rotational velocities. Kyoto: Depart. Astron. Kyoto Univ., 1982.
9. Slettebak A., Collins G. W., Boyce P. B. et al. A system of standard stars for rotational velocity determinations.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1975, vol. 29, p. 137—160.

УДК 524.33+524.352

О ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИИ H_{α} В СПЕКТРЕ Ве-ЗВЕЗДЫ 28 Cyg

А. Е. Тарасов, А. Г. Щербаков

В течение трех ночей 10—12.08 1981 г. получено 89 спектрограмм 28 Cyg с дисперсией 38 Å/мм. В этот период эквивалентная ширина эмиссионной линии H_{α} менялась в пределах от 12 до 17 Å, тогда как отношение V/R оставалось постоянным. Обнаружено, что существует период в изменениях $W_{\lambda} H_{\alpha}$, равный 0,35 сут или кратный ему 0,70 сут, который совпадает с периодом изменений блеска по данным Спиара и др. [8]. Обсуждаются возможные механизмы такой переменности.

ON THE VARIATION OF H_{α} PROFILE IN THE SPECTRUM OF Be STAR 28 Cyg, by A. E. Tarasov, A. G. Scherbakov.— Eighty nine spectrograms of Be star 28 Cyg were obtained during three nights in August 1981 with dispersion 38 Å/mm. During this period of time the equivalent width of H_{α} emission has been varying from 12 to 17 Å, whereas the V/R ratio remained constant. The period of brightness variations was detected being equal to 0.35 (or 0.70). It agrees with the period of light variations according to Spier et al. [8]. The model of the magnetic oblique rotator from [1] is considered as a possible one to interpret the observational data.†

Быстрые вариации блеска у ряда Ве-звезд хорошо известны. В некоторых случаях (λ Eri, EM Ser и др.) установлены стабильные периоды изменения около одних суток [1, 2]. Есть также указания на возможную периодичность спектральных характеристик Ве-звезд в той же временной шкале [3—6]. Фогт и Пенроуд [3], а также Бааде [4, 5] и Перси и др. [7] обсуждают такую периодичность у ζ Oph, 28 CMa и др. в рамках гипотезы нерадиальных пульсаций Ве-звезд.

Харманец [1] привлекает внимание к одному выраженному типу быстрой периодической переменности блеска, наблюдаемой у EM Ser ($P = 0^d,806$), σ Ori E ($P = 1^d,191$) и, возможно, у LQ And ($P = 0^d,623$). Типичной для этих переменных является кривая блеска с двумя похожими минимумами и максимумами при отсутствии изменений лучевых скоростей. У σ Ori E наблюдалась спектральная переменность в фазе с фотометрическим периодом, такая же переменность может быть заподозрена у остальных двух звезд. По мнению Харманца [1], этот тип переменности можно объяснить, приняв модель магнитного наклонного ротатора.

Результаты измерений эмиссионной линии H_{α}

J.D. \odot	W_{λ} , Å	V/R	J.D. \odot	W_{λ} , Å	V/R	J.D. \odot	W_{λ} , Å	V/R
2444826+			2444827+			2444828+		
0,384	12,6	1,01	0,319	14,3	0,93	,399	13,2	1,04
,391	15,0	1,01	,325	13,2	1,02	,406	12,9	0,97
,395	14,8	0,97	,329	13,1	0,98	,411	14,0	1,05
,403	15,5	0,97	,334	13,5	0,97	,418	13,0	1,08
,409	15,2	0,99	,340	13,2	0,96	,424	12,9	1,05
,414	15,2	0,99	,345	12,6	1,01	,429	12,9	1,09
,419	15,6	1,01	,350	12,3	0,96	,434	13,3	1,01
,425	15,4	1,02	,356	12,9	0,98	,440	13,2	1,04
,430	16,0	0,95	,453	14,0	0,99	,446	13,7	1,06
,438	15,5	0,98	,460	14,0	0,99	,446	13,6	1,01
,444	15,8	0,95	,466	14,3	0,99	,454	13,4	1,05
,450	15,2	0,99	,472	13,7	0,99	,461	13,8	0,99
,457	14,8	1,01	,472	14,8	1,04	,467	13,0	0,96
,464	16,6	0,97	,480	14,2	0,99	,473	15,2	1,02
,469	14,6	1,03	,484	14,4	0,95	,475	14,1	1,12
,475	15,8	0,99	,490	13,6	1,02	,483	13,5	1,03
,481	15,3	0,98	,497	14,0	1,06	,488	14,8	1,01
,488	15,5	0,94	,503	14,2	0,99	,494	14,1	0,96
,496	15,6	1,04	,509	14,9	0,97	,499	14,6	1,01
,502	14,8	1,10	,515	15,2	0,94	,504	14,4	0,99
,505	14,1	0,97	2444828+			,510	13,6	1,01
,510	14,6	1,02	0,344	11,9	1,10	,515	14,6	1,08
,517	14,8	0,99	,352	12,3	1,05	,521	14,9	1,03
,523	14,7	0,95	,356	12,9	1,07	,529	15,8	1,07
,529	13,0	1,00	,361	13,2	1,12	,534	15,6	0,92
,542	14,5	0,98	,367	12,4	1,11	,540	14,0	1,08
,552	15,0	0,96	,372	13,0	1,06	,546	15,1	1,01
,557	13,9	0,98	,378	12,8	1,08	,552	14,8	1,03
,564	13,8	0,97	,383	13,0	1,05	,557	14,9	0,99
,568	14,3	0,99	,390	12,8	1,05	,563	15,7	0,96
			,394	13,2	1,00	,568		

Спиар и др. [8] провели фотометрические наблюдения классической Ве-звезды 28 Суг в течение четырех ночей в июле 1978 г., по которым они обнаружили периодические вариации ее блеска ($P = 0^d70$) с амплитудами 0^m07 , 0^m08 и 0^m10 в полосах V , B и U соответственно.

28 Суг была ранее включена нами в программу исследования спектральной переменности Ве-звезд. Ниже обсуждаются результаты наблюдений этой звезды в течение трех ночей 1981 г. в связи с изложенными выше проблемами.

Наблюдения и их обработка

Наблюдения 28 Суг проводились на 122-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом АСП-11, сочлененным с однокаскадным ЭОП с волоконной оптикой. Спектры фотографировались в области H_{α} на астрономическую пленку А600У с экспозициями 7—10 мин и расширялись до высоты в 1 мм. Дисперсия составляла 38 Å/мм, что обеспечивало спектральное разрешение 1 Å. Всего за три ночи наблюдений 10, 11 и 12.08 1981 г. получено 89 спектрограмм звезды. Обработка материала производилась на микрофотометре интенсивностей с микро-ЭВМ «Искра 1256» [9]. По спектрограммам вычислялась эквивалентная ширина W_{λ} двухкомпонентного профиля эмиссионной линии H_{α} и определялась величина отношения интенсивностей синего и красного компонентов V/R. Ошибка определения W_{λ} составляла 0,8 Å. Методика обработки и статистического анализа спектрограмм описана нами в [6, 10]. Результаты обработки приведены в таблице.

Результаты наблюдений

Профиль эмиссии H_{α} у 28 Суг показан на рис. 1, из которого видно, что ее интенсивность более чем в два раза превосходит континуум. Линия состоит из двух компонентов, разделенных слабым абсорбционным провалом. Такой

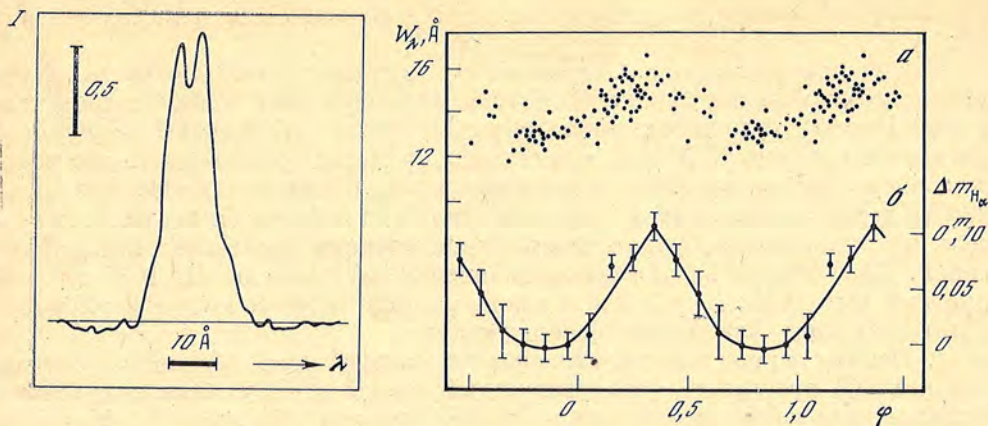


Рис. 1. Вид профиля H_{α} у 28 Суг

Слева сверху изображен масштаб шкалы интенсивностей в единицах континуума звезды

Рис. 2. Средняя кривая изменения эквивалентной ширины для $P = 0,35$ сут

a — индивидуальные точки, b — с учетом влияния фотометрической переменности

вид профиля типичен для Ве-звезд, видимых с полюса, у которых $\sin i$ близок к нулю (polar-on stars).

Измерения отношения V/R указывают на то, что во время наших наблюдений эта величина не изменялась больше чем на 10% при $\sigma_i(V/R) \sim 5\%$. Эквивалентная ширина линии, напротив, оказалась переменной как от ночи к ночи, так и в течение ночи. При этом в каждую из трех ночей наблюдений за время около 5 ч W_{λ} линии монотонно убывала или возрастала в пределах 12—17 Å, что позволило заподозрить возможную периодичность. Поиск периода производился по методу Диминга [11], как и в наших исследованиях быстрой спектральной переменности 59 Суг [6, 10]. На рис. 2, a показана свертка определений W_{λ} эмиссии H_{α} у 28 Суг с периодом 0,35 сут. Видно, что, несмотря на небольшой ряд наблюдений (89 точек), указанный период уверенно определяется. Достоверность кривой на рис. 2 оценивалась по критерию Фишера [12] и составляет 99%.

Обсуждение результатов

Основной причиной некоторой неоднозначности полученных значений периодических изменений эмиссии H_{α} и блеска 28 Суг являются короткие ряды наших наблюдений и наблюдений Спиара и др. [8], отягощенные большой скважностью. Поэтому в настоящее время невозможно сделать выбор между значениями периода 0,35 или 0,70 сут. Кроме того, может оказаться, что обнаруженная переменность $W_{\lambda}H_{\alpha}$ (рис. 2, a) не связана с реальными изменениями эмиссии оболочки у 28 Суг, а вызвана изменениями контраста линии в результате фотометрической переменности звезды. Для проверки этого предположения мы перестроили кривую блеска Спиара и др. для периода 0,35, приняв из [8] амплитуду $\Delta V = 0^m07$. Так как ΔV по [8] меньше, чем ΔB и ΔU , можно считать, что переменность блеска звезды в области линии H_{α} ($\lambda \sim 6500$ Å) не превосходит 0^m07 . Выразив наши измерения H_{α} в звездных величинах, мы учли переменность континуума звезды с амплитудой 0^m07 и периодом 0,35. На рис. 2, b показана средняя кривая изменения эмиссии H_{α} , исправленная за фотометрическую переменность звезды в предположении, что амплитуда быстрых вариаций ее яркости сохранялась постоянной в сезоны наших наблюдений и наблюдений Спиара и др. Из рисунка видно, что фотометрическая переменность звезды не может полностью объяснить изменения эмиссии H_{α} . Если это так, то приходится заключить, что оболочка 28 Суг имеет структурные неоднородности, определяющие переменность водородной линии с периодом 0,35 сут. Связать эту переменность с пульсациями поверхности звезды весьма трудно, тем более, что нет

указаний на изменения лучевых скоростей в оболочке (постоянство отношения V/R).

Как упоминалось выше, Харманец [1] указывает на возможность объяснения периодических изменений блеска и фотосферных линий поглощения у ряда Ве-звезд (в пределах периодов от 0,6 до 1,2 сут) моделью наклонного магнитного ротатора. В этой модели кривая блеска должна иметь два похожих (но не одинаковых) минимума и максимума. На фотометрической кривой 28 Суг действительно прослеживается такой тип переменности, хотя окончательный вывод можно будет сделать с привлечением дополнительных наблюдений. Полученный нами период изменений W_λ эмиссии H_α 0,35 сут или кратный ему $0,35 \times 2 = 0,70$ сут также не противоречит модели наклонного ротатора в силу следующих соображений:

1. Всякая периодичность, связанная с околозвездной оболочкой, должна значительно превышать фотометрический период 0,70 сут, так как должен выполняться закон сохранения углового момента ($P_{об}/P_* = V_*/V_{об} > 1$). Здесь $P_{об}$ и P_* — периоды вращения для оболочки и звезды, а $V_{об}$ и V_* — соответствующие линейные скорости вращения.

2. Поскольку 28 Суг относится к Ве-звездам типа «polar-on stars», наблюдателю одновременно видны и оболочка, и значительная часть поверхности звезды. Геометрия в данном случае такова, что имеет место сложение интенсивности потоков от эмиссионной линии H_α в оболочке и фотосферной линии поглощения. Следовательно, за период 0,70 (или 0,35) сут ответственной, вероятно, является переменность самой звезды.

3. Если это так, то периодическую переменность H_α можно объяснить модуляцией эффектов от долгоживущих «активных» областей в фотосфере вращением звезды.

Выводы

1. В спектре 28 Суг обнаружена переменность W_λ эмиссии H_α с периодом 0,35 сут или кратным ему 0,70 сут при постоянстве отношения V/R .

2. Полученные изменения эмиссионной линии можно объяснить переменным вкладом в нее от фотосферной линии H_α .

3. Результаты наших измерений в совокупности с данными по фотометрии 28 Суг из [8] не противоречат модели наклонного магнитного ротатора, предложенной для ряда Ве-звезд Харманцем [1].

Ноябрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Harmanec P.* Studies in Be-star variability. 1. A remarkable similarity of the rapid periodic light variations of EM Cep, σ Ori E, and possibly LQ And.— *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 1984, vol. 35, p. 193—202.
2. *Harmanec P.* Review of observational facts about Be stars.— *HVAR Obs. Bull.*, 1983, vol. 7, p. 55—88.
3. *Vogt S. S., Penrod G. D.* Detection of high-order nonradial oscillations on the rapid rotator Zeta Ophiuchi and their link with Be type outburst.— *Astrophys. J.*, vol. 275, 1983, p. 661—682.
4. *Baade D.* An usually short stable period of absorption line asymmetries and V/R variations in the spectrum of the Be star 28 Cma.— *Astron. and Astrophys.*, 1982, vol. 105, p. 65—75.
5. *Baade D.* Discovery and preliminary identification of two retrograde nonradial pulsation modes in the Be star μ Centauri.— *Astron. and Astrophys.*, 1984, vol. 135, p. 101—106.
6. *Тарасов А. Е., Щербаков А. Г.* О периодичности быстрых изменений профиля H_α в спектре Ве-звезды 59 Лебеда.— *Письма в Астрон. журн.*, 1983, т. 9, с. 673—677.
7. *Persy J. R., Jackate Sh. M., Matthews J. M.* Short-period light variations in the Be stars.— *Astron. J.*, 1981, vol. 86, p. 53—61.
8. *Spiar G. G., Mills J., Snedden S. A.* Short-period photometric variability of the Be star 28 Cyg.— *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1981, vol. 93, p. 460—463.
9. *Маланушенко В. П., Щербаков А. Г., Шутеев В. И.* Микрофотометр интенсивностей на базе микро-ЭВМ «Искра-1256».— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, т. 72.
10. *Тарасов А. Е., Щербаков А. Г.* О периодичности быстрых изменений профиля H_α в спектре Ве-звезды 59 Суг.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1985, т. 70.
11. *Deeming T. J.* Fourier analysis with unequally-spaced data.— *Astrophys. Space Sci.*, 1975, vol. 36, p. 137—158.
12. *Hamilton W.*— In: *Statistics in Physical Science*. N. Y., 1964, Chap. 4.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕХ Ве-ЗВЕЗД: φ ПЕРСЕЯ, θ СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ И X ПЕРСЕЯ

Т. С. Галкина

Излагаются результаты спектральных наблюдений трех Ве-звезд: φ Per, θ CrB и X Per, выполненных на 122-см телескопе с дифракционным спектрографом, с дисперсиями 15 и 36 Å/мм в видимой области спектра и 30 Å/мм в области H_{α} .

Изучены профили линий водорода и гелия, выявлена их переменность со временем. Оценены некоторые параметры эмиссионных линий водорода в спектрах φ Per и X Per и абсорбционных линий в спектре θ CrB. Отмечается, что узкие ядра у линий водорода H_{α} и H_{β} в спектре θ CrB появляются около момента главного затмения (фазы Op_{07} — Op_{10}). X Персея в 1982 г. показывает усиление эмиссии в линиях водорода в видимой области спектра в сравнении с данными 1974—1977 гг., что может быть обусловлено усилением бальмеровского континуума.

THE COMPARISON OF SPECTRAL CHARACTERISTICS OF THREE Be STARS: φ PERSEI, θ CORONAE BOREALIS AND X PERSEI, by *T. S. Galkina*.— The results of spectroscopic observations of these Be stars: φ Per, θ CrB and X Per obtained with the 50" reflector equipped with a grating spectrograph giving the linear dispersion 15 and 36 Å/mm in the visible region and 30 Å/mm in H_{α} line are reported.

The profiles of hydrogen and helium lines were investigated and their variations with time have been found. Some parameters of the emission hydrogen lines in the spectra of φ Per and X Per and those of the absorption lines in the spectrum of θ CrB are estimated. It is noticed, that in the spectrum of θ CrB weak hydrogen shell lines in H_{α} and H_{β} appear in the vicinity of the primary eclipse [15] (phases: Op_{07} — Op_{10}). X Persei exhibits the increase of emission in hydrogen lines in the visible region of 1982 spectra as compared to 1974—77 spectra, that could be associated with the increase of Balmer continuum.

Наблюдения трех Ве-звезд φ Per, θ CrB и X Per выполнялись в соответствии с международной кооперативной программой [1, 2] фотометрических и спектральных наблюдений избранных звезд типа Ве, начатой в 1980 г.

Выбранные для наблюдений и исследования спектров звезды являются довольно яркими объектами. Хотя за последнее десятилетие они интенсивно наблюдаются, однако до сих пор еще нет однозначных моделей этих объектов.

φ Персея. Интенсивное изучение спектров φ Per началось после 1940 г., когда Хайнек [3] из измерений лучевых скоростей нашел их переменность с периодом около 127 сут и сделал вывод о том, что φ Per является спектрально-двойной звездой с околосредней оболочкой вокруг главного компонента. Спектральные классы компонентов были оценены как B1 + B3. Позже Хендри [4] подтвердил это предположение. Тогда же высказывалось другое мнение, в частности Петерс [5] утверждала, что вторичный компонент в системе φ Per является звездой типа K, а возможно, и никакой двойственности нет. Тщательное изучение спектров φ Per провел Поекерт [6, 7]. Им обнаружена эмиссия у $\lambda 4686$, которую он отождествил с линией He II; он предположил, что эмиссия He II возникает в горячей области в окрестности вторичного компонента. Однако наличие эмиссии He II $\lambda 4686$ остается пока не подтвержденным или просто отрицается (частное сообщение С. Крижа).

С целью выяснения вопроса о наличии эмиссии He II $\lambda 4686$ и выявления особенностей в спектре φ Per в 1981 г. были начаты ее наблюдения.

В Крымской обсерватории наблюдения φ Per проводились с 09.09 по 24.11 1981 г. на 122-см телескопе с дифракционным спектрографом, с дисперсиями 15 и 36 Å/мм в видимой области и 30 Å/мм в области H_{α} . Данные о наблюдениях приведены в табл. 1.

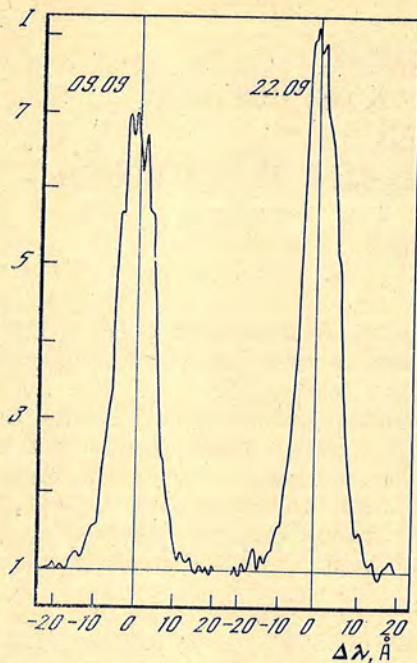


Рис. 1. Профили линий H_{α} в спектре ϕ Per для двух ночей 09.09 и 22.09 1981 г.

Таблица 1
Наблюдения ϕ Per в 1981 г.

Дата 1981 г.	J. D. 2444...	Фаза, доли периода	Область спектра, Å	Число спектрограмм	Дисперсия, Å/мм
09.09	857,444	0,89	H_{α}	2	30
22.09	870,500	0,99	λ 4300- H_{β}	1	15
	870,526		λ 3700- H_{γ}	1	15
	870,561		H_{α}	2	30
28.09	876,542	0,04	λ 3650-4950	2	36
	876,569		H_{α}	1	30
05.10	883,505	0,09	λ 3650-4950	2	36
	883,552		H_{α}	2	30
27.10	905,458	0,27	λ 3650-4950	3	36
	905,528		λ 5500-6750	2	30
24.11	933,372	0,49	λ 3650-4850	3	36
	933,387		λ 5500-6750	2	30

Рассмотрение спектрограмм и записей, сделанных на микрофотометре в интенсивностях, показывает, что спектр звезды очень сложный. В нем присутствуют линии водорода с эмиссионными компонентами у первых членов серии и с резкими абсорбционными ядрами в некоторые моменты у последующих членов бальмеровской серии. Резкие абсорбционные ядра наблюдаются и у широких линий поглощения нейтрального гелия в видимой области спектра. Сложную структуру показывают профили линий He I λ 5876 и λ 6678, изменившие форму за время наших наблюдений от типа «обратный P Cyg» на «P Cyg» профиль. Кроме этого, в спектре ϕ Per отождествлены многие линии Fe II в эмиссии.

На наличие эмиссионных линий ионизованного железа и водорода указывал Боярчук [8]. Им отмечалось также, что спектр звезды весьма пекулярный.

Нами проанализировано поведение отдельных наиболее ярких линий и отдельных участков спектра со временем. На рис. 1 показаны профили эмиссионной линии H_{α} , полученные в разные моменты времени. Видно, что

Таблица 2

Лучевая скорость по компонентам линии для некоторых ночей осенью 1981 г.

Компонент	v_r , км/с		Компонент	v_r , км/с	
	09.09	22.09		28.09	05.10
$V_{эм}$	-223	-174	V-крыло	-280	-306
$V_{абс}$	-174	-	$V_{эм}$	-148 *	-146 *
Эмиссионный пик 1	-130	-	Абс.	-34	-14
Эмиссионный пик 2	-47	-42	$R_{эм}$	103	113
Абсорбционное ядро	21	48	R-крыло	-	256
$R_{эм}$	88	108			

* Фиолетовый компонент имеет структуру, но из-за большой плотности выделить ее элементы не представляется возможным; $V_{эм}$ — некоторая середина фиолетового компонента.

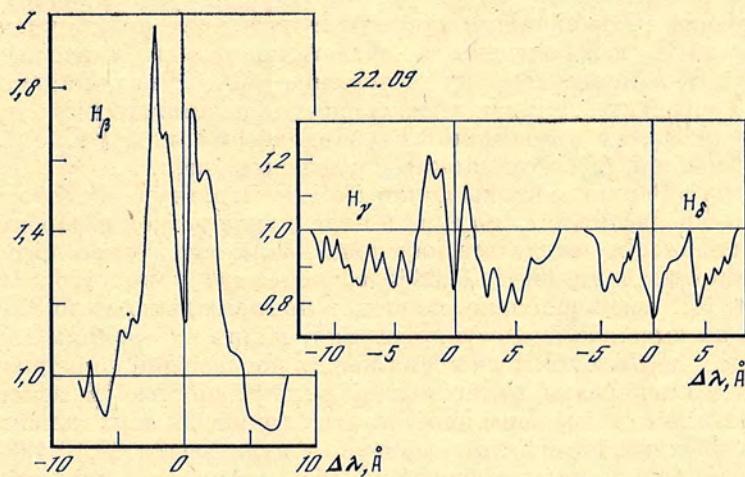
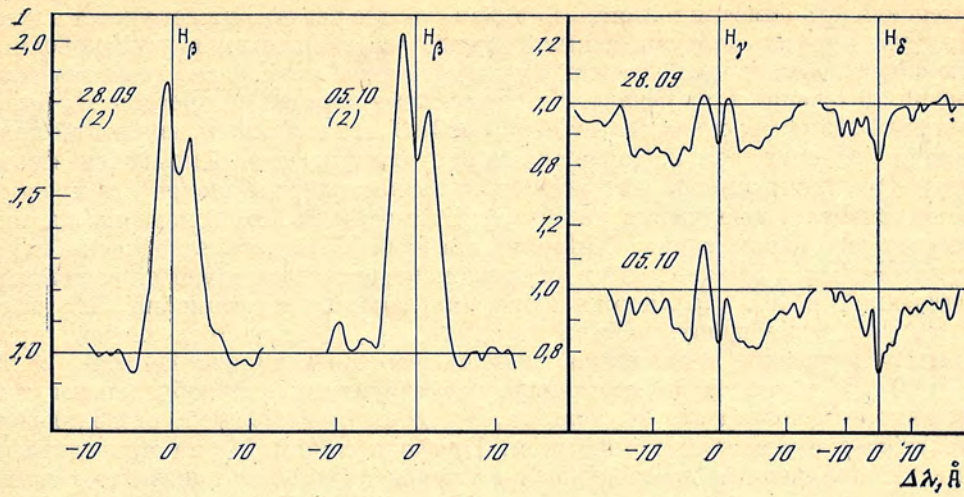


Рис. 2. Профили линий H_{β} , H_{γ} и H_{δ} в спектре ϕ Per по наблюдениям 28.09 и 05.10 (дисперсия 35 Å/мм) и 22.09 1981 г. (дисперсия 15 Å/мм)

Здесь и на следующих рисунках цифрами в скобках указано число использованных спектрограмм

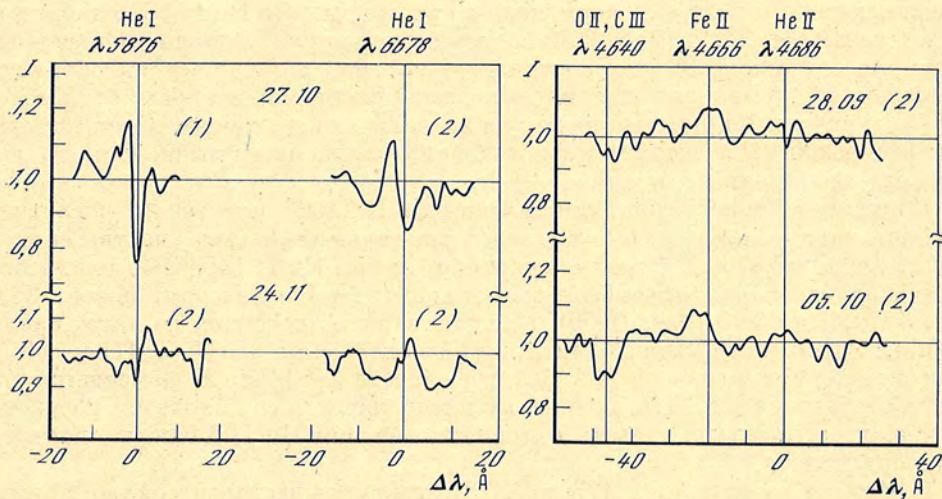


Рис. 3. Профили линий нейтрального гелия $\lambda 5876$ и $\lambda 6678$ Å в спектре ϕ Per в разные ночи
Рис. 4. Запись участка спектра ϕ Per в единицах континуума в области $\lambda 4630$ — 4700 Å

интенсивность эмиссии в линии H_{α} в семь и более раз превышает уровень континуума, профиль эмиссии асимметричный, со смещением в коротковолновую область спектра, со сложной структурой ядра, показавшего заметные изменения в течение двух недель. Для отдельных деталей на профиле H_{α} была измерена величина смещений от $\lambda_0 = 6562,83 \text{ \AA}$. Результаты измерений профиля приведены в табл. 2. Как видно на рисунке, фиолетовый компонент имеет структуру, интенсивность его несколько превосходит интенсивность красного компонента. Разделяющая их абсорбция имеет небольшое смещение в длинноволновую область спектра. Ширина профиля H_{α} в крыльях оценена нами около 1500 км/с. Это значение в два раза меньше соответствующей величины, полученной в [6]. Полуширина профиля составляет примерно 500 км/с.

На рис. 2 показаны профили линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} для трех ночей, приведенные к уровню континуума. Сильная эмиссия в линиях H_{β} и H_{γ} 28.09 и 05.10 1981 г. имеет двухкомпонентную структуру с преобладанием интенсивности фиолетового компонента, с глубокой абсорбцией, разделяющей фиолетовый и красный компоненты. Профили линии H_{β} на приведенных записях, полученных по спектрам с дисперсией 36 $\text{\AA}/\text{мм}$, показывают лишь два компонента, тогда как на спектрах с дисперсией 15 $\text{\AA}/\text{мм}$ (22.09) профиля H_{β} имеет более сложную структуру. Последующие члены серии Бальмера имеют широкие абсорбционные профили, искаженные наложением эмиссии.

Для линий H_{α} и H_{β} оценены эквивалентная ширина эмиссии, интенсивности V- и R-компонентов, их отношение I_V/I_R , полуширина $\Delta\lambda$ ($I/2$) и ширина в крыльях b , а также интенсивности фиолетового и красного компонентов линии H_{γ} , их отношение и глубина абсорбции (r_0) и для линии H_{δ} глубина абсорбции (r_0). Эти данные приведены в табл. 3.

В спектре ф Рег четко видны линии He I, но структура их довольно сложная: иногда наблюдается структура в ядре в виде резкой абсорбции или обращения, видимо, в результате наложения эмиссии. Резкое абсорбционное ядро присутствует в линии He I $\lambda 3888$, возникающей с метастабильного уровня. Линии He I очень широкие, ширина в крыльях доходит до 800 км/с, что указывает на высокую скорость вращения, $v \sin i = \sim 400 \text{ км/с}$.

Линии He I $\lambda 5876$ и $\lambda 6678$ за время наших наблюдений обнаружили явные эмиссионные компоненты с переменной интенсивностью и изменяющимся профилем. На рис. 3 показаны профили этих линий для двух моментов наблюдений, разделенных интервалом примерно в один месяц. 27.10 1981 г. (фаза O ρ 0,27 соответствует моменту элонгации) обе линии имеют профиль типа «обратный P Cуг», с резким абсорбционным компонентом с длинноволновой стороны и с эмиссией, смещенной в коротковолновую область спектра. Величина смещения эмиссионного компонента у линии $\lambda 5876$ составляет -750 км/с . Положение абсорбционного компонента соответствует несмещенному положению линии He I $\lambda 5876$. Такой же вид профиля линии He I $\lambda 5876$ наблюдался и в сентябре. 24.11 (фаза 0,49 соответствует моменту около прохождения вторичного компонента через периастр) картина изменилась на обратную: эмиссионный компонент появился с длинноволновой стороны от $\lambda 5876$ и $\lambda 6678$, смещенный примерно на такую же величину в сторону длинных волн, как и смещенный в октябре к фиолетовому краю. Фазы вычислены по элементам, приведенным в [6].

Поскольку вопрос о наличии эмиссии He II $\lambda 4686$ остается до последнего времени дискуссионным, был проведен тщательный анализ участка спектра между $\lambda 4640$ и $\lambda 4700 \text{ \AA}$ с целью выявления линии He II $\lambda 4686$. На рис. 4 приведены записи анализируемого участка спектра ф Рег для двух ночей, 28.09 (фаза O ρ 0,4) и 05.10 (фаза O ρ 09). Каждая запись усреднена по двум наблюдениям. Здесь четко видна бленда линий поглощения O III, C III у $\lambda 4640$, эмиссионная структура Fe II $\lambda 4666$ и в области $\lambda 4686$ He II намечается как будто слабая эмиссия. Но, поскольку интенсивность ее находится на уровне шумов, утвердительно сказать о наличии эмиссии He II $\lambda 4686$ в спектре ф Рег пока нельзя.

В области спектра от $\lambda 4173$ до $\lambda 4731$ нами отождествлено около 20 эмиссионных линий Fe II мультиплетов 37 и 38, многие из них показывают двухкомпонентную структуру, интенсивность компонентов составляет 1,1—

Таблица 3
Параметры линий водорода

Дата, 1981 г.	J.D.	H α				H β				H γ				H δ T ₀				
		W λ , Å	I _V	I _R	I _V /I _R	$\Delta\lambda(I/2)$, км/с	b, км/с	W λ , Å	I _V	I _R	I _V /I _R	$\Delta\lambda(I/2)$, км/с	b, км/с		I _V	I _R	I _V /I _R	T ₀
09.09	2444...	70	7,00	6,70	4,04	490	1400	3,90	1,98	1,75	4,43	305	600	4,24	4,43	4,07	0,83	0,74
22.09	857,444	78	7,86	7,66	1,03	465	1470	4,35	1,88	1,70	4,11	330	650	4,02	4,01	1,01	0,86	0,82
28.09	876,542	-	-	-	-	-	-	5,38	2,04	1,78	4,14	350	580	4,15	0,97	1,19	0,82	0,71
05.10	883,505	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Таблица 4
Данные наблюдений в СВВ

Дата, 1980 г.	J.D.	Фаза, доли периода	Область спектра, Å	Линейная диспер- сия, Å/мм	Дата, 1980 г.	J.D.	Фаза, доли периода	Область спектра, Å	Линейная диспер- сия, Å/мм	Дата, 1980 г.	J.D.	Фаза, доли периода	Область спектра, Å	Линейная диспер- сия, Å/мм	Область спектра, Å	Линейная диспер- сия, Å/мм
28.04	2444...		5400-6750	30		359,465		3650-4400	15		377,407		5400-6750	30		30
	358,431		5400-6750	30		359,483		3650-4400	15		377,450	0,104	5400-6750	30		30
	358,456		5400-6750	30		359,504		4400-4450	15		377,470		3650-4950	36		36
	358,476	0,067	5400-6750	30	14,05	374,403		5400-6750	30		377,481		3650-4450	30		30
	358,524		4400-4450	15		374,425		5400-6750	30		377,493		3650-4450	36		36
29.04	358,556		3650-4400	15		374,444	0,098	5400-6750	30		428,365		5800-7000	30		30
	359,375		5400-6750	30		374,481		3650-4400	15	07,07	437,363		5800-7000	30		30
	359,392	0,069	5400-6750	30	17,05	374,498		3650-4400	15	16,07	437,363	0,222	5800-7000	30		30
	359,413		5400-6750	30		374,528		4400-4950	15		438,360		5800-7000	30		30
	359,444		3650-4400	15	17,05	377,403		5400-6750	30		438,360	0,224	5800-7000	30		30

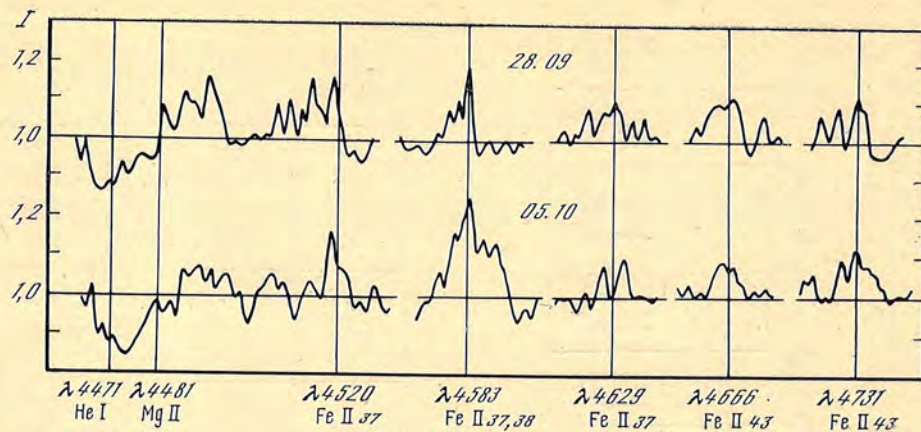


Рис. 5. Профили некоторых эмиссий Fe II в спектре φ Per для двух ночей

1,2 над уровнем континуума. На рис. 5 показаны профили некоторых линий Fe II, приведенные к уровню континуума.

θ Северной Короны. В 20-х годах в спектре θ CrV были обнаружены эмиссионные линии [9], которые в некоторые годы исчезали [10]. Авторы заключили, что оболочка вокруг звезды крайне переменна. Спектральный класс ее оценивался как B6V pp. В середине 50-х годов θ CrV наблюдалась А. А. Боярчуком, в [8] он дает оценку спектрального класса ее, B5V, и указывает, что явной эмиссии в линиях водорода не видно, возможно, она присутствует неявно в линии H_{α} . Позже Хофлейт и Яшек [11] дают оценку спектрального класса θ CrV как B6 V ppe, Слеттебак [12] оценивает ее как B6 III. θ CrV — сравнительно мало изученная звезда, до середины 1970 г. она не считалась переменной. В середине 1970 г. Роарк [13] обнаружил уменьшение яркости звезды на 0^m7 , на которое накладывались более быстрые колебания блеска в интервале примерно одних суток. Это и исчезновение линий C IV, обнаруженное на спектрограммах, полученных со спутника IUE в декабре 1982 г. и январе 1983 г., вновь привлекли внимание к звезде. На спектрах, полученных в 1979 г., Поекерт и Дарик [14] обнаружили слабые водородные shell-линии и слабые эмиссионные компоненты у линии H_{α} и небольшие изменения профиля H_{α} . О появлении временами абсорбционного ядра в линии доложили на симпозиуме 98 IAU в 1981 г. Андрийа и Ференбах [15].

Нами проведены спектральные наблюдения θ CrV в 1980 г. с 28.04 по 17.07. Данные о наблюдениях приведены в табл. 4, которая не требует пояснений. В рассматриваемый период наблюдений спектр θ CrV в основном представлен широкими линиями водорода и нейтрального гелия. По обычной методике были сделаны записи спектров на микрофотометре в интенсивностях, построены профили линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} и определены эквивалентные ширины линий водорода и нейтрального гелия. Последние приведены в табл. 5 для четырех ночей наблюдений как средние из двух или трех определений для 29.04, 14.05 и 17.05 1980 г., около даты в скобках указано число использованных спектрограмм. Среднеквадратичная ошибка определения W_{λ} для линий водорода находится в пределах 0,1—0,25 Å. На рис. 6 показаны профили линий водорода H_{α} , H_{β} , H_{γ} для отдельных ночей наблюдений. Профили линии H_{α} получены как средние из двух или трех наблюдений за одну ночь, отклонение от среднего составляет $\pm 0,02$ интенсивности. Обращает на себя внимание изменение структуры профиля H_{α} : в апреле и мае профили широкой абсорбционной линии H_{α} имеют узкое ядро в центре, то же можно видеть и на профиле линии H_{β} . В июле резкого ядра в центре H_{α} не видно, профиль в ядре, видимо, искажен эмиссией. Интересно заметить, что наши наблюдения попадают в интервал между 04.04 и 28.12 1980 гг., когда были получены записи профиля H_{α} -линии Андрийа и Ференбахом [15]. Ими было показано, что 04.04 H_{α} -профиль имеет резкое абсорбционное ядро, а 28.12 профиль, линии H_{α} выглядит совершенно сглаженным. Наблюдаемое изме-

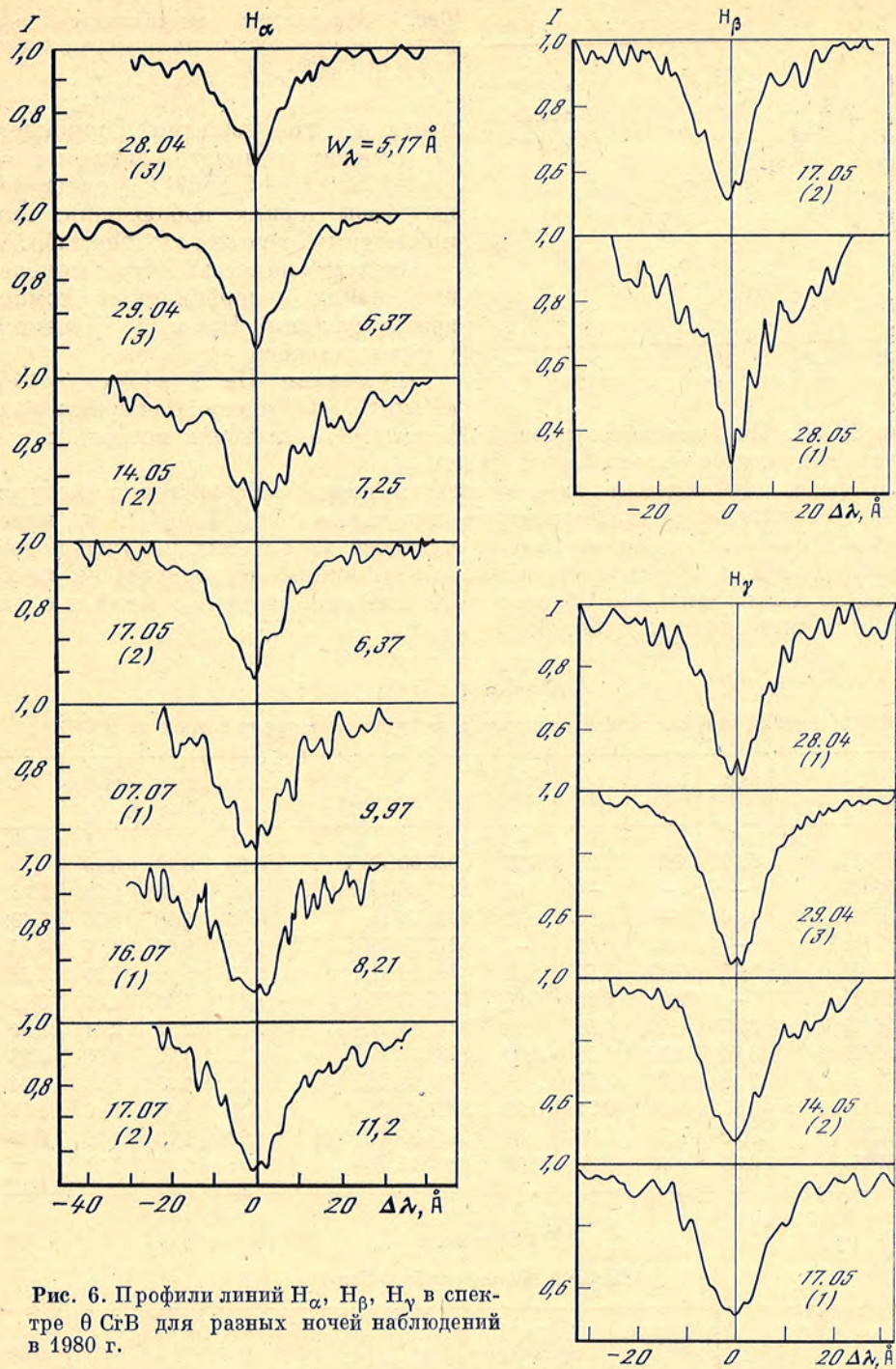


Рис. 6. Профили линий H_α , H_β , H_γ в спектре θ CrB для разных ночей наблюдений в 1980 г.

нение профиля H_α -линии, по-видимому, обусловлено изменением структуры оболочки.

То, что первые члены бальмеровской серии водорода искажены эмиссией, можно видеть из рис. 7, на котором нанесены эквивалентные ширины линий водорода в зависимости от номера линии. Здесь видно, что первые члены серии от H_α до H_8 показывают более низкие значения W_λ в сравнении с нормальными звездами подобного спектрального класса.

Недавно Гарманцем [16] выполнен анализ лучевых скоростей, полученных из измерений широких линий H I и He I для θ CrB за период с 1904 по 1979 г., с целью выяснения: является ли θ CrB затменной двойной? С эле-

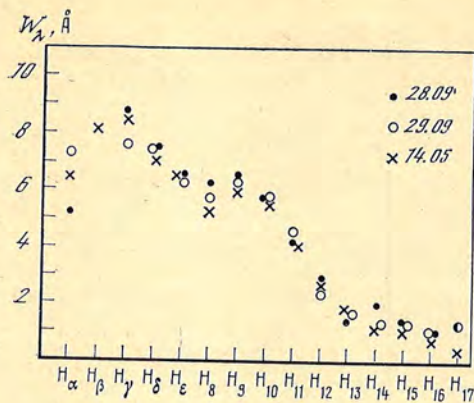


Рис. 7. Зависимость эквивалентной ширины линий водорода от номера линий для θ CrB (1982 г.)

ментами, полученными Гарманцем (T (момент главного затмения) = $= 2412650,1 + 510^d 87 \cdot E$), определены фазы наших наблюдений. Они приведены в третьем столбце табл. 4.

Следует заметить, что появление резких абсорбционных компонентов у линий H_α и H_β случается у фазы главного затмения.

По линиям He I $\lambda 4471$, $\lambda 4144$, $\lambda 4026$ и $\lambda 3820$ оценена скорость вращения θ CrB.

Она оказалась равной 365 км/с. Это значение несколько выше, чем полученное Слеттебаком [12].

X Персея. Наблюдения этой звезды в нашей обсерватории ведутся с 1974 г. Результаты анализа спектров, полученных с 1974 по 1980 г., излагались в [17–19]. В декабре 1981 г. и осенью 1982 г. был получен новый ряд наблюдений на 122-см телескопе с дифракционным спектрографом, с дисперсией 36 Å/мм в видимой области и 30 Å/мм в области H_α . Данные о наблюдениях приведены в табл. 6.

Таблица 5

Эквивалентная ширина линий водорода и нейтрального гелия в спектре θ CrB

λ , Å	28.04 (1)	29.04 (3)	14.05 (2)	17.05 (2)	λ , Å	28.04 (1)	29.04 (3)	14.05 (2)	17.05 (2)
6562,83 H_α	5,17	6,37	7,25	6,37	3926,53 He I	0,20	0,18	0,19	
4861,33 H_β	—	—	—	8,00	3889,05 H_δ +He I	6,25	5,28	5,73	5,74
4471,47 He I	1,14	—	0,86	0,72	3835,39 H_ϵ	6,49	6,00	6,36	4,43:
4387,93 He I	—	1,25	0,61	—	3819,76 He I	0,77	0,66	1,07	0,44
4340,47 H_γ	8,75	8,40	7,55	8,02	3797,90 H_{10}	5,53	5,68	5,70	4,58
4168,97 He I	—	0,29	0,33	0,20	3770,63 H_{11}	4,16	4,15	4,60	3,48
4143,76 He I	0,55	0,50	0,85	0,27	3750,15 H_{12}	2,93	2,73	2,31	2,51
4120,99 He I	0,54	0,35	4,55	0,09	3734,37 H_{13}	1,32	1,75	1,68	1,88
4101,74 H_δ	7,42	6,96	7,45	5,94	3721,94 H_{14}	1,97	1,27	1,25	1,34
4026,36 He I	0,97	0,84	0,71	0,72	3711,97 H_{15}	1,35	1,03	1,16	1,18
4009,27 He I	0,50	0,68	0,35	0,33	3703,86 H_{16} +He I	1,02	0,79	1,10	1,39
3970,07 H_γ	6,58	6,52	6,32	6,56	3697,15 H_{17}	—	0,46	1,31	—

Таблица 6

Данные наблюдений X Пер

Дата	J.D. 2444...	Фаза в доли $P=308^d_{,33}$	Спектральная область, Å	Дата	J.D. 2444...	Фаза в доли $P=308^d_{,33}$	Спектральная область, Å
22.12 1981 г.	961,410 2445...	0,320	5400–6750	25.11	299,365 299,434	0,415	5400–6750 3650–4950
22.10 1982 г.	265,507 265,580	0,305	5400–6750 3650–5000	28.11	299,476 302,344	0,425	3650–4950 5400–6750
24.10	267,375	0,310	5400–6750		302,420		3650–4950
3.11	277,382	0,340	5400–6750		302,461		3650–4950
10.11	284,399 284,462	0,366	5400–6750 3650–4950	22.12	326,311 326,378	0,500	5400–6750 3650–4950

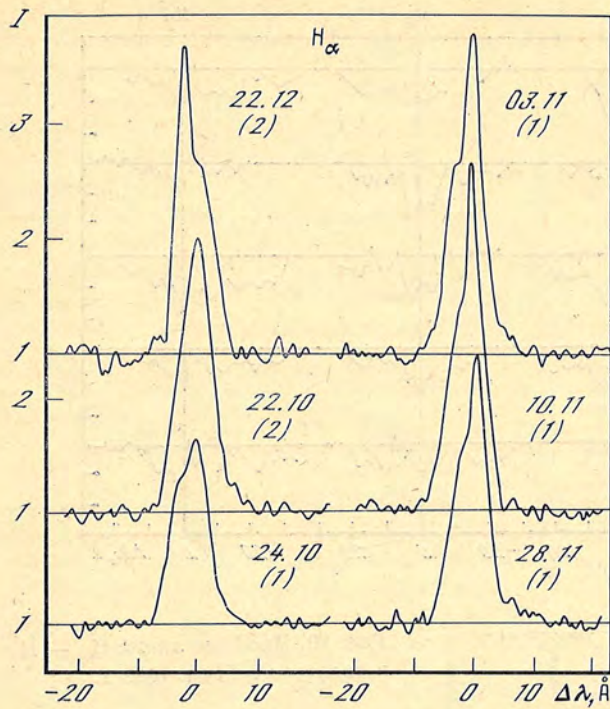


Рис. 8. Профили линии H_{α} в спектре X Per для разных ночей в 1981 и 1982 г.

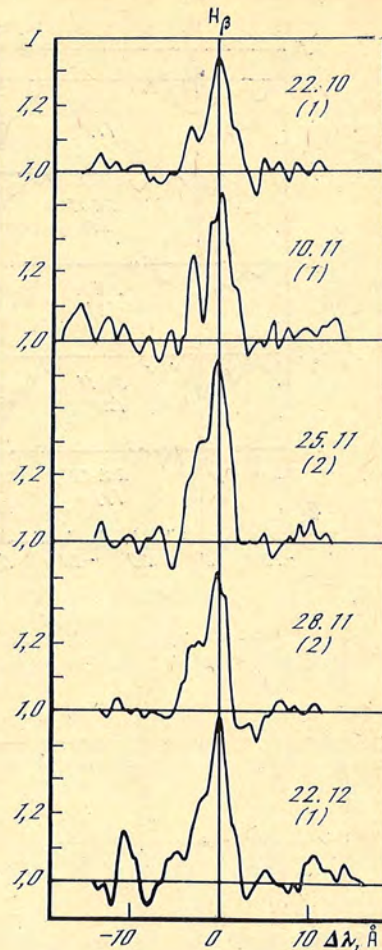


Рис. 9. Профили линий H_{β} в спектре X Per в 1982 г.

Получив записи на микрофотометре в интенсивностях, мы сравнили их с полученными в предыдущие годы [17]. Сравнение показало, что в спектре произошли заметные изменения: усилилась эмиссия в линиях H_{α} , H_{β} , H_{γ} . В последующих членах бальмеровской серии водорода явной эмиссии, за исключением линии $H_{\delta} + He I$, не видно, но уменьшилась глубина абсорбции в сравнении с наблюдениями в 1974—1977 гг. (r_0 для этих линий находится

Таблица 7
Параметры эмиссионных линий H_{α} и H_{β} в спектре X Per

Дата	H_{α}						H_{β}					
	$w_{\alpha}, \text{ \AA}$	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda, \text{ (I/2), км/с}$	$b, \text{ км/с}$	$w_{\lambda}, \text{ \AA}$	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda, \text{ (I/2), км/с}$	$b, \text{ км/с}$
12.12 1981	14,1	3,70	2,70	1,37	243	660						
22.10 1982	16,1	2,70	3,42	0,79	290	885	1,20	1,13	1,34	0,85	140	490
24.10	11,2	2,28	2,66	0,86	313	747	—	—	—	—	—	—
3.11	15,7	2,66	3,82	0,70	252	799	—	—	—	—	—	—
10.11	16,5	2,80	4,08	0,68	226	690	1,60	1,25	1,44	0,87	260	420
25.11	—	—	—	—	—	—	1,94	1,28	1,55	0,83	246	420
28.11	15,0	2,54	3,38	0,75	260	886	1,47	1,21	1,43	0,85	211	435
22.12	—	—	—	—	—	—	1,78	1,25	1,49	0,84	190	540

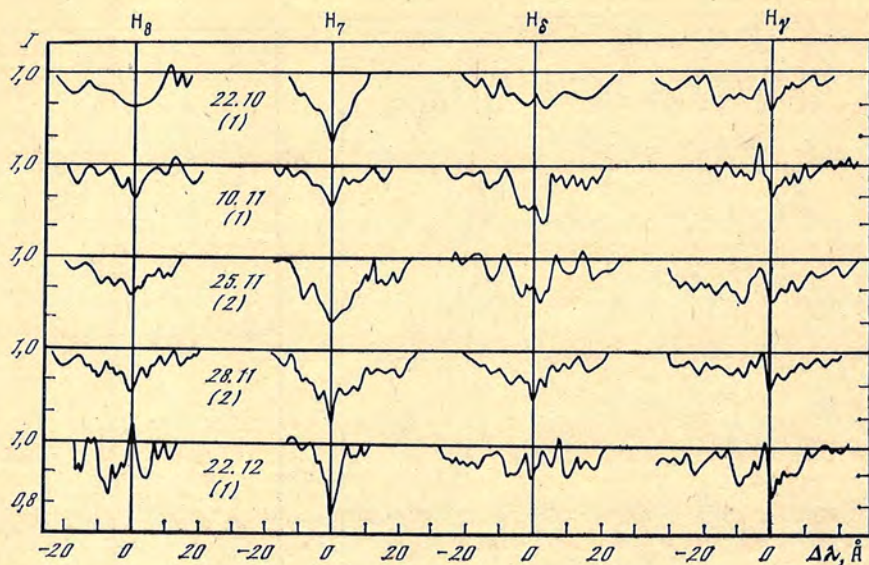


Рис. 10. Профили линий $H_\gamma - H_\zeta$ в спектре X Per в 1982 г.

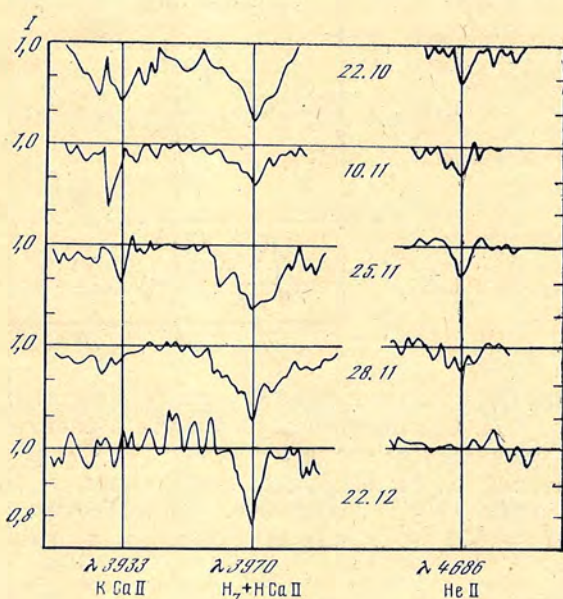


Рис. 11. Записи участка спектра X Per в единицах континуума от $\lambda 3930$ до 3970 и около $\lambda 4686$ He II в 1982 г.

в пределах 0,85—0,90 к уровню континуума). В интенсивности эмиссии в линии H_α существенных изменений не произошло, за исключением изменения относительной интенсивности $V/R > 1$ на $V/R < 1$. Интенсивность эмиссии наиболее сильного компонента линии H_α примерно в три раза превосходит уровень континуума. На рис. 8—10 приведены соответственно: профили эмиссионных линий H_α , H_β и линий водорода от H_γ до H_ζ . Как видно на рис. 8 и 9, профили линий H_α и H_β асимметричны, абсорбционное ядро, разделяющее V- и R-компоненты, выделяется нечетко. Оценены следующие параметры эмиссионных линий H_α и H_β : эквивалентная ширина W_λ , интенсивности в единицах континуума фиолетового (V) и красного (R) компонентов, их отношение I_V/I_R , полуширина линии $\Delta\lambda (I/2)$ и ширина в крыльях b . Эти данные приведены в табл. 7. Для линий He I в табл. 8 приведены: эквивалентная ширина W_λ , глубина r_0 и скорость вращения $v \sin i$, равная в среднем 308 км/с, n — число использованных спектрограмм. Последнее находится в согласии со значением $v \sin i$, равным 306 ± 6 км/с [17].

За последние 10 лет X Персея претерпела три стадии повышенной активности: 1972—1973 гг., 1978 и 1980 г. Для этих периодов характерным было усиление рентгеновской эмиссии, увеличение визуальной светимости, нали-

Таблица 8
Средние значения W_λ , $v \sin i$, r_0 для некоторых линий He I в спектре X Per

λ , Å	W_λ , Å	$v \sin i$	r_0	n	λ , Å	W_λ , Å	$v \sin i$	r_0	n
3820	1,09	315	0,81	3	4144	0,67	310	0,86	4
4009	0,62	320	0,89	4	4388	0,43	260	0,9	4
4026	0,78	340	0,85	4	4471	0,67	304	0,89	5

чие избытков в бальмеровском континууме и инфракрасной области. С 1974 по 1977 г. и в 1979 г. активность звезды падала и в 1980 г. снова возрастала. В периоды пониженной активности звезды замечено, что распределение энергии в оптическом и инфракрасном диапазонах становится близким к распределению энергии нормальных звезд раннего типа B0 V. Наши наблюдения [17] в период с 1974 по 1977 г. показали ослабление эмиссии в линиях водорода в видимой области спектра. Наблюдения осенью 1982 г. показали усиление эмиссии в линиях водорода в видимой области. Возможно, в этот период звезда вновь проходит фазу повышенной активности. Поскольку считается, что эмиссия в линиях Ca II $\lambda 3933$ и He II $\lambda 4686$ является характерным признаком наличия рентгеновской эмиссии, были проанализированы участки спектра с этими линиями. На рис. 11 приведены записи участков спектра в единицах континуума около He II $\lambda 4686$ и $\lambda 3930-3970$ Å. Здесь мы можем видеть небольшие изменения профиля и у $\lambda 4686$, и у $\lambda 3933$ за время наблюдений с 22.10 по 12.12 1982 г. Вероятно, это также связано с повышенной активностью звезды, когда ее рентгеновская эмиссия возрастает.

В заключение выражаю благодарность А. А. Боярчуку за ценные замечания и лаборантам Е. И. Жигалкиной и В. Т. Жоголевой за помощь в обработке материала наблюдений и изготовлении рисунков.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Harmanec P., Horn J., Koubsky P. International photometric observing campaign.— Bull. Be star Newsletter, 1980, N 2, p. 3—8.
2. Barker P. Spectroscopic observing campaign.— Bull. Be star Newsletter, 1981, N 2, p. 14—16.
3. Hnyek J. A. The helium anomaly in ϕ Persei.— Astrophys. J., 1944, vol. 100, p. 151—157.
4. Hendry E. M. Be and shell stars.— IAU Symp./Ed. A. Slettebak. Dordrecht: Reidel, 1976, N 70, p. 429—438.
5. Peters G. J. Be and shell stars.— IAU Symp./Ed. A. Slettebak. Dordrecht: Reidel, 1976, N 70, p. 417—428.
6. Poekert R. A spectroscopic study of the binary Be star ϕ Persei.— A preprint Dom. Astrophys. obs. Victoria B. C. Canada, 1981, p. 45.
7. Poekert R. He II emission in the Be star ϕ Persei.— Astrophys. J., 1979, vol. 233, N 2, pt 2, L. 73.
8. Боярчук А. А. Сравнение химического состава В и Be-звезд.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1957, т. 17, с. 89—116.
9. Lockyer J. S. Two new bright-hydrogen line B5 type stars.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1930, vol. 91, p. 187—191.
10. Plaskett J. S., Pearce J. A. The radial velocities of O and B type stars.— Publ. Dom. Astrophys. obs., 1930, vol. 5, N 1, p. 328.
11. Hoffleit D., Jaschek C. The bright stars catalogue 1982. Fourth ed. New Haven (USA): Yale Univ. Obs.
12. Slettebak A. Spectral types and rotational velocities of the brighter Be Stars and A—F type shell stars.— Astrophys. J. Suppl., 1982, vol. 50, p. 55—83.
13. Roark T. P. Photometric variability of Be star θ CrB.— Astron. J., 1971, vol. 76, p. 634—639.
14. Poekert R., Duric N. Shell lines in the Be star.— Publ. Dom. Astrophys. obs., 1980, vol. 15, p. 327—337.
15. Andriulat J., Fehrenbach C. H. Observation de la Raie H dans les etoiles Be.— IAU Symp./Ed. M. Jaschek, H. G. Groth. Dordrecht: Reidel, 1981, N 98 «Be Stars», p. 135—139.

16. *Harmanec P.* Is the Be star θ CrB and eclipsing binary?— *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1983, vol. 34, N 6, p. 324—335.
17. *Галкина Т. С.* Тесные двойные ранних спектральных классов как возможные кандидаты в рентгеновские источники. I. Спектральные наблюдения X Персея.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1977, т. 57, с. 45—56.
18. *Галкина Т. С.* Периодические изменения в спектре X Персея, отождествляемой с рентгеновским источником 3U0352 + 30.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1980, т. 61, с. 77—89.
19. *Галкина Т. С.* К вопросу о периодических изменениях в спектре звезды X Персея, отождествляемой с рентгеновским источником 3U0352 + 30.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 66, с. 149—154.

УДК 524.338.2

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗВЕЗДЫ ζ Tau ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1983—1984 ГГ. I. О ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА

Т. М. Рачковская, Ч. М. Насибова

Изучен спектр ζ Tau по наблюдениям в течение периода март 1983 г.— сентябрь 1984 г. Спектрограммы получены с дисперсией 6 Å/мм в спектральных интервалах λ 6800—5700 Å и λ 5000—3650 Å. В течение периода наблюдений сохранялась общая конфигурация профилей эмиссионных линий H_α и H_β , выполнялось соотношение $I_V/I_R > 1$. Наблюдалась как устойчивая в течение наблюдений, так и переменная тонкая структура фиолетовой и красной эмиссии H_α . Эквивалентная ширина W_λ полной эмиссии линии H_α нерегулярно менялась. Скорость вращения $v \sin i = 116$ км/с по линиям He I в красной области спектра оказалась меньше, чем по линиям в синей области, $v \sin i = 240$ км/с.

SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE STAR ζ Tau FROM THE OBSERVATIONS IN 1983—1984. I. ABOUT THE VARIABILITY OF THE SPECTRUM, by *T. M. Rachkovskaja, Ch. M. Nasibova.*— The spectrum of ζ Tau has been studied from the observations during the period March 1983 — September 1984. The spectrograms have been obtained with dispersion 6 Å/mm within the spectral intervals λ 6800—5700 Å and λ 5000—3650 Å. The general configuration of the H_α and H_β line profiles has been conserved during the observations period and there was taken place the relation $I_V/I_R > 1$. It was observed both the stationary, and the variable thin structure of the violet and red H_α -emissions. Equivalent widths W_λ of the total H_α -emission varied irregularly. The rotational velocity $v \sin i = 116$ km/s, measured on the He I lines in red region is lower, than $v \sin i = 240$ km/s measured on the He I lines in blue region of the spectrum.

ζ Tau, яркая Be-звезда, интенсивно исследуется уже более 50 лет. Андерхилл [1] обсудила результаты наблюдений, выполненных с 1914 по 1952 г. разными авторами. Обнаружен период изменения лучевых скоростей ζ Tau $P = 132.91$, описывающий орбитальное движение двойной звезды, и нерегулярные изменения лучевой скорости вследствие нестабильности звезды. Позднее в результате больших рядов наблюдений Дельпляс и Шамбон [2] выявили квазипериод в 3—4 года изменения лучевых скоростей ζ Tau, который возрастает с увеличением скорости расширения оболочки. Кроме того, авторы [2] обнаружили и изучили градиент скоростей в оболочке и атмосфере ζ Tau. Банг [3], Слеттебак и Рейнолдс [4] наблюдали изменение на несколько ангстрем эквивалентной ширины линии H_α от ночи к ночи и меньшие колебания в течение ночи. Галкина [5] наблюдала тонкую структуру фиолетового компонента H_α -эмиссии в отдельные ночи. Изучению физических условий как в оболочке, так и в атмосфере звезды ζ Tau посвящен ряд исследований: Гекгец, Хак и др. [6, 7], Боярчук и Проник [8, 9], Айдин, Хак и др. [10] и др.

Таблица 1
Данные о материале наблюдений

Дата	Номер спектрограммы	J.D. момента середины экспозиции	Экспозиция	Спектральная область $\lambda, \text{Å}$	Дата	Номер спектрограммы	J.D. момента середины экспозиции	Экспозиция	Спектральная область $\lambda, \text{Å}$
1983 г.		2445...			1984 г.				
30/31.03	1	424,222	30 ^m	H α	21/22.03 **	8	781,257	2 ^h	H α
30/31.03 *	2	424,242	17 ^m	H β	21/22.03	9	781,349	1 ^h 20 ^m	5000-3800
03/04.04	3	428,201	1 ^b	6800-5700	05/06.09	10	949,562	30 ^m	H α
29/30.11	4	668,512	3 ^h	H α	05/06.09	11	949,589	2 ^h 0 ^m	5000-3600
16/17.12 **	5	685,351	30 ^m	5000-3700	05/06.09	12	949,608	2 ^h 0 ^m	H α
17/18.12	6	686,396	20 ^m	5000-3650	08/09.09	13	952,550	20 ^m	5000-3900
17/18.12	7	686,448	2 ^h	H α	08/09.09	14	952,544	1 ^h	6800-5700
					08/09.09	15	952,585	30 ^m	5000-3600

Примечание: * Спектр недодержан. ** Спектр диффузный.

Результаты всех наблюдений свидетельствуют о нестабильности системы ζ Тау, о переменности степени ее активности.

Наша задача состояла в исследовании спектров ζ Тау по наблюдениям в период с марта 1983 г. по сентябрь 1984 г.

Материал наблюдений. Общие сведения о спектре ζ Тау

Наблюдения ζ Тау проводились на 2,6-м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в фокусе куде с дисперсией 6 Å/мм на эмульсиях фирмы Kodak 103 aO, 103 aD и 103 aF. Данные о наблюдениях приведены в табл. 1. Было получено 15 пригодных для обработки спектрограмм. Спектры с помощью микрофотометра были записаны на магнитную ленту и обработаны на ЭВМ ЕС-1033.

В течение всего периода наблюдений в спектре ζ Тау присутствовали эмиссионные линии оболочки и линии поглощения оболочки и звезды. Очень сильная эмиссия заметна в линии H α , более слабая в H β . В H γ и на некоторых спектрограммах в H δ и других линиях водорода эмиссия проявляется в виде деформации абсорбционных крыльев.

Линии поглощения водорода представляют собой суммарный профиль фотосферных и оболочечных линий. Уверенно наблюдаются широкие линии нейтрального гелия, типичные для звезд спектрального класса В, но не всегда уверенно, по-видимому, из-за размытости вследствие вращения, видны более слабые линии других элементов (O II, N II и др.), обычно заметные в звездах этого типа. В спектре ζ Тау присутствуют узкие, сравнительно слабые линии поглощения металлов — это линии оболочки.

В период март 1983 г. — сентябрь 1984 г. профили всех наблюдаемых в ζ Тау спектральных линий были симметричны.

Эмиссионный спектр

Рассмотрим профили водородных линий H α , H β и H γ . Из рис. 1, где представлена линия H α , во-первых, видно, что общая конфигурация профиля — широкая двухкомпонентная эмиссия с центральным поглощением — сохраняется в течение полутора лет наблюдений. Во-вторых, во все (кроме ноября 1983 г. и марта 1984 г.) ночи наблюдений фиолетовый (V) компонент сильнее красного (R).

Третьей особенностью H α является наличие структуры как в фиолетовом, так и в красном компонентах, хотя в последнем она менее ярко выражена. Как видно из рис. 1, двухкомпонентная структура фиолетовой эмиссии существует (за исключением ноября 1983 г.) на протяжении всего периода наблюдений. Более того, наблюдения в сентябре 1984 г. показывают наличие трех компонентов в фиолетовой эмиссии. Эволюция красной эмиссии заклю-

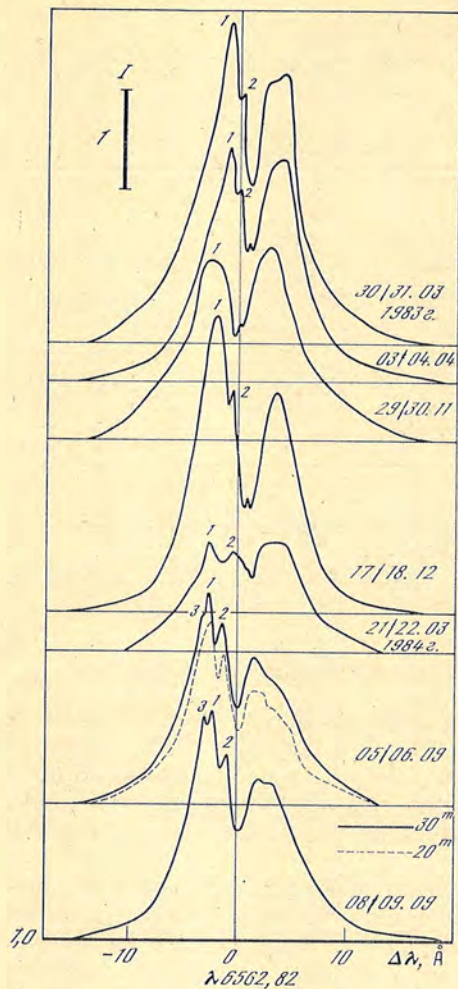


Рис. 1. Профили линий H_{α}

Длина волны $\lambda 6562,82$ соответствует несмещенному ($v_r = 0$) положению линии H_{α} . 05—06.09 1984 г. спектр был сфотографирован дважды

чалась в следующем. В начале наблюдений был более интенсивен красный край эмиссии по сравнению с фиолетовым, затем (в декабре 1983 г.) увеличилась интенсивность центра красной эмиссии, и в сентябре 1984 г. становится более интенсивным фиолетовый край.

Двухкомпонентная структура фиолетовой эмиссии и ее сохранение в течение полутора лет, по-видимому, свидетельствуют о существовании достаточной устойчивой клочковатости материи, выброшенной из звезды, тогда как изменение структуры красной эмиссии, вероятно, указывает на сложную картину перераспределения материи, падающей обратно на звезду.

Аналогично H_{α} ведет себя эмиссионный профиль H_{β} (рис. 2), хотя интенсивность эмиссии в H_{β} существенно меньше. В H_{γ} в течение всего периода наблюдений эмиссия обнаруживается в виде деформации крыльев в линии поглощения. Заметим, что некоторые различия в протяженности крыльев линий поглощения H_{β} и H_{γ} (рис. 2), а также H_{α} (см. рис. 1) трудно считать реальным — это может быть следствием разных причин: плотности исследуемого участка спектра, качества эмульсии и т. д.

Теперь перейдем к рассмотрению интенсивностей эмиссионных линий. В табл. 2 собраны значения эквивалентных ширин W_{λ} полной эмиссии H_{α} и отношения интенсивностей I_V/I_R эмиссионных компонентов H_{α} и H_{β} . Видим, что W_{λ} H_{α} -эмиссии менялась нерегулярно, хотя можно допустить, что вначале происходило уменьшение эквивалентной ширины, а затем W_{λ} увеличилась. О точности наших измерений можно судить по наблюдениям 05.09 1984 г. (см. рис. 1), когда спектр ζ Тау был сфотографирован дважды

Таблица 2
Эквивалентные ширины и интенсивности эмиссионных линий

Номер спектрограммы	$W(H_{\alpha}), \text{ \AA}$	I_V/I_R					Номер спектрограммы	$W(H_{\alpha}), \text{ \AA}$	I_V/I_R				
		H_{α}			H_{β}				H_{α}			H_{β}	
		(1)	(2)	(3)	(1)	(2)			(1)	(2)	(3)	(1)	(2)
1	29,1	1,13	0,94			9							
3	23,2	1,04	0,91			10	19,5	1,26	1,14			1,04	
4	23,4	0,96				11						1,24	1,16
6					1,04	12	14,7	1,36	1,18			1,15	1,25
7	26,8	1,25	1,01			13						1,15	1,25
8	13,4	0,99	0,94			14	20,9	1,24	1,27	1,10		1,10	1,20

Примечание. (1), (2) и (3) — компоненты фиолетовой эмиссии, см. рис. 1.

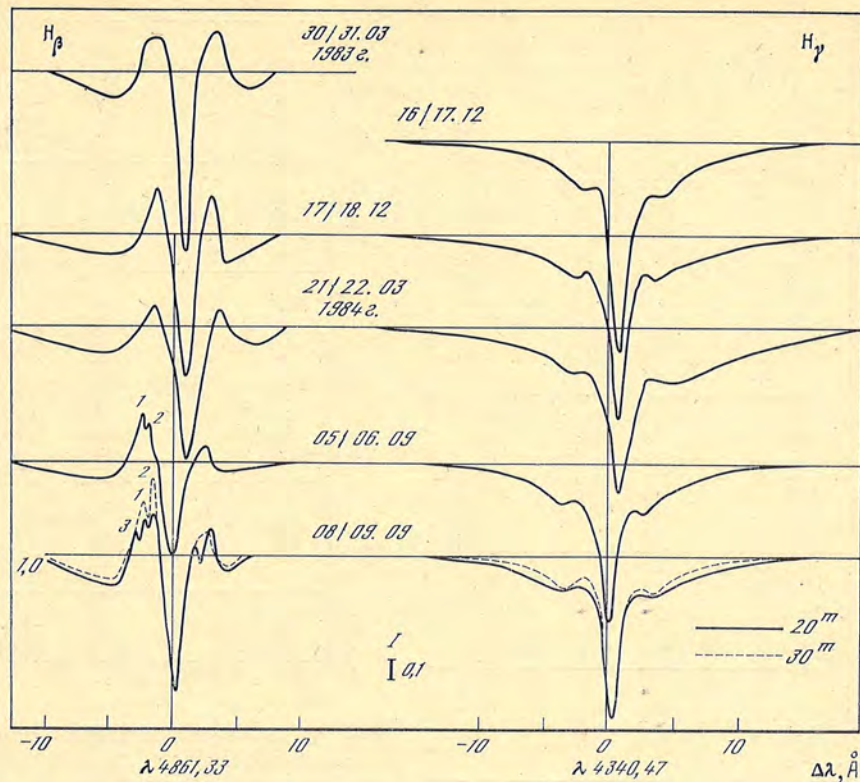


Рис. 2. Профили линий H_{β} и H_{γ}

Длины волн $\lambda 4861,33$ и $\lambda 4340,47$ — несмещенные положения H_{β} и H_{γ} соответственно

с интервалом между экспозициями около 30 мин. Ошибка в проведении непрерывного спектра в обоих случаях не превышает 5%, так что разницу в интенсивностях фиолетовых компонентов, вероятно, можно объяснить точностью измерений. Разница в интенсивностях красных компонентов двух приведенных на рис. 2 профилей в максимуме их интенсивности составляет 10%, т. е. можно лишь предполагать, что столь быстрое изменение интенсивности красного компонента реально.

На рис. 3 два нижних графика представляют собой отношения интенсивностей фиолетового компонента к красному I_V/I_R для разных дней наблюдений. На основании этих графиков можно сделать следующие выводы: 1) за исключением ноября 1983 г. и марта 1984 г., фиолетовый компонент оставался интенсивнее красного; 2) к концу периода наблюдений отношение I_V/I_R незначительно возросло от 1,1 до 1,3 для компонента V (1) линии H_{α} . Тенденция изменения I_V/I_R , отношения фиолетового компонента V (2) к красному линии H_{α} и компонентов H_{β} такая же, лишь меньше по величине.

Линия поглощения

Как уже отмечалось выше, в спектре ζ Тау наблюдалось две системы линий поглощения — линии, образующиеся в атмосфере звезды, и оболочечные. На данном этапе линии поглощения мы рассматривали с точки зрения их переменности в течение наших наблюдений. Для этого были изучены самые сильные линии звезды ($He I$, $Mg II$) и оболочки ($Na I$, $Ca II$, $Si II$, $Fe II$), для которых можно было достаточно уверенно провести контур и определить значение эквивалентной ширины W_{λ} . Линии поглощения водорода мы не рассматривали, поскольку, как было сказано ранее, профиль их сложный и они требуют специальной методики изучения.

Рис. 4 иллюстрирует поведение во время наблюдений эквивалентных ширины линий поглощения разных элементов.

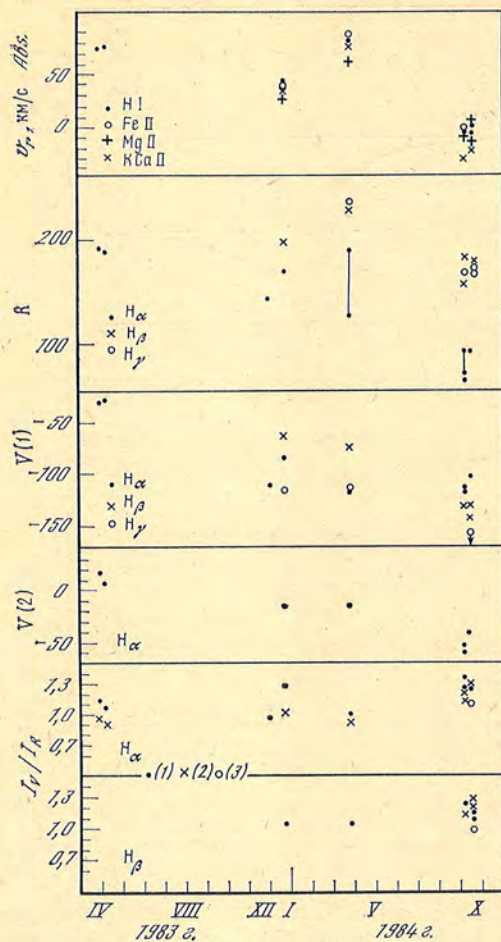


Рис. 4. Поведение эквивалентных ширин линий поглощения разных элементов в период наблюдений март 1983 г.— сентябрь 1984 г.

Линии звезды He I и Mg II представлены на двух верхних графиках рис. 4. Из графиков видно, что линии He I, одни в большей степени, другие в меньшей, показывают увеличение W_λ к концу периода. Относительно линии $\lambda 4388$ из-за большого разброса в значениях W_λ нельзя сказать что-либо определенное. Линия магния $\lambda 4481$ Mg II, также фотосферная, как будто не обнаруживает изменения W_λ (третий график сверху, рис. 4). На основании отношений эквивалентных ширин линий $W(4481 \text{ Mg II})/W(4471 \text{ He I})$ согласно Боярчуку [11] мы оценили, что спектральный класс звезды ζ Тау в течение полутора лет наблюдений изменился в среднем от В 3,1 до В 2,4. Таким образом, наблюдаемое нами увеличение эквивалентных ширин линий гелия можно, по-видимому, объяснить повышением температуры в фотосфере ζ Тау.

Линии оболочки Na I, Ca II, Si II, Fe II представлены на четырех нижних графиках рис. 4. Эквивалентные ширины линий Na I, Ca II, так же как и кремния Si II, по-видимому, во время наблюдений не менялись, хотя у некоторых из них есть слабый намек на уменьшение W_λ в конце периода наблюдений. То же самое можно сказать и относительно линий железа Fe II.

Лучевые скорости

Были измерены лучевые скорости линий поглощения разных элементов, список их приведен в табл. 3. Измерения выполнены относительно спектра сравнения по спектрограммам с помощью микроскопа ИЗА-2 и обработаны

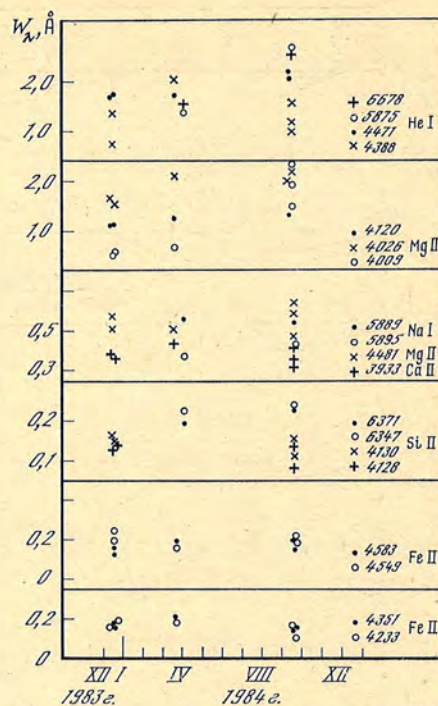


Рис. 3. Изменение лучевых скоростей v_r линии поглощения (Abs.) и эмиссионных компонентов: красного (R) и фиолетового V (1) и V (2); изменение отношения интенсивностей I_V/I_R в течение периода наблюдений

Точки, соединенные тонкой линией, показывают неопределенность измерения. Числа в скобках (1), (2) и (3) соответствуют компонентам фиолетовой эмиссии, отмеченным на рис. 1

Таблица 3
Лучевые скорости по линиям поглощения (км/с)

Элемент, $\lambda, \text{ \AA}$	Номер спектрограмм по табл. 1								
	1	3	4	6 и 7	8 и 9	10 и 11	12	13 и 14	15
Н I									
6562,82	+71	+73	-2	+50	+73	-14	+1		-14
4861,33				+42	+98	-8		-5	-8
4340,47				+42	+79	-6		-3	-3
4101,74				+43	+71	-7		-5	-5
3970,07				+43	+85				
3835,39				+39	+85	-1		-6	
3797,90				+41		-9			
3770,63				+32		-14			
3734,37						-4			
3721,94						-11			
3697,15						-5			
3691,56						-6			
3686,83						-5			
3682,82						-9			
Fe II									
4522,63						-12			
4508,28					+80				
4351,76					+95				
4233,17				+41	+79	+3			
Mg II									
4481,23				+29	+61	-9		-2	-16
Ca II									
3933,66				+34	+77	-32			-24
He I									
4471,48					+51	-67		+2	-35
4143,76					+31				

Таблица 4
Лучевые скорости эмиссионных компонентов Н I (км/с)

Номер спектрограммы	Компоненты							
	H_{α}				H_{β}		H_{γ}	
	R	V(1)	V(2)	V(3)	R	V(1)	R	V(1)
1	+191	-34	+15					
3	+187	-32	+4					
4	+141	-112						
7, 6	+167	-85	-17		+195	-64		
8, 9	от +126 до +187	-118	-16		+228	-77	+234	-119
10, 11	+69	-118	-61	-145	+154	-132	+166	-172
12	от +65 до +91	-114	-55					
14, 13	+91	-104	-41	-138	+176	-143	+172	-148
15					+176	-132	+172	

на ЭВМ ЕС-1033. Исправленные на эффект орбитального вращения Земли, средние (если измерялось несколько линий) для данного элемента значения v_r нанесены на график рис. 3, а, индивидуальные даны в табл. 3. Поскольку линии гелия He I на пластинке выглядят очень широкими и точность их измерений низка, v_r (He I) на график мы не наносили, результаты их измерений на некоторых спектрограммах приведены в табл. 3.

Измерения лучевых скоростей эмиссионных компонентов H_{α} , H_{β} и H_{γ} выполнены по регистрограммам относительно несмещенного положения ($v_r = 0$) данной линии (см. рис. 1, 2). Результаты измерений представлены на рис. 3 и в табл. 4.

Рассмотрим детальнее рис. 3. Как видно, лучевые скорости линий поглощения различных элементов в течение периода наблюдений ведут себя одинаково. Изменение v_r с течением времени, по-видимому, характеризует орбитальное движение системы ζ Тау. Некоторое различие в значениях v_r по линиям разных элементов, вероятно, можно объяснить, с одной стороны, тем, что для разных элементов было измерено разное число линий (см. табл. 3), и, с другой стороны, как показали Дельпляс и Шамбон [2], наличием градиента лучевых скоростей, вызванного тем, что линии образуются в разных слоях атмосферы звезды и оболочки. Характер изменения лучевых скоростей эмиссионных компонентов, как видно из рис. 3, такой же, как и для абсорбционных линий, но при существенно большем разбросе точек. По-видимому, скорость эмиссионных компонентов отражает суммарное движение — движение системы ζ Тау по орбите и движение материи в оболочке.

Скорости вращения $v \sin i$

Скорости вращения $v \sin i$ были определены по полуширинам линий звезды He I и Mg II и линий оболочки Ca II, Si II и Fe II при предположении, что на половине интенсивности линия расширена лишь вращением. Точность измерения $\Delta\lambda_{1/2}$ не превышала ± 8 км/с. Оказалось, что в течение всего периода наблюдений величина $v \sin i$ индивидуальных линий не менялась. В табл. 5 собраны средние значения $v \sin i$ для всех измеренных линий.

Остановимся вначале на фотосферных линиях. Как следует из табл. 5 (n — число измеренных спектрограмм), самые высокие значения скоростей вращения дают линии He I, $v \sin i = 240$ км/с, однако оказалось, что значения $v \sin i$ по линиям $\lambda 6878$ и $\lambda 5875$ He I $v \sin i = 116$ км/с в среднем в два с лишним раза меньше, чем по линиям He I в синей области спектра. Кроме того, как видно из табл. 5, по линии $\lambda 4471$ He I значение $v \sin i = 205$ км/с также несколько меньше, чем по остальным линиям синей области. Фотосферная линия $\lambda 4481$ Mg II по нашим оценкам имеет ширину $v \sin i = 82$ км/с, т. е. существенно меньшее значение, чем $v \sin i$ линий He I в синей области, в том числе и расположенной рядом с ней $\lambda 4471$ He I. Боярчук и Проник [9] по наблюдениям ζ Тау в 1964 г. также отмечали, что ширина линии $\lambda 4481$ Mg II меньше, чем линий He I.

Таким образом, если для объяснения расхождения в значениях $v \sin i$ по линиям He I и Mg II можно предположить, что они образуются в разных широтных поясах фотосферы звезды (в нашем случае линии He I ближе к экватору, Mg II ближе к полюсу), то по поводу различий в $v \sin i$ по линиям He I ничего определенного на основании имеющихся наблюдательных данных пока сказать нельзя. Следует упомянуть результат, полученный Хеап

Таблица 5
Средние значения $v \sin i$

Элемент $\lambda, \text{Å}$	$v \sin i,$ км/с	n	Элемент $\lambda, \text{Å}$	$v \sin i,$ км/с	n
He I			Ca II		
6678	114	2	3933	44	5
5875	118	2	Fe II		
4471	205	4	4583	36	3
4387	248	3	4549	30	3
4143	243	5	4522	34	5
4120	254	4	4508	33	5
4026	246	5	4416	35	2
4009	238	4	4233	35	5
3926	232	4	Si II		
3819	225	4	6371	36	2
Mg II			6347	35	2
4481	82	5	4130	34	4
			4128	34	4

[12], которая по наблюдениям в ультрафиолете нашла скорость вращения звезды ζ Тау равной $v \sin i = 100$ км/с по линиям C III, C IV, Si III и Si IV, т. е. значение, близкое тому, что мы получили по He I в красной области спектра и $\lambda 4481$ Mg II.

Среднее значение скорости вращения оболочки по Fe II, Si II и Ca II составляет $v \sin i = 35$ км/с при ширине инструментального контура 6 км/с. Инструментальный контур был вычислен по атмосферным линиям.

Располагая ширинами спектральных линий звезды $v \sin i = 240$ и 116 км/с и оболочки $v \sin i = 35$ км/с, мы вычислили фактор геометрической диллюции W при предположении сохранения углового момента по формуле

$$W = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{R^2}{r^2}} \right],$$

R и r — радиусы звезды и оболочки соответственно. В результате получили два значения величины $W = 0,038$ и $0,083$ по линиям He I в синей и красной областях спектра, точность составляет $\sim 10\%$.

Основные результаты

В течение полутора лет наблюдений, март 1983 г. — сентябрь 1984 г., система ζ Тау в общем не показала большой активности. Об этом свидетельствует относительная стабильность конфигурации профиля линии H_α а также устойчивость отношения интенсивностей фиолетового и красного компонентов $I_V/I_R > 1$ при небольшом увеличении интенсивности фиолетовой эмиссии к концу периода наблюдений.

Однако нерегулярные изменения общей интенсивности эмиссионной линии H_α , разброс в значениях лучевых скоростей эмиссионных компонентов говорит о кратковременной по сравнению с продолжительностью наших наблюдений нестабильности системы ζ Тау. На основании наблюдаемой тонкой структуры эмиссионных линий H_α и H_β можно говорить о клочковатости оболочки ζ Тау.

Обнаружено, что значение скорости вращения $v \sin i$ по линиям He I в красной области примерно в два раза меньше, чем в синей области спектра.

Авторы благодарят А. А. Боярчука за советы и замечания при обсуждении результатов, а также Г. Н. Шарарову и В. Т. Жоголеву за изготовление иллюстраций.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Underhill A. E. The radial-velocity variations of ζ Tau.— Publ. Dom. Astrophys. obs. Vict., 1952, vol. 9, p. 219—236.
2. Delplace A. M., Chambon M. Th. A comparative study of the shell of ζ Tau and 48 Lib.— IAU Symp. N 70. Dordrecht (Holland); Boston (USA), 1976, p. 79—85.
3. Bahng J. D. R. Rapid variations of H_α in Be stars.— IAU Symp. N 70. Dordrecht (Holland); Boston (USA), 1976, p. 41—49.
4. Slettebak A., Reynolds R. C. H_α variations in the spectra of the brighter, Northern Be stars.— Astrophys. J. Suppl., 1978, vol. 38, p. 205—228.
5. Галкина М. С. Об изменении эмиссии в линиях H_α и H_β в спектрах некоторых Be-звезд: λ Cas, ζ Tau, 66 Oph.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 72.
6. Gökğöz A., Hack M., Kendir J. Study of the spectrum and radial velocities of ζ Tau in 1958 and 1959.— Mem. Soc. Astron. It., 1962, vol. 33, p. 239—251.
7. Gökğöz A., Hack M., Kendir J. Study of the spectrum of ζ Tau in 1960.— Mem. Soc. Astron. It., 1963, vol. 34, p. 87—101.
8. Боярчук А. А., Проник И. И. Спектрофотометрическое изучение Be-звезд с мощными оболочками.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1963, т. 29, с. 268—277.
9. Боярчук А. А., Проник И. И. Спектрофотометрическое изучение ζ Тау в 1964 г.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1965, т. 34, с. 118—127.
10. Aydin C., Hack M., Islik S. Spectrographic observations of ζ Tau from 1961 to 1964.— Mem. Soc. Astron. It., 1965, vol. 36, p. 331—350.
11. Боярчук А. А. Сравнение химического состава В и Be-звезд.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1957, т. 17, с. 89—116.
12. Heap S. R. Ultraviolet observations of Be stars.— IAU Symp. N 70. Dordrecht (Holland); Boston (USA), 1976, p. 165—178.

РЕЗУЛЬТАТЫ УЗКОПОЛОСНОЙ ФОТОМЕТРИИ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ β CrB

В. И. Бурнашев, В. П. Маланушенко, Н. С. Полосухина

С помощью спектрофотометра СФ-68 проведены наблюдения потока излучения у магнитно-переменной звезды β CrB ($m_v = 3^m8$, F0p) в полосе депрессии $\lambda_0 = 5215 \text{ \AA}$ ($\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$) по отношению к звезде сравнения γ CrB.

В результате анализа наблюдений, во-первых, обнаружены короткопериодические изменения потока с периодами $P_1 = 196,9$, $P_2 = 158,3$ и $P_3 = 58,57$ мин и с амплитудами вариаций $A_1 = 0^m005$, $A_2 = 0^m004$ и $A_3 = 0^m004$. Кроме модели наклонного магнитного пульсатора [16, 19], пока нет другого механизма для объяснения этих вариаций. Во-вторых, получены отчетливые ($\Delta m = 0,02 \div 0^m03$) изменения потока с фазой вращения звезды, объясняемые в рамках модели наклонного ротатора. Предполагается, что причиной изменений потока в депрессии являются вариации интенсивности линий, образующих депрессию, а не вариации потока излучения в континууме.

SOME RESULTS ON THE NARROW-BAND PHOTOMETRY OF THE MAGNETIC STAR β CrB, by V. I. Burnashev, V. P. Malanushenko, N. S. Polosukhina. — The observations of the emission flux from the magnetic star β CrB ($m_v = 3^m8$, F0p) in the depression range $\lambda_0 = 5215 \text{ \AA}$ (the band width is 30 \AA) with respect to the star of comparison γ CrB were carried out using the spectrophotometer SPh-68 (СФ — 68).

The analysis of the observational data showed, that, first, short periodic variations of flux do exist with the periods $P_1 = 196^m9$, $P_2 = 158^m3$ and $P_3 = 58^m57$ with the amplitude of variations equal to $A_1 = 0^m005$, $A_2 = 0^m004$ and $A_3 = 0^m004$, respectively. These variations can be attributed to the model of an oblique magnetic pulsator [16, 19], since no other mechanism has been attainable so far. Second, sharp variations of flux ($\Delta m = 0.02 \div 0^m03$) with the phase of star rotation are revealed that can be described in terms of a conventional model of an oblique rotator. It is suspected, that these are the variations of the line depth which are responsible for the depression that cause the variations of flux in depression, but not the continuum.

Спектрофотометрические исследования распределения энергии в спектрах Ар-звезд [1—5] показали, что отличительной особенностью этих звезд является наличие широких депрессий $\Delta\lambda \sim 100 \text{ \AA}$ в областях $\lambda 4200$, 5200 , 6300 \AA . Используя систему фотометрических индексов, полученную на основе женеvской системы фильтров, удалось обнаружить связь депрессий с величиной среднего поверхностного магнитного поля звезды [6]. Изменение глубины депрессий в этих полосах зависит от типа пекулярности магнитных звезд.

Здесь рассмотрено поведение потока излучения β CrB ($m_v = 3^m8$) в области $\lambda_0 = 5215 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$, по отношению к звезде сравнения γ CrB.

Магнитно-переменная звезда β CrB типа Sr — Cr — Eu имеет богатую историю исследований, благодаря сильной пекулярности химического состава, магнитной активности, а также своей доступности для исследований различными методами на малых и средних телескопах. Тем не менее, несмотря на обилие наблюдательного материала, до сих пор не выяснены достаточно надежно вопросы химического состава β CrB (большой разброс в определении содержания не только редкоземельных элементов, но также некоторых элементов железного пика), нет ясности и в поведении магнитного поля у звезды, до сих пор нет единого мнения в вопросе о переменности спектра этой звезды. Долгое время считалось, что спектр β CrB постоянен, хотя не вызвала сомнений переменность блеска и магнитного поля звезды. Сильное блендирование линий в области $\lambda 3800$ — 4800 \AA , неопределенность уровня континуума, делали само понятие переменности спектра слишком неопределенным, многочисленные поиски кончались неудачей. Лишь наблюдения

Дата, 1984 г.	J.D.2445000+	Фаза	T, мин	N	$\overline{\Delta m}$
18/19.05	839,338	0,650	33	17	0 ^m .0539
19/20.05	840,338	0,707	206	92	0,0545
20/21.05	841,377	0,762	126	60	0,0598
22/23.05	843,374	0,870	133	64	0,0602
23/24.05	844,301	0,922	198	93	0,0567
25/26.05	846,363	0,032	158	71	0,0611
28/29.05	849,290	0,191	167	72	0,0756
30/31.05	851,301	0,296	24	10	0,0848
31/01.06	852,314	0,351	21	11	0,0674
5/6.06	857,283	0,621	44	21	0,0667

спектра β CrV, выполненные в области $\lambda 6000-6800 \text{ \AA}$ [7, 8], позволили провести изучение эквивалентных ширин линий ряда элементов, определяющих peculiarность звезды, например линий Eu II, а также провести измерения эквивалентной ширины линии H_{α} [8]. Дальнейшие исследования спектра [9, 10] только подтвердили и расширили представление о переменности звезды. Так, например, было показано [10] существование горячих областей с эффективной температурой $T_{\text{эф}}$, примерно на 1000 К превышающей температуру остальной поверхности, в районах магнитных полюсов звезды.

Новые узкополосные наблюдения β CrV преследовали цель изучить поведение ее спектра в области депрессии $\lambda 5200 \text{ \AA}$ как в течение суток, так и с фазой магнитного поля звезды. Наблюдения были выполнены с помощью спектрофотометра СФ-68, установленного на 20-см телескопе. Сканирование спектра на этом спектрофотометре осуществляется поворотом дифракционной решетки с помощью шагового двигателя. Поэтому, установив решетку в некоторое положение, так, чтобы в выходную щель спектрофотометра попадало излучение определенной длины волны, можно использовать спектрофотометр для проведения узкополосной фотометрии.

Ширина выделенного спектрального интервала составляет 30 \AA . Центр полосы, в которой проводились измерения, соответствует $\lambda 5215 \text{ \AA}$, и таким образом в полосу попадает центральная часть депрессии $\lambda 5200 \text{ \AA}$ (рис. 1).

Измерения проводились дифференциальным способом по отношению к звезде сравнения γ CrV. Оценки блеска β CrV и γ CrV чередовались с интервалом 1 мин. Коэффициент атмосферной экстинкции определялся по звезде η UMa, внеатмосферная звездная величина которой была найдена методом Никонова. В результате наблюдений получились значения $\Delta m = m_{\gamma \text{ CrV}} - m_{\beta \text{ CrV}}$ с временным разрешением 2 мин, а также средние за ночь значения $\overline{\Delta m}$. В таблице приведены основные данные о полученных наблюдениях, N — число оценок блеска за время наблюдений.

1. Исследование коротковременных изменений было начато с усреднения скользящим средним по пяти точкам всего наблюдательного материала. Эта процедура позволяет существенно уменьшить влияние высокочастотных шумов. Затем проводился совместный анализ всех измерений Δm на периодичность. Методом Юркевича [11] в интервале пробных периодов $50-500$ мин было выделено три независимых периода: $P_1 = 196,9$ мин, $P_2 = 158,3$ мин, $P_3 = 58,57$ мин с соответствующими достоверностями 96, 93, 90%, определенными по критерию Фишера.

Так как наблюдательный материал обременен большими разрывами по времени, а также вследствие того, что продолжительность наблюдений в течение ночи сравнима со значениями выделенных периодов, возникает опасность появления ложных периодов. Поэтому мы вычислили также спектр мощности и функцию спектрального окна методом, предложенным Димингом [12]. На рис. 2 показаны спектр мощности и функция спектрального окна, вычисленные методом Диминга в интервале $50-250$ мин, а также приведены средние кривые колебания Δm для выделенных периодов.

Отсутствие значимых пиков функции спектрального окна в областях периодов P_1 , P_2 и P_3 , а также наличие для них сопряженных периодов, обусло-

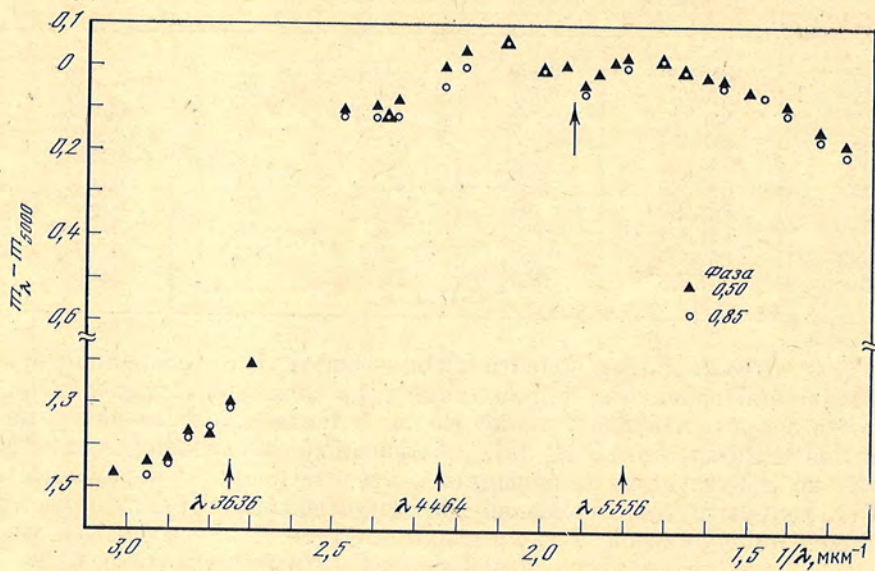


Рис. 1. Распределение энергии в спектре β CrV из [1]
Стрелкой вверх отмечено положение центра полосы λ 5215 Å

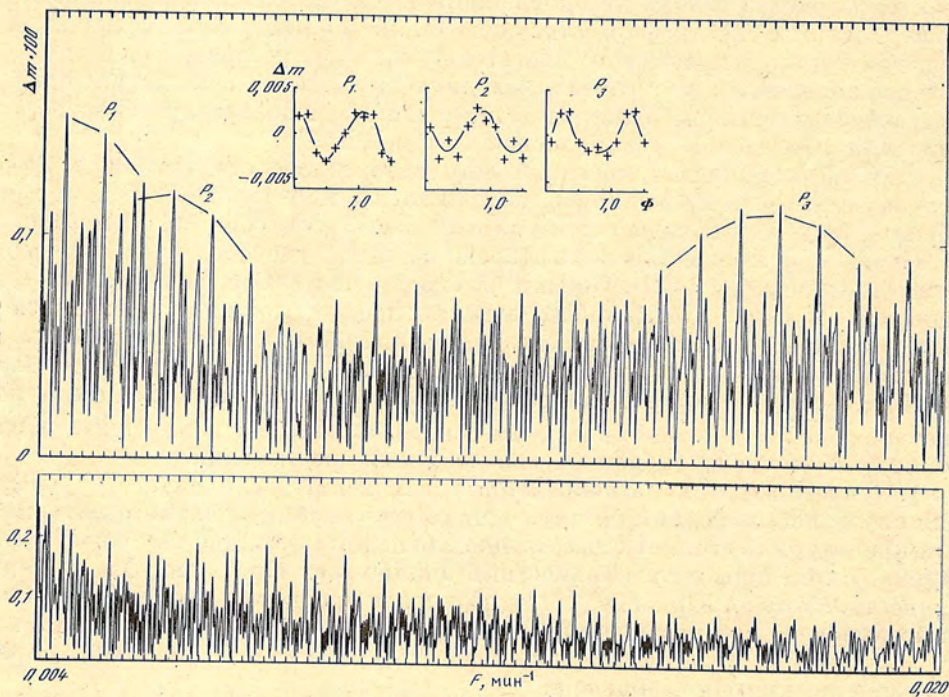
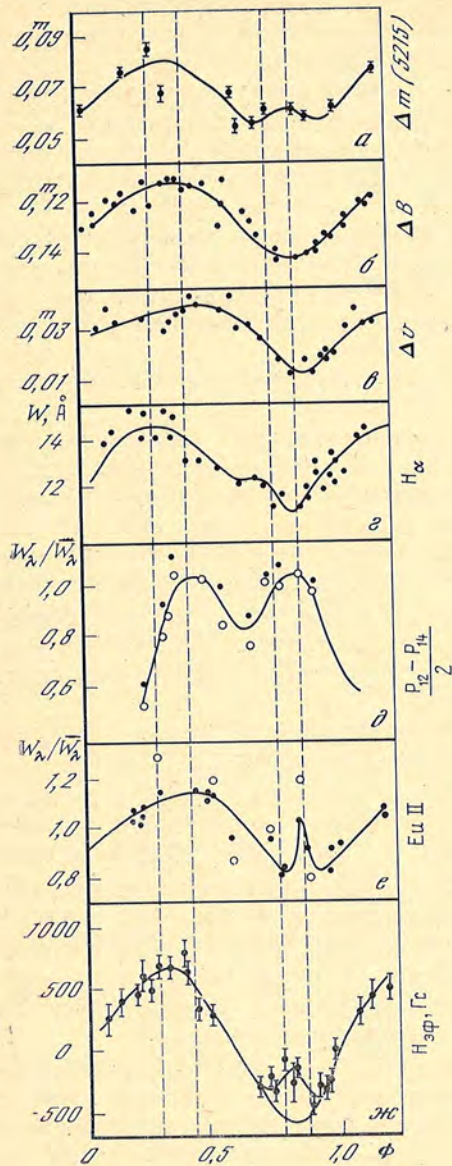


Рис. 2. Спектр мощности (верхний график) и функция спектрального окна (нижний график), рассчитанные по методу Диминга [12]
В верхней части рисунка все данные наблюдений свернуты с периодами $P_1 = 196,9$; $P_2 = 158,3$; $P_3 = 58,57$ мин



составляют в среднем $A_1 = 0^m005$, $A_2 = 0^m004$ и $A_3 = 0^m004$ для P_1 , P_2 , P_3 соответственно.

2. Данные таблицы позволили проследить поведение потока в полосе $\lambda 5215 \text{ \AA}$ от ночи к ночи и сравнить с уже опубликованными результатами об изменениях других характеристик звезды [7—10, 13, 14].

На рис. 3 представлены кривые изменения различных характеристик звезды. Фазы рассчитаны по формуле [3]: $J. D. 2434217,5 + 18^d487 \cdot E$. Сравнивая все имеющиеся в наличии данные с результатами узкополосной фотометрии, мы пришли к следующему заключению.

В спектре $\beta \text{ CgV}$ найдены четкие изменения потока излучения как в широких, так и в узких спектральных полосах, причем имеются заметные отличия результатов широкополосной фотометрии от узкополосной. Следует отметить также заметное сходство поведения всех характеристик звезды в области магнитного поля положительной полярности, которая хорошо прослеживается на видимой полусфере звезды (рис. 4). Область положительного поля больше бывает на видимой полусфере — это также очевидно из кривых рис. 3.

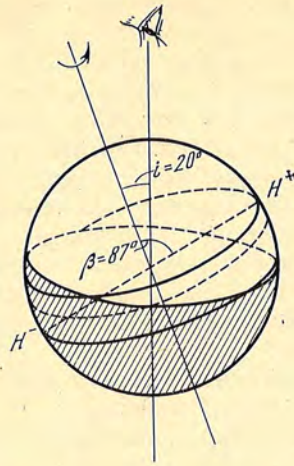


Рис. 3. Изменения с фазой магнитного поля различных характеристик звезды а — поток в полосе $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$, центрированной на $\lambda 5215 \text{ \AA}$; б — блеск звезды В ($\lambda_0 = 4300 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 950 \text{ \AA}$ [13]); в — блеск звезды v (стремгеновская система, $\lambda_0 = 4110 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 190 \text{ \AA}$ [14]) г — эквивалентная ширина $W_{H\alpha}$, отнесенная к средней [7]; д — относительная эквивалентная ширина $W_{\lambda}/\overline{W_{\lambda}}$ пашеновских линий P_{12} и P_{14} [9, 10]; е — относительная эквивалентная ширина $W_{\lambda}/\overline{W_{\lambda}}$ двух линий $\text{Eu II } \lambda 6645,11$ и $6337,07 \text{ \AA}$ [8]; ж — магнитное поле $H_{\alpha\text{эф}}$ по измерениям [15]

Рис. 4. Схематическая модель наклонного ротатора для случая $\beta \text{ CgV}$

вленных скважностью наблюдений в одни звездные сутки, подтверждает достоверность полученного нами результата. Значения периодов, полученные методом Диминга, хорошо согласуются со значениями периодов по методу Юркевича. Оценки амплитуд колебаний, вычисленные методами Юркевича и Диминга, также хорошо согласуются друг с другом и

Отметим существенное отличие всех характеристик звезды на фазах, соответствующих области отрицательного магнитного поля. А именно: кривые блеска в широких полосах B и v (более узкий фильтр стремгеновской системы) показывают определенный минимум в этих фазах, тогда как кривые изменения эквивалентных ширин линий отдельных элементов, а также линий водорода пашеновской серии показывают вторичный максимум вблизи фазы отрицательного максимума $H_{\text{эф}}$. Кривая $W_{\lambda}H_{\alpha}$ хотя и не показывает вторичного максимума, несколько искажена вблизи этих фаз.

Полученная нами кривая изменения потока в узкой полосе депрессии $\lambda 5200 \text{ \AA}$ довольно отчетливо показывает в этой области вторичный максимум.

Если исходить из модели наклонного ротатора, то на основании приводимых данных возможны следующие предположения для объяснения этих результатов.

1. Различные условия видимости областей положительной и отрицательной полярности (рис. 4).

2. Как было показано в [9, 10], районы магнитных полюсов звезды имеют $T_{\text{эф}}$ более чем на 1000 К выше $T_{\text{эф}}$ остальной поверхности звезды, т. е. «горячие» области на поверхности β СтВ связаны с магнитными полюсами. Так как область отрицательного магнитного поля видна под значительным углом к лучу зрения, т. е. на краю видимой полусферы звезды, то она может быть не полностью видна в отличие от области положительной полярности, которая в фазе H_{max}^+ располагается практически в центре видимой полусферы. Следовательно, наблюдаемые проявления этих «горячих» областей должны быть различны. Краевые эффекты — потемнение диска звезды от центра к краю, прецессия усиливают это различие.

3. Рис. 3 отчетливо показывает разное поведение излучения в широком и узком спектральных диапазонах для областей H_{max}^+ и H_{max}^- . Наличие «горячей» области в фазе H_{max}^+ проявляется как усиление потока излучения в континууме, а также как усиление глубин линий ряда элементов, о чем свидетельствуют результаты широкополосной и узкополосной фотометрии. Для фазы H_{max}^- не наблюдалось проявления «горячей» области в широкополосной фотометрии, тогда как результаты узкополосной фотометрии, а также результаты измерений W_{λ} отражают наличие двух горячих областей (два максимума, соответствующих фазам H_{max}^+ и H_{max}^-). Отсюда следует, что наблюдаемые изменения потока излучения в полосе $\lambda 5215 \text{ \AA}$ следует отнести за счет переменной интенсивности линий, образующих бленду.

Возможно, что различие результатов для H_{max}^- связано с тем, что образование линий, в том числе водорода пашеновской серии, происходит в самых поверхностных слоях в сравнении с глубиной образования непрерывного спектра, хотя для такого объяснения необходима большая стратификация физических условий по высоте атмосферы, чем принято в стандартных моделях атмосфер звезд.

В результате проведенного анализа измерений потока излучения в полосе депрессии $\lambda 5200 \text{ \AA}$ приходим к выводу о наличии двух типов переменной этого потока. Отчетливые и значительные изменения с фазой вращения звезды находят объяснение в рамках модели наклонного ротатора, и причиной изменения депрессии являются вариации интенсивностей линий, образующих депрессию. Более слабые изменения в течение ночи с периодами P_1 , P_2 и P_3 требуют привлечения дополнительного источника переменной. Необходимо отметить в этой связи, что короткопериодические изменения излучения поздних Ар-звезд в широкополосных фильтрах B , V — явление уже известное [16—18] и получившее название наклонного магнитного пульсатора. Возможными причинами такого типа изменений являются особенности структуры магнитных полей и неоднородности атмосфер магнитных звезд [16, 19].

Авторы выражают глубокую признательность А. А. Боярчуку за полезные замечания и обсуждение результатов.

Ноябрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Adelman S. J., Shore S. N., Wolken P. K.* The broad continuous absorption features and atmospheric structure of peculiar A Stars.— *Physics of Ap stars*, 1976, IAU coll. N 32, Vienna, p. 189—199.
2. *Adelman S. J.* Spectrophotometry of peculiar B and A stars. X. HD 2454, HD 8441, HD 18078, HD 50169, HD 110066 and γ Equ; *Adelman S. J.* Spectrophotometry of peculiar B and A stars. XI. HD 89069, HD 165474, 10 Aqr, HD 191742, HD 192678 and HD 204441.— *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1981, vol. 44, p. 265—272, 309—316.
3. *Maitzen H. M., Seggewiss W.* Photometric search for Ap-stars among blue stragglers in open clusters.— *Astron. and Astrophys.*, 1981, vol. 96, N 1—2, p. 174—180.
4. *Hensberge H., Maitzen H. M.* Variability of the $\lambda = 5200$ feature in Cp-stars.— *A peculiar Newsletters* Dec. 15, 1983.
5. *Adelman S. J., Shore S. N., Pyper D. M., Boytim B. A.* The peculiar Rosetta Stone: Beta Coronae Borealis.— In: 23rd Liege Astrophys. coll. Universite de Liege, June 1981, p. 109—114.
6. *Cramer N., Maeder A.* Relation between surface magnetic field intensities and Geneva photometry.— *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 88, N 1/2, p. 135—140.
7. *Глаголевский Ю. В., Козлова К. И., Полосухина Н. С.* О переменности водородной линии H_{α} в спектре магнитно-переменной звезды β CrB.— *Письма в Астрон. журн.*, 1978, т. 4, вып. 2, с. 138—139.
8. *Полосухина Н. С.* Некоторые спектральные особенности магнитно-переменной звезды β CrB.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1976, т. 54, с. 120—127.
9. *Полосухина Н. С., Щербаков А. Г., Маланушенко В. П.* Изучение пашеновских линий водорода и инфракрасного триплета Ca II в спектре магнитной звезды β CrB. I.— *Астрофизика*, 1979, т. 15, вып. 1, с. 85—95.
10. *Полосухина Н. С., Щербаков А. Г., Маланушенко В. П.* Изучение пашеновских линий водорода и инфракрасного триплета Ca II в спектре магнитной звезды β CrB. II. О вариации физических условий в атмосфере звезды.— *Астрофизика*, 1980, т. 16, вып. 3, 483—489.
11. *Jurkevich J.*— A method of computing periods of cyclic phenomena.— *Astrophys. Space Sci.*, 1971, vol. 43, N 1, p. 154—167.
12. *Deeming T. J.* Fourier analysis with unequaly spaced data.— *Astrophys. Space Sci.*, 1975, vol. 36, N 1, p. 137—158.
13. *Бродская Э. С.* Фотометрическое исследование магнитной звезды β CrB.— *Астрон. журн.*, 1970, т. 47, № 3, с. 662—664.
14. *Wolff S., Wolff R.* UVBY Photometry of Ap stars; The nature of the light variations.— *Astron. J.*, 1971, vol. 76, N 5, p. 422—430.
15. *Borra E. F., Landstreet J.* The magnetic fields of the Ap-stars.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1980, vol. 42, p. 421—445.
16. *Kurtz D.* Rapidly oscillating Ap stars.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1982, vol. 200, p. 807—820.
17. *Weiss W. W., Breger M., Rakosch K. D.* et al. The periods of 21 Com.— *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 90, p. 18—25.
18. *Weiss W. W., Kreidl J. T.* H_{β} -photometry of Przybylski's star, a comparison of period determination methods.— *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 81, N 1, p. 59—69.
19. *Shibahashi H.* Magnetic overstability as a excitation mechanism of the rapid oscillations of Ap stars.— *Astrophys. J.*, 1983, vol. 275, p. L5—L9.
20. *Preston G. W., Sturch C.* The Magnetic Field of β CrB.— In: *Magnetic and related stars*. Baltimor, 1967, p. 111—121.

УДК 524.3

ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ β CrB ПО ЛИНИИ $\lambda 4254,33$ Cr I

С. И. Плачинда

Приведены результаты измерений магнитного поля β CrB по линии $\lambda 4254,33$ Cr I.

THE MEASUREMENT OF MAGNETIC FIELD OF β CrB, by *Plachinda S. I.*— The results of measurement of magnetic field of β CrB that have been obtained using the spectral line $\lambda 4254.33$ Cr I are presented.

Измерения среднего значения продольного компонента магнитного поля H_e β CrB были выполнены нами по линии $\lambda 4254,33$ Cr I. Наблюдения проводились на магнитометре ЗТШ (2,6 м, КАО), описанном в [1], а процедура измерений описана в [2]. Измерения для трех ночей сделаны на БТА (6 м, САО).

В [2] магнитное поле H_e рассчитывалось нами по формуле, которая была выведена на основе представления контура треугольником за счет аппроксимации крыльев прямыми линиями. Эта формула в виде, удобном для вычислений, записывается следующим образом:

$$H_{B,R} = \frac{\int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} P(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda)}{4,6686 \cdot 10^{-13} z \lambda^2 \ln(N_2^*/N_1^*)}, \quad (1)$$

$$H_e = (H_B - H_R)/2.$$

Здесь H_B — напряженность продольного компонента магнитного поля по синему крылу контура, H_R — напряженность по красному крылу, $P(\Delta\lambda)$ — круговая поляризация, N_1^* — интенсивность (в количестве накопленных импульсов) предела интегрирования в данном крыле со стороны ядра линии, N_2^* — интенсивность предела интегрирования со стороны непрерывного спектра, z — фактор Ланде.

Аппроксимация крыльев контура прямыми линиями при вычислении по формуле (1) может исказить величину H_e тем сильнее, чем сильнее крылья отличаются от аппроксимирующих прямых. Поэтому мы модифицировали формулу (1) таким образом, чтобы учитывалось изменение градиента в крыле.

На основе изложенного в [2] при выводе формулы (1) (см. также [3]) для магнитного расщепления $(\Delta\lambda_H)_i$ будет

$$2(\Delta\lambda_H)_i = (N_1 - N_2)_i / (\partial N / \partial \lambda)_i,$$

где $(N_1)_i$ и $(N_2)_i$ — интенсивности для данной длины волны ортогонально поляризованных по кругу пучков света; $(\partial N / \partial \lambda)_i$ — градиент в данной точке среднего контура: $N_i = (N_1 + N_2)/2$. Далее на основании теоремы о среднем определим $\Delta\lambda_H$ как средневзвешенное значение по крылу контура:

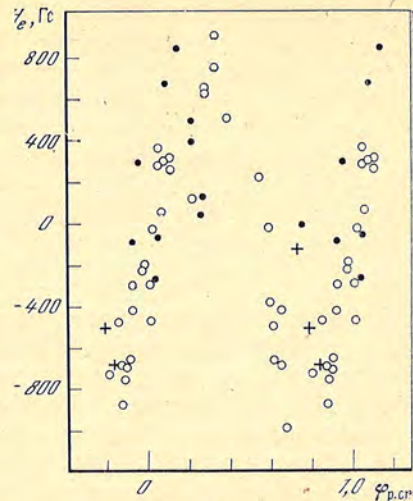
$$\Delta\lambda_H = \frac{\int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} (N_1 - N_2) d(\Delta\lambda)}{\int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} \partial N / \partial \lambda d(\Delta\lambda)}, \quad (2)$$

где функция $\partial N / \partial \lambda$ является весовой для V -параметра: $V = N_1 - N_2$. Так как мы записали $\Delta\lambda_H$ как средневзвешенное значение по крылу контура (3), то тем самым вычисляемое H_e содержит в себе осреднение продольного компонента магнитного поля не только по диску звезды, но и с глубиной формирования данной спектральной линии.

Результаты обработки наблюдений β СгВ представлены в таблице. В первом столбце — юлианская дата наблюдений, во втором — H_e , которое вычислялось по формуле (2). В третьем — H_e^* , которое вычислялось по формуле (1), где прямые в крыльях контура проводились методом наименьших квадратов, тогда как в [2] прямые проводились от руки. Поэтому перевычисленные значения H_e^* отличаются от приведенных в [2] для четырех ночей. В четвертом столбце приведены фазы положительного кроссовер-эффекта согласно [4], в пятом — число измерений n за ночь, в шестом — величина $H_e - H_e^*$, характеризующая различие расчетов по формуле (2) и по формуле (1). В таблице приведены усредненные за ночь значения H_e и H_e^* . Для наблюдений на БТА рассчитывалось только H_e . Ошибки приведены среднеквадратичные, определенные по всем ночам наблюдений отдельно для ЗТШ и для БТА. При вычислении H_e по формуле (2) контур интерполировался кубической сплайн-функцией, которая в каждой точке определяет градиент $\partial N / \partial \lambda$.

Значения H_e из таблицы, полученные на ЗТШ, представлены на рисунке в виде темных кружков; H_e , полученные на БТА, — в виде крестиков. Светлыми кружками представлены наблюдения Борры и Вехана по λ 4520,2 Fe II [5]. Причем взяты H_e , рассчитанные ими путем интегрирования круговой поляризации по контуру линии. Ошибка единичного измерения у наз-

J.D.	H_e	H_e^*	$\Phi_{p.c.}$	n	$H_e - H_e^*$
ЗТШ					
244 4809,306	-89±88	-46±81	0,93	2	-43
4811,302	-273±88	-179±81	0,04	2	-94
4812,311	667±72	575±66	0,10	3	92
4828,270	294±88	229±81	0,96	2	65
5073,455	487±88	330±81	0,22	2	157
5074,488	128±125	218±115	0,28	1	-90
5868,289	390±125	211±115	0,22	1	179
5869,288	41±88	49±81	0,27	2	-8
5902,311	-62±125	0±115	0,06	1	-62
5904,310	839±125	697±115	0,16	1	142
5915,295	-9±56	-14±51	0,76	5	+5
БТА					
5545,289	-128±174		0,74	4	
5546,280	-507±240		0,80	2	
5547,263	-687±142		0,85	6	



ванных авторов равна 195 Гс. Как видно из рисунка, наши наблюдения H_e , рассчитанные по формуле (2), согласуются с наблюдениями [5]. Разница в значениях (см. таблицу), вычисленных нами по формуле (2) и по формуле (1) для β Cr B по линии λ 4254,33 СтГ, оказалась сравнимой с ошибками измерений данных наблюдений.

В заключение автор выражает свою признательность А. Б. Северному и С. И. Гопасюку за полезные замечания, Е. С. Дмитриенко за помощь в наблюдениях на ЗТШ, а также сотрудникам САО АН СССР В. Д. Бычкову, И. В. Найденову, И. И. Романюку и В. Г. Штолю за помощь в наблюдениях на магнитографе БТА.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кувшинов В. М. Звездный магнитограф и поляриметр на счете фотонов для измерения циркулярной поляризации в узких и широких спектральных полосах.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 209—220.
2. Плачинда С. И., Дмитриенко Е. С., Северный А. В. γ Cyg — периодическая магнитопеременная звезда? — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69, с. 42—49.
3. Северный А. Б., Кувшинов В. М., Никулин Н. С. Фотометрические исследования слабых магнитных полей звезд.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 50, с. 3—51.
4. Preston G. W., Sturch C. The magnetic field of β Coronae Borealis.— The magnetic and related stars / Ed. C. Cameron. Baltimore, 1967, p. 111—121.
5. Borra F. E., Vaughan A. H. High-resolution polarization observations inside spectral lines of magnetic Ap stars. I. Instrumentation and observations of β Coronae Borealis.— Astrophys. J., 1977, vol. 216, p. 462—478.

УДК 531.145+523.94

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ ЛИНИЙ ИОНИЗОВАННОГО ЖЕЛЕЗА

А. А. Боярчук, И. С. Саванов

Рассмотрены опубликованные значения сил осцилляторов для линий ионизованного железа (табл. 2). Нуль-пункт gf -величин установлен на основании измерений времен жизни атомов в возбужденном состоянии (табл. 1). Данные о редуцированных и принятых значениях сил осцилляторов для 704 линий приведены в табл. 3. Табл. 4 содержит «солнечные» и «звездные» gf -величины для 94 линий и дополняет результаты лабораторных измерений.

С принятыми значениями сил осцилляторов пересмотрены результаты определений содержания железа в атмосфере Солнца (табл. 5). Эта величина отличается от полученной ранее тем же способом по линиям Fe I и составляет $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7,80 \pm 0,10$.

Fe II OSCILLATOR STRENGTHS by A. A. Boyarchuk, I. S. Savanov.— Published values of the oscillator strengths for ionized iron lines are reviewed (table 2). The absolute scale of gf -values is based on the life-time measurements (table 1). The established data on the reduced and accepted gf -values for 704 lines of Fe II are presented in table 3. Table 4 contains the data on «solar» and «stellar» oscillator strengths for 94 lines.

Using the established values of oscillator strengths we reviewed the earlier published results on the iron abundance in the atmosphere of the Sun (table 5). This value is equal to $\lg \varepsilon(\text{Fe}) = 7,80 \pm 0,10$ and differs from the estimation based on neutral iron lines obtained in the same manner.

В [1] нами были рассмотрены опубликованные значения сил осцилляторов для линий нейтрального железа. Естественным продолжением этой работы явился анализ опубликованных лабораторных измерений gf -величин для линий ионизованного железа, результаты которого представлены ниже.

Наше внимание к данным о силах осцилляторов для линий Fe II обусловлено рядом причин. Во-первых, для определения содержания железа в атмосферах горячих звезд наиболее пригодны именно линии ионизованного железа. Особая необходимость в таких данных ощущается при анализе ультрафиолетовой области спектра. Во-вторых, при исследовании звезд методом моделей атмосфер одним из критериев выбора параметров модели является расчет ионизационного равновесия. Для широкого диапазона эффективных температур наиболее удобными для расчета являются линии Fe I и Fe II. Для этой цели необходимо знать точные абсолютные значения сил осцилляторов. Так, например, ошибка в 0,1 dex в абсолютной шкале для Fe I или для Fe II может привести к ошибке до 200 К в определении температуры для звезды с $T_{\text{эф}} \sim 8000$ К. Наконец, в-третьих, такие данные необходимы для анализа эмиссионных спектров широкого класса небесных тел — от Везвезд до квазаров.

В последнее время появилась достаточно обширная литература по изучению спектра Fe II (см., например, обзор Хабера [2]), которая сделала возможным наш анализ. Так, например, Филлипс [3] опубликовал компиляцию сил осцилляторов для избранных переходов Fe II, в которой за основу были приняты расчеты Куруца и Пейтреманна [4]. Позднее, пользуясь полупирическим методом, Куруц рассчитал теоретические значения gf -величин свыше 430 000 линий и опубликовал данные для 22 500 линий [5].

Как и в [1], в случае анализа линий нейтрального железа мы рассмотрели отдельно вопрос об установлении нуля-пункта величин gf , а затем выяснили влияние основных видов систематических ошибок на опубликованные системы сил осцилляторов.

1. Определение нуля-пункта системы

Для определения абсолютной шкалы системы сил осцилляторов для линий Fe II использовались данные о временах жизни τ атомов в возбужденных состояниях. Экспериментальные величины τ приведены в [6—11], сопоставлены в табл. 1 со значениями τ , выведенными из теоретических gf -величин Куруца [5]. В столбцах табл. 1 последовательно приведены: автор; $\Delta = \lg \tau_{\text{К}}/\tau_{\text{Авт}} = \lg gf_{\text{Авт}} - \lg gf_{\text{К}}$; эта же величина, выраженная в процентах; точность метода; число общих со списком Куруца [5] уровней; метод. Результаты пяти групп авторов находятся в достаточно хорошем соответствии между собой и позволяют заключить, что нуль-пункт абсолютной шкалы системы сил осцилляторов для линий Fe II может быть установлен с точностью порядка 1,5% ($\leq 0,01$ dex). Сравнение с теоретическими $\tau_{\text{К}}$ подтверждает вывод, сделанный в [5], о том, что шкала Куруца для gf -величин завышена. В дальнейшем мы будем использовать данные Куруца о gf -величинах, уменьшенные на 0,11 dex. Результаты [11] о временах жизни, приведенные в конце табл. 1, имеют плохую сходимость и заметно отличаются от остальных измерений. В связи с этим они были исключены при усреднении.

Таблица 1

Автор, ссылка	Δ	$\Delta, \%$	Точность метода, %	Число общих уровней с [5]	Метод
Ассоуса, Смит [6]	-0,099	20,4	8-10	3	Сдвиг фазы, электронный пучок
Брзозовский [7]	-0,129	25,7	9-10	3	Метод высокочастотных отклонений
Смит, Валинг [8]	-0,116	23,4	2-11	7	Пучок - фольга
Андерсен [9]	-0,125	25,0	7-16	5	То же
Йохансон и др. [10]	-0,101	20,7	2-3	4	»
Долби, Маквиртер, Софилд [11]	0,023-0,116	5,4-30,6	5-22	3	»
Среднее	-0,114±0,006	23,2±1,4			

2. Сравнение систем сил осцилляторов

В случае нейтрального железа проблема сравнения систем сил осцилляторов существенно отличалась благодаря существованию высокоточных оксфордских данных (см. [1]). Для данных о линиях Fe II ни одна из рассмотренных ниже систем не является достаточно обширной и точной, чтобы служить основной. По этой причине влияние основных видов систематических ошибок на опубликованные данные устанавливалось на основе их сопоставлений с gf -величинами Куруца [5], считалось, что теоретические силы осцилляторов, несмотря на часто встречающиеся отклонения, которые мы считаем случайными, свободны от систематических ошибок.

Как и в [1], мы рассматривали следующие основные виды ошибок:

- 1) в нуль-пункте системы величин gf ; 2) связанные с длиной волны; 3) связанные с интенсивностью линий; 4) вызванные влиянием самопоглощения; 5) связанные с определением температуры.

В первую очередь мы проанализировали данные Мойти [12], который провел измерения 494 линий Fe II эмиссионным методом. На рис. 1 представлено сравнение величин gf , полученных Мойти, с данными Куруца [5]. Как следует из этого рисунка, имеется систематический ход разности данных, зависящий от интенсивности линий. Возможное объяснение этого обстоятельства может заключаться в том, что калибровка пластинок (см. [12]) проводилась по характеристической кривой, построенной по интенсивностям линии Fe I, расчет которых производился по взятым из литературы силам осцилляторов. К сожалению, в статье не сказано, какие именно линии были использованы при калибровке, что позволило бы исправить данные Мойти, применяя более точные значения gf -величин Fe I. На рис. 1 для самых сильных линий ход объясняется наличием самопоглощения в источнике излучения.

Данные Мойти были исправлены по формулам:

для сильных линий

$$\lg gf = \lg gf_M + 0,10 (I + 14,0) - 0,20 \text{ для } I > -14,0,$$

для слабых линий

$$\lg gf = \lg gf_M + 0,03 (I + 14,0) - 0,20 \text{ для } I < -14,0, \quad (1)$$

где $I = \lg gf_M - 0,56 E_u - 3 \lg \lambda$, λ берется в Å, а энергия верхнего уровня E_u — в эВ. Исправленные таким образом данные [12] позволили уточнить температуру в источнике (поправка $\Delta\theta = 0,01$). При температуре источника порядка 9000 К эта малая поправка соответствует ~ 160 К и лежит в пределах точности определения температуры.

Морозова и Старцев [13] измерили силы осцилляторов 63 линий Fe II в ультрафиолетовой области. Данные этих авторов были исправлены за температуру (поправка $\Delta\theta = 0,1$), рис. 2, и за интенсивность линий. После проведенных редуций данные Морозовой и Старцева показали высокую точность. На рис. 3 они сопоставлены с данными Мойти, исправленными по формулам (1).

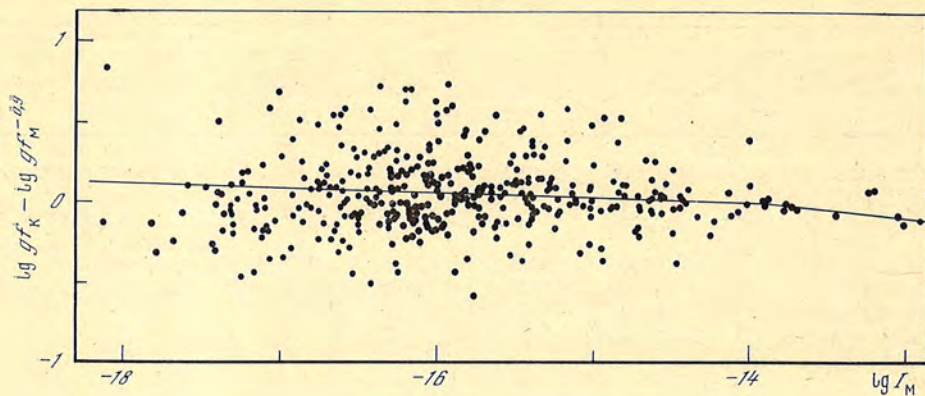


Рис. 1. Сравнение величин сил осцилляторов, рассчитанных Куруцем (К) и определенных Мойти (М) в зависимости от величины $\lg I_M$

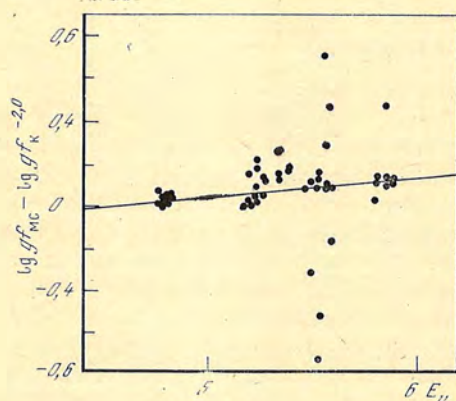


Рис. 2. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Морозовой, Старцевым (МС) и рассчитанных Куруцем (К), в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня E_u

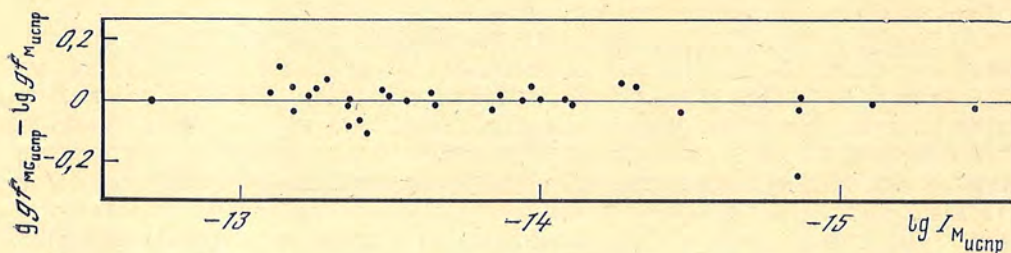


Рис. 3. Сравнение исправленных (см. текст) величин сил осцилляторов, определенных Морозовой, Старцевым (МС) и Мойти (М), в зависимости от величины $\lg I_{M_{испр}}$

Хабер [14] провел измерения сил осцилляторов 13 линий ионизованного железа, лежащих также в ультрафиолетовом диапазоне. Эти данные не показали наличия других систематических ошибок, кроме ошибки в нуль-пункте:

$$\lg gf = \lg gf_H - 0,31. \quad (2)$$

Измерения Грасдалена, Хабера и Паркинсона [15], полученные методом поглощения при возбуждении газа в ударной трубке, потребовали исправления только в нуль-пункте:

$$\lg gf = \lg gf_{ГНР} - 0,17. \quad (3)$$

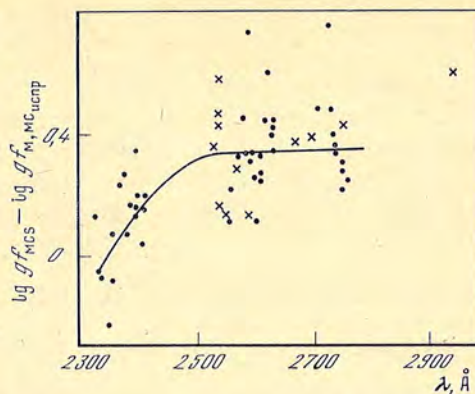
Как следует из сопоставления с данными Мойти и Морозовой и Старцева, точность этих измерений невысока.

Смит и Валинг [8] по собственным определениям времени жизни пяти уровней и относительных интенсивностей опубликовали значения сил осцилляторов 38 линий. Эти данные были приняты без изменений.

Мы не располагали возможностью ознакомиться с оригинальными измерениями Бриджеса и провели редукцию тех его данных, которые приведены в [5]. Были обнаружены систематические ошибки в интенсивности и шкале.

Волник, Бертел и Уарес [16] измерили силы осцилляторов 12 линий Fe II эмиссионным методом в ударной трубке. Мы исправили только нуль-

Рис. 4. Сравнение исправленных (см. текст) величин сил осцилляторов, определенных Меггерсом, Корлиссом, Скрибнером (MCS) и Мойти (крестики) и Морозовой, Старцевым (точки), в зависимости от длины волны



пункт системы:

$$\lg gf = \lg gf_{\text{WBW}} - 0,23. \quad (4)$$

В эмиссионных измерениях в дуге Редера [17] присутствует лишь небольшая ошибка в шкале:

$$\lg gf = \lg gf_R - 0,04. \quad (5)$$

К аналогичному результату мы пришли, анализируя данные Башека, Гарца, Хольвегера и Рихтера [18]:

$$\lg gf = \lg gf_{\text{BGR}} - 0,19. \quad (6)$$

Отметим, что при выводе окончательных формул учитывалось как сопоставление с теоретическими данными Куруца [5], так и исправленными по формуле (1) данными Мойти [12] для уточнения характера зависимостей. В случае измерений [16] и [18] данные Мойти позволили более надежно определить величину поправки этих систем.

Затем мы рассмотрели две менее точные системы gf -величин. Во-первых, это опубликованные Меггерсом, Корлиссом и Скрибнером [19] пересмотренные результаты измерений интенсивностей линий. Данные об интенсивностях 77 линий были пересчитаны в силы осцилляторов по формуле

$$\lg gf = \lg I\lambda^3 + 0,47 E_u - 15,20. \quad (7)$$

Как было отмечено нами в [1], редукция данных [19] для линий нейтрального железа носила сложный характер. В случае Fe II измерения охватывают сравнительно небольшой спектральный диапазон, и потребовалось лишь исправление зависимости от длины волны согласно графику на рис. 4.

Система сил осцилляторов Варнера [20] является самой обширной из рассмотренных нами. Поскольку для редукции своих измерений Варнер использовал интенсивности, опубликованные Национальным бюро стандартов, и данные Корлисса и Бозмана [21], прежде всего перед нами встала задача исправить данные Варнера [20] за введенную нормализационную функцию, служащую для устранения различия между наблюдаемыми и теоретическими gf -величинами для линий с потенциалами возбуждения $E_u > 50$ кК (6,2 эВ). Наш анализ показал, что эта функция имеет различный вид для линий с длиной волны λ меньше 2765 Å и больше 2765 Å. Необходимо было также исправить систематическую ошибку данных Варнера, зависящую от интенсивности. Была обнаружена зависимость от длины волны, сходная с изображенной на рис. 14 в [1].

3. Каталог сил осцилляторов для линий Fe II

Мы провели редукцию всех доступных из литературы экспериментальных определений gf -величин. Сводка данных об использованных источниках приведена в табл. 2, в которой указаны: автор; число линий; спектральный диапазон; диапазон потенциалов возбуждения; номер, указанный в скобках после исправленных данных в табл. 3; метод измерения.

Одиннадцать систем, указанных в табл. 2, составили основу каталога сил осцилляторов (табл. 3). В первых двух столбцах табл. 3 приводятся длина волны (согласно [5]) и номер мультиплета линии; далее в скобках указаны номера согласно 6-му столбцу табл. 2 — исправленные данные, в последнем столбце — принятое значение.

Таблица 2

Автор, ссылка	Число линий	λ , Å	E_e , эВ	Номер по табл. 3	Метод
Мойти [12]	494	2533–5316	0,0–6,80	(1)	Эмиссия
Морозова, Старцев [13]	63	2300–2800	0,0–1,10	(5)	То же
Смит, Валинг [8]	38	2040–5020	3,90–4,40	(3)	»
Хабер [14]	13	2562–2631	0,0–0,98	(7)	Крюки + ударная трубка
Грасдален, Хабер, Паркин- сон [15]	12	3190–3290	0,99–3,90	(7)	Абсорбция + удар- ная трубка
Волник, Бертел, Уарес [16]	12	4416–5316	2,77–3,19	(4)	Эмиссия + удар- ная трубка
Башек, Гарц, Хольвегер, Рихтер [17]	14	4508–4993	2,57–3,22	(5)	Эмиссия
Редер [18]	17	4233–5316	2,57–3,22	(7)	То же
Бриджес [5]	14	2590–5018	0,0–2,90	(6)	»
Меггерс, Корлисс, Скрибнер [19]	77	2330–3227	0,0–3,26	(4)	»
Варнер [20]	574	2500–4731	0,0–8,63	(2)	»

В основу каталога были положены неодинаковые по точности данные. По разбросу точек на редуцированных графиках точность одного измерения данных Мойти [12] и Морозовой, Старцева [13] мы оценили в 0,1 dex для сильных линий и в (0,15–0,20) dex для более слабых. Для данных Варнера [20] и Меггерса, Корлисса, Скрибнера [19] она равна (0,2–0,3) dex, но для отдельных линий может достигать 0,4 dex. Точность измерений у остальных авторов, на наш взгляд, соответствует примерно 0,2 dex. При выведении окончательной величины принятого значения, указанного в табл. 3, данные [20] и [21] входили с половинным весом, остальным данным был присвоен вес, равный единице.

Поскольку мы не располагаем лабораторными определениями gf -величин линий с длиной волны $\lambda > 5300$ Å, мы были вынуждены дополнительно рассмотреть так называемые звездные и солнечные силы осцилляторов. Было рассмотрено пять таких систем: две «солнечные» — данные Блеквелла, Шаллиса, Симмонса [22] и Филлипса [3], три «звездные» — Варнера [23] по изменениям эквивалентных ширин W_λ в спектре Сириуса из [24]; Грота [25] по измерениям W_λ линий в спектре Денеба и неопубликованные данные, полученные одним из авторов (И. С. С.) из анализа девяти «металлических» звезд методом моделей атмосфер (см., например, [26]).

Все перечисленные данные были редуцированы в лабораторную систему gf -величин, указанных в табл. 3. При редукации было выявлено два следующих обстоятельства. Данные Варнера [23] для линий с эквивалентными ширинами $W_\lambda < 25$ мÅ имеют очень низкую точность — отклонения от лабораторных измерений достигают величины 1,0 dex. Данные Филлипса [3] имеют ошибку, связанную с длиной волны.

Примеры сопоставления исправленных «звездных» и «солнечных» величин gf между собой представлены на рис. 5. Табл. 4 содержит 94 линии и дополняет результаты лабораторных измерений gf -величин. Поскольку мы придаем большой вес лабораторным измерениям, то приводим в табл. 4 силы осцилляторов лишь тех линий, для которых либо не имеется определений в табл. 3, либо в табл. 3 окончательное значение принято по одному измерению невысокой точности. В третьем—седьмом столбцах табл. 4 соответственно указаны результаты: Блеквелла, Шаллиса, Симмонса [22]; Филлипса [3]; результаты, полученные в Крыму; Грота [25] и Варнера [23]; в последнем столбце приведена рекомендуемая величина.

На наш взгляд, примененный подход к рассмотрению «звездных» и «солнечных» сил осцилляторов позволяет уменьшить недостатки этих дан-

Таблица 3

λ, Å	Мульти- плет	$\lg gf$		$\lg gf$
2029,184	93	-1,43(3)		-1,43
2040,690	93	-0,54(3)		-0,54
2051,032	93	-0,67(3)		-0,67
2296,662	167	-1,64(3)		-1,64
2303,354	167	-1,37(3)		-1,37
2332,800	3	-0,10(4)	-0,29(5)	-0,23
2338,008	3	-0,35(4)	-0,34(5)	-0,34
2343,496	3	-0,01(4)	+0,03(5)	+0,02
2344,283	3	-0,42(5)		-0,42
2348,115		-0,41(4)		-0,41
2348,303	3	-0,48(4)	-0,24(5)	-0,32
2359,106	3	-0,54(4)	-0,43(5)	-0,47
2359,999		-0,49(4)		-0,49
2360,293		-0,54(4)		-0,54
2364,829	3	-0,32(4)	-0,36(5)	-0,35
2368,596		-0,51(4)		-0,51
2369,240	182	-1,66(3)		-1,66
2373,736	2	-0,26(4)	-0,44(5)	-0,38
2375,193		-0,67(4)		-0,67
2379,003	182	-1,27(3)		-1,27
2379,276		-0,38(4)		-0,38
2380,762	3	-0,48(4)	-0,67(5)	-0,60
2382,039	2	+0,41(4)	+0,42(5)	+0,42
2383,062	2	-1,23(5)		-1,23
2383,245		-0,63(4)		-0,63
2384,388		-0,74(4)		-0,74
2388,389	117	-0,85(3)		-0,85
2388,630	2	-0,20(4)	-0,26(5)	-0,24
2395,420	2	-1,03(5)		-1,03
2395,626	2	+0,28(4)	+0,30(5)	+0,30
2399,242	2	-0,18(4)	-0,23(5)	-0,21
2404,432	2	-0,88(4)	-0,89(5)	-0,89
2404,887	2	+0,25(4)	+0,05(5)	+0,11
2406,662	2	-0,30(4)	-0,27(5)	-0,28
2410,520	2	-0,28(4)	-0,14(5)	-0,19
2411,069	2	-0,41(4)	-0,43(5)	-0,43
2413,311	2	-0,51(5)		-0,51
2414,105	164	-2,01(3)		-2,01
2433,500	164	-1,02(3)		-1,02
2493,184		+0,52(4)		+0,52
2500,924	357	+0,14(2)		+0,14
2501,350	400	-1,23(2)		-1,23
2502,393	207	-0,06(2)		-0,06
2503,327	206	-0,17(2)		-0,17
2503,571	161	-0,83(2)		-0,83
2503,875	285	+0,26(2)		+0,26
2505,214	33	-2,48(2)		-2,48
2506,094	207	-0,15(2)		-0,15
2506,797	175	-1,96(2)		-1,96
2507,024	207	-1,24(2)		-1,24
2509,123	242	-0,84(2)		-0,84
2510,123	400	-0,35(2)		-0,35
2511,369	33	-2,55(2)		-2,55
2511,761	161	+0,13(2)	+0,06(4)	+0,09
2512,519	343	-0,21(2)		-0,21
2514,383	285	+0,11(2)		+0,11
2514,933	175	-1,15(2)		-1,15
2517,135	147	-0,62(2)		-0,62
2519,048	268	+0,01(2)		+0,01
2519,409	222	-1,45(2)		-1,45
2520,675	363	-1,31(2)		-1,31
2521,092	268	-0,26(2)		-0,26
2521,816	330	+0,21(2)		+0,21
2522,201	159	-1,41(2)		-1,41
2523,443	363	-1,04(2)		-1,04
2525,109	330	-0,26(2)		-0,26
2525,389	159	+0,22(2)	+0,03(4)	+0,12
2525,860	241	-1,26(2)		-1,26

Таблица 3 (продолжение)

λ, Å	Мульти- плет	lg gf		lg gf
2525,919	363	-1,57 (2)		-1,57
2526,076	159	-0,72 (2)		-0,72
2526,295	145	+0,04 (2)	-0,14 (4)	-0,05
2526,832	33	-2,73 (2)		-2,73
2527,157	159	-0,33 (2)		-0,33
2527,705	329	-0,17 (2)		-0,17
2529,546	145	+0,21 (2)	+0,04 (4)	+0,12
2529,931	329	-1,45 (2)		-1,45
2530,111	178	-0,55 (2)		-0,55
2531,085	33	-2,97 (2)		-2,97
2533,628	159	+0,19 (1)	-0,22 (2) +0,04 (4)	+0,05
2534,419	159	-0,04 (1)	-0,02 (2) -0,01 (4)	-0,03
2535,362	405	+0,03 (1)		+0,03
2535,486	177	-0,38 (1)	-0,35 (2)	-0,37
2536,67	241	-0,33 (1)		-0,33
2536,806	159	+0,19 (1)	+0,13 (2) +0,28 (4)	+0,20
2537,139	363	-0,39 (2)		-0,39
2538,205	319	+0,11 (1)	+0,08 (2)	+0,10
2538,39	178	-1,70 (1)		-1,70
2538,501	460	-0,73 (1)	-0,72 (2)	-0,73
2538,799	158	-0,09 (1)	+0,04 (2) +0,04 (4)	0,00
2538,911	158	-0,21 (1)	+0,24 (2)	-0,06
2538,995	158	+0,17 (1)	+0,03 (4)	+0,10
2539,806	176	-1,76 (1)	-1,63 (2)	-1,72
2540,678	177	-0,54 (1)	-0,47 (2)	-0,52
2541,101	177	-0,48 (1)	-0,53 (2)	-0,50
2541,836	158	-0,35 (1)	-0,39 (2)	-0,36
2542,32	33	-3,08 (1)		-3,08
2542,736	223	-0,46 (1)	-0,71 (2)	-0,54
2543,380	159	-0,29 (1)	-0,17 (2) -0,26 (4)	-0,26
2543,431	177	-0,57 (1)	+0,00 (2)	-0,38
2544,973	147	-0,64 (1)	-0,76 (2)	-0,68
2545,221	159	-0,49 (1)	-0,49 (2)	-0,49
2545,444	267	-0,90 (1)	-1,03 (2)	-0,94
2545,51	178	-1,64 (1)		-1,64
2546,671	177	-0,32 (1)	-0,34 (2)	-0,32
2547,339	158	-0,82 (1)		-0,82
2548,325	146	-0,96 (1)	-1,05 (2)	-0,99
2548,591	158	-0,75 (1)	-0,86 (2)	-0,79
2548,744	145	-0,49 (1)	-0,43 (2)	-0,47
2548,923	319	-0,36 (1)	-0,51 (2)	-0,41
2549,084	284	+0,06 (1)	+0,10 (2)	+0,07
2549,395	177	-0,29 (1)	-0,25 (2)	-0,28
2549,461	177	-0,33 (1)	-0,35 (2)	-0,33
2549,775	266	-0,87 (1)	-1,38 (2)	-0,87
2550,026	240	+0,07 (1)	+0,12 (2) -0,13 (4)	+0,03
2550,58	158	-1,66 (1)		-1,66
2550,684	240	+0,01 (1)	+0,01 (2)	+0,01
2551,204	328	-0,64 (1)	-0,51 (2)	-0,60
2553,74	127	-1,73 (2)		-1,73
2554,945	205	-1,81 (1)	-1,63 (2) -1,84 (3)	-1,79
2555,068	177	-0,86 (1)	-0,94 (2)	-0,89
2555,454	177	-0,86 (1)	-0,96 (2)	-0,89
2557,084	158	-1,73 (1)	-1,71 (2)	-1,73
2557,506	175	-1,00 (1)	-1,07 (2)	-1,02
2559,242	266	-1,32 (1)	-1,26 (2)	-1,30
2559,773	205	-0,75 (1)	-0,84 (2) -0,77 (3)	-0,78
2559,926	267	-0,76 (1)	-0,87 (2)	-0,80
2660,283	221	-0,24 (1)	-0,37 (2)	-0,28
2561,586	205	-2,06 (1)	-2,00 (2) -2,10 (3)	-2,06
2562,093	221	-0,56 (1)	-0,66 (2)	-0,59
2562,536	64	-0,04 (1)	-0,30 (4) -0,05 (5) -0,09 (7)	-0,05
2563,476	64	-0,34 (1)	-0,44 (2) -0,45 (4) -0,31 (5)	-0,32
2563,844	266	-0,14 (2)		-0,14
2565,235	419	-0,79 (2)		-0,79
2566,220	404	+0,33 (1)	+0,21 (2) +0,14 (3)	+0,23
2566,401	405	+0,03 (1)	-0,27 (2)	-0,07
2566,624	174	-1,15 (1)	-1,25 (2)	-1,18

Таблица 3 (продолжение)

λ, Å	Мультиплет	lg gf				lg gf
2566,913	64	-0,80(1)	-0,68(2)	-0,77(4)	-0,74(5)	-0,76
2568,411	145	-0,77(1)	-0,90(2)			-0,81
2568,886	175	-1,53(1)	-1,57(2)			-1,54
2569,784	266	-0,38(1)	-0,44(2)			-0,40
2570,548	412	-0,08(1)	-0,12(2)			-0,09
2570,849	284	-0,01(1)	-0,02(2)			-0,01
2571,549	174	-1,62(1)	-1,48(2)			-1,57
2572,968	190	-1,57(1)	-1,36(2)			-1,50
2573,211	205	-0,88(1)	-0,94(2)	-0,95(3)		-0,92
2573,757	284	-1,87(1)	-1,70(2)			-1,81
2574,367	144	-0,20(1)	-0,12(2)	-0,25(4)		-0,20
2576,862	326	+0,09(1)	+0,04(2)			+0,07
2577,430	175	-2,19(1)	-2,00(2)			-2,13
2577,923	64	-0,75(1)	-0,71(2)	-0,59(4)	-0,68(5)	-0,69
2579,413	239	-1,25(2)	-1,18(3)			-1,20
2580,721	327	-1,99(1)	-1,63(2)			-1,87
2581,112	190	-1,74(1)	-1,69(2)			-1,72
2582,42	310	-0,75(1)				-0,75
2582,583	64	-0,57(1)	-0,65(2)	-0,60(4)	-0,58(5)	-0,59
2583,054	174	-1,70(1)	-1,74(2)			-1,71
2583,34	266	-2,20(1)				-2,20
2585,63	326	-0,48(1)				-0,48
2585,876	1	-0,27(1)	-0,26(4)	-0,24(5)	-0,27(7)	-0,27
2587,94	320	+0,13(1)				+0,13
2588,193	145	-1,53(1)	-1,82(2)			-1,63
2588,798	265	-1,25(1)	-1,52(2)			-1,34
2590,551	145	-1,28(1)	-1,23(2)			-1,25
2591,543	64	-0,58(1)	-0,59(2)	-0,62(4)	-0,58(5) -0,61(6)	-0,59
2592,782	318	+0,51(1)	+0,54(2)	+0,56(3)	+0,32(4)	+0,50
2593,729	64	-1,34(1)	-1,36(2)	-0,60(4)	-0,98(5)	-1,10
2594,964	310	-1,14(1)	-1,36(2)			-1,21
2595,303	172	-1,80(1)	-1,73(2)			-1,78
2598,032	239	-1,69(3)				-1,69
2598,370	1	-0,18(1)	-0,24(4)	-0,14(5)	-0,13(6) -0,16(7)	-0,16
2599,396	1	+0,30(1)	+0,22(4)	+0,30(5)	+0,33(6) +0,40(7)	+0,33
2604,053	404	-1,12(1)	-0,73(2)			-1,12
2604,670	265	-2,09(1)	-1,54(2)			-2,09
2605,037	404	+0,16(1)	+0,15(2)			+0,16
2605,311	342	-0,22(1)	-0,10(2)			-0,18
2605,425	204	-0,82(1)	-0,68(2)			-0,77
2605,902	356	-0,67(1)	-0,65(2)			-0,67
2606,517	342	+0,00(1)	+0,08(2)			+0,03
2607,088	1	-0,21(1)	-0,23(4)	-0,20(5)	-0,24(7)	-0,22
2608,853	171	-1,47(1)	-1,60(2)			-1,51
2609,127	310	-0,55(1)	-0,63(2)			-0,58
2609,442	265	-1,24(1)	-1,51(2)			-1,30
2609,865	204	-0,86(1)	-1,12(2)			-0,95
2611,074	64	-1,35(1)	-1,29(2)	-1,59(5)		-1,43
2611,342	173	-1,70(1)	-1,77(2)			-1,72
2611,874	1	-0,09(1)	-0,16(4)	-0,07(5)	-0,10(7)	-0,09
2613,58	172	-1,45(1)				-1,45
2613,825	1	-0,45(1)	-0,52(4)	-0,42(5)	-0,43(7)	-0,43
2614,189	264	-1,24(1)	-1,12(2)			-1,20
2614,871	171	-1,68(1)	-1,59(2)			-1,65
2617,618	1	-0,64(1)	-0,58(2)	-0,53(4)	-0,62(5) -0,60(7)	-0,60
2619,075	171	-0,55(1)	-0,59(2)			-0,56
2620,172	173	-1,10(1)	-1,09(2)			-1,10
2620,409	1	-1,89(1)	-1,69(2)	-1,07(4)	-1,92(5)	-1,73
2620,696	171	-0,56(1)	-0,56(2)			-0,56
2621,670	1	-1,02(1)	-0,84(2)	-0,79(4)	-1,03(5) -0,91(7)	-0,94
2623,130	318	-0,82(1)				-0,82
2623,725	171	-0,87(1)	-0,93(2)	-0,88(3)		-0,88
2625,490	318	+0,49(1)	+0,68(2)	+0,47(3)		+0,50
2625,668	1	-0,51(1)	-0,30(2)	-0,41(4)	-0,50(5) -0,52(6) -0,51(7)	-0,51
2626,501	173	-0,69(1)	-0,83(2)			-0,73
2626,698	203	-1,85(1)	-1,82(2)			-1,84
2628,294	1	-0,40(1)	-0,56(2)	-0,52(4)	-0,51(5) -0,52(7)	-0,47
2628,570	203	-1,45(1)				-1,45

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$	$\lg gf$
2629,590	171	-0,29(1)	-0,29
2630,071	171	-0,45(1) -0,55(2)	-0,48
2631,048	1	-0,34(1) -0,30(4) -0,35(5) -0,46(7)	-0,36
2631,324	1	-0,35(1) -0,31(4) -0,37(5) -0,53(7)	-0,37
2631,609	171	-0,17(1) -0,07(2)	-0,14
2633,203	356	-0,20(1) -0,21(2)	-0,21
2635,118	296	-1,54(2)	-1,54
2635,401	238	-1,17(2)	-1,17
2636,697	356	-1,39(1) -0,98(2)	-1,26
2637,52	410	-0,57(1)	-0,57
2637,644	221	-0,47(1) -0,56(2)	-0,50
2639,565	221	-0,67(1) -0,77(2)	-0,70
2641,123	144	-1,68(1) -1,50(2)	-1,62
2642,012	309	-0,69(1) -0,76(2)	-0,71
2645,082	263	-1,13(2) -1,29(3)	-1,25
2645,334	426	-0,58(2)	-0,58
2645,903	410	-0,72(2)	-0,72
2646,212	237	-1,89(1) -1,53(2)	-1,77
2646,683	220	-1,56(2)	-1,56
2649,469	427	+0,09(1) +0,07(2)	+0,09
2650,482	410	+0,05(1) -0,35(2)	-0,08
2651,300	237	-2,34(1)	-2,34
2652,566	237	-1,45(1) -1,26(2)	-1,39
2654,630	410	-0,57(1) -0,50(2)	-0,55
2657,918	283	-1,42(1) -1,49(2)	-1,44
2658,253	309	-0,59(1) -0,55(2)	-0,58
2662,556	410	-0,78(1) -0,71(2)	-0,76
2664,664	263	+0,20(1) 0,23(2) +0,20(3)	+0,20
2665,541	428	-0,15(2)	-0,15
2666,637	263	+0,16(1) +0,14(2) +0,21(4)	+0,16
2667,219	410	-0,31(1) +0,10(2)	-0,31
2668,946	429	-0,20(2)	-0,20
2669,933	416	-0,79(1) -0,56(2)	-0,72
2670,379	355	-1,37(1) -1,00(2)	-1,25
2671,393	410	-0,71(1) -0,81(2)	-0,74
2672,139	429	-0,22(2)	-0,22
2672,51	429	+0,03(2)	+0,03
2676,882	426	-0,33(2)	-0,33
2680,233	408	-0,96(2)	-0,96
2680,791	202	-1,78	-1,78
2682,507	425	-0,22(1) -0,21(2)	-0,22
2682,990	416	-0,47(1)	-0,47
2684,754	283	+0,17(1) +0,12(2)	+0,16
2684,959	201	-1,95(1) -2,25(3)	-2,10
2685,405	381	-1,18(2)	-1,18
2686,107	202	-2,24(1) -2,02(2)	-2,17
2686,388	262	-2,06(1) -1,57(2)	-1,86
2691,737	202	-1,43(1) -1,38(2)	-1,41
2692,601	283	+0,20(1) +0,06(2)	+0,15
2692,834	62	-2,03(1) -2,25(2) -2,05(5)	-2,08
2693,857	261	-1,51(1) -1,51(2)	-1,51
2694,281	374	-1,85(2)	-1,85
2697,328	341	-0,99(1) -1,21(2)	-1,06
2697,462	341	-0,44(1) -0,54(2)	-0,47
2697,727	325	-1,74(1) -2,71(2)	-1,74
2699,180	416	-0,63(1)	-0,63
2703,990	261	+0,02(1) +0,02(2) +0,08(4)	+0,04
2704,576	202	-2,00(1) -1,93(2)	-1,99
2706,569	341	-0,15(2)	-0,15
2707,133	339	-0,29(1) -0,33(2)	-0,30
2708,726		-2,05(2)	-2,05
2709,056	218	-0,62(1) -0,72(2)	-0,65
2709,381	62	-2,94(1) -2,61(2)	-2,83
2711,842	201	-0,23(1) -0,28(2)	-0,25
2712,391	201	-0,78(1) -0,78(2) -0,86(3)	-0,79
2713,037	325	-1,61(2)	-1,61
2714,413	63	-0,55(1) -0,60(2) -0,37(4) -0,50(5)	-0,51
2715,601	325	-2,18(2)	-2,18

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Мульти- плет	$\lg gf$	$\lg gf$
2716,218	261	-0,15(1) -0,21(2)	-0,17
2716,430	339	-1,57(1)	-1,57
2716,570	434	+0,22(1)	+0,22
2716,697	62	-3,20(1) -2,26(5)	-3,20
2717,890	431	+0,22(1)	+0,22
2718,640	417	-0,01(1) -0,12(2)	-0,05
2719,304	339	-0,52(1) -0,75(2)	-0,58
2721,814	199	-1,47(1) -1,51(2)	-1,48
2722,063	260	-1,05(1) -1,10(2)	-1,06
2722,741	416	-0,24(1) -0,23(2)	-0,24
2723,377		-2,37(2)	-2,37
2724,884	62	-1,24(1) -1,20(2) -0,66(5)	-1,20
2726,520	261	-1,43(1) -2,09(2)	-1,43
2727,383	200	-0,46(1) -0,57(2)	-0,49
2727,539	63	-0,50(1) -0,56(2) -0,37(4) -0,49(5)	-0,49
2728,900	260	-1,04(1)	-1,04
2729,438	220	-1,45(2)	-1,45
2729,583	417	-0,73(2)	-0,73
2730,734	62	-1,01(1) -0,95(2) -0,65(4) -1,05(5)	-0,95
2732,009	236	-1,34(1) -1,39(2)	-1,35
2732,446	32	-3,09(1) -3,09(2)	-3,09
2732,943	417	-0,36(1) -0,32(2)	-0,35
2734,813	416	-0,83(2)	-0,83
2736,489	220	-2,35(1) -2,11(2)	-2,27
2736,966	63	-0,66(2) -0,61(4) -0,65(5)	-0,65
2737,633	200	-1,83(2)	-1,83
2739,548	63	+0,32(1) +0,11(4) +0,23(5)	+0,25
2741,050	418	-1,12(2)	-1,12
2741,394	260	-0,95(1) -1,06(2)	-0,98
2743,197	62	-0,16(1) -0,16(4) -0,17(5)	-0,16
2745,626		-0,76(2)	-0,76
2746,484	62	+0,13(1) +0,00(4) +0,05(5)	+0,08
2746,982	63	+0,07(1) -0,27(2) +0,00(5)	-0,01
2749,181	63	-0,38(1) -0,53(4) -0,40(5)	-0,42
2749,321	62	+0,12(1) +0,14(4) +0,20(5)	+0,15
2749,486	63	-0,89(1) -0,51(2) -0,77(5)	-0,77
2750,000	199	-1,92(1)	-1,92
2751,127	217	-1,07(2)	-1,07
2752,150	373	-1,18(2)	-1,18
2753,288	235	+0,21(1) +0,20(2) +0,73(3) +0,31(4)	+0,27
2754,889	373	-0,30(1) -0,67(2)	-0,30
2755,737	62	+0,27(1) +0,21(4) +0,31(5)	+0,27
2756,512	200	-1,28(1) -1,41(2)	-1,32
2757,030	199	-1,34(1) -1,47(2)	-1,38
2759,332	32	-3,54(1) -3,44(2)	-3,51
2761,813	63	-2,19(2) -0,36(5)	-2,00
2762,34	373	-0,66(1)	-0,66
2762,447	119	-1,90(1) -1,65(2)	-1,82
2763,655	440	-0,38(2)	-0,38
2763,911	199	-1,70(1) -2,65(2)	-1,70
2764,790	198	-2,00(1) -1,94(2)	-1,98
2765,494	324	-1,74(2)	-1,74
2766,193	324	-2,15(2)	-2,15
2767,503	235	+0,01(2) +0,65(4)	+0,33
2768,335	338	-1,80(2)	-1,80
2768,935	63	-1,67(1) -1,87(2) -1,66(5)	-1,71
2769,152	200	-1,26(1) -1,70(2)	-1,40
2769,355	198	-0,60(1) -0,70(2)	-0,63
2770,505	198	-1,51(2)	-1,51
2771,186	282	-1,35(1) -1,37(2)	-1,35
2771,555	197	-2,15(1) -2,15(2)	-2,15
2772,726	63	-3,54(1) -1,94(5)	-1,94
2774,688	218	-0,99(1) -1,17(2)	-1,05
2775,338	32	-3,93(1) -3,74(2)	-3,87
2776,179	199	-1,78(1) -1,79(2)	-1,78
2776,908	373	-0,62(1) -0,68(2)	-0,64
2777,890	233	-1,35(2)	-1,35
2779,300	234	-0,15(1) -0,28(2)	-0,19

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$	$\lg gf$
2779,909	348	-1,03 (1) -1,05 (2)	-1,03
2780,051	348	-1,24 (1) -1,12 (2)	-1,20
2783,691	234	-0,09 (1) -0,22 (2)	-0,13
2784,280	295	-1,91 (1)	-1,91
2785,192	373	+0,02 (1) -0,16 (2)	-0,04
2787,242	380	-1,13 (1) -1,16 (2)	-1,14
2790,184	411	-0,53 (2)	-0,53
2790,561	282	-1,74 (1) -1,59 (2)	-1,69
2791,003	232	-1,27 (2)	-1,27
2793,245	337	-1,52 (2)	-1,52
2793,886	198	-0,89 (1) -1,03 (2)	-0,94
2796,628	373	-0,99 (1) -0,87 (2)	-0,95
2797,196	436	-0,12 (2)	-0,12
2797,917	234	-1,52 (1) -1,61 (2)	-1,55
2799,295	233	-1,02 (1) -1,18 (2)	-1,07
2799,722	198	-2,44 (1) -2,15 (2)	-2,35
2800,538	436	+0,16 (2)	+0,16
2803,430	438	+0,49 (2)	+0,49
2804,021	259	-2,10 (1) -1,91 (2)	-2,04
2804,999	438	+0,43 (2)	+0,43
2805,318	295	-1,83 (1) -1,62 (2)	-1,76
2805,788	259	-1,73 (1) -1,96 (2)	-1,81
2809,783	380	-0,88 (1) -0,88 (2)	-0,88
2811,268	196	-1,91 (1) -1,92 (2)	-1,91
2812,494	215	-2,00 (1) -1,93 (2)	-1,98
2812,682	280	-2,00 (2)	-2,00
2813,615	198	-1,42 (1) -1,57 (2)	-1,40
2817,088	380	-1,08 (1) -0,78 (2)	-0,98
2819,343	196	-1,92 (1) -1,85 (2)	-1,90
2825,748	195	-1,97 (2)	-1,97
2826,027	255	-1,59 (1) -1,56 (2)	-1,58
2827,427	231	-1,42 (1) -1,48 (2)	-1,44
2828,626	231	-1,09 (2)	-1,09
2830,054	259	-2,08 (2)	-2,08
2830,923	280	-1,81 (2)	-1,81
2831,562	217	-0,38 (1) -0,41 (2)	-0,39
2833,086	380	-0,78 (1) -1,13 (2)	-0,90
2835,711	216	-0,66 (1) -0,70 (2)	-0,67
2836,189	294	-1,61 (1) -1,67 (2)	-1,63
2836,512	294	-1,48 (1) -1,49 (2)	-1,48
2837,297	231	-1,61 (1) -1,69 (2)	-1,64
2838,217	380	-1,07 (1) -0,73 (2)	-0,96
2839,513	391	-0,07 (1) -0,32 (2)	-0,15
2839,800	380	-0,36 (1) -0,32 (2)	-0,35
2840,343	195	-1,11 (1) -1,20 (2)	-1,14
2840,651	217	-0,60 (1) -0,58 (2)	-0,59
2840,760	280	-0,81 (1) -0,79 (2)	-0,80
2841,356	196	-2,39 (1) -2,17 (2)	-2,35
2842,076	196	-1,99 (1) -1,91 (2)	-1,96
2842,680	279	-1,93 (2)	-1,93
2843,316	231	-1,80 (1) -1,78 (2)	-1,79
2843,478	294	-1,33 (1) -1,29 (2)	-1,32
2844,959	399	-1,04 (1) -1,02 (2)	-1,03
2847,210	197	-1,91 (1) -2,06 (2)	-1,96
2847,774	380	-0,87 (1) -1,00 (2)	-0,91
2848,051	196	-1,03 (2)	-1,03
2848,106	399	-0,51 (2)	-0,51
2848,320	391	-0,34 (1) -0,50 (2)	-0,39
2848,906	317	-1,23 (1) -1,24 (2)	-1,23
2849,605	196	-1,25 (1) -1,00 (2)	-1,17
2851,723	391	+0,06 (2)	+0,06
2853,207	197	-2,34 (1) -2,06 (2)	-2,25
2855,666	196	-0,92 (1) -0,96 (2)	-0,93
2856,149	195	-1,36 (1) -1,60 (2)	-1,44
2856,377	380	-0,65 (1) -0,76 (2)	-0,69
2856,909	399	-0,12 (1) -0,35 (2)	-0,20
2857,174	294	-1,07 (1) -0,90 (2)	-1,01
2857,420	195	-1,72 (1) -0,89 (2)	-1,72

Таблица 3 (продолжение)

λ, Å	Мульти- плет	lg gf		lg gf
2858,333	195	-0,49(2)		-0,49
2861,168	61	-3,24(1)	-2,84(2)	-3,24
2864,123	380	-0,97(2)		-0,97
2864,377	195	-1,98(2)		-1,98
2864,972	294	-1,51(1)	-1,33(2)	-1,45
2865,459	391	-1,01(2)		-1,01
2868,437	353	-1,00(2)		-1,00
2868,874	61	-2,48(1)	-2,51(2)	-2,49
2869,159	257	-1,70(1)	-1,83(2)	-1,74
2869,690	257	-2,33(1)		-2,33
2870,608	195	-2,11(1)	-2,01(2)	-2,08
2871,060	195	-1,54(1)	-1,46(2)	1,51
2871,120	230	-1,53(1)		-1,52
2872,384	230	-0,86(1)	-0,94(2)	-0,82
2873,398	279	-0,39(1)	-0,18(2)	-0,32
2875,349	258	-0,95(1)	-1,04(2)	-0,98
2876,800	257	-1,26(1)		-1,26
2879,245	278	-1,65(1)	-1,78(2)	-1,63
2880,129	308	-2,03(2)		-2,03
2880,756	61	-1,99(1)	-2,86(2)	-1,99
2880,832	258	-0,75(2)		-0,75
2881,803	293	-1,91(2)		-1,91
2882,710	230	-0,77(1)	-0,82(2)	-0,79
2884,765	390	-0,92(1)	-0,99(2)	-0,94
2885,933	317	-1,33(1)	-1,27(2)	-1,31
2886,230	229	-2,22(1)		-2,22
2887,310	257	-2,09(1)		-2,09
2888,095	215	-1,61(1)	-1,65(2)	-1,62
2888,991	229	-2,35(2)		-2,35
2892,827	61	-3,08(1)	-2,98(2)	-3,05
2894,062	293	-2,23(2)		-2,23
2894,779	230	-1,25(1)	-1,38(2)	-1,29
2895,220	294	-1,04(1)	-0,97(2)	-1,02
2897,266	254	-1,17(1)	-3,43(2)	-1,17
2902,319	257	-2,36(1)	-2,61(2)	-2,44
2902,463	278	-1,61(1)	-1,49(2)	-1,47
2906,124	215	-1,88(1)	-1,83(2)	-1,86
2907,856	60	-3,25(1)	-2,15(2)	-3,25
2910,763	278	-2,15(1)	-2,26(3)	-2,20
2916,150	60	3,58(1)		-3,58
2916,922	229	-2,33(2)		-2,33
2917,083	336	-1,79(1)	-1,66(2)	-1,75
2917,466	61	-3,01(1)	-3,02(2)	-3,01
2922,022	293	-1,50(1)	-1,49(2)	-1,50
2926,585	60	-1,62(1)	-1,60(2)	-1,62
2934,494		-2,22(1)	-1,77(3)	-2,22
2936,010	323	-2,20(2)		-2,20
2939,507	60	-2,95(1)	-2,93(2)	-2,95
2940,113	441	+0,11(2)		+0,11
2944,396	78	-1,08(1)	-1,27(2)	-1,07
2945,260	60	-3,57(1)		-3,57
2947,654	78	-1,07(1)	-1,17(2)	-1,10
2949,182	277	-0,70(1)	-0,72(2)	-0,70
2951,092	214	-0,39(2)		-0,39
2953,775	2	-1,84(1)	-1,72(2)	-1,80
2954,050	61	-2,05(1)		-2,05
2959,599	62	-1,33(1)	-1,34(2)	-1,33
2959,840	180	-0,98(1)		-0,98
2961,276	2	-2,89(1)	-2,79(2)	-2,86
2964,133	60	-1,45(1)	-1,46(2)	-1,45
2964,623	8	-1,79(1)	-1,89(2)	-1,82
2965,033	8	-1,55(1)	-1,67(2)	-1,59
2965,400	59	-2,40(1)		-2,40
2968,740	61	-2,61(1)		-2,61
2969,937	70	-0,88(1)	-0,82(2)	-0,86
2970,515	2	-1,88(1)	-1,94(2)	-1,90
2970,694	69	-1,68(1)	-1,24(2)	-1,68
2975,937	2	-2,84(1)	-2,84(2)	-2,84

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$	$\lg gf$
2978,846	69	-1,95(2)	-1,95
2979,114	100	-1,06(2)	-1,06
2979,354	2	-2,26(1) -2,17(2)	-2,23
2980,963	61	-2,06(1) -2,07(2)	-2,06
2982,059	139	-0,83(1) -0,68(2)	-0,78
2984,825	8	-0,66(1) -0,79(2)	-0,70
2985,540	8	-1,09(1)	-1,09
2993,357	139	-1,88(2)	-1,88
2997,300	139	-1,10(1) -0,96(2)	-1,05
2997,738	85	-2,19(3)	-2,19
2998,852	60	-2,50(1) -2,28(2)	-2,43
3000,062	69	-1,68(1) -1,72(2)	-1,69
3002,321	98	-1,67(1) -1,56(2) -1,71(3)	-1,66
3002,646	8	-1,06(1) -1,38(2)	-1,16
3004,257	69	-2,13(2)	-2,13
3021,410	59	-2,82(1)	-2,82
3036,963	181	-1,02(1) -0,36(2)	-1,02
3038,777	84	-2,14(2)	-2,14
3044,840	98	-1,78(1) -1,77(2) -1,81(3)	-1,79
3048,991	181	-0,38(1) -0,79(2)	-0,85
3055,352	181	-0,97(2)	-0,97
3056,804	109	-1,58(1) -1,58(2)	-1,58
3062,237	108	-0,81(1) -0,84(2)	-0,82
3065,316	97	-1,55(1) -1,60(2)	-1,57
3068,757	122	-1,98(2)	-1,98
3070,691	68	-2,13(1) -2,13(2)	-2,13
3071,125	181	-1,07(1) -1,08(2)	-1,07
3075,226	68	-2,27(2)	-2,27
3076,435	181	-0,70(1) -0,70(2)	-0,70
3077,170	108	-0,75(1) -1,05(2)	-0,85
3078,680	181	-0,39(1) -0,36(2)	-0,38
3080,419	108	-2,17(2)	-2,17
3083,015	97	-2,46(2)	-2,46
3089,384	158	-1,67(1) -1,49(2)	-1,61
3096,295	97	-1,60(1) -1,57(2)	-1,59
3097,416	96	-2,36(2)	-2,36
3105,167	82	-1,69(1) -1,69(2)	-1,69
3105,554	82	-1,71(1) -1,69(2)	-1,71
3106,560	68	-1,90(1)	-1,90
3114,297	82	-1,48(1) -1,52(2)	-1,49
3114,686	82	-1,85(1) -1,82(2)	-1,84
3116,579	82	-1,43(1) -1,46(2)	-1,44
3129,009	96	-2,36(2)	-2,36
3130,562	66	-2,36(2)	-2,36
3131,724	107	-1,92(1) -1,96(2) -1,76(3)	-1,86
3133,050	82	-1,91(1) -1,87(2)	-1,20
3135,360	82	-1,17(1) -1,25(2)	-1,20
3140,694	227	+0,30(2)	+0,30
3144,752	82	-1,80(1) -1,68(2)	-1,76
3146,755	67	-2,90(1) -2,42(2)	-2,90
3154,202	66	-0,68(1) -0,63(2)	-0,66
3155,953	67	-2,44(2)	-2,44
3162,798	120	-1,38(1) -1,38(2) -1,30(3)	-1,35
3163,094	7	-3,00(1) -3,00(2)	-3,00
3166,672	6	-3,30(1) -3,13(2)	-3,24
3167,857	66	-0,84(1) -0,87(2)	-0,85
3170,337	6	-2,77(1) -2,80(2)	-2,78
3175,067	157	-2,17(2)	-2,17
3177,532	82	-1,04(1) -1,04(2)	-1,04
3179,503	157	-0,97(1) -0,88(2)	-0,94
3180,149	157	-1,25(1) -0,85(2)	-1,12
3183,114	7	-2,34(1) -2,78(2)	-2,49
3185,317	7	-2,98(1) -3,02(2)	-2,99
3186,738	6	-1,91(1) -1,99(2) -1,84(6)	-1,90
3187,297	120	-1,32(1) -1,56(2) -1,37(3)	-1,39
3192,066	66	-2,26(1) -2,18(2)	-2,24
3192,909	6	-2,18(1) -2,17(2)	-2,18
3193,799	6	-1,90(1) -1,92(2) -1,85(7)	-1,88
3196,070	7	-2,01(1) -2,06(2) -1,89(7)	-1,97

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$				$\lg gf$
3203,514	79	-2,33(2)				-2,33
3210,444	6	-1,87(1)	-1,96(2)	-1,69(7)		-1,82
3213,309	6	-1,48(1)	-1,76(2)	-1,49(6)	-1,63(7)	-1,57
3226,367	178	-0,76(2)				-0,76
3227,742	6	-1,25(1)	-0,17(4)			-1,25
3231,706	80	-1,89(1)	-1,90(2)			-1,89
3232,785	119	-1,49(1)	-1,44(2)			-1,47
3237,399	81	-2,05(1)	-1,98(2)			-2,03
3237,820	81	-1,42(1)	-1,50(2)	-1,55(7)		-1,49
3241,685	80	-2,65(1)	-2,36(2)			-2,55
3243,723	119	-1,35(1)	-1,35(2)			-1,35
3247,175	81	-1,26(1)	-1,31(2)	-0,86(7)		-1,17
3247,389	119	-2,22(1)	-2,31(2)			-2,25
3249,656	81	-2,13(1)	-2,07(2)			-2,11
3255,887	1	-2,75(1)	-2,73(2)	-2,91(7)		-2,81
3257,360	94	-2,71(1)				-2,71
3257,888	178	-1,38(2)				-1,38
3258,771	81	-1,22(1)	-1,17(2)	-1,15(7)		-1,18
3259,051	81	-1,07(1)	-1,03(2)	-0,96(7)		-1,02
3266,936	65	-2,22(1)	-2,18(2)			-2,21
3267,039	80	-2,58(1)	-2,37(2)			-2,51
3268,510	118	-2,29(1)	-2,36(2)			-2,31
3269,765	118	-2,49(1)				-2,49
3273,490	118	-2,40(1)	-2,36(2)			-2,39
3276,604	92	-1,89(1)	-2,17(2)			-1,98
3277,348	1	-2,63(1)	-2,92(2)	-2,66(6)	-2,96(7)	-2,77
3279,644	118	-2,42(1)	-2,69(2)			-2,51
3281,292	1	-2,93(1)	-3,30(2)	-2,98(7)		-3,02
3285,408	1	-3,83(1)	-3,04(7)			-3,83
3289,354	65	-1,67(1)	-1,76(2)			-1,70
3295,240	79	-2,33(1)				-2,33
3295,817	1	-3,26(1)	-3,27(2)			-3,26
3296,836	92	-2,70(2)				-2,70
3297,880	91	-2,13(1)	-2,14(2)			-2,13
3302,857	1	-3,74(1)	-3,72(2)			-3,74
3303,464	1	-3,63(1)	-3,57(2)			-3,61
3304,430	93	-2,62(2)				-2,62
3305,609	79	-2,69(2)				-2,69
3313,988	1	-4,16(1)	-3,93(2)			-4,08
3323,063	92	-1,68(1)	-1,80(2)			-1,72
3325,007	93	-2,74(2)				-2,74
3329,106		-2,49(2)				-2,49
3338,516	76	-2,58(2)				-2,58
3356,250	105	-2,69(2)				-2,69
3358,247	77	-2,65(2)				-2,65
3360,115	105	-2,75(1)	-2,21(2)	-1,77(3)		-2,75
3366,967	177	-1,80(1)	-1,88(2)			-1,78
3381,006	177	-1,97(1)	-1,66(2)			-1,87
3388,138	77	-2,94(2)				-2,94
3395,340	117	-2,75(1)				-2,75
3398,360	105	-2,56(1)	-2,60(2)			-2,57
3414,136	91	-2,97(2)				-2,97
3416,021	16	-3,18(1)	-3,21(2)			-3,19
3425,575	5	-3,96(1)	-3,87(2)			-3,93
3436,107	91	-2,34(1)	-2,40(2)			-2,36
3442,219	89	-2,52(1)	-2,39(2)			-2,48
3448,430	90	-3,19(2)				-3,19
3456,924	76	-2,35(1)	-2,43(2)			-2,39
3463,962	4	-4,53(1)	-3,91(2)			-4,53
3464,495	114	-2,67(1)	-2,58(2)			-2,64
3468,677	114	-1,74(1)	-1,82(2)			-1,76
3475,740	4	-3,98(1)				-3,98
3479,914	4	-3,93(2)				-3,93
3482,391	133	-2,55(2)				-2,55
3487,986	4	-4,13(1)	-3,87(2)			-4,04
3493,470	114	-1,40(1)	-1,44(2)			-1,41
3494,673	16	-3,31(1)	-3,31(2)			-3,31
3495,618	115	-2,69(1)	-2,69(2)			-2,69

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$				$\lg gf$		
3499,876	115	-2,49 (1)	-2,61 (2)			-2,53		
3503,460	4	-4,04 (1)				-4,04		
3507,399	16	-3,57 (1)	-3,51 (2)			-3,55		
3508,210	4	-4,46 (1)				-4,46		
3535,619	75	-2,74 (2)				-2,74		
3557,563	176	-1,77 (2)				-1,77		
3566,059	155	-2,63 (2)				-2,63		
3566,152	132	-2,65 (2)				-2,65		
3614,876	112	-2,41 (1)	-2,45 (2)			-2,42		
3621,270	144	-2,06 (1)	-2,03 (2)			-2,05		
3624,893	144	-2,24 (1)	-2,19 (2)			-2,23		
3632,292	112	-2,77 (1)	-2,82 (2)			-2,76		
3711,982	192	-2,02 (1)	-2,15 (2)			-2,06		
3748,483	154	-1,52 (1)	-1,58 (2)			-1,54		
3755,568	154	-2,53 (2)				-2,53		
3759,464	154	-2,24 (1)	-2,23 (2)			-2,24		
3762,893	192	-1,58 (2)				-1,58		
3783,347	14	-3,59 (2)				-3,59		
3814,124	153	-2,50 (1)	-2,47 (2)			-2,49		
3824,920	29	-3,5 (1)				-3,65		
3827,083	153	-2,73 (1)	-2,46 (2)			-2,64		
3833,013	23	-3,66 (2)				-3,66		
3906,035	173	-1,92 (1)	-1,95 (2)			-1,93		
3914,480	3	-4,29 (1)				-4,29		
3935,940	173	-1,95 (1)				-1,95		
3938,290	3	-4,12 (1)	-4,13 (2)			-4,13		
3938,970	190	-1,95 (1)	-1,92 (2)			-1,94		
3945,210	3	-4,48 (1)				-4,48		
3969,390	3	-4,13 (1)				-4,13		
3974,160	29	-3,76 (1)				-3,76		
3975,016	191	-2,22 (2)				-2,22		
4002,543	190	-2,01 (2)				-2,01		
4024,547	127	-2,56 (1)	-2,76 (2)			-2,62		
4048,832	172	-2,42 (2)				-2,42		
4075,950	21	-3,53 (1)				-3,53		
4122,660	28	-3,62 (1)				-3,62		
4124,787	22	-4,32 (2)				-4,32		
4128,748	27	-4,02 (1)	-3,96 (2)			-4,00		
4173,461	27	-2,87 (1)	-2,91 (2)			-2,88		
4178,862	28	-2,81 (1)	-2,81 (2)			-2,81		
4180,970	148	-1,91 (1)				-1,91		
4233,172	27	-2,02 (1)	-1,84 (2)	-2,32 (7)		-2,10		
4258,154	28	-3,64 (1)	-3,74 (2)			-3,64		
4273,326	27	-3,58 (1)	-3,43 (2)			-3,53		
4296,572	28	-3,24 (1)	-3,29 (2)			-3,26		
4303,176	27	-2,77 (1)	-2,93 (2)			-2,82		
4314,310	32	-3,67 (2)				-3,67		
4351,768	27	-2,42 (1)	-2,46 (2)	-2,56 (7)		-2,48		
4384,330	32	-3,74 (1)				-3,74		
4385,387	27	-2,79 (1)	-2,75 (2)			-2,78		
4416,830	27	-2,82 (1)	-2,84 (2)	-2,79 (4)		-2,81		
4472,920	37	-3,68 (1)				-3,68		
4489,183	37	-3,20 (1)	-3,04 (2)			-3,15		
4491,405	37	-3,00 (1)	-3,03 (2)			-3,01		
4508,288	38	-2,60 (1)	-2,62 (2)	-2,70 (4)	-2,65 (5)	-2,67 (6)	-2,73 (7)	-2,66
4515,339	37	-2,77 (1)	-2,77 (2)	-2,79 (4)	-2,82 (5)	-2,78 (6)	-2,82 (7)	-2,79
4520,224	37	-2,83 (1)	-2,73 (2)	-2,88 (4)	-2,95 (5)	-2,90 (6)	-3,03 (7)	-2,90
4522,634	38	-2,46 (1)	-2,37 (2)	-2,50 (4)	-2,47 (7)			-2,46
4534,168	37	-3,72 (1)	-3,68 (5)					-3,70
4541,524	38	-3,28 (1)	-3,23 (2)	-3,13 (4)				-3,21
4549,474	38	-2,35 (1)	-2,29 (2)	-2,28 (7)				-2,31
4555,893	37	-2,66 (1)	-2,77 (2)	-2,58 (7)				-2,65
4576,340	38	-3,27 (1)	-3,12 (2)	-3,29 (5)				-3,25
4580,063	26	-3,66 (2)						-3,66
4582,835	37	-3,50 (1)	-3,36 (2)	-3,42 (5)				-3,44
4583,837	38	-2,18 (1)	-2,05 (2)	-2,17 (4)	-2,17 (5)	-2,06 (6)	-2,21 (7)	-2,15
4598,494	219	-0,93 (2)						-0,93
4620,521	38	-3,52 (1)	-3,70 (2)	-3,66 (6)				-3,61

Таблица 3 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$					$\lg gf$	
4625,481	219	-0,52(2)					-0,52	
4628,786	219	-0,83(2)					-0,83	
4629,339	37	-2,70(1)	-2,70(2)	-2,70(4)	-2,63(5)	-2,66(6)	-2,49(7)	-2,64
4631,873	219	-1,10(2)						-1,10
4635,316	186	-1,74(1)	-1,46(2)					-1,65
4648,944	25	-3,80(2)						-3,80
4652,216	219	-0,74(2)						-0,74
4656,981	43	-3,49(2)	-3,98(5)					-3,82
4663,708	44	-3,54(2)						-3,54
4666,758	37	-3,57(1)	-3,55(2)					-3,57
4670,182	25	-2,75(2)	-4,45(5)					-4,45
4731,453	43	-3,60(1)	-3,09(2)	-3,35(5)				-3,40
4923,927	42	-1,66(1)	-1,66(4)	-1,72(5)	-1,59(6)	-1,65(7)		-1,66
4953,987	168	-2,32(3)						-2,32
4993,358	36	-4,00(5)						-4,00
5018,440	42	-1,47(1)	-1,46(4)	-1,43(6)	-1,46(7)			-1,46
5019,462	168	-2,24(3)						-2,24
5169,03	42	-1,38(1)	-1,36(7)					-1,37
5197,570	49	-2,62(7)						-2,62
5234,620	49	-2,49(1)	-2,42(7)					-2,45
5276,000	49	-2,40(1)	-2,36(4)	-2,42(7)				-2,39
5316,620	49	-2,29(1)	-2,10(4)	-2,10(7)				-2,16

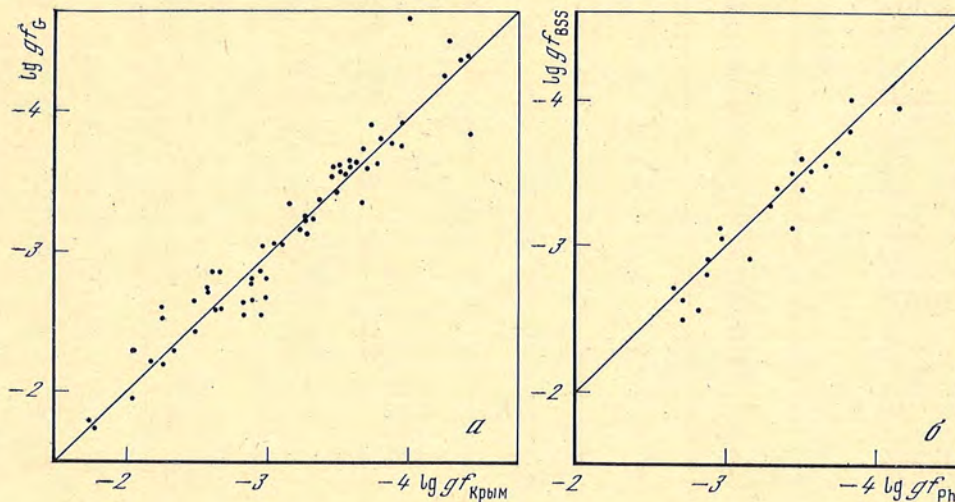


Рис. 5. Сравнение исправленных (см. текст) величин сил осцилляторов, определенных Гротом (G) и в Крыму (а) и Блеввеллом, Шаллисом, Симмонсом (BSS) и Филлипсом (Ph) (б)

ных. Редукция к лабораторным данным может устранить наличие основных видов систематических ошибок. При этом нуль-пункт «звездных» gf основан на абсолютной шкале лабораторных измерений и не требует предположений о химическом составе атмосферы звезды или о выполнении условий ЛТР. Таким образом, наибольший вклад в оставшуюся неопределенность этих данных вносят блендирование и неточность используемых данных о постоянных затухания.

4. Содержание железа в атмосфере Солнца, определенное по линиям Fe II

Следуя той же методике, что и в случае нейтрального железа (см. [1]), мы пересмотрели опубликованные результаты определения содержания железа в атмосфере Солнца. Результаты переопределений собраны в табл. 5.

Таблица 4

λ, Å	Мульти- плет	lg gf					lg gf
		[22]	[3]	Крым	[25]	[23]	
3175,08	157					-2,03	-2,03
3264,76	1					-4,34	-4,34
3287,47	118				-1,55		-1,55
3453,47	114				-1,10		-1,10
3479,91	4				-3,99		-3,99
3746,57	14				-4,08		-4,08
3762,89	192				-2,05		-2,05
3764,09	29			-3,40			-3,40
3781,51	130				-3,29		-3,29
3783,34	14			-3,53	-3,57		-3,55
3821,92	14			-4,02			-4,02
3845,18	127			-2,65	-2,59		-2,62
3863,95	127				-3,10		-3,10
3872,16	29			-3,79			-3,79
3918,51	191			-2,14			-2,14
3975,03	191				-2,56		-2,56
4002,07	29			-4,09		-4,01	-4,05
4002,55	190			-2,19		-2,11	-2,15
4031,46	151			-3,19			-3,19
4044,01	172			-2,56	-2,75		-2,65
4048,83	172			-2,05	-2,29		-2,17
4057,46	212			-1,13			-1,13
4070,04	22			-3,98	-4,70		-3,98
4087,27	28		-4,94				-4,94
4119,53	21			-4,26	-4,54		-4,40
4124,79	22	-4,40		-4,40	-4,43		-4,41
4129,79	22				-4,43		-4,43
4138,40	39			-4,34	-4,40		-4,37
4160,62	39				-4,73		-4,73
4176,44	149			-3,33			-3,33
4177,70	21				-3,90		-3,90
4211,80	21				-5,21		-5,21
4227,14	45		-3,77		-4,37		-4,05
4278,16	32				-4,06		-4,06
4314,29	32			-3,47	-3,35	-3,72	-3,46
4319,72	220				-1,50		-1,50
4384,33	32			-3,97			-3,97
4413,60	32	-4,07		-4,23	-4,29		-4,26
4431,63	222			-1,35			-1,35
4439,13	32			-4,89			-4,89
4449,66	222			-1,20			-1,20
4461,43	26			-4,15			-4,15
4482,84	37			-3,76			-3,76
4595,68	38		-4,65				-4,65
4598,53	219				-1,63		-1,63
4601,36	43		-4,69				-4,69
4625,91	186				-2,53		-2,53
4631,90	219				-1,49		-1,49
4923,92	42		-1,53	-2,06			-1,80
5000,73	25	-4,94					-4,94
5074,06	205					-2,04	-2,04
5100,66	35	-4,57					-4,57
5100,84	185			-1,31			-1,31
5132,67	35	-4,38		-3,94		-4,54	-4,46
5136,79	35	-4,69					-4,69
5169,03	42		-1,45	-1,72			-1,59
5254,91	49			-3,36			-3,36
5264,80	48	-3,39	-3,51	-3,26	-3,14	-3,26	-3,31
5272,41	185				-2,12	-2,17	-2,15
5276,00	49		-2,10	-2,24	-2,52		-2,29
5284,09	41	-3,39	-3,34	-3,13	-3,36		-3,31
5316,61	49		-2,25	-1,78			-2,02
5325,56	49	-3,52	-3,57	-3,45	-3,63	-3,54	-3,54
5337,72	48		-3,92				-3,92
5362,87	48		-2,89	-2,64	-2,86		-2,80
5414,09	48	-3,79	-3,83	-3,76	-3,66	-4,07	-3,82
5425,47	49	-3,56	-3,66	-3,56	-3,66	-3,70	-3,63

Таблица 4 (окончание)

λ, Å	Мультиплет	lg gf					lg gf
		[22]	[3]	Крым	[25]	[23]	
5534,86	55	-3,13	-3,44	-3,03	-3,07	-3,24	-3,18
5627,49	57	-4,56					-4,56
5991,38	46	-3,94		-3,78	-3,84	-3,99	-3,89
6084,11	46	-4,18			-4,24	-4,04	-4,15
6113,33	46	-4,51					-4,51
6147,74	74		-2,99		-3,46	-3,02	-3,00
6149,24	74	-3,12	-2,96	-3,08		-3,04	-3,05
6175,16	200					-2,18	-2,18
6238,38	74			-2,94	-2,55	-3,05	-3,00
6239,94	74		-3,88				-3,88
6247,56	74	-2,71	-2,64	-2,23	-2,60	-2,59	-2,64
6331,97	199					-2,21	-2,21
6369,45	40	-4,56	-4,55				-4,56
6383,75	203	-2,47					-2,47
6416,91	74	-3,05	-2,97	-2,95	-3,05	-3,09	-3,02
6432,65	40	-3,94	-4,16	-3,71	-3,93	-3,92	-3,93
6446,43	199	-2,36				-2,29	-2,33
6456,38	74	-2,50	-2,71		-2,35		-2,52
6516,05	40	-3,65	-3,75	-3,68	-3,62	-3,65	-3,67
7224,51	73	-3,60					-3,60
7301,57	72	-4,08					-4,08
7307,97	73				-3,37	-3,42	-3,40
7449,34	73					-3,50	-3,50
7462,38	73				-3,18	-2,96	-3,07
7479,70	72	-4,08					-4,08
7515,88	73	-3,88					-3,88
7711,71	73	-2,94			-2,91	-3,15	-3,00

Таблица 5

Автор, ссылка	Модель	Ссылка	lg ε
Гревесс [29]	Элсте + ВСА + Хентзе	[29]	7,63
Хольвегер [30]	Хольвегер	[30]	7,80
Башек, Гарц, Хольвегер, Рихтер [17]	Хольвегер	[30]	7,80
Гревесс [31]	HOLMU	[27]	7,78
	VAL	[28]	7,83
Блеквелл, Шаллис, Симмонс [22]	HOLMU	[27]	7,88
	VAL	[28]	7,91

Как следует из рассмотрения таблицы, значение $\lg \epsilon$ (Fe) равно 7,80 для модели Хольвегера [30]; 7,78—7,88 для модели HOLMU [27] и 7,83—7,91 для модели VAL [28]. Модель VAL в случае ионизованного железа дает величину содержания выше, чем получено при расчетах с моделью HOLMU, в то время как для линий Fe I эта величина ниже.

Для модели HOLMU по линиям Fe I нами ранее было получено значение $\lg \epsilon$ (Fe) = 7,63. Столь большое различие нельзя объяснить эффектами отклонения от ЛТР, а также ошибками в выборе микротурбулентности и постоянной затухания, поскольку величина содержания определена при помощи интерполяции к слабым линиям.

Напомним, что абсолютная шкала нашей системы сил осцилляторов для линий Fe II основана на экспериментальных определениях времен жизни. Если предположить, что истинной является абсолютная шкала, соответствующая теоретическим значениям gf Куруца [5] (она на 0,11 dex больше), то со-

держание железа по линиям Fe II понизится на эту же величину и расхождение между содержанием железа в атмосфере Солнца, определенное по линиям Fe I и Fe II, составит 0,09 dex.

Заключение

Мы рассмотрели все опубликованные данные о gf -величинах для линий Fe II и редуцировали их в однородную систему. Абсолютная шкала этой системы определена на основе экспериментальных определений времен жизни τ . Однако, как показал наш анализ, имеется различие между нуль-пунктом, найденным по экспериментальным величинам τ , и нуль-пунктом, основанным на теоретических значениях сил осцилляторов Куруца [5]. Указанное различие может быть устранено только при дальнейшем экспериментальном изучении спектра атома Fe II. С другой стороны, в случаях отнесения и к лабораторной, и к теоретической абсолютной шкале содержания железа в атмосфере Солнца, полученное по линиям ионизованного железа, отличается от величины $\lg \epsilon(\text{Fe})$ для линий Fe I. Поскольку данное расхождение неодинаково для разных моделей солнечной атмосферы, то можно надеяться, что при уточнении этих моделей его величина уменьшится. Отметим, что если причина расхождения лежит в несовершенстве моделей, то аналогичный эффект должен наблюдаться для величин содержаний, определенных по линиям разных стадий ионизации и других элементов.

В любом случае, поскольку данные табл. 3 и 4 образуют однородную систему, читатель будет иметь возможность в будущем исправить абсолютную шкалу сил осцилляторов линий Fe II. В равной степени это относится и к возможности получить окончательное значение величин gf другим способом, отдавая предпочтение исправленным измерениям тех или иных авторов.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Боярчук А. А., Саванов И. С. Силы осцилляторов для нейтрального железа и его содержание в атмосфере Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1985, т. 70.
2. Huber M. C. E. f -value measurements for 3 d-elements.— Phys. Scripta, 1977, vol. 16, p. 16—30.
3. Phillips M. M. A compilation of oscillator strengths for selected Fe II transitions.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, vol. 39, p. 377—387.
4. Kurucz R. L., Peytremann E. A table of semiempirical gf values.— Smithsonian Astrophys. spec. rep., 1975, N 362, p. 1—1219.
5. Kurucz R. L. Semiempirical calculation of gf values, IV: Fe II.— Smithsonian Astrophys. spec. rep., 1981, N 390, p. 1—314.
6. Assousa G. E., Smith W. H. Radiative lifetimes for some resonance transitions of Fe I and Fe II in the region between 2300 Å and 3050 Å, and the application to iron abundance determinations in the Sun and in the QSO PHL 938.— Astrophys. J., 1972, vol. 176, p. 259—264.
7. Brzozowski J., Erman P., Lyyra M., Hayden-Smith W. Radiative lifetimes of resonance levels in Fe I and Fe II.— Phys. Scripta, 1976, vol. 14, p. 48—50.
8. Smith P. L., Whaling W. Absolute transition probabilities for Fe II and the solar iron abundance.— Astrophys. J., 1973, vol. 183, p. 313—322.
9. Smith P. L., Whaling W., Mickey D. L. Lifetimes and transition probabilities for some Fe II levels by the beam-foil method.— Nucl. Instr. Meth., 1970, vol. 90, p. 47—50.
10. Johansson S., Litzen V., Lundin L., Mannervik S. Beam-foil lifetime measurements of some Fe II energy levels.— Phys. Scripta, 1981, vol. 24, p. 30—32.
11. Dolby J. S., McWhirter R. W. P., Sofield C. J. The measurement of Fe II and Fe III lifetimes by beam-foil spectroscopy in the vacuum ultraviolet.— J. Phys. B, 1979, vol. 12, p. 187—201.
12. Moity J. Arco measurements of Fe II transition probabilities.— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1983, vol. 52, p. 37—62.
13. Морозова Н. Г., Старцев Г. П. Измерение относительных значений сил осцилляторов в спектре иона железа.— Оптика и спектроскопия, 1965, т. 18, с. 899—902.
14. Huber M. C. E. Hook-method measurements of gf values for ultraviolet Fe I and Fe II lines on a shock-tube.— Astrophys. J., 1974, vol. 190, p. 237—240.
15. Grasdalen J. L., Huber M., Parkinson W. H. Absolute gf -values for Fe I and Fe II lines.— Astrophys. J., 1969, vol. 156, p. 1153—1174.

16. *Wolnic S. J., Berthel R. O., Wares G. W.* Measurements of oscillator strengths for Fe I and Fe II.— *Astrophys. J. Lett.*, 1971, vol. 166, p. 31—33.
17. *Roder O.* Messung absoluter Oszillatorenstärken einiger Fe I and Fe II-Linien.— *Ztschr. Astrophys.*, 1962, Bd. 55, S. 38—45.
18. *Baschek B., Garz T., Holweger H., Richter J.* Experimentelle Oszillatorenstärken von Fe II-Linien und die solare Eisenhäufigkeit.— *Astron. and Astrophys.*, 1970, vol. 4, p. 229—233.
19. *Meggess W. F., Corliss C. H., Scribner B. F.* Tables of spectral line intensities.— *Inst. Basic Standards Nat. Bureau Standards, Monograph 145*, 1975.
20. *Warner B.* Absolute oscillator strengths for once-ionized elements of the iron group.— *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1967, vol. 70, p. 165—253.
21. *Коралисс Ч., Бозман У.* Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М.: Мир, 1968. 562 с.
22. *Blackwell D. S., Shallis M. J., Simmons G. J.* Oscillator strengths of Fe II lines derived from the solar spectrum: choice of solar model atmosphere.— *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 81, p. 340—343.
23. *Warner B.* Abundances of the iron group elements in the atmosphere of Sirius.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1966, vol. 133, p. 389—400.
24. *Kohl K.* Das Spectrum des Sirius $\lambda\lambda$ 3100—8863 Å.— *Institut für Theoretische Physik und Sternwarte Kiel, Universität Kiel*, 1964, 39 S.
25. *Groth H. G.* Die Atmosphäre des A2-Überginanten alpha Cygni, II. Teil. Quantitative Analyse.— *Ztschr. Astrophys.*, 1961, Bd. 51, S. 231—285.
26. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Am-звезд.— *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 505—512.
27. *Holweger H., Muller E. A.* The photospheric barium spectrum: solar abundance and collision broadening of Ba II lines by hydrogen.— *Solar Phys.*, 1974, vol. 39, p. 19—30.
28. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1976, vol. 30, p. 1—60.
29. *Grevesse N.* Recherche sur les abundances des elements dans l'atmosphère d'une étoile G2 V de la séquence principale: le soleil.— *Acad. roy. Belgique*, 1970, t. 34, p. 1—109.
30. *Holweger H.* Ein empirisches Model der Sonnenatmosphäre mit lokalen thermodynamischen Gleichgewicht.— *Ztschr. Astrophys.*, 1967, Bd. 65, S. 365—417.
31. *Biemont E.* Abundances of singly-ionized elements of the iron group in the Sun.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, vol. 184, p. 683—694.

УДК 523.9—1/2—8; 524.38; 530.12

ОСЦИЛЛЯЦИИ СОЛНЦА И ВРАЩЕНИЕ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ В ГАЛАКТИКЕ: ПЕРИОД 160 МИНУТ

В. А. Котов

Вывод [8, 37] о том, что период 160^m глобальных осцилляций Солнца [1] может быть связан с внешней 160-минутной гравитационной волной от неизвестного источника, проверяется на основе статистического анализа распределения орбитальных периодов двойных звезд. Найдено, что наблюдаемое распределение ≈ 4000 двойных звезд обнаруживает существенный (с достоверностью $3,5\sigma$) дефицит периодов $\sim 2 \cdot z \cdot P_0$ и избыток (достоверность $2,5\sigma$) периодов $\sim (2z + 1) \cdot P_0$, где z — целое число, $P_0 = 160^m$. Общая значимость этого 160-минутного эффекта около $4,1\sigma$. Уточнение характеристического периода приводит к значению $160^m 0 \pm 0^m 1$, что совпадает с периодом солнечных осцилляций $160^m 0101 \pm \pm 0^m 0007$ [30].

Подобный анализ распределения 97 катаклизмических двойных [33] показал, что та же самая частота, P_0^{-1} , характерна и для этих объектов.

Делается заключение, что частота $P_0^{-1} = 104,160$ мкГц в распределении галактических двойных звезд может быть результатом действия 160-минутного гравитационного излучения, имеющего, по-видимому, космологическую (реликтовую) природу.

SOLAR OSCILLATIONS AND ROTATION OF CLOSE BINARY SYSTEMS OF THE GALAXY: 160 MINUTE PERIOD, by V. A. Kotov.— The previous conclusion [8, 37] that 160^m period of global oscillations of the Sun [1] might be related to external 160^m gravitational wave from an unknown source is checked by statistical analysis of period distribution

of close binary stars. It is found that the observed distribution of about 4000 binaries shows a significant (3.5σ confidence) lack of periods $\sim 2 \cdot z \cdot P_0$ and an excess (2.5σ confidence) of periods $\sim (2 \cdot z + 1) \cdot P_0$, where z is integer and $P_0 = 160^m$. The overall significance of this 160^m effect is about 4.1σ . A precise determination of the characteristic period leads to the value $160^m \pm 0^m1$ which is in fair agreement with the solar oscillation period $160^m 0101 \pm 0^m 0007$ [30].

Similar analysis applied to 97 cataclysmic binaries [33] shows the same frequency, P_0^{-1} , appears to be the most characteristic one for the sample.

It is conjectured that the frequency $P_0^{-1} = 104.160 \mu\text{Hz}$ in the distribution of orbital rates of the galactic binaries is a consequence of the 160^m gravitational radiation which might be cosmological (relict) by nature.

Наиболее приемлемое сейчас объяснение 160-минутного периода, наблюдаемого по эффекту Доплера в фотосфере [1—4], основано на механизме резонансного возбуждения нескольких g -мод собственных колебаний Солнца [5—7]. Наряду с этим, однако, в [8] была выдвинута гипотеза, согласно которой период $P_0 \sim 160^m$, характеризующийся долговременной стабильностью начальной фазы, в определенной мере может быть обусловлен также внешней гравитационной волной (ГВ), имеющей период P_0 . Основанием для такого предположения послужил анализ скоростей осевого вращения планет и астероидов [8, 9]: распределение частот вращения показывает статистически значимую соизмеримость с частотой $(160^m)^{-1}$.

В 1983 г. Ф. Деляш, Дж. Айзек, Ж. Поль и Дж. Биньями [10, 11] предприняли попытку объяснить 160^m -колебания Солнца действием ГВ от яркого γ -источника 2CG 195 + 4 (Геминга), который якобы может быть двойной системой с периодом обращения компонентов 320^m . Однако в серии последовавших за этим статей [12—18] гипотеза Деляша [10] была подвергнута резкой критике по той причине, что двойной источник, имеющий гипотетический орбитальный период 320^m , должен терять энергию из-за гравитационного излучения. Частота вращения при этом должна увеличиваться слишком быстро, не обеспечивая необходимого длительного резонанса с частотой солнечных колебаний.

Детальные расчеты Фабиана, Гафа [13] и Косовичева [17] показали, что вообще наблюдаемые 160^m -колебания Солнца не могут быть возбуждены ГВ от какого-либо двойного источника с массой $\sim M_\odot$. Для максимальной амплитуды фотосферной скорости при квадрупольных 160^m -колебаниях Солнца с азимутальным числом $m = 0$ в [13] получено выражение

$$v_m \sim 8,0 \cdot 10^{-17} M^{3/2} / R \text{ (см/с)}, \quad (1)$$

где M — полная масса источника, R — расстояние до него. Если даже допустить, что источник близкий и $R \sim 10$ пс, то для возбуждения колебаний с наблюдаемой средней амплитудой ~ 50 см/с требуется масса $M \sim 3 \cdot 10^{11} M_\odot$, что сравнимо с массой всей Галактики.

Авторы [13] вместе с тем отмечают, что если частота источника находится в резонансе с частотой колебаний Солнца для g -мод и если добротность Q достаточно велика, то амплитуда 160^m -колебаний *может* достичь наблюдаемой величины. Однако для этого по-прежнему требуется достаточно длительный резонанс, который не может быть обеспечен Гемингой из-за гравитационных потерь энергии и соответствующего этому роста частоты вращения двойной системы. Реальность самого периода 320^m Геминги остается сомнительной [19]. (Заметим, однако, что согласно последним результатам Биньями и др. [20], основанным на анализе 59-секундного периода рентгеновского излучения Геминги, источник, по-видимому, представляет собой двойную систему с орбитальным периодом 160^m .)

В итоге можно заключить, что попытка [10] связать 160^m -колебания с конкретным источником ГВ, с Гемингой, была преждевременной и, по-видимому, ошибочной. Вместе с тем подчеркнем, что негативные результаты расчетов [12—17] относятся не к самой идее внешних ГВ вообще, а к конкретному источнику таких волн.

1. Постановка задачи

Нашей целью является не поиск источника, а поиск «следов», или признаков, 160^m-периодичности среди других звезд. Постулируя существование монохроматической ГВ с периодом 160^m и отвлекаясь от проблемы источника, будем рассматривать звезды, или, точнее, некоторые типы звезд, как возможные детекторы такой волны. Некоторые соображения о возможной природе ГВ будут даны в п. 7 и 8.

В качестве объектов наилучшим образом, по-видимому, подходят двойные системы. Известно, что двойные звезды, особенно тесные пары, представляют собой эффективные источники ГВ [21, 22]. На расстоянии R от двойной системы безразмерная амплитуда гравитационных волн равна [21]

$$h \sim 3,2 \cdot 10^{-53} \mu M^{2/3} P^{-2/3} R^{-1} f(e), \quad (2)$$

где $M = m_1 + m_2$ — полная масса системы (m_1, m_2 — массы компонентов системы), $\mu = m_1 m_2 / M$, $f(e)$ — функция орбитального эксцентриситета e , P — орбитальный период вращения (ниже для краткости под вращением всюду будет подразумеваться орбитальное вращение двойной системы). В списке Брагинского [23] перечислено шесть относительно близко к нам расположенных и сильно излучающих звезд. Они имеют периоды вращения от 81 мин до 34,8 ч и создают поток энергии на Земле $\sim 10^{-12} - 10^{-10}$ эрг/см²·с, что соответствует амплитуде $h \sim 10^{-22} - 10^{-21}$. Согласно расчетам Мироновского [24] поток излучения на Земле, создаваемый всеми двойными системами Галактики, порядка 10^{-7} эрг/см²·с, с максимумом спектра излучения вблизи периода 3,6 ч.

Нам представляется, что на двойные системы (ДС) можно взглянуть и по-иному, а именно, не как на источники, а как на *детекторы* ГВ. Если существует гравитационное излучение достаточно большой амплитуды и оно действует на данную ДС продолжительное время, то система будет медленно реагировать, изменяя частоту вращения. Естественно, что в случае волны с периодом P_0 эффект будет максимален для систем с периодами вращения, кратными $2P_0$ (условие резонанса).

Мыслимый эффект очень мал, и для конкретной системы он может проявиться только за очень большое время, сравнимое с временем ее динамической эволюции. И поскольку непосредственно наблюдать его, по-видимому, невозможно, то напрашивается один вывод: *статистически* исследовать множество объектов с целью поиска особенностей в распределении числа объектов по периодам вращения.

Предположим, что начальное распределение числа объектов равномерно (штриховая линия на рис. 1, а). В результате достаточно длительного воздействия монохроматической ГВ с периодом P_0 в распределении должны с течением времени возникнуть минимумы (дефицит числа объектов) на периодах, кратных $2P_0$, т. е. $2P_0, 4P_0, 6P_0, \dots$. В областях между этими периодами возникнет некоторый избыток объектов с максимумами на периодах $P_0, 3P_0, 5P_0, \dots$. Исходя из наименьшего числа предположений, разумно также считать, что амплитуды минимумов и максимумов в среднем различны, причем $A_2 < A_1$. В итоге результирующее распределение (сплошная линия на рис. 1, а) будет обнаруживать в среднем *несоизмеримость* с периодом $2P_0$ и менее значимую *соизмеримость* с периодом P_0 . Факт средней несоизмеримости с $2P_0$ заключается в том, что число объектов, периоды вращения которых $\sim 2ZP_0$, где Z — целое число, существенно меньше среднего уровня распределения. Функция (не)соизмеримости F_0 (ее объяснение дается в п. 3; см. также [8]) такого распределения будет иметь вид, показанный на рис. 1, б; максимум на частоте $1/2P_0$ и минимум — на частоте $1/P_0$ (последний будет отсутствовать при $A_1 = A_2$).

Задача, следовательно, состоит в том, чтобы установить, имеют ли место указанные особенности (экстремумы) в распределении орбитальных периодов ДС Галактики, и если да, то насколько они статистически значимы и какому именно периоду (периодам) они соответствуют.

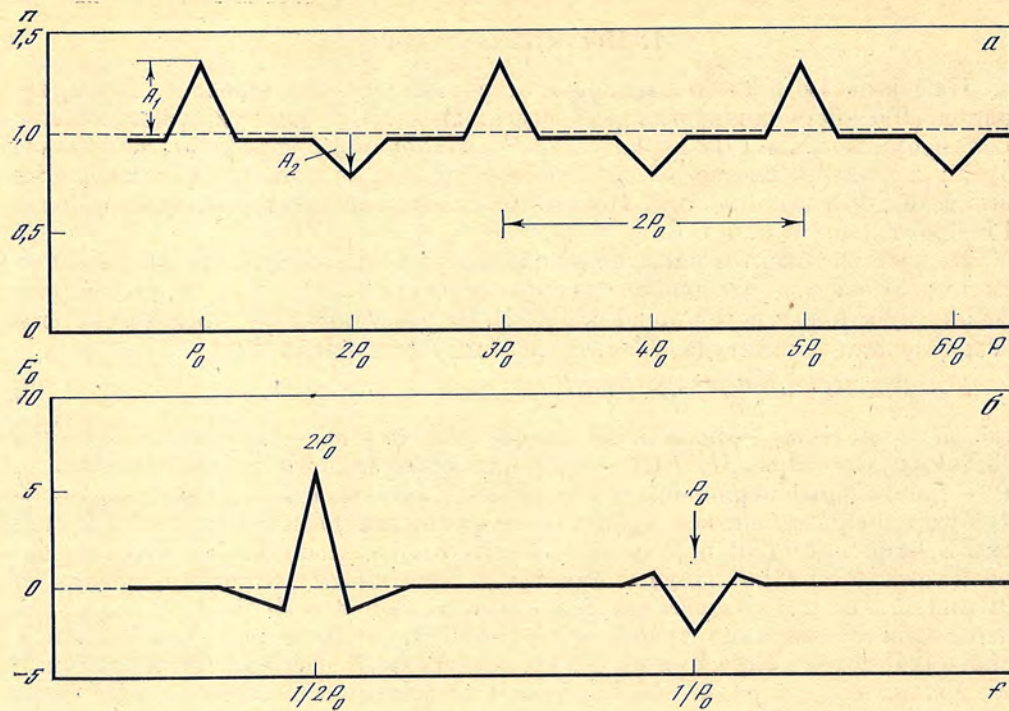


Рис. 1. Схематическое представление неоднородностей в распределении числа двойных систем как функции периода (а) при длительном воздействии гравитационной волны с периодом P_0 (см. текст) и соответствующий спектр соизмеримости (б) (см. текст)

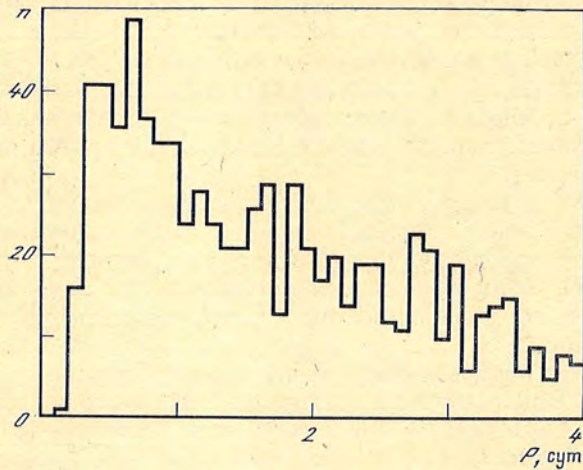


Рис. 2. Распределение тесных ($P < 4$ сут) двойных систем в каталоге [27], $N = 793$

2. Каталоги двойных звездных систем

Предполагаемый эффект весьма слабый, и пытаться его обнаружить можно, лишь привлекая максимально возможное число ДС. Надо также учесть, что эффект ожидается наиболее значимым для (не)соизмеримости малого порядка, т. е. для систем с малыми периодами вращения, иначе говоря, для тесных двойных систем. Исходя из опыта изучения скоростей аксиального вращения тел Солнечной системы [8], мы включили в анализ все звездные системы с периодами вращения компонент $P_i < 4^d$, и в этом смысле все такие системы будем в дальнейшем называть *тесными*.

Данные о периодах вращения ДС взяты из четырех наиболее обширных каталогов, содержащих сведения о затменно- и спектрально-двойных системах, имевшихся в нашем распоряжении: 1) Общий каталог переменных звезд (ОКПЗ) [25] вместе с дополнениями 1, 2, 3, изданными в 1971, 1974 и 1976 гг.; 2) каталог Бэттена и др. [26]; 3) каталог Бранкевича и Дворака [27] затменно-двойных звезд; 4) каталог Поповой и Крайчевой [28] ДС в областях рассеянных скоплений. Некоторые сведения о каталогах приведены в табл. 1,

Таблица 1

Каталог	Тип двойных систем	Общее число систем	Число систем с $P_i < 4^d$	P_{\min} , сут
Кукаркин и др. [25]	Затменно-двойные	≈ 4500	2941	0,012; 0,125
Бэттен и др. [26]	Спектроскопические	978	337	0,070
Бранкевич и Дворак [27]	Затменно-двойные	1048	793	0,197
Попова и Крайчева [28]	Затменно-двойные и спектроскопические двойные в областях рассеянных скоплений	~ 700	383	0,13

где P_{\min} — минимальный период вращения в данном каталоге. Для примера на рис. 2 показано распределение числа систем в каталоге [27] для периодов $P_i < 4^d$, построенное с шагом по периоду $0^d 1$.

3. Спектр соизмеримости

Чтобы выявить интересующие нас особенности в распределении ДС, воспользуемся методом [8] и построим так называемый спектр (не)соизмеримости.

Для данной частоты f (ее мы впоследствии будем менять в более или менее широком диапазоне частот с инкрементом Δf) рассмотрим все отношения f/f_i , где $f_i = P_i^{-1}$. Затем вычислим их отклонения от ближайших целых чисел $\Delta_i(f) = f/f_i - \text{INT}(f/f_i + 0,5)$. Суммируя квадраты этих отклонений по всем значениям P_i данного каталога, получаем функцию несоизмеримости

$$F(f) = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta_i^2(f) \right]^{1/2} - a, \quad (3)$$

где $a = 12^{-1/2}$ [8], N — число анализируемых объектов. Среднее значение функции $F(f)$ равно нулю, а ее максимум соответствует частоте, показывающей наименьшую степень соизмеримости в среднем со всеми частотами f_i рассматриваемого ансамбля объектов. (Минимумы F , очевидно, отвечают наилучшей соизмеримости, поэтому $F'(f) = -F(f)$ есть функция соизмеримости.) Значения $F(f)$ в определенном смысле эквивалентны обычному спектру мощности (см. рис. 1), и по аналогии с последним на графиках будем наносить квадраты $F(f)$, но с учетом знака. Определим, таким образом, спектр несоизмеримости

$$F_0(f) = F^2(f) / |F(f)|. \quad (4)$$

В соответствии с постановкой задачи (см. п. 1 и рис. 1, б) интерес представляет также вид следующей функции соизмеримости, которую назовем обобщенной или характеристической функцией распределения:

$$F_1'(f) = 1/2 [F(f') - F(f)], \quad (5)$$

где $f' = f/2$, а также ее спектр

$$F_1(f) = [F_1'(f)]^2 / |F_1'(f)|. \quad (6)$$

Если есть такая частота f_0 , на которой наблюдается существенный максимум $F(f)$, а на частоте $2f_0$ — минимум $F(f)$, то удвоенной частоте $2f_0$, очевидно, будет соответствовать резко выраженный максимум $F_1(f)$.

При вычислении $F(f)$, чтобы выявить все детали функции, шаг по частоте не должен превышать некоторое оптимальное значение Δf_0 . Для оценки Δf_0 можно использовать следующее приближенное выражение:

$$\Delta f_0 \sim \frac{1}{2P_m} \frac{f_1 - f_2}{f_1 + f_2}, \quad (7)$$

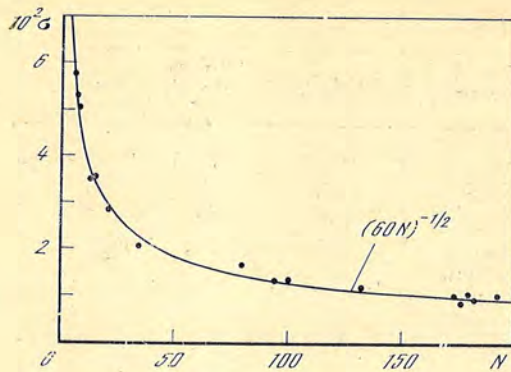


Рис. 3. Сравнение среднеквадратичных отклонений функции $F(f)$, полученных с помощью случайных чисел (точки) и по формуле $\sigma = (60N)^{-1/2}$ (кривая), где N — число анализируемых периодов

где f_1, f_2 — максимальная и минимальная частота диапазона при вычислении спектра, P_m — некоторое среднее значение периода рассматриваемого ансамбля P_i (в нашем случае $P_m \sim 2^d$).

Для определения уровня достоверности данного экстремума $F(f)$

ранее [8] вычислялось эмпирическое среднеквадратичное отклонение σ_3 путем замены P_i равномерно распределенными случайными числами с последующим вычислением $F(f)$ для полученного набора случайных частот f_i . Легко получить теоретическое выражение для среднеквадратичного отклонения σ_T функции F , что избавит нас от необходимости в каждом отдельном случае вычислять $F(f)$ для случайных чисел.

Поскольку отклонения f/f_i от целых чисел Z_i не превосходят 0,5, а среднее значение их квадратов $b = 1/12$, то для дисперсии квадратов отклонений от Z_i имеем

$$\sigma_1^2 = \frac{2}{N} \int_0^{0,5} (x^2 - b)^2 dx = (180N)^{-1}. \quad (8)$$

Учитывая, что обычно $\sigma_1 \ll b$, для $F(f)$ получаем

$$F(f) = [b + \delta(f)]^{1/2} - a \sim 3^{1/2} \delta(f), \quad (9)$$

где $\delta(f)$ — малые величины с дисперсией σ_1^2 . Окончательно для среднеквадратичного отклонения функции $F(f)$ имеем

$$\sigma_T = (60N)^{-1/2}. \quad (10)$$

Сопоставление эмпирических значений σ_3 с σ_T приведено на рис. 3; видно, что они хорошо согласуются друг с другом для разных значений N .

Вычисление среднеквадратичного отклонения третьим методом — по самому распределению $F(f)$ (методика для случая спектра мощности изложена в [6]) — дает значения σ_p , близкие к σ_3 и σ_T . Это немаловажное обстоятельство, поскольку в ряде случаев анализируются частично перекрывающиеся массивы значений P_i .

Ниже в качестве среднеквадратичного отклонения $F(f)$ всюду принимается теоретическое значение (10). Поскольку все три величины, σ_3 , σ_T и σ_p , практически одинаковы, это дает возможность надежно и просто оценить статистическую достоверность результатов. (Заметим, что распределение $F(f)$ близко к нормальному [8], что подтверждается графиком, показанным на рис. 3.)

Для наглядности и быстрой оценки степени достоверности пиков $F(f)$ определим также нормированное распределение $F(f)/\sigma_T$, а также соответствующие нормированные спектры соизмеримости, вычисляемые на основе соотношений (4) и (6).

4. Анализ распределения периодов двойных систем

Исходя из числа двойных систем в каждом из четырех каталогов (см. табл. 1), рассмотрим отдельно три группы периодов: I—ОКПЗ [25] с общим числом периодов $P_i < 4^d$, равным $N = 2941$; II — каталог [27], $N = 793$; III — два каталога [26, 28] вместе, общее число периодов $N = 720$.

Функция $F_0(f)$ рассчитывалась в диапазоне от 20 до 150 мкГц (по периоду от 111 до 833^m) с шагом по частоте $\Delta f = 2$ мкГц, что удовлетворяет условию

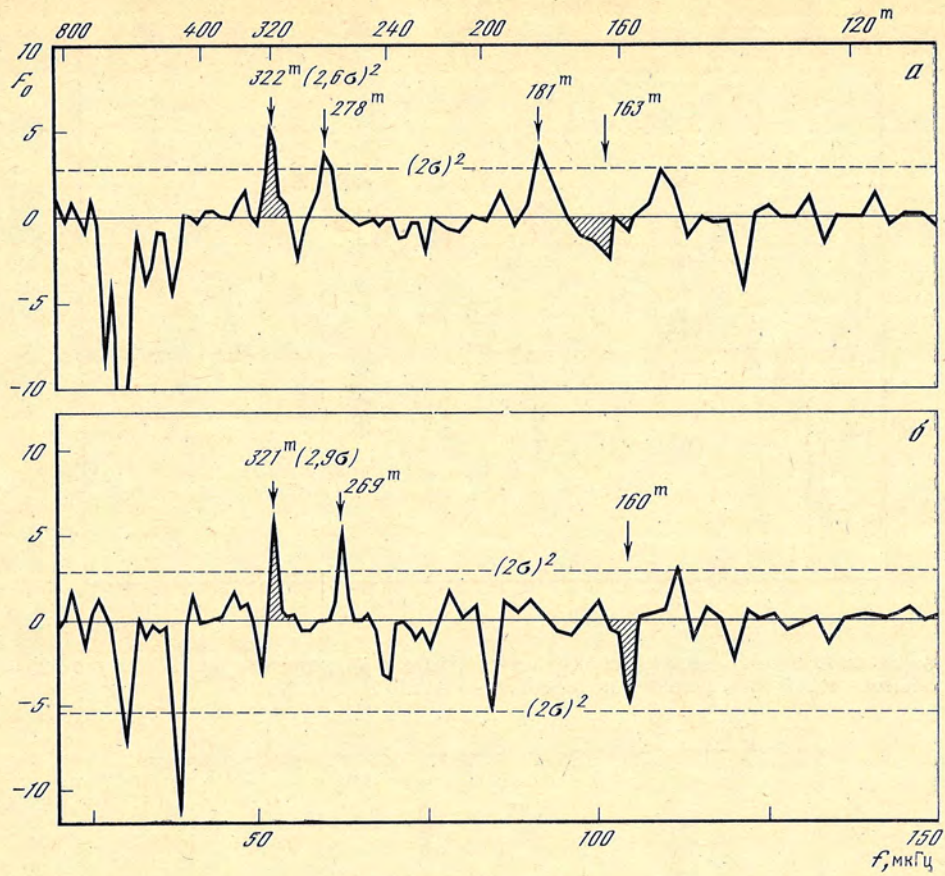


Рис. 4. Спектр соизмеримости $F_0(f)$, вычисленный для двойных систем ОКПЗ [25], $N = 2941$ (а) и для каталога [27], $N = 793$ (б)

По горизонтали: вверху — период, внизу — частота; по вертикали — значения функции соизмеримости в произвольных единицах (то же на рис. 5—8)

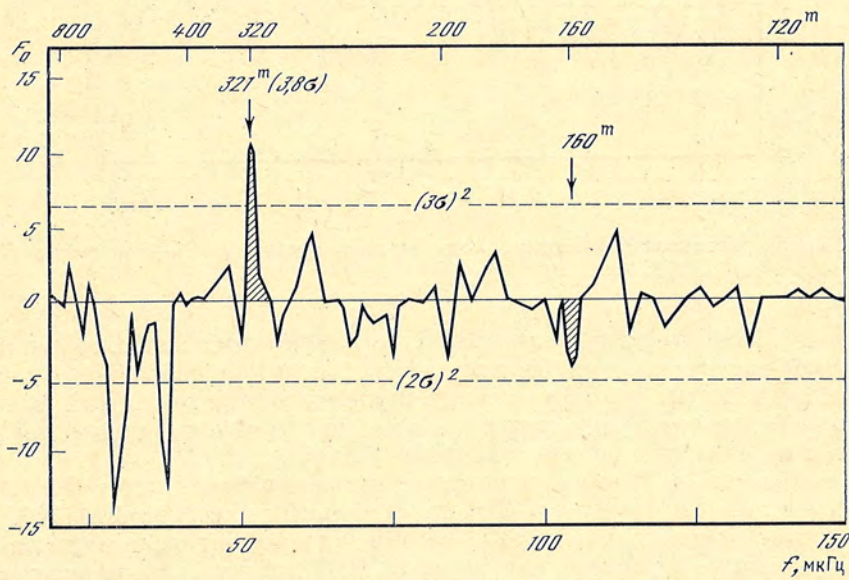


Рис. 5. Средний спектр соизмеримости F_0 для двух каталогов [25, 27] с общим числом анализируемых орбитальных периодов двойных систем $N = 3734$

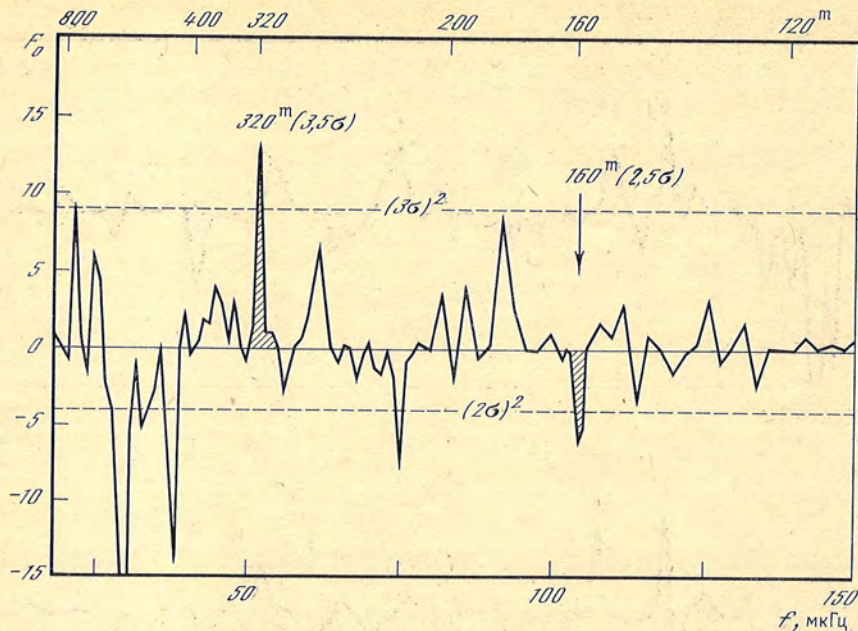


Рис. 6. Средний нормированный спектр соизмеримости F_0 для четырех каталогов [25—28] с общим числом орбитальных периодов $N = 4454$, $P < 4$ сут

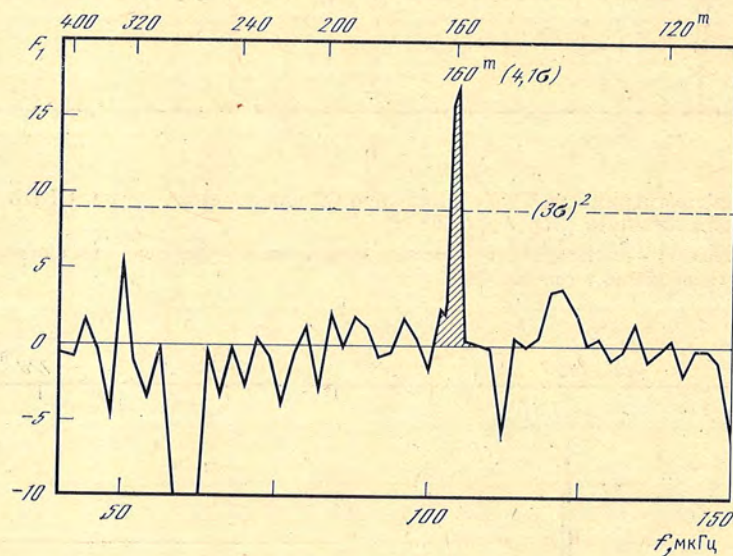


Рис. 7. Характеристическая функция F_1 для четырех каталогов [25—28] вместе. Суммарное число орбитальных периодов $N = 4454$

(7) для оптимального разрешения. В области некоторых наиболее значимых экстремумов шаг по частоте брался равным 0,5 мкГц с целью более точного определения частоты, соответствующей данному экстремуму. При вычислении характеристического спектра $F_1(f)$ шаг брался равным 1,0 мкГц (0,25 мкГц в области наиболее значимых пиков).

Вид функции $F_0(F)$, вычисленной для группы двойных систем I и II, показан на рис. 4. Для данных ОКПЗ максимальный пик с амплитудой $A = 2,6\sigma$ соответствует периоду $322^m \pm 3^m5$ (ошибка определяется шириной пика на уровне $\sim 0,8A$); вблизи периода 160^m минимум незначителен, он имеет амплитуду всего лишь $\sim 0,8\sigma$. Двойные системы каталога [27] показывают максимум F_0 с амплитудой $2,9\sigma$ для периода $320^m5 \pm 1^m8$; один из отрицательных пиков соответствует $P = 160^m \pm 1^m$ с амплитудой $1,9\sigma$.

Таблица 2

Массив данных (каталог)	N	Функция	Период, мин	A/σ
Бэттен и др. [26], Попова и Крайчева [28]	720	F_0	319,8±1,5	0,9
		F_0	159,5±0,6	1,7
		F_1	159,6±0,6	1,9
Бранкевич и Дворак [27]	793	F_0	320,5±1,8	2,9
		F_0	159,8±1,0	1,9
		F_1	159,9±0,7	3,3
ОКПЗ [25]	2941	F_0	322,0±3,5	2,6
		F_0	159,5±1,3	0,8
		F_1	160,2±1,0	2,2
Все четыре каталога вместе	4454	F_0	320,5±0,8	3,5
		F_0	159,5±0,9	2,5
		F_1	159,9±0,5	4,1

Вычислив нормированные функции $F(f)$ для обеих групп I, II и затем усреднив два распределения, получаем среднее нормированное распределение F_0 двух каталогов [25, 27], показанное на рис. 5, с общим числом периодов $N = 3734$. Единственный пик, превышающий уровень достоверности 3σ , соответствует периоду $321^m \pm 1^m$ и имеет амплитуду $3,8\sigma$. Периоду $160^m \pm 1^m$ отвечает отрицательный пик с амплитудой $A = 1,8\sigma$.

Минимумы F_0 на рис. 5 в области частот ~ 29 и 38 мкГц отражают наличие существенной соизмеримости рассматриваемых массивов P_i с периодами $\sim 9^h6$ и $\sim 7^h3$, которая, по-видимому, является следствием резкого падения числа ДС в области коротких, $P \leq 0^d4$, периодов (см. рис. 2); обсуждение этой особенности распределения ДС, в какой-то мере связанной с известными эффектами наблюдательной селекции [29], не входит в рамки нашей задачи (в которой, согласно п. 1, предполагаемый эффект гравитационной волны должен вызвать появление прежде всего максимума F_0 на определенной частоте и появление минимума как вторичного эффекта на удвоенной частоте).

Вычислив $F(f)$ также для группы объектов III и усреднив все три распределения, для групп объектов I, II, III, получаем ход средней функции $F_0(f)$ для суммарного числа периодов $N = 4454$ (рис. 6). Максимум распределения здесь соответствует периоду $320^m5 \pm 0^m8$ ($A/\sigma = 3,5$); периоду $160^m \pm 1^m$ отвечает отрицательный пик с амплитудой $2,5\sigma$.

Вид обобщенного спектра $F_1(f)$, полученного согласно выражениям (5), (6) на основе кривой F_0 (рис. 6) для всех 4454 значений периодов P_i из четырех каталогов, показан на рис. 7. Доминирующий пик с амплитудой $4,1\sigma$ соответствует периоду $159^m9 \pm 0^m5$. Вероятность случайного появления пика с такой амплитудой именно на частоте $\sim (160^m)^{-1}$ равна $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ согласно уровню значимости $4,1\sigma$.

5. Уточнение величины характерного периода

Поскольку некоторая часть ДС входит в списки нескольких каталогов [25—28], истинное число рассмотренных систем меньше чем суммарное число значений P_i , равное $N = 4454$. По нашей оценке, число ДС примерно равно $4 \cdot 10^3 < N$. Это обстоятельство, однако, не изменяет приведенных выше оценок статистической значимости результатов, показанных на рис. 5—7, поскольку, во-первых, выборки ДС, приведенные в четырех каталогах, более или менее независимы и, во-вторых, значения среднеквадратичных отклонений функции $F(f)$, σ_0 , σ_T и σ_P (см. выше), примерно одинаковы.

Согласно рис. 7 максимальный пик спектра $F_1(f)$ соответствует периоду $159^m9 \pm 0^m5$, где ошибка определена по ширине пика на уровне $0,8$ амплитуды $A = 4,1\sigma$. Это значение можно существенно уточнить, для чего проанализируем распределения $F_0(f)$ и $F_1(f)$ для различных каталогов и определим амплитуды пиков, соответствующих периодам $\sim 320^m$ и $\sim 160^m$ (см. табл. 2). Разделив четыре значения, близких к 320^m , на два, получаем в сум-

ме 12 значений периодов, близких к 160^m . Приняв в качестве статистического веса величину $(A/\sigma)^2$, получаем средневзвешенное значение характеристического (для всей совокупности ДС) периода со стандартной ошибкой:

$$P_0 = 160^m 0 \pm 0^m 1.$$

Напомним, что согласно первой публикации Северного и др. [1] об обнаружении 160-минутных глобальных осцилляций Солнца оптимальный период колебаний $P_{\odot} = 160^m 0 \pm 0^m 5$, и только после 9 лет наблюдений значение периода было существенно уточнено [30]:

$$P_{\odot} = 160^m 0101 \pm 0^m 0007,$$

что в пределах ошибок совпадает с P_0 .

6. Катаклизмические двойные системы

Тесные двойные системы, содержащие белые карлики, нейтронные звезды или черные дыры, представляют собой наиболее интересные и наиболее эффективные источники ГВ, а также, с нашей точки зрения, «детекторы» ГВ. Поэтому особый интерес привлекают так называемые катаклизмические двойные (КД) — почти соприкасающиеся двойные системы, состоящие из белого карлика и второго компонента малой массы, которая заполняет свою критическую полость Роша и передает вещество через внутреннюю лагранжеву точку L_1 к белому карлику.

Подчеркнем еще одно важное свойство КД, резко отличающее эти системы от объектов, рассмотренных выше: если в каталогах [25—28] абсолютное большинство звездных систем обладает орбитальными периодами $P \gtrsim 0^d 3$ (см., например, рис. 2), то большинство КД-систем имеют короткие периоды вращения: $P \lesssim 0^d 3$ для 90% объектов. Считается, что среди КД медленно вращающиеся системы, имеющие $P > 10^h$, содержат в качестве вторичных компаньонов проэволюционировавшие гиганты, тогда как в системах с периодами $P < 80^m$ компаньонами являются белые карлики [31]. Немаловажно также отметить, что согласно ряду авторов (см., например, обзор Риттера [32]) в эволюции КД большую и даже, возможно, доминирующую роль играет гравитационное излучение. Этот механизм, по-видимому, не менее эффективен, чем процессы, обусловленные обычной термоядерной эволюцией тесных КД-систем с $P \lesssim 10^h$, а также связанные с потерей массы вторичным компонентом.

Нами был проанализирован наиболее полный каталог КД, недавно составленный Риттером [33]. Поскольку все эти системы в основном быстро вращающиеся и имеют $P \lesssim 0^d 3$, то диапазон самих частот вращения объектов P_i^{-1} существенно перекрывается с интересующим нас частотным диапазоном $\sim (20-150)$ мкГц. В связи с этим вычислялась несколько иная, чем в п. 3 и 4, функция соизмеримости, а именно:

$$F_2(f) = a - \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - Z_i)^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где $x_i = f/f_i$, если $f \geq f_i$, и $x_i = f_i/f$, если $f < f_i$; Z_i — целое число, ближайшее к x_i .

Спектр соизмеримости $\Phi(f) = [F_2(f)]^3 / |F_2(f)|$, вычисленный для всех 97 КД, перечисленных в каталоге [33], показан на рис. 8. Основной минимум с амплитудой $3,6\sigma$ (следствие несоизмеримости или дефицита объектов) соответствует периоду $\sim 160^m$; максимум, имеющий амплитуду $A = 4,5\sigma$, соответствует периоду $\sim 107^m \sim (2/3) \cdot 160^m$, и второй максимум — периоду $\sim 214^m \sim (4/3) \cdot 160^m$; $A \sim 2,9\sigma$. Таким образом, имеет место, по-видимому, неслучайное распределение частот вращения рассматриваемых двойных си-

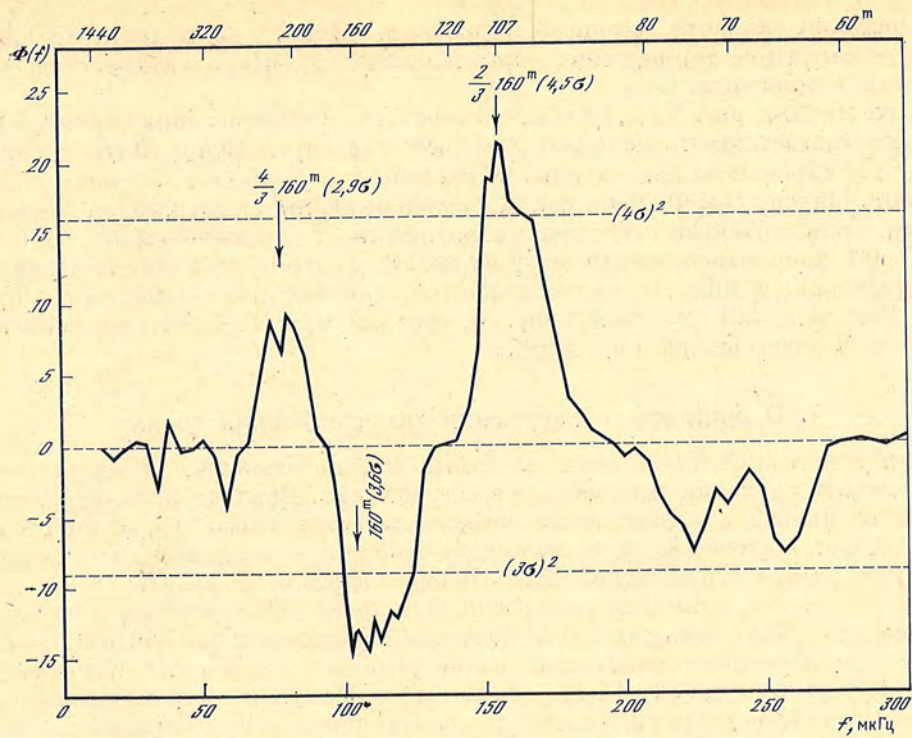


Рис. 8. Спектр соизмеримости $\Phi(f)$ для 97 катаклизмических двойных систем [33]

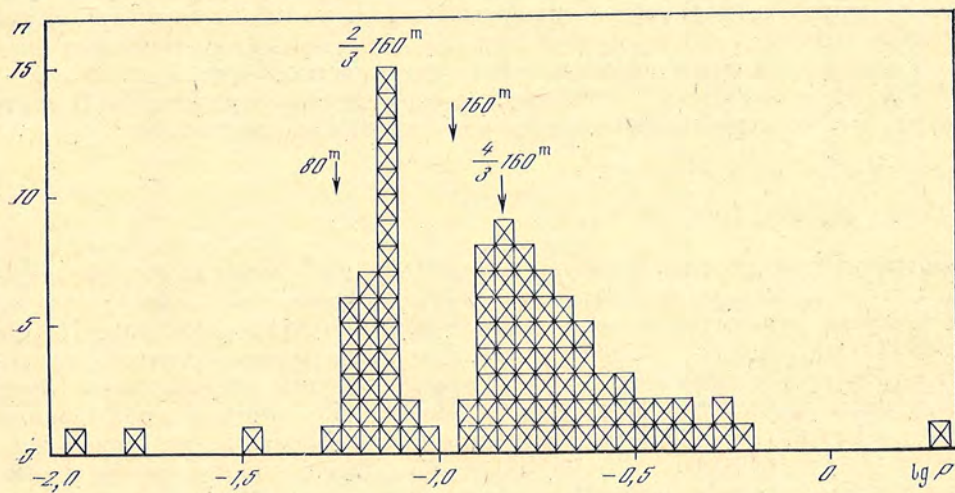


Рис. 9. Распределение катаклизмических двойных систем ($N = 97$)

стем по отношению к частоте $(160^m)^{-1}$. Это подтверждается также характером самого распределения числа КД по периоду вращения.

На рис. 9 приведено указанное распределение, построенное нами в обычной форме представления таких данных (см., например, [32], где приводится аналогичное распределение) в виде функции $\lg P$. Полученное для 97 КД-систем распределение (рис. 9) демонстрирует известный и весьма примечательный факт отсутствия систем с периодами в диапазоне от ~ 2 до $\sim 3^h$, так называемый «провал» в распределении периодов КД-систем, на который указывается во многих исследованиях КД и объяснению которого посвящен ряд теоретических работ (см., например, [31, 32, 34, 35]). Были предложены и рассмотрены, в частности, следующие два механизма, которые могли бы быть ответственны за этот «провал»: а) непрерывное магнитное торможение

при наличии сильного звездного ветра от вторичного компонента; б) переменное магнитное торможение, обусловленное магнитной активностью вторичного компонента.

Сопоставляя рис. 8 и 9, видим, что «провал» в распределении периодов КД хорошо соответствует значению $P \sim 160^m$ в распределении $\Phi(f)$, который делит все объекты на две группы: 62 системы с $P > 160^m$ и 35 систем с $P < 160^m$. Максимумы $\Phi(f)$ на рис. 8, очевидно, являются следствием концентрации числа объектов с периодами вращения около значений $(2/3) 160^m$ и $(4/3) 160^m$, явно выраженных также на рис. 9. К этому добавим, что граница распределения в области малых периодов, как это ранее отмечено, например, Риттером [32] (см. также рис. 9), соответствует $P \sim 80^m$; это значение тоже оказывается кратным 160^m .

7. О попытках обнаружения гравитационной волны

Детектирование ГВ — одно из самых многообещающих и важных направлений в изучении тяготения и в астрофизике. Важным и, по-видимому, одним из наиболее эффективных методов детектирования гравитационных волн является слежение за движением удаленного межпланетного космического аппарата с непрерывной регистрацией эффекта Доплера.

В 1983 г. под влиянием дискуссии о природе 160-минутных колебаний Солнца и о гипотетических ГВ от Геминги Андерсон и др. [12] выполнили анализ доплеровских измерений радиосигнала от станции «Пионер-10», относящихся к интервалу 14.11—08.12 1981 г. Получен следующий верхний предел для безразмерной амплитуды синусоидального, с периодом 160^m , компонента тензора гравитационных напряжений: $h \lesssim 3,3 \cdot 10^{-14}$, что для направления на Гемингу приводит к пределу $h \lesssim 2 \cdot 10^{-14}$.

В целях более детального анализа авторы [12] рассмотрели часть данных 1981 г., общей длительностью измерений 3,74 сут, как единую временную последовательность доплеровского сигнала $\Delta f/f$ и методом наименьших квадратов определили фурье-коэффициенты гармонической кривой $A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t)$ с периодом $159^m 96$ (гипотетический период излучения Геминги [10]; отличие от периода $160^m 01$ в данном случае несущественно)

$$A = (-1,47 \pm 1,16) \cdot 10^{-14}, \quad (12)$$

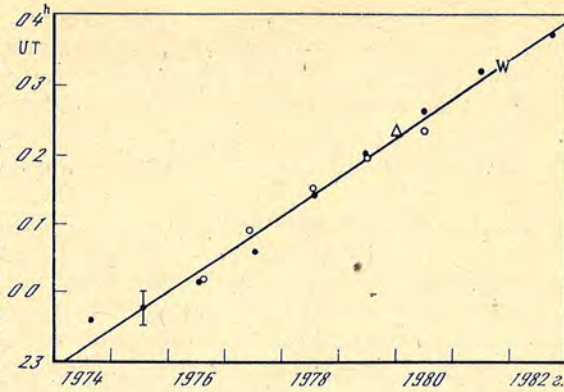
$$B = (-1,50 \pm 1,16) \cdot 10^{-14}$$

и амплитуду синусоиды, равную $(2,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-14}$. Учитывая, что нуль-пункт отсчета времени при обработке соответствовал $01^h 25^m 7$ 26.11 1981 г., для момента максимума относительного доплеровского смещения $\Delta f/f$ на основе (12) находим $t_0 = 03^h 06^m \pm 14^m$. Это очень близко к моменту максимального доплеровского смещения (в «синюю» сторону) спектральной линии центральной части фотосферы, определенному по 9-летним наблюдениям Солнца в Крыму [6, 30]. В соответствии с рис. 10 находим этот момент для периода $P_{\odot} = 160^m 0101$: UT $03^h 18^m \pm 3^m$. Далее, приняв во внимание время распространения света от Солнца до Земли $\Delta t \sim 8^m$, получаем для радиосигнала $t_0 + \Delta t \sim 03^h 14^m (\pm 14^m)$, что с точностью до 4^m (достоверность $\sim 95\%$) совпадает с «фазой» солнечных 160-минутных осцилляций. Достоверность совпадения, однако, зависит от того, с какой степенью надежности мы можем на основе физических соображений утверждать, что два ряда доплеровских измерений должны быть синфазны, и правильно ли учитывать задержку Δt . Для более уверенных заключений, безусловно, необходим анализ более длительных доплеровских измерений радиосигнала, принимаемого от межпланетной станции.

В качестве некоторой предельной оценки для возможной амплитуды изменения гравитационных напряжений с периодом 160^m примем результат Андерсона и др. [12]: $h \lesssim 3,3 \cdot 10^{-14}$. Эта величина не должна противоречить другому, независимому пределу для плотности гравитационного излучения неземного происхождения, вытекающему из наблюдательных данных о скорости расширения Вселенной. Учитывая, что средняя плотность вещества

Рис. 10. Фазовая диаграмма 160-минутных колебаний Солнца, показывающая мировое время максимальной скорости (расширения) фотосферы в 1974—1982 гг.

Прямая линия — прогрессивный ход фазы волны, рассчитанный для периода $160^m,0000$ по наблюдениям солнечных колебаний в Крыму (темные кружки) [30], в Станфорде (светлые) [4] и на Южном полюсе Земли (треугольник) [36]. Наклон прямой линии ной регрессии дает для истинного периода колебаний значение $160^m,0101 \pm 0^m,0007$. Буквой W обозначен момент максимального доплеровского смещения $\Delta f/f$ по измерениям радиосигнала станции «Пионер-10» в 1981 г. согласно [12] (см. текст). Вертикальная черточка — типичная ошибка в определении фазы максимума



Вселенной $\rho \sim 10^{-28}$ г/см³, для потока энергии гравитационных волн имеем следующее ограничение [21]:

$$F = \varepsilon c < \rho c^3 \sim 3 \cdot 10^3 \text{ (эрг/см}^2 \cdot \text{с)}, \quad (13)$$

где ε — плотность потока энергии гравитационных волн.

С другой стороны, для потока энергии волн согласно общей теории относительности имеем [21]

$$F = \frac{c^3}{16\pi G} \langle \dot{h}_+^2 + \dot{h}_\times^2 \rangle, \quad (14)$$

где G — постоянная тяготения; \dot{h}_+ и \dot{h}_\times — производные по времени от мгновенных амплитуд волны в двух взаимно ортогональных направлениях поляризации h_+ и h_\times ; оператор $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по нескольким длинам волн. Поскольку $\langle \dot{h}_{+, \times}^2 \rangle \lesssim 2\pi^2 h^2 / P_0^2 \lesssim 2,3 \cdot 10^{-34}$ (с⁻²), на основе (14) получаем $F \lesssim 2 \cdot 10^3$ (эрг/см²·с), что не противоречит требованию (13).

8. Обсуждение результатов

В контексте исследуемой проблемы «Солнце — период 160^m — гравитационные волны» — двойные звезды нами рассматриваются не как источники, а как *детекторы* гравитационных волн. С этой целью анализируются частоты вращений всех тесных двойных звезд, содержащихся в наиболее полных каталогах [25—28], по существу, мы рассматриваем всю *Галактику* как *детектор* гипотетической гравитационной волны, имеющей период $\sim 160^m$.

Анализ распределения тесных двойных систем показывает, что на частотах, кратных $(320^m)^{-1}$, имеет место в среднем статистически значимый $(A/\sigma = 3,5)$ дефицит числа объектов. В то же время на частотах, кратных $(160^m)^{-1}$, наблюдается, наоборот, некоторый избыток $(A/\sigma = 2,5)$ числа двойных систем; этот избыток, наблюдающийся на частотах $\sim (2Z + 1)P_0$, где Z — целое число, обусловлен преимущественной *нечетной* соизмеримостью периодов P_i с периодом 160^m (см. рис. 1 и 6). Исходя из гипотезы о связи 160-минутных глобальных осцилляций Солнца с монохроматической гравитационной волной внешнего по отношению к Солнечной системе происхождения [8,37], мы вводим также в рассмотрение *характеристическую* функцию распределения $F_1(f)$ (см. п. 3 и выражение (5)). В анализируемом диапазоне частот 40—150 мкГц (по периоду от 111 до 417^m) эта функция имеет только один значимый максимум; он имеет амплитуду $4,1 \sigma$ и отвечает периоду $159^m 9 \pm \pm 0^m 5$. Уточненное значение периода равно $160^m 0 \pm 0^m 1$, что в пределах ошибок совпадает с периодом глобальных осцилляций Солнца $P_\odot = 160^m 0101 \pm 0^m 0007$ (частота $f_0 = 104,1601 \pm 0,0005$ мкГц) [6,30].

Анализ распределения так называемых катаклизмических двойных систем (число объектов $N = 97$) приводит также к выводу, что период 160^m является характерным периодом этого распределения (см. рис. 9). Указывается, что известный «провал» в распределении названных систем, а именно,

отсутствие систем с периодами орбитального вращения в интервале от ~ 2 до ~ 3 ч, неслучайно, по-видимому, совпадает с периодом 160^m . Создается впечатление (рис. 9), что весь ансамбль катаклизмических двойных систем как бы «настроен в резонанс» с частотой $(160^m)^{-1}$.

Значимость результатов (см. рис. 6,7) достаточно высока, чтобы обсуждать их физический смысл и сделать некоторые предварительные заключения.

Объединяя все перечисленные выше факты, получаем некоторые аргументы в пользу существования, по крайней мере в пределах Галактики, монохроматического гравитационного излучения с частотой $f_0 = 104,160$ мкГц. О справедливости такого утверждения говорит тот факт, что для совокупности двойных звезд ($N \sim 4000$) основной эффект при нашем анализе проявляется на *половинной* частоте $f_0/2$, что как раз следует из гипотезы ГВ и ее предполагаемого воздействия на двойные системы (подробнее см. п. 1). Если эта волна существует, то она, взаимодействуя с Солнцем, может привести к резонансному возбуждению, например, отдельных g -мод собственных колебаний Солнца, что за достаточно большой промежуток времени должно в принципе усилить амплитуду солнечных колебаний на частоте $\sim (160^m)^{-1}$. Ожидаемые большие механические числа Q ($\gtrsim 10^9$ для некоторых нормальных мод колебаний) и значительная масса делает Солнце, по-видимому, возможным детектором таких гравитационных волн.

Источник 160-минутной ГВ неизвестен. Возможно, что волна имеет *реликтовый* характер, т. е. существует на протяжении времени, сравнимом не только со временем жизни и эволюции двойных звездных систем ($\sim 10^6$ — 10^9 лет), но и с временем жизни Галактики в целом. В связи с этим уместно заметить, что гипотеза о возможном реликтовом (т. е. существовавшем на начальных стадиях эволюции Вселенной) гравитационном (немонохроматическом) излучении высказывалась и обсуждалась уже многими авторами (см., например, [21, 23, 38]). О пределах, накладываемых на возможный гравитационно-волновой фон наблюдениями солнечных осцилляций, см. [39].

Другая возможность — излучение гравитационных волн ядром Галактики, где, по воззрениям некоторой части астрофизиков [40], может находиться массивная, с массой $\sim 3 \cdot 10^6 M_\odot$, черная дыра. Последняя, будучи, например, асимметричной или двойной, может вращаться с периодом, кратным 160^m , или испытывать сферически-несимметричные пульсации, излучая при этом гравитационные волны. Эту идею подкрепляют данные о гамма-излучении галактического ядра, свидетельствующие о наличии там компактного источника размером не более нескольких световых дней. (По данным радионаблюдений, в ядре Галактики находится источник размером не более 10 а.е. в поперечнике. Интересно [40] также отметить, что радиоизлучение центра западного компонента радиоисточника Стрелец А, отождествляемого с галактическим центром, изменяется с периодом порядка часа.)

Однако к предположению о существовании черной дыры в центре Галактики надо подходить с осторожностью. Многие астрофизики указывают на наблюдаемые явления, которые противоречат этой модели и лучше удовлетворяют более традиционным представлениям об интенсивном звездообразовании в галактическом ядре.

Заслуживает внимания также точка зрения, согласно которой 160-минутное гравитационное излучение может иметь реликтовую (*космологическую*) природу. Такой вывод не противоречил бы современным представлениям о диапазоне возможных гравитационных волн космического происхождения. Например, Пресс и Торн [21] следующим образом классифицируют ГВ предельно низких и сверхнизких частот (табл. 3). Наша частота $(160^m)^{-1} \sim 10^{-4}$ Гц находится на границе между двумя указанными диапазонами.

Поскольку эффект межзвездной гравитационной волны проявляется в системе двойных звезд Галактики с достаточно высокой статистической значимостью ($\sim 4,1 \sigma$), необходимо допустить, что здесь мы имеем дело с результатом действия «долгоживущей» когерентной на протяжении $\gtrsim 10^8$ — 10^9 лет волной, или, другими словами, с монохроматическим гравитационным излучением, имеющим частоту 104,160 мкГц. И далее как разумное обобщение

Таблица 3

Диапазон	Период, с	Длина волны, а. е.	Типичные источники
Предельно низкие частоты	10^7-10^4	$2 \cdot 10^4-20$	Космологические (?); взрывы в квазарах и ядрах галактик; двойные звезды
Сверхнизкие частоты	10^4-10	$20-0,02$	Двойные с коротким периодом; гигантские «черные дыры» ($10^5-10^8 M_{\odot}$)

ние полученных здесь результатов может следовать предположение о возможном космологическом происхождении такого гравитационного излучения.

В заключение автор выражает глубокую признательность А. Б. Северному за обсуждение работы и ценные замечания, а также благодарит за стимулирующие и плодотворные дискуссии Л. С. Левицкого, Н. С. Нестерова (КАО АН СССР), И. Ф. Никулина (ГАИШ, МГУ), Ф. Деляша (Университет Ниццы, Франция), С. Кучми, Ж.-К. Пекера (Институт астрофизики, Франция), Ф. Шеррера (Станфордский университет, США), Г. А. Хилла (Университет Аризоны, США), П. Хоинга (Лаборатория космических исследований в Утрехте, Нидерланды). Автор признателен также П. П. Доброправину, внимательно прочитавшему рукопись и сделавшему ряд полезных замечаний.

6 ноября 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— *Nature*, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. *Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B.* Observation of free oscillations of the Sun.— *Nature*, 1976, vol. 259, p. 92—95.
3. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 3—71.
4. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.* Structure of the solar oscillations with period near 160 minutes.— *Solar Phys.*, 1983, vol. 82, p. 37—42.
5. *Вандакуров Ю. В.* О природе 160-минутных солнечных колебаний.— *Астрон. цирк.*, 1981, № 1173, с. 1—2.
6. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Power spectrum of long-period solar oscillations and 160-min pulsations during 1974—82.— *Nature*, 1984, vol. 307, p. 247—249.
7. *Guenther D. B., Demarque P.* Resonant three-wave interactions of solar *g*-modes.— *Astrophys. J.*, 1984, vol. 277, p. L17—L19.
8. *Котов В. А., Кучми С.* Период 160 минут в Солнечной системе: пульсация Солнца и собственное вращение планет и астероидов. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 70.
9. *Gough D.* Our first inferences from helioseismology.— *Phys. Bull.*, 1983, vol. 34, p. 502—507.
10. *Delache P.* Y a-t-il une relation entre Geminga et l'oscillation solaire a 160 minutes?— *J. Astron. Franc.*, 1983, vol. 19, p. 13.
11. *Walgate R.* Gravitational waves on Sun? — *Nature*, 1983, vol. 305, p. 665.
12. *Anderson J. D., Armstrong J. W., Estabrook F. B.* et al. Pioneer 10 search for gravitational waves — no evidence for coherent radiation from Geminga.— *Nature*, 1984, vol. 308, p. 158—160.
13. *Fabian A. C., Gough D. O.* Geminga and the 160-min solar oscillation.— *Nature*, 1984, vol. 308, p. 160—162.
14. *Bonazzola S., Carter B., Heyvaerts J., Lasota J. P.* Resonant reception in the Solar system of gravitational waves from external sources.— *Nature*, 1984, vol. 308, p. 163—164.
15. *Kuhn J. R., Boughn S. P.* Gravitational wave excitation of the 160-min solar oscillation? — *Nature*, 1984, vol. 308, p. 164—165.
16. *Carroll B. W., McDermott P. N., Shore S. N., Wendell C. E.* The Sun as a detector of gravitational waves.— *Nature*, 1984, vol. 308, p. 165—166.
17. *Косовичев А. Г.* О возможности возбуждения 160-минутных пульсаций Солнца гравитационными волнами.— *Письма в Астрон. журн.*, 1984, т. 10, с. 457—464.
18. *Сажин М. В.* Геминга и пульсации Солнца.— *Земля и Вселенная*, 1984, № 3, с. 67—68.
19. *Dean A. J.* Geminga — the source that is not there.— *Nature*, 1984, vol. 308, p. 113—114.

20. *Bignami G. F., Caraveo P. A., Paul J. A.* Evidence for an increasing 59-s period in the X-ray emission from Geminga.— *Nature*, 1984, vol. 310, p. 464—469.
21. *Пресс У., Торн К.* Гравитационно-волновая астрономия.— *УФН*, 1973, т. 110, с. 569—606.
22. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Релятивистская астрофизика. М.: Наука, 1967. 654 с.
23. *Брагинский В. Б.* Гравитационное излучение и перспективы его экспериментального обнаружения.— *УФН*, 1965, т. 86, с. 433—446.
24. *Мироновский В. Н.* Гравитационное излучение двойных звезд.— *Астрон. журн.*, 1965, т. 42, с. 977—980.
25. *Кукаркин Б. В., Холопов П. Н., Ефремов Ю. Н.* и др. Общий каталог переменных звезд. М.: Наука, 1969, т. 1. 474 с.; 1970, т. 2. 629 с.
26. *Batten A. H., Fletcher J. M., Mann P. J.* Seventh catalogue of the orbital elements of spectroscopic binary systems.— *Publ. Dominion Astrophys. Obs.*, 1978, vol. 15, N 5, p. 121—295.
27. *Braniewicz H. K., Dworak T. Z.* A catalogue of parameters for eclipsing binaries.— *Acta Astron.*, 1980, vol. 30, p. 501—524.
28. *Ророва М., Крайчева З.* Catalogue of eclipsing and spectroscopic binary stars in the regions of open clusters.— *Астрофиз. исслед.*, 1984, т. 18, с. 64—88.
29. *Баттен А.* Двойные и кратные звезды. М.: Мир, 1976. 323 с.
30. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* 160-minute and other long-period oscillations of the Sun: Analysis and interpretation of 9-year observations.— *Mem. Soc. Astron. It.*, 1984, vol. 55, p. 117—122.
31. *Verbunt F.* Mass transfer and the period gap of cataclysmic variables.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1984, vol. 209, p. 227—240.
32. *Ritter H.* Secular evolution of cataclysmic binaries.— *Mitt. Astron. Ges.*, 1983, N 60, S. 159—174.
33. *Ritter H.* Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (third edition).— *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 1984, vol. 57, p. 385—418.
34. *Tutukov A. V., Yungelson L. R.* On the influence of emission of gravitational waves on the evolution of low-mass close binary stars.— *Acta Astron.*, 1979, vol. 29, p. 665—680.
35. *Spruit H. C., Ritter H.* Stellar activity and the period gap in cataclysmic variables.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, vol. 124, p. 267—272.
36. *Fossat E.* Solar and stellar oscillations.— In: *Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems*. Dordrecht: D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 75—98.
37. *Котов В. А., Кучми С.* О возможной связи закона планетных расстояний с явлением 160-минутной пульсации Солнца.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1985, т. 72, с. 199—208.
38. *Вебер Дж.* Гравитационные волны.— В кн.: *Гравитация и относительность*. М.: Мир, 1965, с. 179—201.
39. *Boughn S. P., Kuhn J. R.* Limits on a stochastic gravitational wave background from observations of terrestrial and solar oscillations: Princeton Univ., preprint, 1984. 24 p.
40. Что известно о центре Галактики?— *БИНТИ*, 1984, № 35, с. 31—38.

УДК 523.98

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В ГРУППЕ ПЯТЕН

С. И. Гопасюк, Л. Ф. Лазарева

Изучалась роль поля фотосферных скоростей активной области в появлении вспышек. Наблюдения лучевых скоростей одновременно с продольной составляющей магнитного поля в активной области, проходившей через центральный меридиан 12.06 1963 (2^h30^m UT), были проведены по линии λ 5250,2 Å Fe I с помощью магнитографа Башенного солнечного телескопа.

Подтверждены ранее полученные результаты о том, что вспышечная активность в группе коррелирует со скоростью вращения пятна. Вспышки имеют тенденцию появляться на нулевой линии лучевых скоростей. Показано, что появлению вспышки предшествует усиление встречных потоков газа по обе стороны от этой нулевой линии.

VELOCITY FIELD AND FLARE ACTIVITY IN A SUNSPOT GROUP, by *S. I. Gopasyuk, L. F. Lazareva*.— The effect of photosphere velocity field of the active region on the flare appearance has been studied. Simultaneous observations of the radial velocities and a longitudinal component of the magnetic field in the active region CMP on 12 June 1963 (2^h30^m UT) were carried out in λ 5250,2 Å Fe I-line using the Solar magnetograph of the Grimean Astrophysical Observatory.

Previously found correlation between flare activity in a sunspot group and a sunspot rotation as well as the tendency of flares to appear along the zero line of radial velocities have been confirmed. It has been found, that radial velocities and gas fluxes increase at both sides of this zero line prior to the flare appearance.

Связь вспышечной активности с вращением пятна в группе была выявлена довольно давно [1]. Недавно эти результаты были подтверждены по наблюдениям другой активной области [2]. В обоих случаях вращение пятна определялось по фотогелиограммам. Несмотря на то что было установлено качественное соответствие между скоростью вращения пятна, найденной по фотогелиограммам и по лучевым скоростям, тем не менее в количественном отношении это различие велико: скорость вращения газа в пятне примерно на порядок выше, чем скорость вращения пятна, определяемая по фотогелиограммам [3].

Из наблюдений А. Б. Северного [4, 5] следует, что вспышки стремятся появиться в тех местах активной области, где имеются сильные вращения вектора поперечного магнитного поля и скрещения полей разных направлений, главным образом поперечных. В таких местах электрические токи максимальные и нередко достигают величины 10^4 А/км².

Вращение пятна приводит к закручиванию его магнитного поля, а следовательно, к появлению и усилению электрических токов [1, 6].

Наиболее надежные сведения о вращении пятен могут быть получены на основании данных наблюдений лучевых скоростей группы. Ниже мы изучаем проявление вспышечной активности в поле фотосферных скоростей группы. С этой целью были отобраны данные наблюдений активной области № 64 (по бюллетеню «Солнечные данные»). Она находилась в северном полушарии, и центр ее пересекал центральный меридиан в начале суток ($2^{\text{h}}30^{\text{m}}$ UT) 12.06 1963 г. Данные наблюдений включают магнитные поля, лучевые скорости и фотогелиограммы, снятые в Крымской астрофизической обсерватории, на Уссурийской станции Службы Солнца и в Шемахинской астрофизической обсерватории.

На основании фотогелиограмм эта группа пятен зародилась на восточном лимбе и 08.06 ($\sin \theta \approx 0,83$) состояла из мелких пор обеих полярностей. К следующему дню ее площадь возросла примерно в 5 раз и площадь пятен составила 265 м.д.п. Почти всю площадь группы занимали два основных пятна — головное N- и хвостовое S-полярности, между которыми наблюдалось несколько пор. К 10.06 число пор внутри группы резко увеличилось (примерно в 3 раза) и группа приняла вид эллипса с головным и хвостовым пятнами, расположенными на большой оси. К концу суток 10.06 наметилась тенденция к образованию внутри группы пятен хвостовой S-полярности. Группа достигла максимального развития 12.06. Площадь ее пятен составляла 940 м.д.п., а наибольшего пятна (головного) 416 м.д.п. На следующий день площадь головного пятна уменьшилась, но к 14.06 она снова увеличилась до 551 м.д.п. В то же время хвостовое пятно по площади продолжало уменьшаться, и 16.06 группа стала униполярной. Вся эволюция группы прошла на видимой стороне Солнца.

Наблюдения лучевых скоростей одновременно с продольной составляющей магнитного поля были выполнены с 08 по 16.06 в линии $\lambda 5250,2 \text{ \AA}$ Fe I на магнитографе БСТ КАО АН СССР [7]. Сканирование изображения Солнца проводилось вдоль суточной параллели со скоростью $2''$ в секунду времени при расстоянии между центрами соседних разрезов, равном $6'',5$. Ширина и высота щели спектрографа были взяты соответственно $2,7$ и $4'',5$. Щели фотометра выделяли спектральный участок в крыле линии шириной 55 m\AA при центре щели, отстоящем от центра линии на расстояние 63 m\AA . 08.06 была получена одна серия записей; 09 и 10.06 — по две серии, 11.06 — четыре серии и 12.06 — одна; 14.06 — две серии; 15 и 16.06 — по одной серии. К сожалению, 13.06 наблюдений не было.

Калибровка лучевых скоростей была выполнена по записям сигнала на восточном и западном краях солнечного диска. Нуль-пункт локальных лучевых скоростей определялся с точностью ± 80 м/с по методу, предложенному

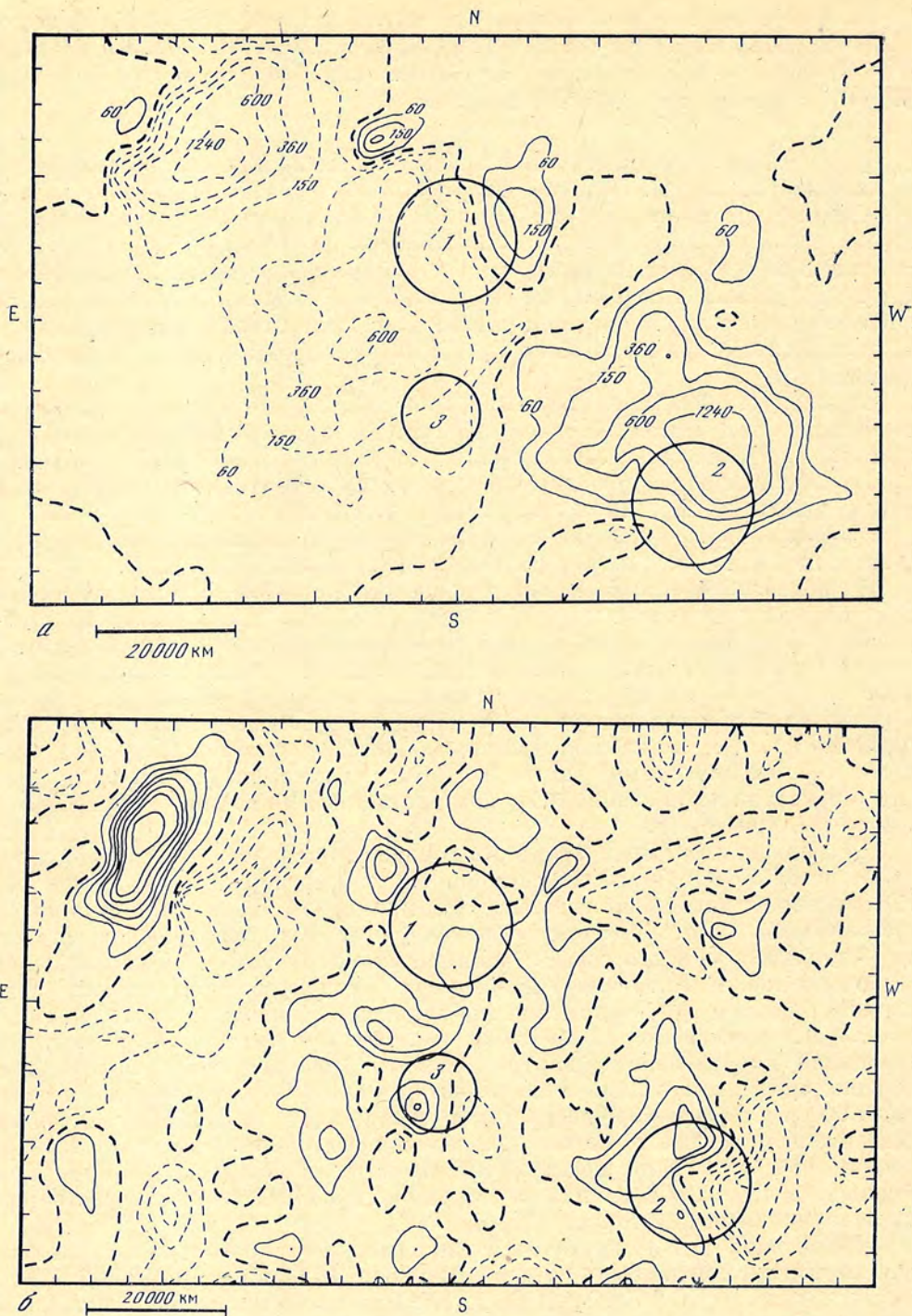
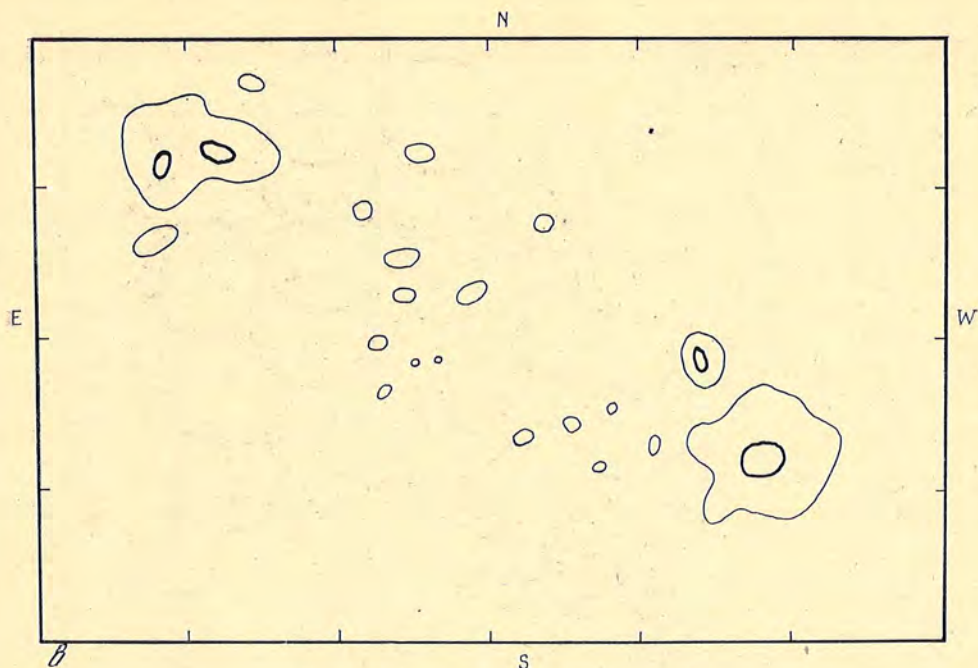


Рис. 1. Структура продольного магнитного поля (а), поля фотосферных лучевых скоростей (б) и эскиз (в) группы пятен 10.06 1963 г. 6^h50^m—7^h15^mUT

а — у изолиний указана напряженность в гауссах, сплошными — N- и штриховыми — S-полярности; б — изолинии проведены через 160 м/с и т. д., сплошными — в местах движений газа от наблюдателя, штриховыми — к наблюдателю; в — границы тени пятен выделены жирными линиями, границы полутень — фотосфера — тонкими

ранее [8]. Калибровка магнитного поля осуществлялась с помощью эмпирической кривой, приведенной А. Б. Северным [9].

На основании этих данных были построены карты лучевых скоростей



и продольного магнитного поля. По фотогелиограммам были сделаны эскизы группы. Данные о вспышках (балл, координаты, время) взяты из [10]. Координаты вспышек с помощью зарисовок группы были пересчитаны на момент получения карт магнитного поля и лучевых скоростей. Карты продольного магнитного поля, лучевой скорости и эскиза группы 10 и 12.06 приведены соответственно на рис. 1 и 2. Все вспышки, происшедшие в течение данного дня, нанесены на картах магнитного поля и поля скоростей кружками. Размер кружка соответствует величине ошибки определения координат и нанесения их на карты. Цифры в кружках обозначают номера вспышек в последовательности их появления в течение дня. В течение всех дней наблюдений структура магнитного поля активной области была простой — биполярной (рис. 1, 2). Несмотря на то что лидирующее и хвостовое пятна в группе были в одинаковой мере развитыми, вспышечная активность в первые дни была сосредоточена в головной и центральной частях группы (рис. 1). Со временем вспышечная активность распространилась и на хвостовую часть ее (рис. 2). Всего в активной области произошла 71 вспышка. За исключением двух, балла 2 (12 и 16.06), это вспышки балла 1. Относительное распределение вспышек по дням показано на рис. 3.

Непосредственно по картам поля лучевых скоростей было видно, что газ в пятне-лидере вращался. Используя методику, разработанную в [11], мы определили по каждой из карт азимутальную — вращательную составляющую скорости газа в пятне. Распределение скорости вращения газа в пятне весьма неоднородно: сначала скорость увеличивается с удалением от центра пятна. Достигнув наибольшего значения на некотором расстоянии от центра пятна, она уменьшается с приближением к границе полутень — фотосфера. Анализ этих данных показал, что азимутальная составляющая в первом приближении увеличивалась линейно с удалением от центра пятна вплоть до расстояния $r \approx 10^9$ см. По величине этой скорости мы вычислили угловую скорость вращения газа в центральной части пятна как твердотельной. Значения скоростей, вычисленные по картам за данный день, различались мало. Поэтому в те дни, когда было по несколько серий измерений поля скоростей, мы взяли среднее значение. Изменение ото дня ко дню угловой скорости вращения центральной части пятна лидера как твердотель-

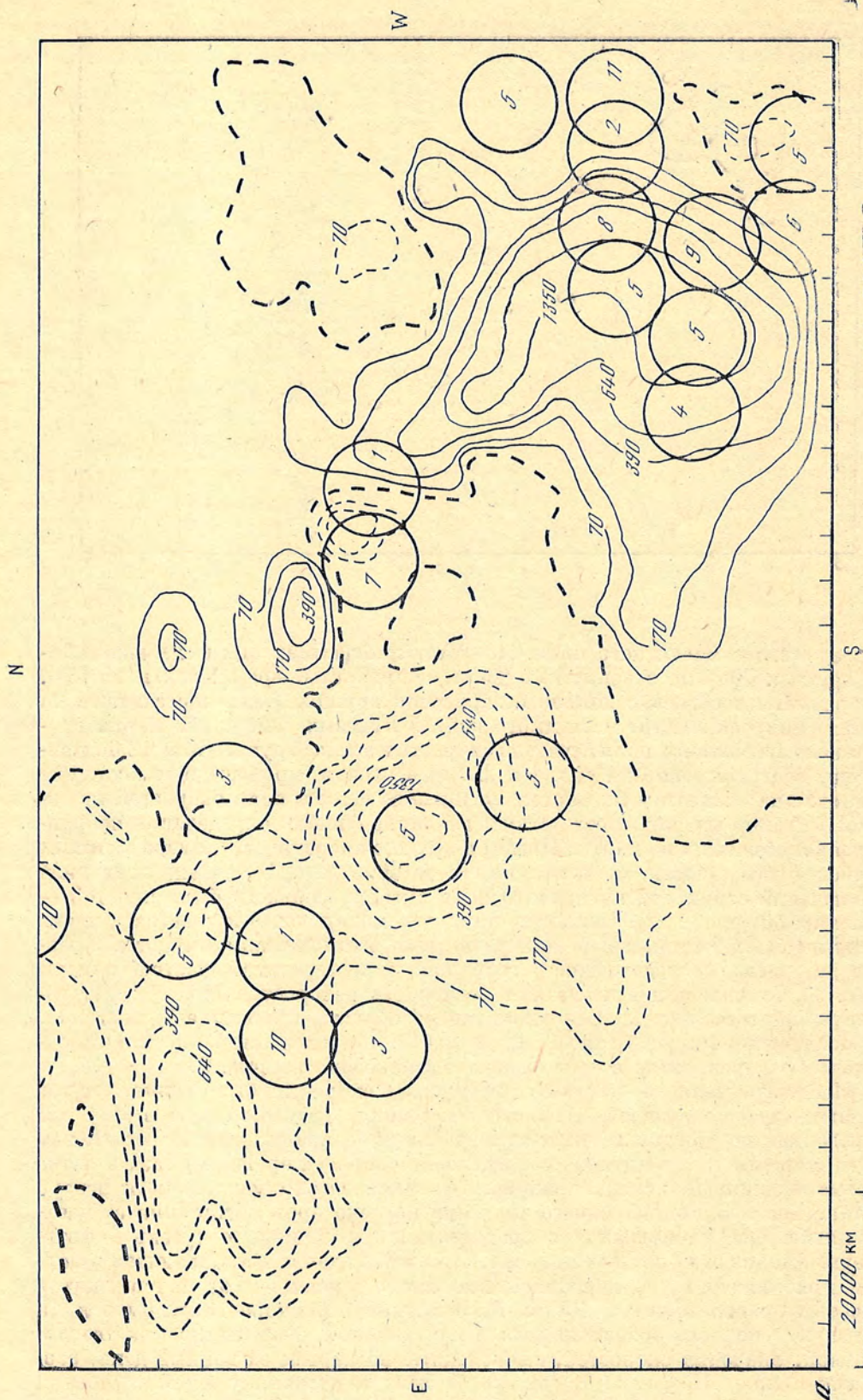
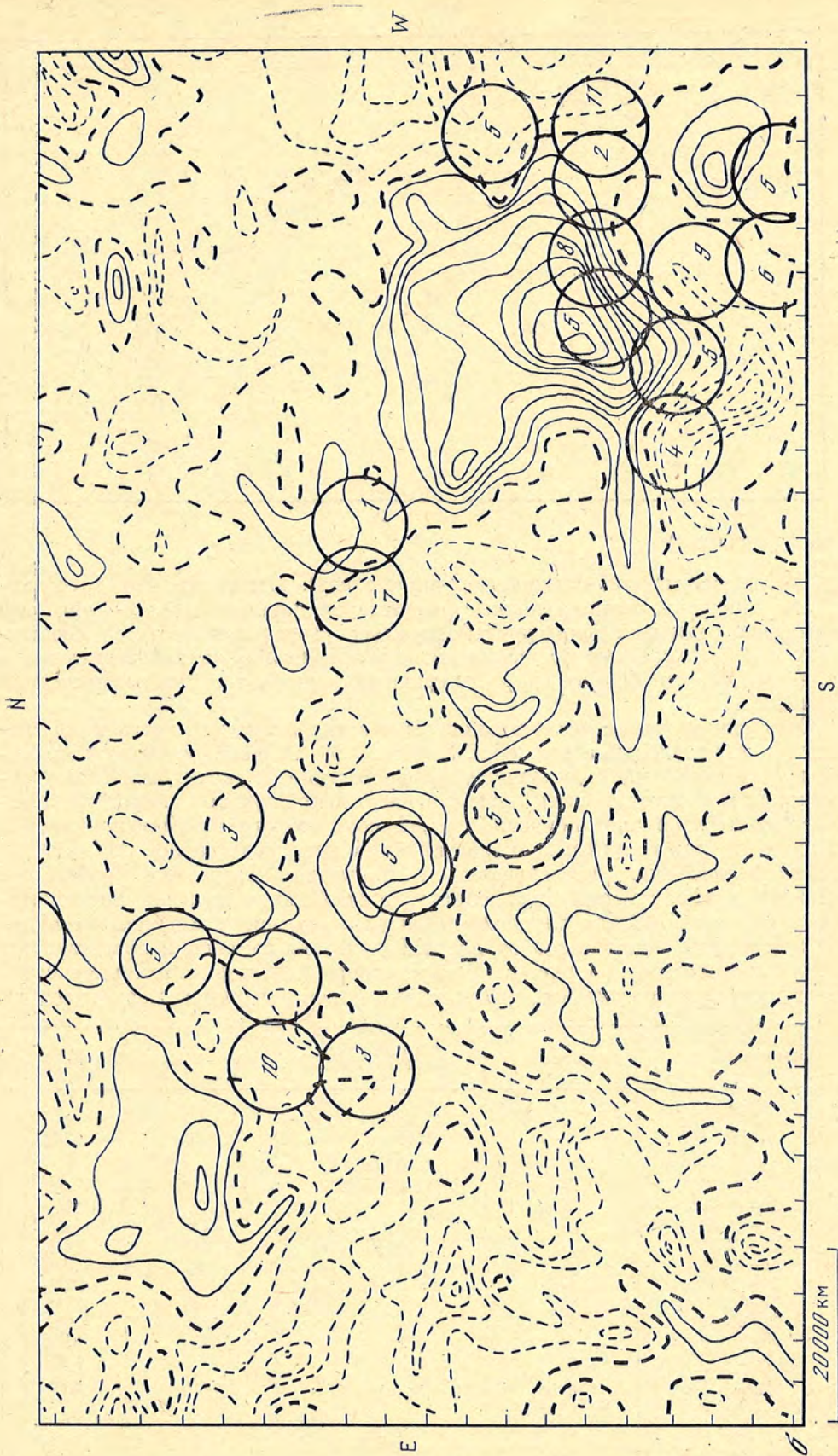


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для группы пятен 12.06 5^h45^m — 6^h45^mUT



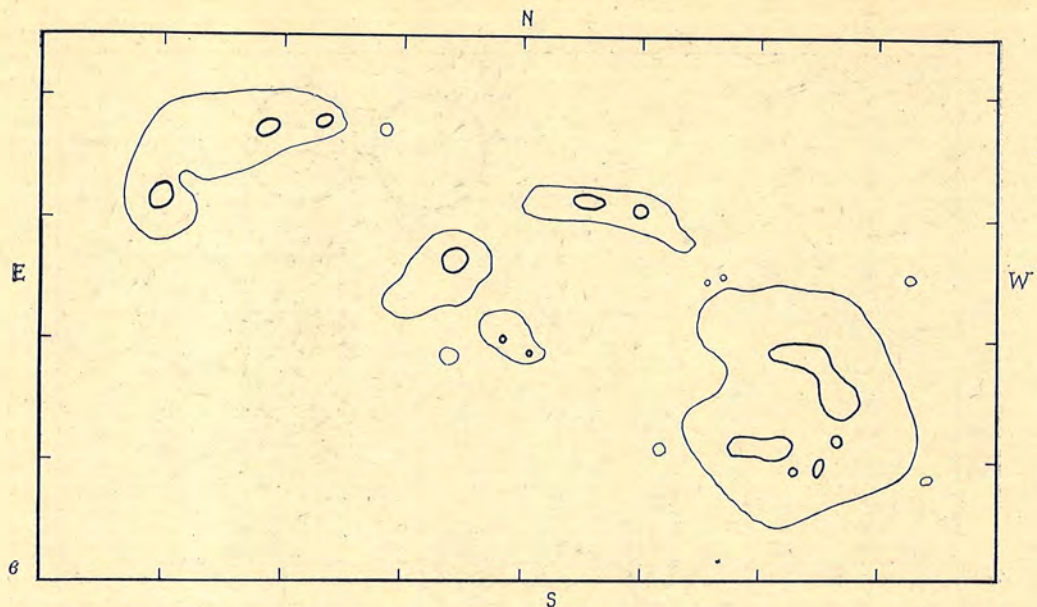


Рис. 2 (окончание)

ной приведено на рис. 3 (шкала ординат слева). Мы видим, что, хотя данные по вращению пятна неполные (отсутствуют данные за 13.06 — наиболее вспышечно активный день группы), довольно уверенно выявляется соответствие между скоростью вращения пятна и вспышечной активностью в группе, а именно: чем больше скорость вращения пятна, тем выше вспышечная активность.

Следующим этапом исследований было определение на картах поля скоростей места реализации вспышки. Для этого же на каждую карту поля лучевых скоростей данного дня наносились положения только тех вспышек, которые появились в тот же день, но после наблюдений лучевых скоростей. Просмотр этих материалов показал, что вспышки имеют тенденцию появляться на нулевой линии лучевых скоростей или в непосредственной близости от нее. Для детального исследования мы по картам определили кратчайшее расстояние между местом появления узла вспышки и нулевой линией лучевых скоростей. В тех случаях, когда узел вспышки находился вне нулевой линии, учитывался знак скорости. Результаты измерений представлены в виде гистограммы на рис. 4. Распределение довольно симметрично относительно нуля и означает, что вспышки имеют тенденцию появляться на

Дата и время вспышки (UT); 1963 г.	Балл	Дата и время, карта 1; 1963 г.	Φ_1^+ , 10^{20} см ² /с	Φ_1^- , 10^{20} см ² /с
10.06 16 ^h 51 ^m –17 ^h 00 ^m	1–	10.06 6 ^h 50 ^m –7 ^h 15 ^m	136	792
11.06 9 ^h 41 ^m –9 ^h 43 ^m	1–	11.06 7 ^h 23 ^m –7 ^h 50 ^m	86	406
10 09–10 34	1		140	2740
11 32–11 41	1–		448	322
12 25–12 46	1–	9 40	109	837
13 51–13 56	1–		242	782
15 26–15 48	1–	12 10–12 40	58	250
18 22–18 30	1–		386	2110
20 28–20 39	1–		240	1941
23 00–23 06	1–		1194	2183
23 06–23 16	1		54	1558
12.06 8 ^h 42 ^m –18 ^h 38 ^m	Серия вспышек	14 ^h 35 ^m	1610	3077
15.06 3 ^h 41 ^m –4 ^h 14 ^m	1+	14.06 8 ^h 50 ^m	140	2829

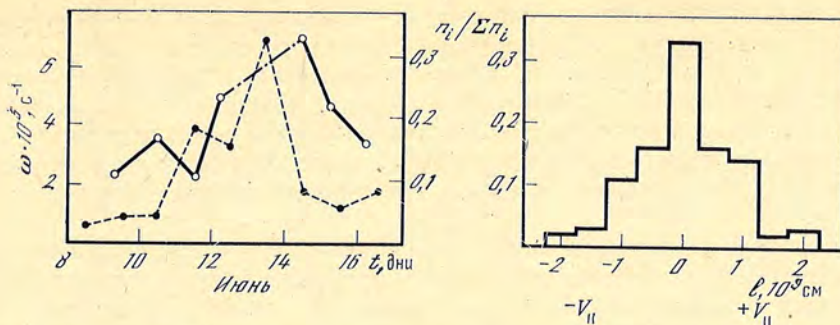


Рис. 3. Изменение со временем вспышечной активности (шкала ординат справа, точки) и угловой скорости ω вращения центральной части пятна как твердотельной (шкала ординат слева, светлые кружки)

Рис. 4. Распределение положения узлов вспышек относительно нулевой линии фото-сферных лучевых скоростей ($\Sigma n_i = 63$)

нулевой линии лучевых скоростей. Это заключение согласуется с результатами, полученными ранее А. Б. Северным [12] и М. Мартр и др. [13].

Поле лучевых скоростей по обе стороны от нулевой линии, на которой появлялась вспышка, изменялось. Появлению некоторых вспышек предшествовало получение двух карт. Это позволило установить направление изменения поля лучевых скоростей перед вспышкой по обе стороны от нулевой линии. Информация о вспышках и поле лучевых скоростей по обе стороны от того участка нулевой линии, в окрестности которого произошла вспышка, приведена в таблице. В первом столбце приводится дата и время начала и конца вспышки, во втором — балл вспышки, в третьем — дата и время получения первой карты перед вспышкой. В четвертом и пятом столбцах даны значения потоков лучевой скорости в элементах (в единицах 10^{20} см³/с), направленных к наблюдателю (Φ_1^+) и от наблюдателя (Φ_1^-), на основании измерений по первой карте. Для получения потоков вещества эти величины следует умножить на концентрацию частиц. В шестом и седьмом столбцах даны соответственно средние по площади скорости движения газа. В девятом—двенадцатом столбцах приведены такие же характеристики, но полученные на основании данных второй карты. На каждой паре карт размеры участков, по которым определялись потоки газа и средние по площади скорости, брались одинаковыми. Вспышка балла 1 11.06 23^h00^m—23^h06^m UT появилась на границе области, в которой проводились наблюдения, и поэтому для нее нет полных данных о поле лучевых скоростей. Исключая этот

V_{1+} , м/с	V_{1-} , м/с	Дата и время, карта 2; 1963 г.	Φ_{2+} , 10^{20} см ³ /с	Φ_{2-} , 10^{20} см ³ /с	V_{2+} , м/с	V_{2-} , м/с
60	169	10.06 12 ^h 35 ^m —13 ^h 10 ^m	420	1518	106	467
63	48	11.06 9 ^h 40 ^m	158	1813	75	201
62	162		858	3134	113	209
80	71		525	926	138	120
44	99	12 10—12 40	228	1005	72	149
80	120		498	1257	135	206
62	135	14 35—15 02	243	274	237	142
188	252		614	2228	292	226
66	213		272	2238	78	226
248	247		934	2358	234	210
75	222		98	1772	98	262
136	50	12.06 5 ^h 45 ^m	1682	7216	193	432
75	299	14.06 15 ^h 07 ^m —15 ^h 35 ^m	239	3174	78	366

случай, мы на основании результатов таблицы заключаем, что появлению вспышки предшествует усиление потоков встречных движений газа по обе стороны от нулевой линии, в окрестности которой произойдет вспышка.

Итак, мы видим, что вспышечная активность в группе тем выше, чем больше скорость вращения пятна. Вспышки имеют тенденцию появляться на нулевой линии лучевых скоростей и именно в тех ее участках, в окрестности которых перед появлением вспышки происходит усиление встречных потоков газа.

Анализ карт магнитного поля и поля скоростей (см. рис. 1, 2) показывает, что для некоторых вспышек увеличение встречных потоков плазмы происходит при явном движении ее поперек поля, а следовательно, и к усилению индуцированного электрического поля, а следовательно, и к усилению электрических токов. Таким образом, вспышки появляются не только в местах максимальных электрических токов [4, 5], но им также предшествует и усиление этих токов.

В заключение приносим благодарность А. Б. Северному за обсуждение работы и Н. И. Райковой за помощь в подготовке рисунков к печати.

Октябрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Гопасюк С. И.* Временные изменения структуры поперечного магнитного поля в группах пятен и оптические явления.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1965, т. 33, с. 100—110.
2. *Antalova A.* The motions of the umbras in Hale active regions 16862 and 16863.— Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1983, vol. 34, N 2, p. 96—99.
3. *Гопасюк С. И.* Некоторые особенности вращения пятен.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 64, с. 108—118.
4. *Moreton G. E., Severny A. B.* Magnetic fields and flares in the region CMP 20 September 1963.— Solar Phys., 1968, vol. 3, N 2, p. 282—297.
5. *Severny A. B.* Solar flares and magnetic fields.— In: Solar Flares and Space Research/Eds C. De Jager, Z. Svestka. Amsterdam: North-Holland Publ. comp., 1969, p. 38—60.
6. *Гопасюк С. И.* Динамика магнитного поля, электрические токи и вспышки в активных областях на Солнце.— В кн.: Проблемы физики солнечных вспышек. М.: ИЗМИРАН, 1985.
7. *Никулин П. С., Северный А. Б., Степанов В. Е.* Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 19, с. 3—19.
8. *Гопасюк С. И., Огирь М. Б., Цан Т. Т.* Некоторые особенности активных областей на Солнце во время вспышек.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1963, т. 30, с. 148—160.
9. *Северный А. Б.* Калибровка сигналов магнитного поля солнечного магнитографа.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1967, т. 36, с. 22—50.
10. *Compilations of Solar-Geophys. Data Boulder, 1963; N 72; 75.*
11. *Гопасюк С. И.* Фотосферные движения газа в одиночном пятне.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, стр. 107—121.
12. *Северный А. Б.* Некоторые особенности движения плазмы в солнечных магнитных полях.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1960, т. 24, стр. 281—292.
13. *Martres M. J., Soru-Escaut I., Rayrole J.* An attempt to associate observed photospheric motions with the magnetic field structure and flare occurrence in an active region.— In: Solar magnetic fields. Symp. N 43 / Ed. R. Howard. Dordrecht — Holland: D. Reilde Publ. comp., 1971, p. 435—442.

УДК 523.75

К ВОПРОСУ О ВРЕМЕННЫХ ГРУППИРОВКАХ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ

М. Б. Огирь

При исследовании вспышечной активности всего Солнца по H_{α} -фильмам, полученным в Крымской астрофизической обсерватории в 1980—1982 гг., обнаружено, что группировки вспышек во времени образуются такими взаимосвязанными вспышками, из которых каждая последующая возникает до окончания предыдущей, причем имеют место и одновременные вспышки.

Сопоставление H_{α} -фильмов с записью мягкого рентгеновского излучения ($\lambda 0,5—4 \text{ \AA}$) показало, что вспышечным группировкам соответствуют по времени состав-

ные рентгеновские всплески, объединяющие несколько индивидуальных всплесков. Спектральный анализ трех выбранных массивов рентгеновских наблюдений длительностью от 9 до 17 дней выявил ряд достоверных периодов от 20 до 578 мин. Периоды 20—30 мин соответствуют появлению отдельных вспышек, а периоды от 20 до 578 мин характеризуют повторяемость вспыхивающих группировок. Делается вывод о том, что в годы высокой солнечной активности вспышки на Солнце возникают не беспорядочно, а в виде отдельных последовательных импульсов—группировок.

TO THE QUESTION ON THE TIME-DEPENDENT FLARE GROUPING ON THE SUN, by *M. B. Ogir*.— The investigation of flare activity all over the Sun using the H_{α} -films obtained at the Crimean Astrophysical Observatory in 1980—1982 showed that the flare groupings on the Sun are formed by such a correlation of flares when each of the following flare appears before the end of the preceding one, but simultaneous appearance of flares is also possible.

H_{α} -films] were compared with the soft X-ray emission ($\lambda 0.5-4 \text{ \AA}$) that showed, that the flare groupings are accompanied by complex X-ray bursts overlapping some individual bursts.

Spectral analysis of three chosen samples of X-ray observations covering 9—17 days revealed the presence of some authentic periods from 20 to 578 minutes. The periods of 20—30 min correspond to the appearance of individual flares whereas the periods, from 40 to 578 min characterize the flare grouping repetition pattern.

Finally we come to a conclusion, that during the enhanced solar activity the flare appearance on the Sun is not stochastic: they appear in a form of separate successive pulse-groupings.

Ранее в [1—4] было обнаружено наличие ряда периодов в проявлении вспыхивающей активности всего Солнца. В частности, в [4] нами были найдены достоверные периоды, заключенные в интервале от 20 мин до 3 ч. Если исследовать диаграммы распределения моментов появления вспышек по времени, то нередко сразу бросается в глаза наличие скоплений вспыхивающих событий на некоторых интервалах времени по сравнению с соседними интервалами. Это было замечено нами в [4, 5]. Такие скопления вспышек назовем временными группировками.

В периоды высокой активности Солнца вспышки происходят так часто, что визуально отделить одну временную группировку от другой невозможно. В связи с этим возник вопрос о том, какие вспышки объединяются в каждую конкретную группировку и когда можно провести грань между разными группировками.

1. Наблюдательный материал и его обработка

Вспыхивающая активность всего Солнца исследовалась по H_{α} -фильмам, полученным на коронографе КГ-1 Крымской обсерватории в 1980—1982 гг. Съемка производилась по несколько (от четырех до девяти) часов в день практически непрерывно. Частота съемки в среднем была равна четырем кадрам в минуту, диаметр изображения Солнца 5 см. Всего исследован материал 104 дней наблюдений.

В [4] по материалам 1980 и 1981 г. мы определяли моменты появления всех вспышек, начиная с субвспышек, по превышению яркости на 20% относительно яркости флюктулов. Здесь для 10 дней наблюдений были определены как моменты появления всех вспышек на Солнце, так и моменты их угасания с точностью до 2 мин. Исследование полученных массивов данных показало, что вспышки на Солнце возникали не произвольным, беспорядочным образом, а создавали довольно четкие временные группировки. В этих группировках каждая последующая вспышка появлялась до окончания предыдущей, причем некоторые вспышки возникали практически одновременно. Группировки отделялись одна от другой промежутками времени в несколько минут, когда вспышек на Солнце совсем не было.

Примеры нескольких группировок вспышек можно увидеть на рис. 1, где приведены два фрагмента из фотометрической обработки фильмов. По оси ординат отложены яркости вспышек $I_{\text{всп}}$ по отношению к яркости соседней невозмущенной хромосферы $I_{\text{нев.хр.}}$. Каждая кривая дает изменение со-

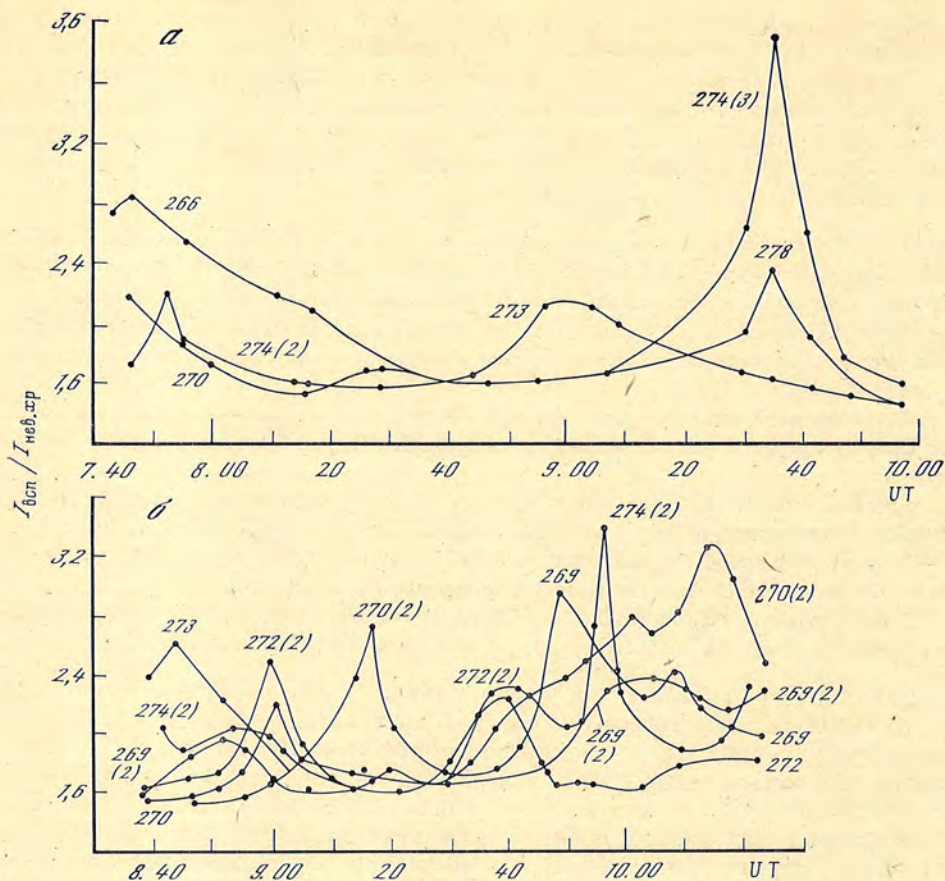


Рис. 1. Кривые яркости всех вспыхивающих очагов на Солнце для 28.05 (а) и 29.05 1980 г. (б) (см. текст)

временем яркости одного вспыхивающего очага. Номера активных областей (по бюллетеню «Солнечные данные»), где располагались эти очаги, указаны около кривых. Если в активной области загорались одновременно несколько узлов, то для удобства наносилась яркость лишь одного из них, но рядом с номером группы в скобках указано число таких узлов.

На рис. 1, а для 28.05 1980 г. в интервале наблюдений 7^h45^m — 10^h (UT) выделяются две группировки вспышек. Первая закончилась примерно в 8^h40^m, когда яркости всех очагов опустились до уровня яркости флоккулов ($I_{всп.}/I_{нев. хр} \approx 1,6$). Вторая группировка закончилась к 10^h.

На рис. 1, б для 29.05 1980 г. представлены две группировки, имевшие место в интервале наблюдений 8^h40^m—10^h25^m. Время их раздела приходится примерно на 9^h30^m. Из рисунков отчетливо видно, что в пределах группировок каждая последующая вспышка возникала до окончания предыдущей, а некоторые вспышки появлялись практически одновременно. Всего на интервалах наших наблюдений в течение 10 дней было обнаружено 40 временных группировок вспышек длительностью примерно от 40 мин до 4 ч.

Итак, в результате исследования H_{α} -фильмов установлено, что группировки состоят из взаимосвязанных вспышек, возникающих одна в процессе другой или одновременно.

2. Сравнение наблюдений в H_{α} с регистрацией мягкого рентгеновского излучения

Воспользовавшись тем известным фактом, что практически одновременно с появлением свечения в H_{α} возникает мягкое рентгеновское излучение [6], было решено сопоставить наши наблюдения с рентгеновскими данными.

Для 1980—1982 гг. имеется практически непрерывный ряд регистраций потока излучения Солнца в диапазонах длин волн 0,5—4 и 1—8 Å. Регистрация осуществлялась на американских спутниках SMS и GOES, данные опубликованы в «Solar-Geophysical Data».

Поскольку подавляющее большинство наблюдавшихся вспышечных событий были субвспышками, прежде всего надо было убедиться в том, что их можно надежно сопоставить со всплесками мягкого рентгеновского излучения. Для 34 интервалов наших наблюдений было выполнено сравнение моментов появления вспышек с моментами появления каждого индивидуального рентгеновского всплеска, длительность которых, как правило, близка к 20—30 мин. Точность такого сопоставления в основном определялась точностью снятия отсчетов с рентгеновских графиков и была равна 5 мин. На выбранных интервалах времени было зарегистрировано 378 рентгеновских всплесков и 340 вспышечных событий. Следует отметить, что если несколько вспышек возникали одновременно, то это считалось одним событием. Выполненное сопоставление показало следующее. Для 10% всплесков не оказалось соответствующих вспышек. Возможно, это объясняется тем, что не всегда можно установить наличие субвспышек в активных областях, очень близких к лимбу. Для 7% вспышечных событий не нашлось соответствия в рентгеновских всплесках. Как правило, это были очень слабые субвспышки, рентгеновское излучение от которых, по-видимому, не выделялось на фоне излучения от предыдущего события. В общем для 90% вспышечных событий было найдено соответствие в рентгеновских всплесках. Для всех отобранных интервалов наблюдений были построены графики, где по оси абсцисс откладывались моменты появления вспышек, а по оси ординат — моменты появления соответствующих всплесков (см., например, рис. 2). Все точки графиков или точно легли на прямую, проходящую под углом 45° через начало координат, или оказались очень близкими к ней. Прямые проводились методом наименьших квадратов. Чтобы удостовериться в том, что такое хорошее соответствие реально, был смоделирован случайный процесс. На каждом интервале наших наблюдений рентгеновские всплески вместо вспышек сопоставлялись с моментами, определенными по закону случайных чисел. Во-первых, во многих случаях получился очень большой разброс точек относительно прямой, а во-вторых, примерно для 40% случайных событий не оказалось соответствия в рентгеновском излучении. Один из примеров таких сопоставлений показан на рис. 3. Итак, выполненное исследование свидетельствует о неслучайности найденного хорошего соответствия между вспышечными событиями и всплесками мягкого рентгеновского излучения.

Далее было выполнено сопоставление с ходом рентгеновского излучения выделенных нами группировок вспышек. На рис. 4 приведены два примера таких сопоставлений. Здесь под кривыми рентгеновского излучения (полоса 0,5—4 Å) точками отмечены моменты появления вспышек в разных активных областях. Номера этих областей даны на оси ординат. Сплошные вертикальные линии проведены в моменты полного угасания всех вспышек в группировке. Часто группировки завершались не полным угасанием всех вспышек, а яркость какого-либо очага оставалась повышенной, так и не опустившись до уровня яркости спокойного флоккула. После таких группировок вместо сплошной проводилась штриховая вертикальная линия. Тонкой горизонтальной линией приближенно обозначен минимальный для данного интервала наблюдений уровень рентгеновского излучения.

Все построенные графики показали, что выделенным нами группировкам вспышек практически точно соответствуют по времени составные рентгеновские всплески. Составными мы называем такие всплески, которые объединяют два и более индивидуальных всплеска. Как правило, их длительность превышает 30 мин. В случае угасания всех вспышек группировки величина потока составного всплеска опускалась до фонового уровня рентгеновского излучения. Этот вывод подтверждает также фотометрическая обработка наших фильмов. На рис. 5 для двух интервалов наблюдений 26.06 1981 г. приведена кривая составного рентгеновского всплеска и фотометрическая кривая, дающая ход максимальной H_α -яркости на Солнце (A — амплитуда).

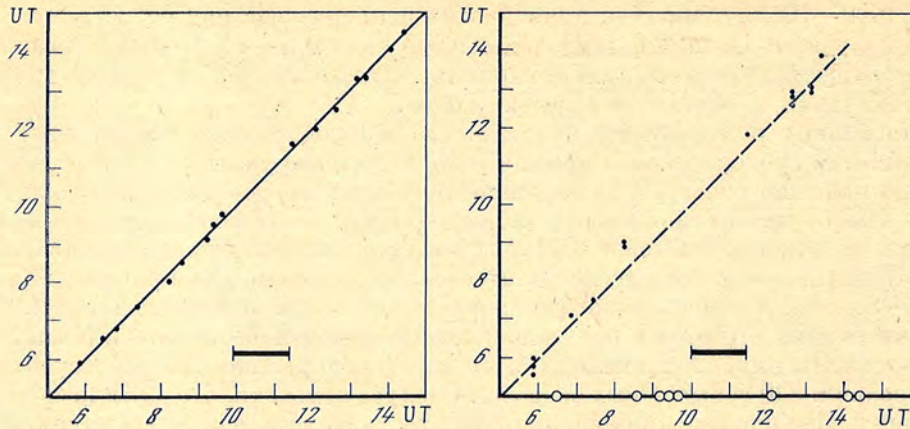


Рис. 2. Сопоставление моментов появления вспышек (ось абсцисс) и моментов появления всплесков мягкого рентгеновского излучения (ось ординат) для 25.06 1980 г.

Отрезок над осью абсцисс указывает интервал времени, когда не было наблюдений вспышек, $k = 1,004 \pm 0,012$; $b = 4^m 2 \pm 7^m 8$

Рис. 3. Сопоставление моментов появления вспышек (ось абсцисс) и моментов появления событий, определенных по закону случайных чисел (ось ординат), для (25.06 1980 г.

Кружками на оси ординат отмечены моменты вспышек, для которых не оказалось соответствия в случайных событиях. Штриховая прямая проведена под углом 45° для сравнения с рис. 2. Отрезок над осью абсцисс указывает интервал времени, когда не было наблюдений вспышек

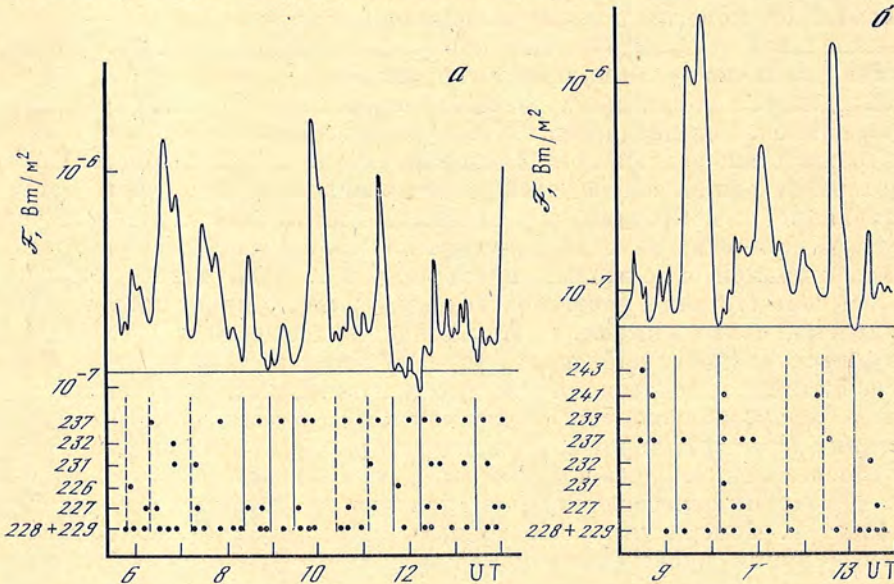


Рис. 4. Сопоставление группировок вспышек с ходом рентгеновского излучения для 13.07 (а) и 15.07 1982 г. (б) (см. текст)

литуда в произвольных единицах). Фотометрическая кривая строилась по измерениям каждой активной области. Горизонтальная линия под рентгеновской кривой показывает минимальный уровень рентгеновского излучения, а линия под H_α -кривой показывает уровень яркости флоккула. Под осью абсцисс ограниченными горизонтальными отрезками указаны длительности вспышек в каждой активной области, номера которых приведены рядом. В случае продолжающихся вспышек прямая заканчивается стрелкой.

На рис. 5, а видны две группировки вспышек. К $8^h 10^m$ яркость первой из них понизилась до яркости флоккулов. Примерно к $8^h 15^m$ рентгеновское излучение также достигло минимального значения. Затем начались новая группа вспышек и новый рентгеновский всплеск. На рис. 5, б представлена

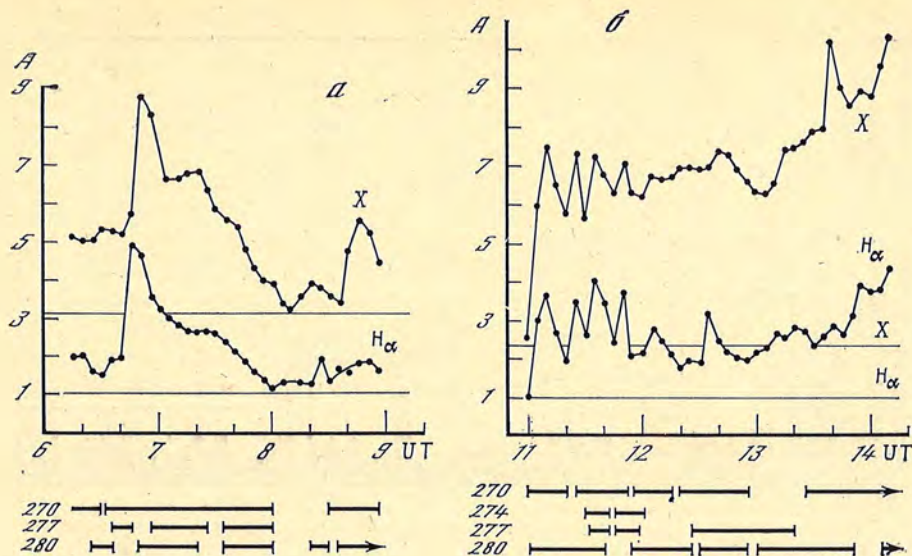


Рис. 5. Сопоставление кривой составного рентгеновского всплеска с фотометрической кривой максимальной H_{α} -яркости на Солнце для 26.06 1981 г. в интервалах $6^{\text{h}}16^{\text{m}}-8^{\text{h}}50^{\text{m}}\text{UT}$ (а) и $11^{\text{h}}00^{\text{m}}-14^{\text{h}}40^{\text{m}}\text{UT}$ (б) (см. текст)

одна вспышечная группировка, возникшая примерно в 11^{h} . К концу наблюдения ($14^{\text{h}}10^{\text{m}}$) всплески в двух активных областях еще развивались. Рентгеновский составной всплеск также начался в 11^{h} и в целом возрастал на протяжении рассматриваемого интервала времени. На рисунках видно неплохое соответствие между рентгеновскими и H_{α} -кривыми. Была исследована также кросскорреляция обеих пар кривых, представленных на рис. 5. Для каждой кривой проводился средний уровень, и от него отсчитывались амплитуды отклонений. Вычисления, проведенные по этим отсчетам, дали коэффициент корреляции, равный 0,63 для кривых на рис. 5, а и 0,62 для кривых на рис. 5, б.

Итак, в результате выполненного анализа в 90% случаев было найдено хорошее временное соответствие между вспышечными событиями и отдельными рентгеновскими всплесками. Установлено далее, что каждой группировке вспышек на Солнце соответствует составной всплеск мягкого рентгеновского излучения. В периоды высокой солнечной активности такие всплески непрерывно следуют один за другим. Значит, в это время на Солнце непрерывно образуются группировки вспышек, т. е. они являются характерным свойством проявления вспышечной активности.

3. Спектральный анализ рентгеновского излучения

Имея непрерывный ряд рентгеновских данных, можно проверить и дополнить те периодичности, что были нами найдены в [4] по несплошным рядам наблюдений вспышек. Для этого из «Solar-Geophysical Data» [7—9] было выбрано три интервала с хорошим качеством воспроизведения записи рентгеновского излучения: 22—30.06 1981 г., 06—22.10 1981 г. и 10—21.07 1862 г. Вспышки первых двух интервалов исследовались нами в [4], а третий был изучен теперь дополнительно.

По кривым логарифма потока рентгеновского излучения делались отсчеты амплитуды с шагом 10 мин. Получилось три массива данных с числом точек 1231, 2438 и 1725 соответственно указанным выше датам. Спектральный анализ проводился методом наложения эпох [10, 11]. Рассматривались два частотных диапазона 100—830 и 28—180 мкГц для более уверенного выделения разных значений периодов. На рис. 6 представлены три из шести полученных спектров мощности. Все спектры обнаружили наличие ряда до-

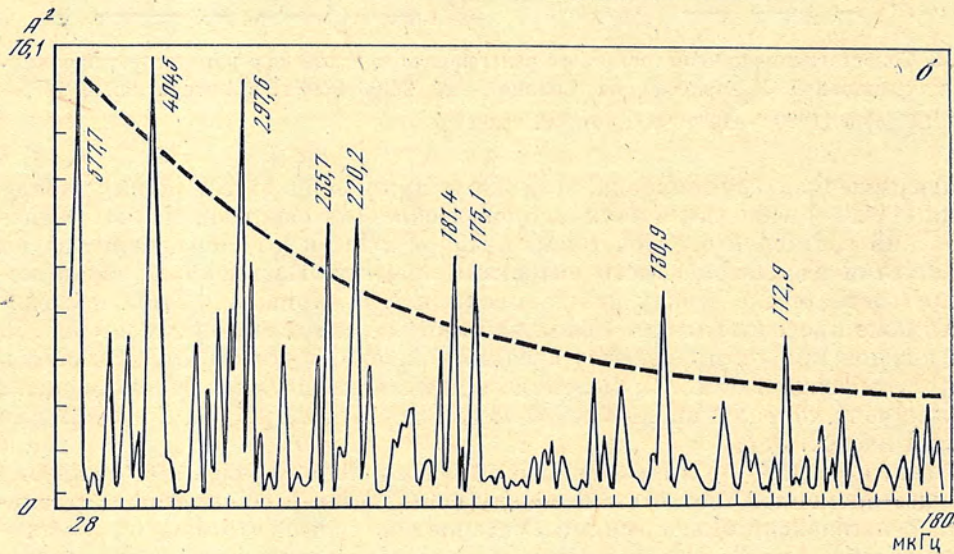
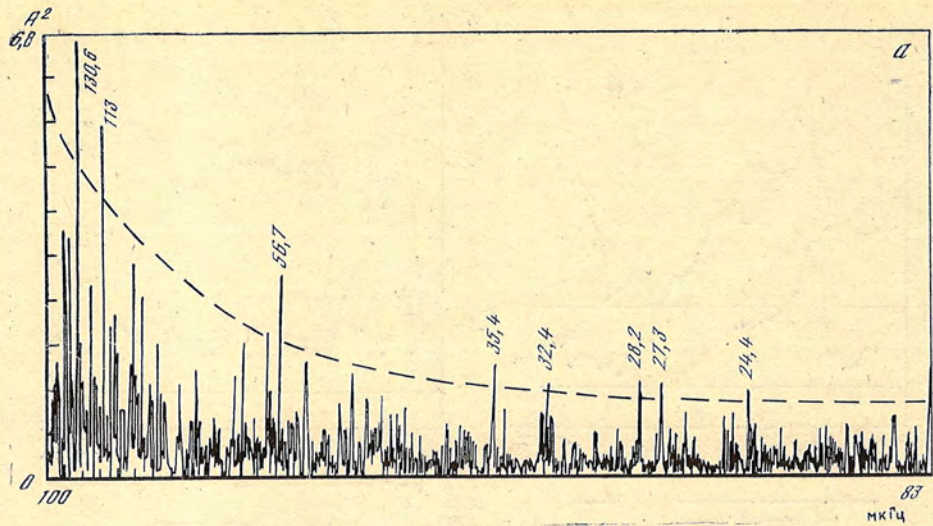


Рис. 6. Спектры мощности рентгеновского излучения для трех интервалов

Интервал наблюдений	Вид данных	Обнаруженные периоды, мин									
22-30.06 1981	X	24	32		57		70	84		113	131 *
	H α	27	35								
06-22.10 1981	X	22	37		58		72	88			
	H α	27					74				
06-22.10 1981	X	23		40	54		78		91		125 135
	H α	19		43			77				128
10-21.07 1982	X	28		46							
	H α	21	31	42	50	62	77	85 *		109	136
		23	33								
		22	32	40	50			82	92		
		23		42	52			86			
		28		46							

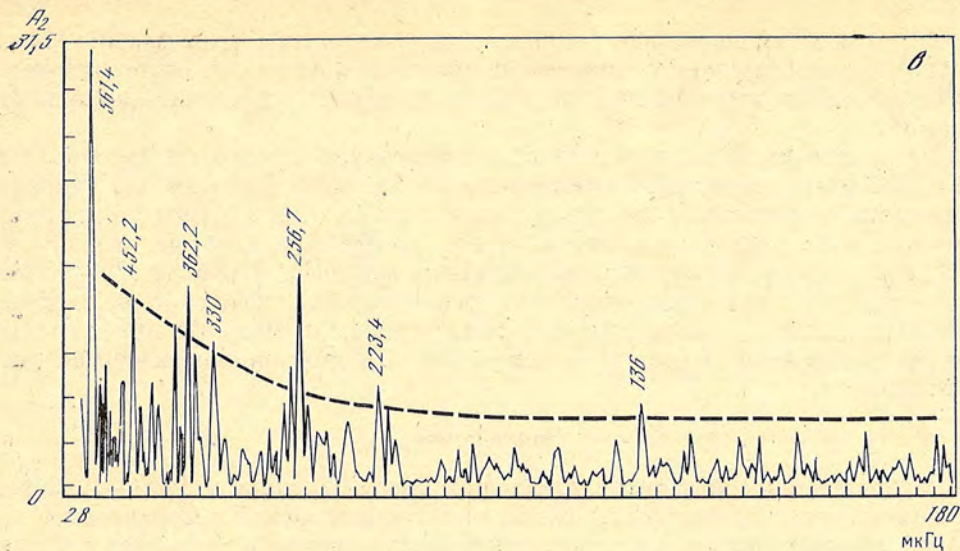


Рис. 6 (окончание)

a — 22—30.06 1981 г., диапазон частот 100—830 мкГц; *б* — 22—30.06 1981 г., 28—180 мкГц; *в* — 10—21.07 1982 г., 28—180 мкГц; ось абсцисс — частоты в мкГц, ось ординат — квадрат амплитуды нормированного спектра в произвольных единицах, штриховая линия — уровень 3σ

стоверных, превышающих уровень 3σ периодов, которые приведены в таблице. Сюда же для сравнения включены периоды, найденные нами по вспышкам. В таблице для каждого интервала наблюдений верхняя строчка соответствует рентгеновскому излучению, а нижняя — вспышкам. Звездочками отмечены пики, положение которых в спектрах мощности близко к положению суточных гармоник. Появление суточных гармоник при анализе непрерывных рентгеновских данных неожиданно. Оно, возможно, обусловлено разными причинами. Так, фиктивные пики, близкие к гармоникам суток, могут появиться в том случае, если средний интервал наблюдений на спутнике один и тот же и если он жестко привязан к суткам. Эта проблема остается открытой и требует тщательного исследования.

Надо отметить, что на рассмотренных нами небольших интервалах рентгеновских данных, а также наблюдений вспышек [4] не выявился период 160 мин, который был обнаружен в [12—14] по большому массиву данных. Это расхождение, возможно, объясняется тем, что согласно [15] колебания с периодом 160^м непостоянны по амплитуде, временами они практически

Обнаруженные периоды, мин											
		175	181 *		220	236				404	578
145	159										
152			190					287			515
150											
144 *				210	218	223	257	330	362	452	561

исчезают, а затем возникают вновь с той же или почти той же фазой. Может быть, во время высокой солнечной активности, к которому относятся наши наблюдения, этот период не всегда проявляется во вспышечной активности Солнца.

Из приведенной таблицы видно, что некоторые периоды в интервале от 20 и до 220 мин оказались близкими для обоих видов наблюдений. По рентгеновским непрерывным массивам данных мы смогли найти и ряд гораздо больших достоверных периодов — от 236 до 578 мин, которые невозможно было найти по нашим несплошным массивам вспышек. Периоды 20—30 мин соответствуют появлению отдельных рентгеновских всплесков и, следовательно, отдельных вспышечных событий. Периоды от 40 до 578 мин характеризуют повторяемость составных всплесков, т. е. повторяемость вспышечных группировок.

Заключение

Исследование вспышечной активности всего Солнца в 1980—1982 гг., выполненное по H_{α} -фильмам Крымской астрофизической обсерватории, показало, что вспышки имеют тенденцию группироваться во времени. Группировки образуются такими взаимосвязанными вспышками, из которых каждая последующая возникает до окончания предыдущей, причем могут иметь место и одновременные вспышки. Группировки отделяются одна от другой промежутками времени в несколько минут, в течение которых вспышек на Солнце практически нет.

Сопоставление H_{α} -фильмов с регистрацией мягкого рентгеновского излучения (λ 0,5—4 Å) показало, что в 90% случаев определенному вспышечному событию соответствовал по времени индивидуальный рентгеновский всплеск, а группировкам вспышек соответствовали составные всплески, обычно объединяющие два и более индивидуальных всплеска.

Спектральный анализ трех выбранных массивов рентгеновских наблюдений длительностью от 9 до 17 дней показал наличие ряда достоверных периодов от 20 до 578 мин. Периоды 20—30 мин соответствуют появлению отдельных вспышек; а периоды от 40 до 578 мин характеризуют повторяемость вспышечных группировок.

Выполненное исследование говорит о том, что в годы высокой солнечной активности вспышки имеют тенденцию возникать не беспорядочно во времени, а в виде отдельных последовательных импульсов-группировок.

При исследовании рентгеновских массивов в их спектрах мощности были обнаружены суточные гармоника, появление которых неожиданно и требует объяснения.

Приношу благодарность Б. М. Владимирскому и В. А. Котову за полезное обсуждение работы, а также С. А. Бондаренко за вычисления на ЭВМ.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Касинский В. В. О неслучайности временного ряда вспышек и причинно-связанные хромосферные вспышки.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Иркутск, 1971, вып. 20, с. 52.
2. Афанасьева В. И., Лантухов А. И., Павлов П. П. О колебаниях атмосферы Солнца.— В кн.: Исследования космической плазмы. М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 5.
3. Огирь М. Б. О квазипериодичности вспышечной активности Солнца.— Астрон. цирк., 1982, № 1247, с. 2.
4. Абраменко В. И., Огирь М. Б. О квазипериодичности вспышечной активности Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 70.
5. Огирь М. Б., Цап Т. Т. Структура магнитного поля и вспышечная активность в области Mc Math 9740 (октябрь 1968 г.).— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 63, с. 46.
6. Teske R. G., Thomas R. J. Solar soft X-rays and Solar Activity. I: Relationships between reported flares and radio bursts and X-ray bursts.— Solar Phys., 1969, vol. 8, p. 348.
7. Solar-Geophysical Data, 1981, N 448, Pt. II.
8. Solar-Geophysical Data, 1982, N 452, Pt. II.
9. Solar-Geophysical Data, 1983, N 461, Pt. II.

10. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. Исследование глобальных колебаний Солнца. II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 3.
11. Абраменко В. И., Рачковский Д. Н. Аналогия метода наложения эпох и фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенных по времени.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 71.
12. Занданов В. Г., Касинский В. В. Проявление глобальных пульсаций Солнца в рентгеновском диапазоне.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Иркутск, 1983, вып. 65, с. 32.
13. Касинский В. В., Котов В. А. Период 160 минут во всплесках жесткого рентгеновского излучения Солнца (анализ данных спутника SMM).— Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, № 3, с. 235.
14. Котов В. А., Касинский В. В., Левицкий Л. С., Фомин В. П. Поиск 160-минутного периода в последовательностях рентгеновских всплесков и хромосферных вспышек Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 73.
15. Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т. Колебания Солнца и проблема его внутреннего строения.— Астрон. журн., 1979, т. 56, вып. 6, с. 1137.

УДК 527.75/78

ХАРАКТЕРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ В СТРУКТУРЕ РЯДА ХРОМОСФЕРНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Л. Г. Карташова

По H_{α} -фильмам изучались изменения в структуре 55 систем волоконцев и арочных волокон в связи со вспышками. Прослежена также эволюция системы петель на лимбе. Показано, что ширина темных и светлых волоконцев и арочных волокон, составляющих данные системы, уменьшается во время вспышки и увеличивается после нее в среднем в $1,86 \pm 0,02$ раза. В такой же пропорции сначала растет, а затем убывает число этих элементов в системе. Данная перестройка происходит, по-видимому, по причине превращения элементов систем из однокомпонентных образований в двухкомпонентные и наоборот соответственно путем их раздвоения и восстановления как целого. Наблюдались также случаи раздвоения петель.

PECULIAR TIME-DEPENDENT CHANGES OF SOME CHROMOSPHERIC FORMATION STRUCTURES, by L. G. Kartashova.— Changes in structures of 55 fibrils and arch filament systems (AFS) are being studied as flare dependent. The evolution of loop systems on the limb in H_{α} line has been traced. It has been found, that the width of dark and light fibrils and arch filaments that compose the two-component systems in question decreases during the flare and afterwards it increases in average by 1.86 ± 0.02 times. The number of elements in the system is increasing and then consequently decreasing, too, by the same number of times. Such a reconstruction is probably caused by the transformation of elements in the system from a single-component formation into two-component and vice versa: at first due to their bifurcating and then to the following reestablishment of the integer. Some case of loop bifurcation were also observed.

Наиболее быстрые и значительные перемены в структуре хромосферы происходят обычно во время вспышек. Эти изменения обусловлены, по-видимому, ростом напряженности и перестройкой структуры магнитных полей [1—4], разогревом хромосферы [5], сменой характера движений [6]. Хромосферные образования, будь то флоккулы или ядра вспышечной эмиссии, располагаются в соответствии со структурой магнитных полей [7, 8]. Волоконца и арочные волокна развивающихся активных областей лежат примерно по направлению магнитных силовых линий [9, 10].

В [11—13] нами было показано, что хромосферные образования (флоккулы, системы волоконцев, волокна и др.) состоят в общем случае из ярких и темных элементов, т. е. имеют двухкомпонентную структуру. Так, флоккулы в свете линии H_{α} складываются из перемежающихся ярких и темных

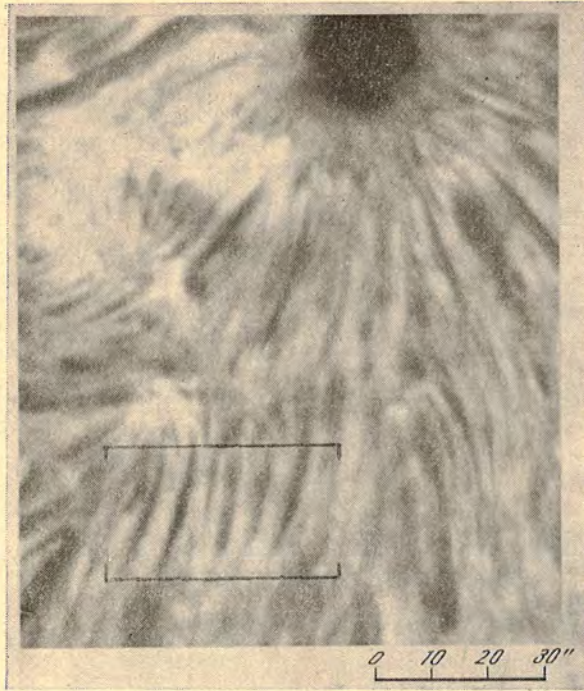
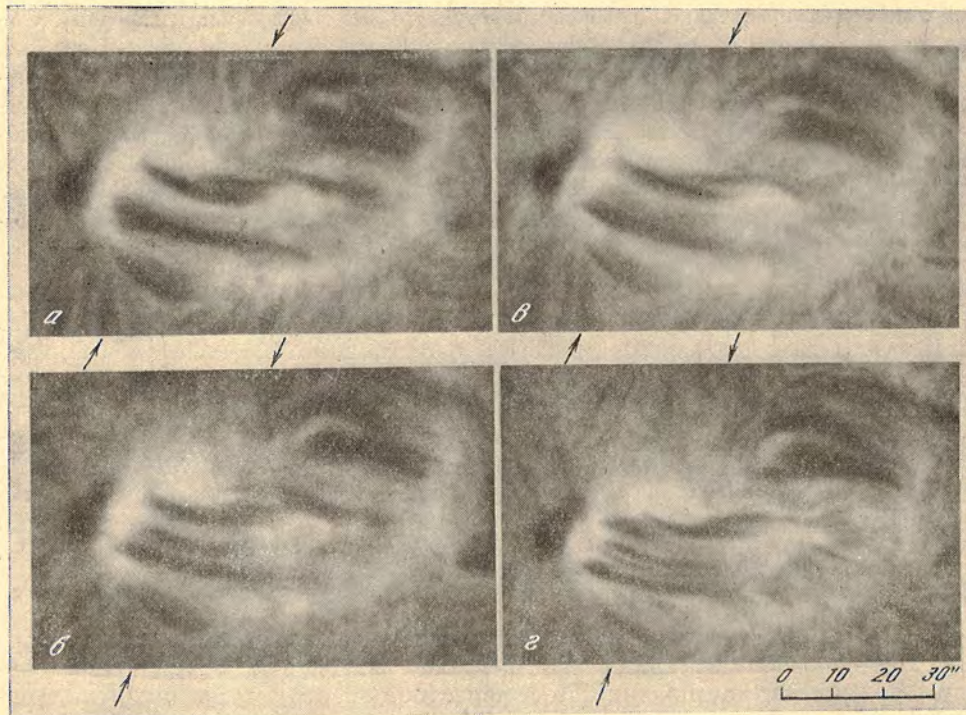


Рис. 1. Снимок участка развитой активной области 17.07 1980 г. ($14^{\text{h}}30^{\text{m}}$ UT) в центре линии H_{α}

Одна из систем волоконца выделена скобками

Рис. 2. Снимки развивающейся активной области 22.06 1984 г. в центре линии H_{α} для нескольких моментов времени ($06^{\text{h}}15^{\text{m}}$ (а), $06^{\text{h}}29^{\text{m}}$ (б), $06^{\text{h}}44^{\text{m}}$ (в), $07^{\text{h}}01^{\text{m}}$ (г) UT)

Стрелками указано направление фотометрических разрезов системы арочных волокон, приведенных на рис. 4



узелков или цепочек ярких и цепочек темных узелков [11—13], а системы волоконца — из чередующихся между собой светлых и темных волоконца примерно одинаковых размеров, примыкающих одним или двумя концами к флоккулам или пятнам. Пример системы волоконца показан на рис. 1 (см. скобки). Волоконца в системе либо параллельны, либо расходятся веером. Каждая система волоконца содержит обычно несколько светлых и темных элементов (см. рис. 1). Согласно спектральным наблюдениям система волоконца видна в линии H_{α} как система светлых и темных штрихов [13].

Очень часто наблюдаются двойные волокна — системы, состоящие чаще всего из двух темных волокон и светлого волокна между ними, либо пары волокон — светлого и темного, а иногда двух светлых волокон, разделенных одним темным [12, 14, 15].

Системы волокон, соединяющие хвостовые и лидирующие пятна активной области в первые часы и даже дни ее существования, принято называть системой арочных волокон (AFS), хотя вблизи лимба они часто представляют собой такие же плоские образования, как и любые другие системы волокон. На диске системы арочных волокон морфологически всегда подобны системам волокон. Фотоснимки молодой активной области с четкой системой арочных волокон показаны на рис. 2. Арочные волокна, как и волокна, нередко составляют двойные системы. Двойные образования встречаются и в узелковой структуре флоккулов. Двойственность структуры свойственна и вспышечным образованиям. Так, в [16] исследуется двойная эмиссия в спектре лимбовой вспышки. Раздвоение вспышечной ленты описывалось в [17]. В этой связи уместно упомянуть тот факт, что в случае возникновения вспышки в системе волокон или системе цепочек флоккульных узелков вспышечная эмиссия развивается по яркому компоненту [12]. Не исключено, что и в случаях, описанных в [16, 17], двойственность вспышечной эмиссии есть результат развития вспышки по тонкой структуре хромосферы. В [18] описывались двойные структуры в лимбовых вспышках, по своим поперечным размерам на порядок превосходящие двойные волокна. По-видимому, двойственность характерна для образований не только различных типов, но и различных масштабов.

В многочисленной литературе (например, [19—22]) по исследованию структуры хромосферы часто обращается внимание на явление активизации волокон, а также систем арочных волокон в связи со вспышками. Явление активизации волокон изучалось нами ранее в [12], где отмечалось образование упорядоченных (регулярных) систем волокон во время вспышек и поярчаний. Здесь же выявляются характерные изменения в числе и поперечных размерах элементов в системах волокон и арочных волокон во время вспышек, имеющие прямое отношение к проблеме двухкомпонентности и и прежде всего двойственности хромосферных образований. Аналогичные изменения со временем обнаруживаются в системе петель на лимбе, а также в отдельном участке флоккулов.

1. Наблюдения и обработка

Материалом для исследования послужили H_{α} -фильмы 19 активных областей, полученные при хороших изображениях на коронографе КГ-1 Крымской астрофизической обсерватории в период 1978—1984 гг. Наблюдения проводились с ИПФ «Halle» с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$ и с выходом в крыльях до $\pm 1,0 \text{ \AA}$. Диаметр изображения Солнца на фильмограммах составлял 120 мм при угловом разрешении на пленке не хуже $1''$ [23]. Крестик рассеяния составляет около $1'',9$. Кинематографирование проводилось на контрастную мелкозернистую пленку «Изопанхром 18 (28)» при частоте съемки 8—12 кадр/мин, преимущественно в центре линии H_{α} , непрерывно в течение от одного до нескольких часов. За время наблюдений в каждой из развитых активных областей произошло по крайней мере одна вспышка балла 1 (иногда балла 2) и ряд субвспышек или же только несколько субвспышек. Субвспышки нередко происходили сериями с интервалом в 5—10 мин. В молодых активных областях наблюдались лишь мелкие вспышечные поярчания, что характерно для этой стадии развития активной области.

На фильмах было отобрано 55 наиболее упорядоченных и в целом устойчивых систем параллельных волокон и арочных волокон, отличающихся в то же время заметными колебаниями со временем в количестве и поперечных размерах их элементов. Учитывая по крайней мере внешнее сходство систем волокон и систем арочных волокон, как те, так и другие образования будем называть (за исключением отдельных случаев) одинаково — системой волокон.

Кроме систем волоконцев, была также прослежена эволюция системы петель, наблюдавшейся на юго-западном участке лимба 21.05 1984 г. (06^h10^m — 08^h00^m). Время здесь и далее всюду мировое. Первые петли системы появились до начала киносъемки.

В качестве параметра, характеризующего структуру систем волоконцев в каждый отдельный момент времени, была выбрана, как и ранее [12], величина среднего расстояния между серединами соседних темных и светлых элементов — шаг системы g . Поскольку в системах параллельных волоконцев светлые и темные элементы обычно тесно примыкают друг к другу, то шаг системы в то же время характеризует средний поперечный размер светлых и темных элементов системы. Величина шага системы определялась соотношением $g = l/(n - 1)$, где l — поперечный размер системы, т. е. расстояние между серединами крайних волоконцев системы, n — число светлых и темных волоконцев (включая краевые). Обратная величина $(n - 1)/l$ есть число волоконцев, приходящихся на единицу длины системы в поперечном направлении. Величины l и n определялись по снимкам в центре линии, увеличенным в 11—16 раз. Выбранные системы волоконцев составляли в поперечнике от 20 до 50". Точность определения шага системы зависит от точности наведения на краевые волоконца системы при измерении поперечного размера системы. Среднеквадратичная ошибка величины шага составляет примерно $\sigma = \pm 0",3$.

Измерения шага в каждой из систем проводились только по кадрам с хорошими изображениями. Следует помнить, что изменения в структуре хромосферных образований, о которых здесь будет идти речь, происходят по крайней мере в течение нескольких минут и прослеживаются на наших фильмах по нескольким десяткам последовательных кадров. Поэтому они никоим образом не могут быть вызваны колебаниями качества изображений от кадра к кадру.

Далее необходимо отметить, что в большинстве исследуемых систем наименьшие за весь период наблюдений значения шага составляют 1,5—2",5. Расстояния между соседними темными (светлыми) элементами в таких случаях будут соответственно равны 3—5", что в несколько раз превосходит разрешение на пленке. Это означает, что составные элементы исследуемых систем уверенно различаются на всех стадиях эволюции системы.

Для большей убедительности эволюция ряда систем волоконцев и арочных волокон была прослежена еще и по поперечным фотометрическим разрезам этих систем, сделанным по снимкам для различных моментов времени.

2. Результаты

Изучение фильмов активных областей показало, что во время вспышки или серии вспышек структура систем волоконцев перестраивается характерным образом. В дальнейшем для простоты изложения как отдельные вспышки, так и серии вспышек будем называть одинаково — вспышками. Во время крупных вспышек изменения в структуре систем волоконцев обнаруживаются по всей активной области. При этом запаздывание по времени активизации систем волоконцев в различных ее частях достигает 5—10 мин. Когда в крупной активной области происходит субвспышка, то перестройку структуры системы волоконцев удается обнаружить в основном в радиусе нескольких десятков угловых секунд от очага вспышки и редко в удаленных участках активной области. Выбранные для исследования системы волоконцев находились, как правило, в радиусе 60—70" от одного или нескольких основных центров вспышечной активности, при этом активизация исследуемых систем была тесно связана по времени со вспышками любой мощности, происходившими в указанных центрах.

Суть перестройки структуры выбранных систем волоконцев в связи со вспышками сводится к следующему. Во время вспышки ширина волоконцев, составляющих данные системы, обычно резко уменьшается. Одновременно растет и число этих образований при практически постоянном поперечнике системы. Поперечный размер системы изменяется, как правило, в пределах лишь нескольких процентов. Но иногда во время вспышки система волоконцев

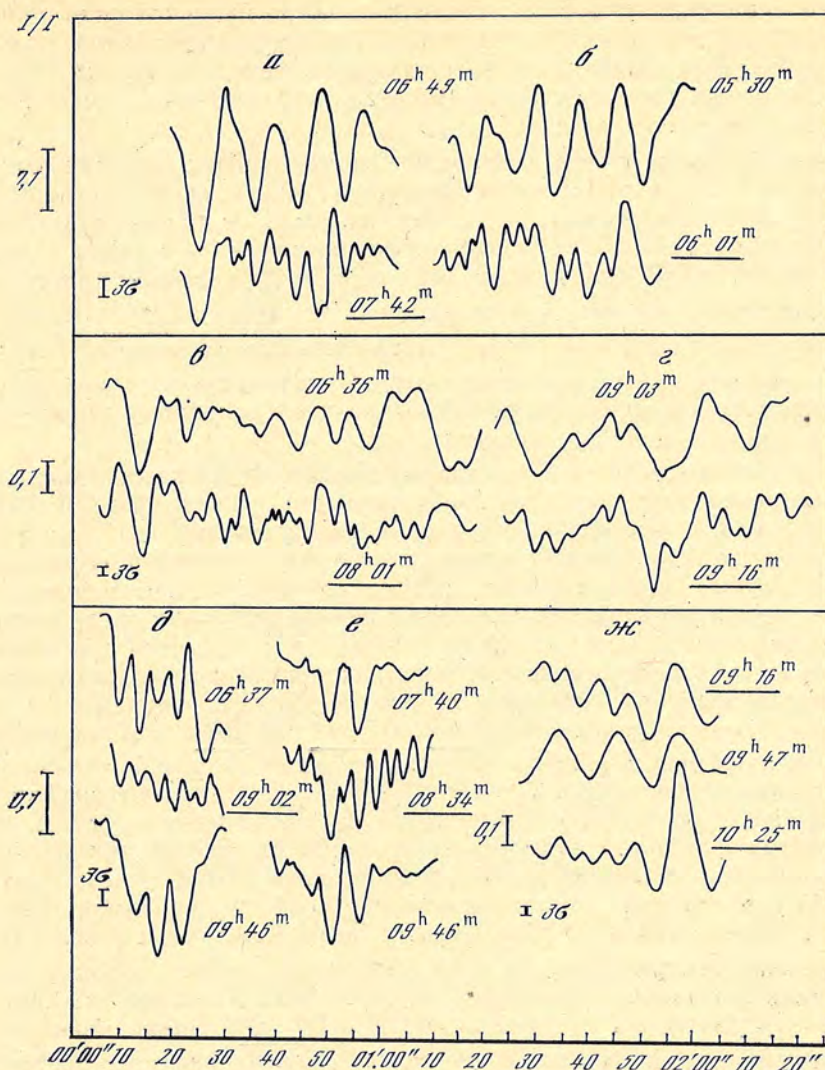


Рис. 3. Поперечные фотометрические разрезы нескольких систем волоконца для двух моментов времени (до вспышки и во время вспышки, 14.09 1979 г. (а); 11.07 1978 г. (б); 27.05 1980 г. (в) и 15.07.1981 г. (з)) и для трех моментов времени (до, во время и после вспышки: 15.07 1981 г. (д, е)); разрезы системы цепочек флокульных узелков во время первой вспышки 15.07 1981 г., после нее и во время второй вспышки (ж)

По оси ординат — относительная интенсивность I/\bar{I} (\bar{I} — средняя интенсивность вдоль разреза). По оси абсцисс — длина разреза Δl в секундах дуги. Моменты наблюдений указаны около кривых

разрастается в полтора-два раза за счет образования по ее краям новых элементов. После вспышки число элементов в системах обычно вновь уменьшается, а ширина их увеличивается. При этом структура системы нередко почти возвращается к первоначальному виду. Так, на рис. 3, а—е приведены поперечные фотометрические разрезы нескольких систем волоконца для двух и трех моментов времени до, во время и после вспышки соответственно. (Моменты времени, соответствующие периоду вспышки, здесь и далее подчеркнуты.) Все детали, различающиеся на фотометрических разрезах на рис. 3, а—е, соответствуют реальным образованиям. Они легко отождествляются на повторных разрезах, при этом отличие относительной интенсивности одной и той же детали на различных разрезах обычно мало ($\sigma \cong \pm 0,01$). Согласно кривым, показанным на рис. 3, а—д, число деталей, отождествляемых на фотометрических разрезах во время вспышки, примерно в два раза превышает число волоконца, наблюдающихся на разрезах, сделанных до и после нее. На рис. 3, е приведены фотометрические разрезы системы типа

двойного волоконца, по обе стороны от которой во время вспышки появляются дополнительные четкие волокна, образующие в совокупности систему с шагом ($r = 2''{,}6$), примерно вдвое меньшим, чем до вспышки ($r = 5''{,}6$). В конце вспышки в этом месте наблюдаются приблизительно такие же структуры, что и до нее.

Интересно отметить, что в структуре систем цепочек флоккульных узлов в связи со вспышками могут происходить явления, подобные тем, что наблюдаются в системах волоконце. Так, на рис. 3, *ж* приведены поперечные фотометрические разрезы системы цепочек, развившейся в одном из флоккулов той же активной области и в то же время, что и в случаях на рис. 3, *д*, *е*. Число цепочек в данной системе во время вспышки (09^h16^m) почти в два раза больше, чем после нее (09^h47^m). При очередной вспышке (10^h25^m) число цепочек вновь возросло. Далее необходимо подчеркнуть, что в отсутствие вспышечной активности описанные выше резкие изменения в структуре хромосферы обычно не обнаруживаются.

Как отмечалось выше в п. 1, за период наблюдений в каждой из активных областей происходило, как правило, несколько вспышек, поэтому структура систем волоконце перестраивалась со временем неоднократно. Так, в случае системы арочных волокон, ряд фотоснимков которой приведен на рис. 2, количество элементов, составляющих данную систему, то уменьшалось в связи с мелкими вспышечными поярчениями у основания волокон, то возрастало вновь в общей сложности пять раз в течение 3 ч киносъемки. Эти изменения хорошо видны на фотометрических разрезах данной системы для нескольких моментов времени, приведенных на рис. 4. Согласно кривым на рис. 4 в моменты вспышек (примерно 06^h28^m , 07^h00^m , 07^h28^m) система состоит из 3 элементов в среднем в полтора-два раза меньшего поперечного размера, чем в отсутствие вспышек (примерно 06^h08^m , 06^h43^m , 08^h59^m). Фотографии данной системы арочных волокон в центре линии H_{α} , показанные на рис. 2, соответствуют четырем узловым моментам ее эволюции на протяжении первого часа наблюдений. Как видно на рис. 2, примерно через 14 мин после первого снимка (06^h15^m) в середине системы появилось новое четкое темное волокно (06^h29^m). Новое волокно образовалось, возможно, путем раздвоения первоначального центрального из трех основных темных волокон системы, о чем свидетельствуют и фотометрические разрезы этого участка (см. стрелки на рис. 4 для моментов времени 06^h08^m и 06^h28^m). Вновь образовавшееся волокно появилось на месте довольно диффузного края этого центрального темного волокна. Еще через 15 мин киносъемки (06^h44^m) система практически вернулась к своему первоначальному виду. Примерно 17 мин спустя (07^h01^m) число волоконце в данной системе увеличилось вновь, причем вдвое.

Далее следует особо подчеркнуть, что образование двойной системы (см. выше) на месте отдельного волоконца с последующим его восстановлением можно наблюдать в связи со вспышками довольно часто. Так, на рис. 5 приведены фотометрические разрезы одного из участков хромосферы в центре линии H_{α} и в крыльях для нескольких моментов времени. На первых кадрах киносъемки в этом месте наблюдалось широкое темное волокно (см. стрелку на рис. 5, 05^h52^m). В течение последующих 3 ч наблюдений это волокно неоднократно превращалось в связи со вспышками в двойную систему и каждый раз по окончании вспышки восстанавливалось как единое образование (см. стрелки на рис. 5). Согласно кривым на рис. 5 раздвоенное волокно обнаруживается не только в центре, но и в крыльях линии. Это означает, что раздвоение первоначального широкого волоконца не может быть вызвано доплеровским сдвигом его центральной части. Во время наиболее отчетливого раздвоения данного волоконца (07^h50^m), как и в случае системы волоконце, показанной на рис. 3, *е* (08^h34^m), в значительной степени активизировались соседние с ним участки хромосферы. Это выражалось в образовании регулярной системы волоконце, составной частью которой явилось данное раздвоившееся волокно. Сказанное означает, что двойные системы могут входить в состав более обширных систем.

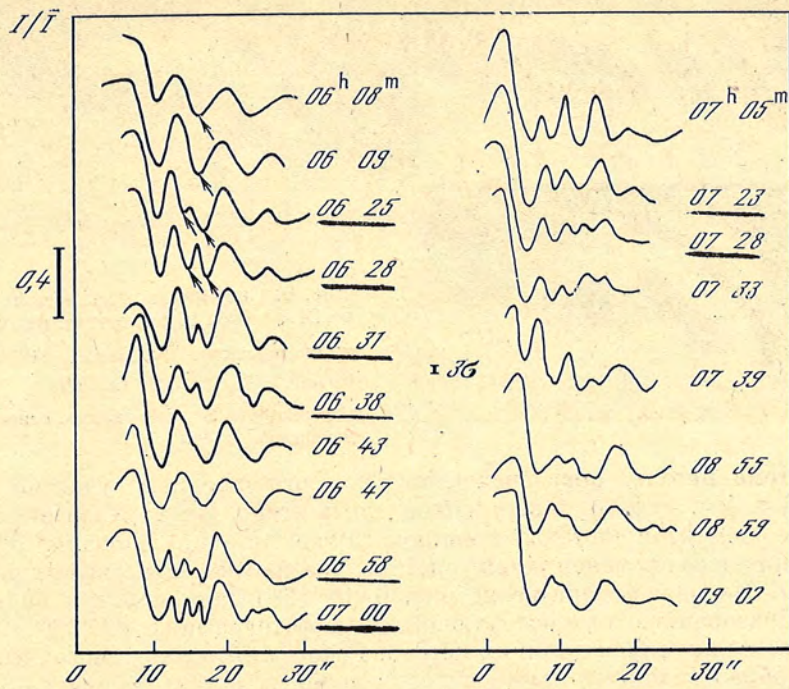


Рис. 4. Поперечные фотометрические разрезы системы арочных волокон 22.06 1984 г. для нескольких моментов времени

По осям то же, что и на рис. 3, стрелками указано раздвоившееся арочное волокно

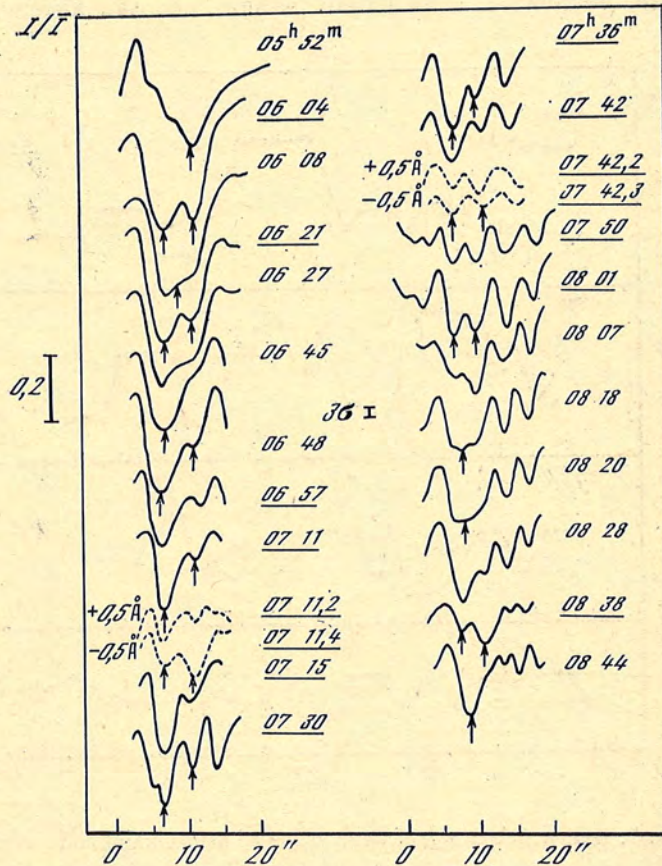


Рис. 5. Поперечные фотометрические разрезы отдельного темного волокна и прилежащих участков хромосферы для различных моментов времени 27.05 1980 г.

По осям — то же, что и на рис. 3, 4. Сплошные линии — разрезы волокна в центре линии, штриховые — в крыльях линии H_{α} ($\mp 0,5 \text{ \AA}$). Стрелками показана эволюция этого волокна

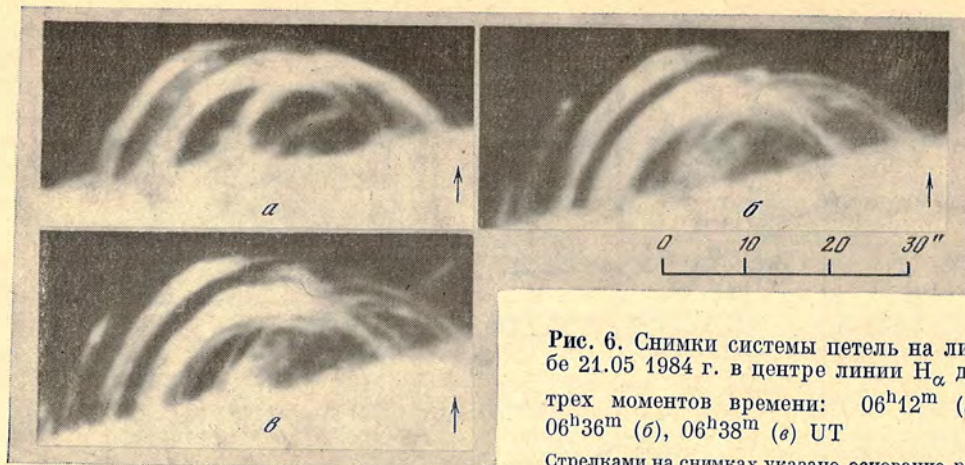


Рис. 6. Снимки системы петель на лимбе 21.05 1984 г. в центре линии H_{α} для трех моментов времени: $06^{\text{h}}12^{\text{m}}$ (а), $06^{\text{h}}36^{\text{m}}$ (б), $06^{\text{h}}38^{\text{m}}$ (в) UT

Стрелками на снимках указано основание раздвоившейся петли

В системе петель, образовавшейся на юго-западном участке лимба 21.05 1984 г. (см. рис. 6), также наблюдалось несколько случаев раздвоения отдельных элементов системы, в данном случае петель. Основание одной из раздвоившихся со временем петель системы указано на фотографиях на рис. 6 стрелками. На первом снимке на рис. 6 ($06^{\text{h}}12^{\text{m}}$) данная петля видна как единое образование, на последующих двух фотографиях ($06^{\text{h}}36^{\text{m}}$, $06^{\text{h}}38^{\text{m}}$) она состоит из двух более тонких петель. Расстояния между составными элементами образовавшихся таким образом двойных петель равны 2—3", примерно как и между элементами двойных волокон. Раздвоение петель связано, возможно, с их охлаждением, так как интенсивность составных эле-

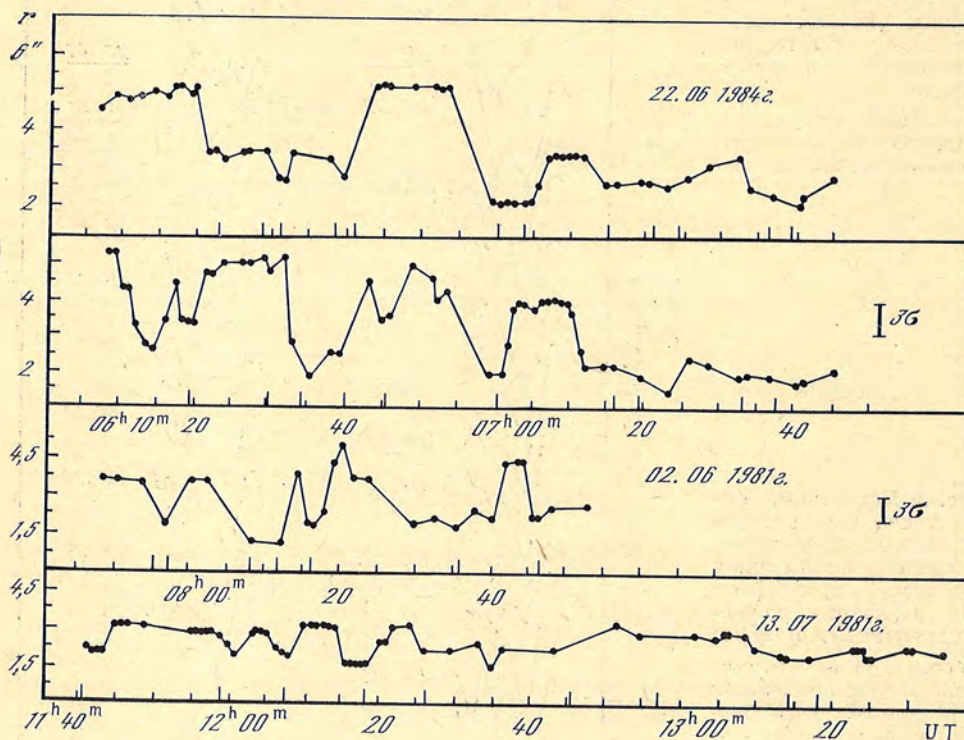


Рис. 7. Изменение со временем в связи со вспышками шага четырех систем арочных волокон

Штрихами на оси абсцисс отмечены моменты максимальной фазы вспышек в прилегающих флоккулах

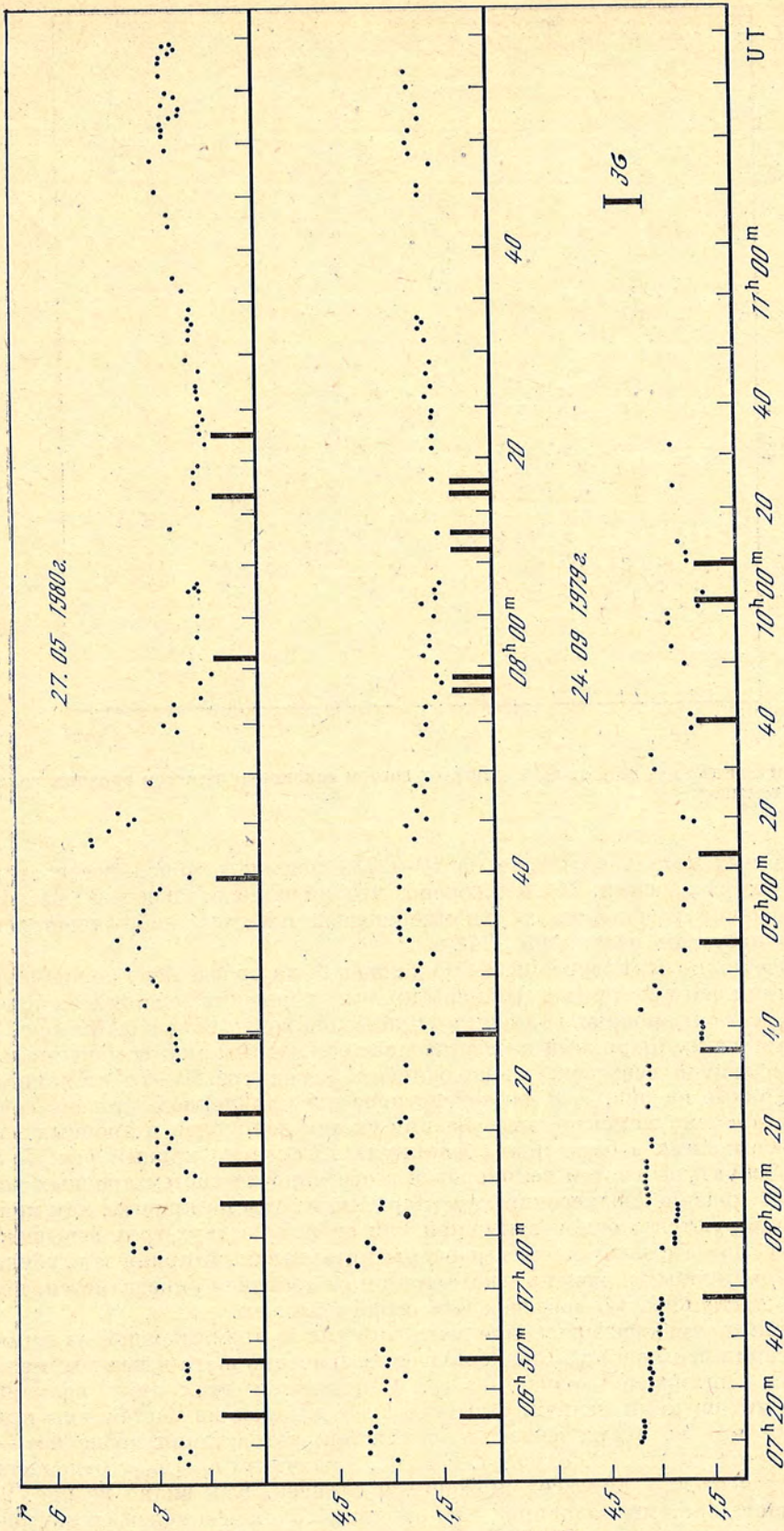


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, для трех систем волокон

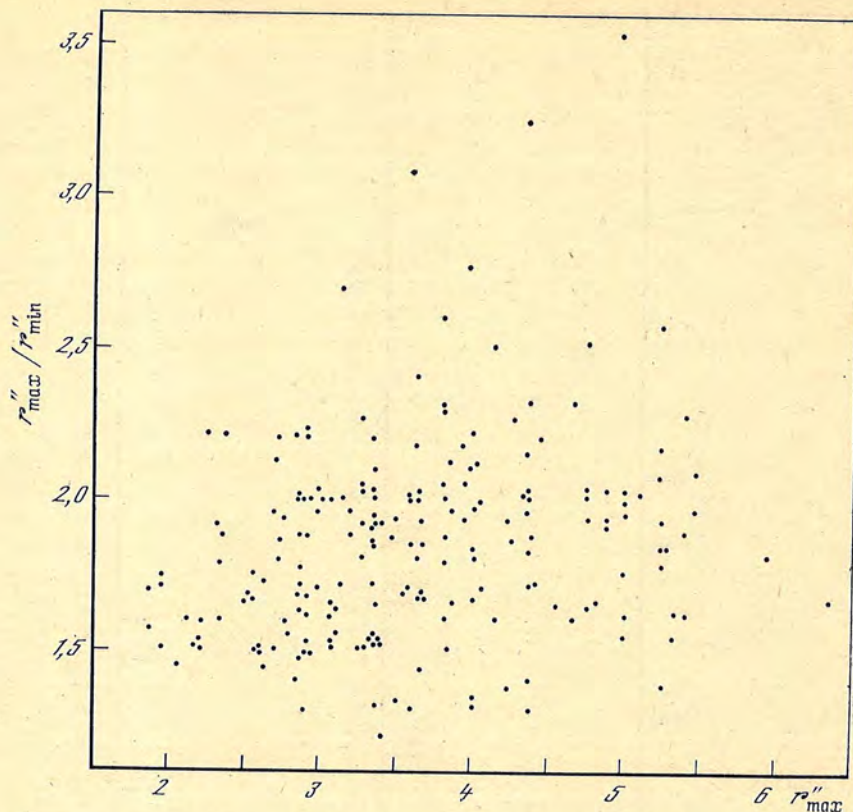


Рис. 9. Зависимость r''_{\max}/r''_{\min} от r''_{\max} для всех систем волокон и систем арочных волокон и всех вспышек

ментов двойных петель примерно на 10—27% меньше интенсивности этих петель до их раздвоения. Не исключено, что явление раздвоения петель имеет отношение к явлению двухкомпонентных петель, наблюдавшихся в ультрафиолетовом излучении [24].

Наиболее полно структура систем волокон была прослежена во времени по измерениям шага системы r . Примеры кривых изменения со временем шага нескольких систем арочных волокон и систем волокон показаны на рис. 7 и 8 соответственно. Штрихами на оси абсцисс отмечены моменты максимальной фазы развития вспышек, происходивших в радиусе 60—70" от данной системы. Кривые на рис. 7, 8 дают некоторое представление о степени совпадения по времени моментов активизации систем волокон и арочных волокон со вспышками в ближайших флоккулах. Согласно кривым рис. 7, 8 изменение структуры систем волокон и в особенности систем арочных волокон носит квазипериодический характер. Минимумы на кривых, как правило, ассоциируются с одной вспышкой или серией из двух-трех вспышек. Максимумы соответствуют межвспышечным интервалам. Ширина и глубина минимумов на кривых изменения шага систем со временем определяется, по-видимому, длительностью вспышек или серий вспышек.

Обозначим наименьшее значение шага системы во время каждой из вспышек (или серии вспышек) r_{\min} , наибольшее же значение шага в каждом межвспышечном интервале времени r_{\max} . Отношением этих двух величин (r_{\max}/r_{\min}) мы оценили величину скачка шага каждой из систем как при уменьшении его во время вспышки, так и при возрастании после нее — в общей сложности для 200 случаев. На рис. 9 значения r_{\max}/r_{\min} отложены в зависимости от r_{\max} для всех имеющихся случаев. Как видно из рис. 9, вариации шага системы волокон или арочных волокон в связи со вспышками практически не зависят от его величины. Даже в системах с очень большим шагом ($r_{\max} = 4-6''$) его значение довольно редко изменяется более

чем в 2,5 раза, хотя при существующем разрешении можно было бы обнаружить уменьшение или увеличение шага в таких системах в 4—5 раз. Среднее из всех значений отношения r_{\max}/r_{\min} составило $1,86 \pm 0,02$, т. е. в среднем для всех систем при уменьшении во время вспышки и при увеличении после нее шаг системы изменяется почти в два раза. В такой же пропорции соответственно сначала растет, а затем снова убывает число темных и светлых элементов на единицу длины системы в поперечном направлении.

Из всего сказанного можно сделать вывод о том, что изменение структуры исследуемых систем волоконец и арочных волокон во время вспышек происходит в значительной мере из-за превращения их элементов в двойные системы. Правда, наблюдались случаи дробления волоконец и арочных волокон и на большее число светлых и темных элементов, чем в двойных системах. Представляют большой интерес аналогичные изменения в структуре флоккулов в связи со вспышками и в системе петель со временем. По-видимому, все описанные здесь случаи изменения структуры данных систем обусловлены единым физическим механизмом, способным превратить однокомпонентные элементы тонкой структуры хромосферы в двухкомпонентные системы и наоборот. Первопричиной данной перестройки в структуре хромосферы, вероятнее всего, являются быстрые изменения магнитных полей, обычно наблюдающиеся в связи со вспышками [1—4].

В заключение выражаю глубокую благодарность А. Б. Северному, а также Т. Т. Цану и П. П. Добронравину за ценные советы и замечания при обсуждении статьи.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Северный А. Б. Наблюдения поперечных и продольных магнитных полей, связанных со вспышками.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1964, т. 31, с. 159—200.
2. Северный А. Б. Нестационарные процессы в солнечных магнитных полях.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1962, т. 27, с. 72—108.
3. Коваль А. Н., Степанян Н. Н. Изменение магнитных полей солнечных пятен в связи со вспышками.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 3—15.
4. Kundu T. R. Physics of the impulsive phase of Solar flares.— In: Solar maximum year. Oxford; New-York; Toronto; Sydney; Paris; Frankfurt, 1982, p. 159—177.
5. Бабин А. Н., Карташова Л. Г. Сопоставление H_{α} -активности с микроволновыми всплесками.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 102—111.
6. Гонасюк С. И. О движениях вещества на различных уровнях солнечной атмосферы в активных областях во время вспышек.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1964, т. 32, с. 14—15.
7. Severny A. B., Moreton G. E. Magnetic field and flares in the region CMP, 20 September 1963.— Solar Phys., 1968, vol. 3, N 2, p. 282—297.
8. Цан Т. Т. Фотосферные и хромосферные магнитные поля и яркость факелов и флоккулов.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1969, т. 39, с. 265—275.
9. Цан Т. Т. Магнитные поля и тонкая структура хромосферы в активной области.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1964, т. 31, с. 200—208.
10. Smith S. H_{α} structures and small-scale magnetic field.— In: Solar magnetic fields (IAU Symp. N 43). Dordrecht (Holland): D. Reidel Co., 1971, p. 323—328.
11. Карташова Л. Г. О характере активизации флоккулов накануне и во время вспышки.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 15—25.
12. Карташова Л. Г. О морфологии тонкой структуры активной области в свете H_{α} .— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 71, с. 68—79.
13. Карташова Л. Г. О спектральных наблюдениях тонкой структуры хромосферы.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 73.
14. Tanaka K. Evolution of chromospheric fine structures on the disk.— In: Chromospheric fine structure (IAU Symp. N 56). Dordrecht (Holland): D. Reidel co., 1974, p. 239—255.
15. Цан Т. Т. Некоторые особенности структуры хромосферы.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1975, т. 53, с. 95—103.
16. Severny A. B. Mass motions in flares and moustaches indicated by special spectral features.— In: Mass motions in Solar flares (Nobel Symp. N 9). 1968. New-York; London; Sydney, p. 71—87.
17. Бабин А. Н. Развитие и тонкая структура вспышки 14 июня 1970 года.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 50, с. 152—158.
18. Огирь М. Б. Некоторые виды движений в хромосферных вспышках.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1970, т. 41—42, с. 25—44.
19. Bruzek A. Post-flare H_{α} plage formation.— Solar Phys., 1979, vol. 61, N 1, p. 35—37.
20. Огирь М. Б. О связи арочных волокон со вспышками.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 102—110.

21. *Gaizauskas V.* The relation of Solar flare to the evolution and proper motions of magnetic fields.— In: Solar maximum year. Oxford; New-York; Toronto; Sydney; Paris; Frankfurt, 1982, p. 11—31.
22. *Neidig D. F.* High resolution on observations of fibril changes in a small flare.— *Solar Phys.*, 1979, vol. 61, N 1, p. 121—129.
23. *Бабин А. Н.* Монохроматические наблюдения Солнца с высоким угловым разрешением.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1974, т. 52, с. 88—92.
24. *Foukal P.* The temperature structure and pressure balance of magnetic loops in active regions.— *Solar Phys.*, 1975, vol. 43, N 2, p. 327—338.

УДК 523.16/77

КОРОНАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров

При наблюдениях на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории на волнах 8,2 и 13,5 мм в 1979 г. были обнаружены источники радиоизлучения, расположенные в короне Солнца на высотах больше $(200—300) \cdot 10^3$ км от фотосферы. Источники оптически тонкие, их эффективные температуры достигали нескольких тысяч кельвинов.

CORONAL MILLIMETER WAVE SOURCES, by *I. G. Moiseev, N. S. Nesterov.* — Radio sources located in solar corona at heights of $(200—300) 10^3$ km above the photosphere have been detected in course of the observations at 8.2 and 13.5 mm wavelengths with help of 22-meter radio telescope of Crimean astrophysical observatory. Detected sources were optically thin and had effective temperatures of several units of 10^3 K.

При картографировании Солнца на волнах 8,2 и 13,5 мм в 1978—1979 гг. с помощью 22-м радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР неоднократно регистрировались радиоисточники с яркими температурами в сотни и тысячи кельвинов, протянувшиеся до высот в несколько десятков тысяч километров от уровня фотосферы в корону.

21.03 1979 г. был обнаружен источник, который располагался значительно выше в короне Солнца. На рис. 1 приведены регистрограммы, полученные на волнах 8,2 и 13,5 мм в результате сканирования диаграммой направленности антенны по склонению через источник на расстоянии $1^m 10^s$ от центра диска Солнца по прямому восхождению α . На регистрограмме прописывается край солнечного диска *a*, попадающий в диаграмму направленности радиотелескопа, и источник в короне *b*. По склонению максимум яркости источника находился на расстоянии $9',5$ от центра Солнца на обеих волнах. В сканах по α источник смыкался с диском Солнца, вызывая увеличение ширины скана на $\sim 2'$ и смещение его центра тяжести $\sim 1'$. Следовательно, с учетом расстояния сканов на рис. 1 от центра диска Солнца $\Delta\alpha = 1^m 10^s = 17'5$ и $\Delta\delta = 9',5$ источник простирался от фотосферы в корону на расстояние больше $180 \cdot 10^3$ км. Эффективная температура источника на высоте $180 \cdot 10^3$ км, определенная с учетом рассеяния антенны, на волне 8,2 мм $T_{эф} = 380$ К и на волне 13,5 мм $T_{эф} = 930$ К (при $T_{эф}$ невозмущенного Солнца $8 \cdot 10^3$ и $9 \cdot 10^3$ К на волнах 8,2 и 13,5 мм соответственно). Его спектр излучения близок к плоскому, т. е. источник оптически тонок. Без заметных изменений он существовал в короне Солнца все время наблюдений — более 3 ч.

Источник находился на продолжении линии, соединяющей центр Солнца с появившейся из-за лимба 21.03 группой пятен № 143 (по нумерации бюллетеня «Солнечные данные») с координатами 80 E 7 N. Согласно «Солнечным данным» [1] 23.03 вблизи этой группы находилось волокно, вытянутое вдоль меридиана, с координатами его центральной части 78 E 10 N, которое 21.03 должно было быть вблизи Солнца. Следовательно, можно предположить, что зарегистрированный нами 21.03 1979 г. источник радиоизлучения был связан с протуберанцем.

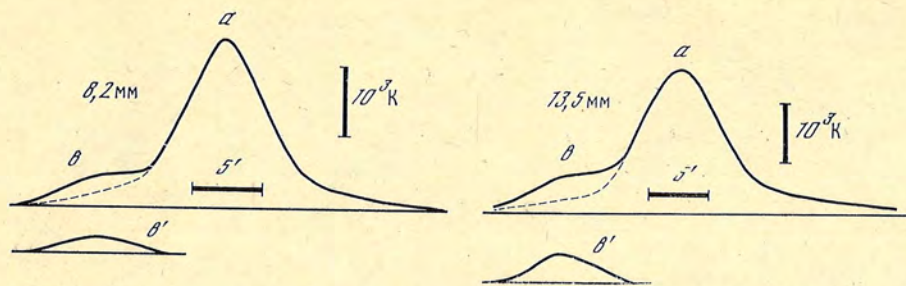


Рис. 1. Регистрограмма сканирования через корональный источник на $\lambda = 8,2$ и $13,5$ мм
 a — сигнал от солнечного диска, b — корональный источник (штриховая линия — сигнал от солнечного диска в отсутствие источника, b' — сигнал от источника после учета влияния Солнца)



Рис. 2. Распределение радиояркости по диску Солнца на волне 13,5 мм 06.04 1979 г
 Числа у изофот указаны в единицах антенной температуры невозмущенного Солнца (09.10 УТ, $V_0 = 6^\circ$)

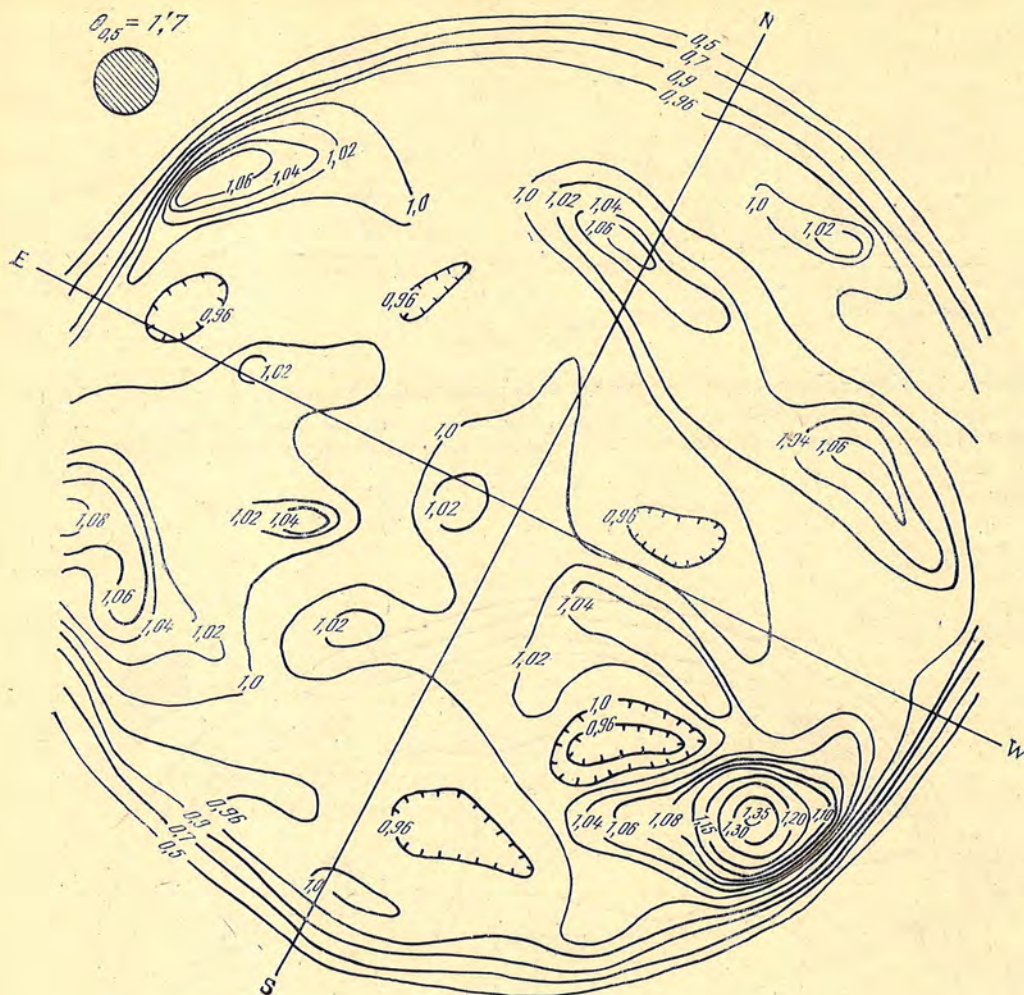


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для волны 8,2 мм (08.40 UT, $B_0 = -6^\circ$).

Наиболее высокий источник в короне был обнаружен 06.04 1979 г. Он был физически связан с локальным источником (ЛИ) с гелиокоординатами $50^\circ \text{W } 25^\circ \text{S}$, который виден на изображениях Солнца, полученных в этот день на волнах 8,2 и 13,5 мм (рис. 2 и 3). Распределение радиояркости на волне 13,5 мм в юго-западном квадранте от центра диска Солнца вне оптического изображения показано на рис. 4. На рис. 4 четко выделяется источник в короне, расположенный на расстоянии $0,43 R_\odot$ ($320 \cdot 10^3$ км) от фотосферы и имеющий антенную температуру $1/5 T_\odot$. Он был соединен с активной областью ($50^\circ \text{W } 25^\circ \text{S}$) перемычкой радиоизлучения, заметной по очертаниям изофот на рис. 4 и более отчетливо выраженной на регистрограмме, полученной в результате прохождения диаграммой направленности антенны через ЛИ на диске Солнца и источник в короне (рис. 5, сплошная линия). Сравнение с регистрограммой, полученной для этого же сечения несколько позже (штриховая линия на рис. 5), показывает, что антенная температура ЛИ во время существования источника в короне была на 10% меньше, чем в его отсутствие. По-видимому, ЛИ, находившийся в хромосфере, экранировался (полностью или частично) плазмой перемычки, которая имела эффективную температуру $6 \cdot 10^3$ и $9 \cdot 10^3$ К на волнах 8,2 и 13,5 мм соответственно. Эффективная температура компонентов в ЛИ по затменным наблюдениям доходит до $5 \cdot 10^5$ К, поэтому закрытие их плазмой с указанной температурой ($6-9 \cdot 10^3$ К) должно вызвать уменьшение интенсивности излучения ЛИ.

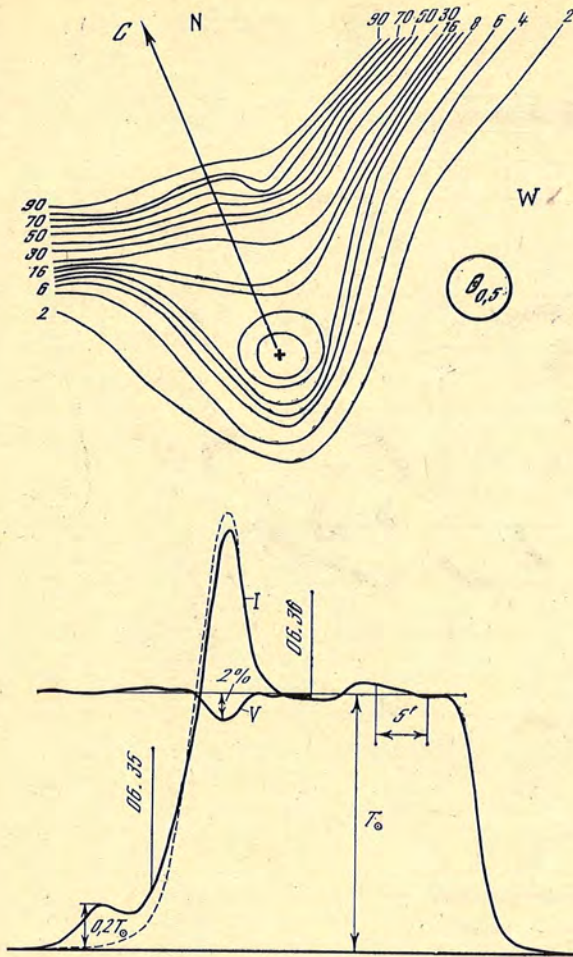


Рис. 5. Сравнение регистрограмм выходного сигнала на $\lambda = 13,5$ мм при прохождении диаграммы направленности антенны через локальный источник и источник в короне во время существования коронального источника 06.36 UT (сплошная линия) и при его отсутствии в момент 07.24 UT (штриховая линия) 06.04 1979 г.

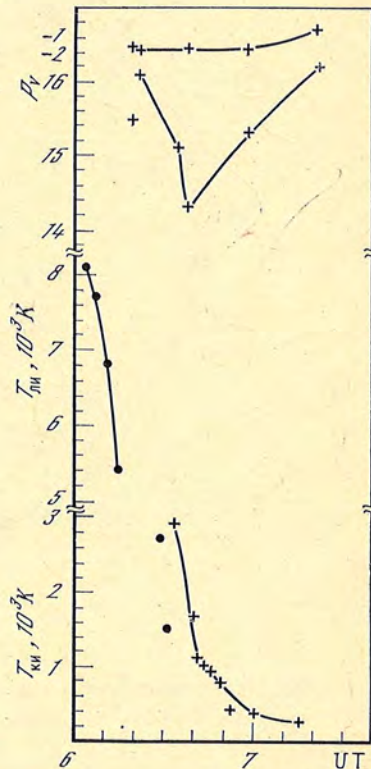
Жирной линией показан сигнал в канале круговой поляризации после учета эффекта паразитного просачивания

Рис. 6. Зависимость от времени степени круговой поляризации p_V , яркостных температур коронального источника ($T_{КИ}$) и ЛИ ($T_{ЛИ}$)

Крестики — $\lambda = 13,5$ мм, точки — $\lambda = 8,2$ мм

На рис. 6 нанесены в зависимости от времени степень круговой поляризации ЛИ на 13,5 мм, эффективная температура ЛИ на 13,5 мм и эффективные температуры источника в короне. Из данных, приведенных на рис. 6, следует, что степень круговой поляризации излучения ЛИ оставалась постоянной, интенсивность излучения ЛИ на 13,5 мм вначале уменьшилась, затем восстановилась до прежнего уровня. Яркостная температура источника в короне резко уменьшалась (вдвое примерно за 6 мин). Если учесть это изменение температуры источника, получим, что в 06^h31^m UT его яркостная температура на 8,2 мм составляла $1,5 \cdot 10^3$ К, а на 13,5 мм $4 \cdot 10^3$ К. Отношение яркостных температур почти точно равно отношению квадратов длин волн: $4/1,5 = (13,5/8,2)^2 = 2,7$. Следовательно, можно предположить, что источник был оптически тонким и излучение его было тепловым. Наблюдения на двух волнах источника позволяют оценить верхний предел значения

Рис. 4. Распределение яркости на волне 13,5 мм в юго-западном квадранте от центра диска [Солнца]. Стрелка со значком С указывает направление на центр



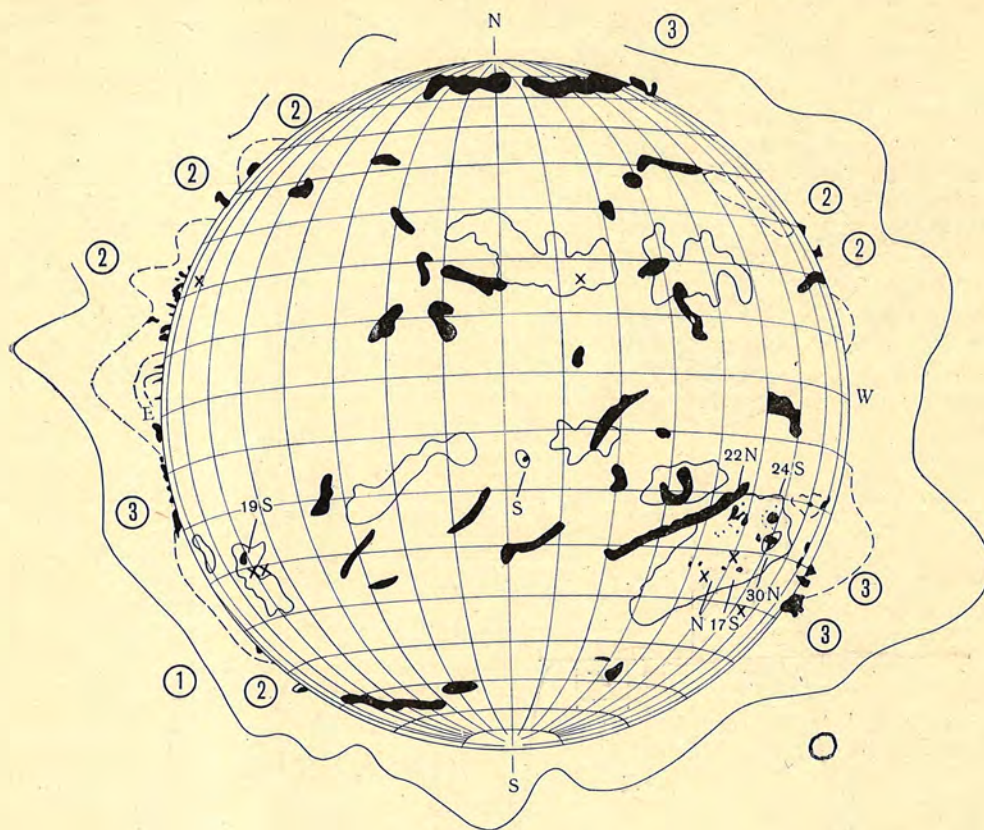


Рис. 7. Снимок рисунка в «Солнечных данных»
Кружком нанесено положение источника в короне

напряженности продольной составляющей магнитного поля в нем из выражения [2]:

$$H = 107p/n\lambda,$$

где p — степень круговой поляризации, в %, $n = dl/d \lg f$, где f — частота излучения в Гц, а λ — длина волны в см. В нашем случае $n = 2$ (оптически тонкий источник), $p \leq 0,1\%$ по измерениям на волне 13,5 мм; это дает значение $H \leq 4$ Гс.

Из соотношения [3]

$$\tau = 1,65 \cdot 10^{-7} (T_e/10^4)^{-3/2} f^{-2} N_e^2 S,$$

где T_e — электронная температура излучающей плазмы, N_e — электронная плотность, S — размеры источника (в нашем случае $S = 1,5 \cdot 10^{10}$ см), можно оценить электронную плотность в нем. Заметим, что эффективная температура источника ($4 \cdot 10^3$ К на 13,5 мм) и условие его малой оптической толщины позволяют выбрать нижний предел $T_e \geq 10^5$ К. Тогда $\tau = 0,04$ на 13,5 мм (22,2 ГГц) и $N_e \geq 5 \cdot 10^8$ см $^{-3}$. Полученное значение N_e в 5 раз выше значений плотности электронов над активными областями на расстоянии $0,4 R_\odot$, следующих из данных, приведенных в [4].

Таким образом, 06.04.1979 г. нами наблюдался источник в короне Солнца на волнах 8,2 и 13,5 мм на высоте больше $320 \cdot 10^3$ км от фотосферы, который за 45 мин исчез. Во время уменьшения мощности излучения координаты источника оставались постоянными относительно Солнца с точностью до ошибок измерений ($\sim 10''$). По своим характеристикам этот источник соответствует, по-видимому, корональным конденсациям, наблюдавшимся Северным

и Хохловой в 1949—1951 гг. при исследовании протуберанцев в оптическом диапазоне. Они отмечали их большие высоты, возникновение над молодыми или распадающимися активными областями, их относительную неподвижность и длительное время существования (до нескольких часов) [5]. Зарегистрированный радиоисточник также возник над молодыми пятнами под номером 153a в «Солнечных данных», появившимися в период 05—06.04 между широтами 30 S—40 S и существовавшими всего около суток (рис. 7).

Следует подчеркнуть, что высоты источников, приведенные выше, представляют их нижние пределы, так как являются проекциями радиус-векторов, соединяющих центр Солнца с корональным источником на картинную плоскость (перпендикулярную к лучу зрения). Для определения действительных высот необходимо делить расстояния от фотосферы, измеренные в картинной плоскости, на синус угла между радиус-вектором и лучом зрения β . В случае 21.03, когда корональный источник был связан с группой пятен или протуберанцем на лимбе Солнца, $\sin \beta \approx 1$ и эффекты проекции выражены слабо. Для корональной конденсации, наблюдавшейся 06.04 1979 г., $\beta \approx 60^\circ$, если она была связана с группой пятен № 153 [1]. Поэтому действительная высота конденсации над фотосферой должна быть в этом случае $\sim 370 \cdot 10^3$ км.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Солнечные данные, 1979, № 3, 4.
2. Bogod V. M., Gelfrekh G. B. Measurements of the magnetic fields and the gradient of temperature in the solar atmosphere above a flocculus using radio observations.— Solar Phys., 1980, vol. 67, p. 29—46.
3. Шкловский И. С. Физика солнечной короны. М.: Физматгиз, 1962, с. 347.
4. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964, с. 12.
5. Северный А. В., Хохлова В. Л. Исследование движений и свечения солнечных протуберанцев.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1953, т. 10, с. 9—53.

УДК 520.874

О МЕТОДИКЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОРАДИУСА СОЛНЦА СКАНИРОВАНИЕМ

А. Ф. Бачурин

Получено выражение отклика антенны в экваториальных координатах α и δ на радиоизлучение круглого диска с равномерным распределением яркостной температуры. Показано, что радиорadius Солнца на волне 2,25 см, вычисленный в этих координатах, отличается не более чем на $0''{,}15$ от этой же величины, найденной при использовании приближенного выражения в прямоугольных координатах.

ON THE METHOD OF DETERMINATION OF SOLAR RADIO RADIUS BY SCANNING TECHNIQUE, by A. F. Bachurin.— The expression of antenna response in the equatorial co-ordinates α and δ to radio emission from the round disk with uniform brightness distribution is derived. It is shown that solar radio radius at 2,25 cm wavelength calculated in these co-ordinates differs by no more than $0''{,}15$ from the value obtained by using approximate formula in rectangular co-ordinates.

В [1—3] описан способ определения радиорadius Солнца сканированием. Отклик антенны на радиоизлучение солнечного диска рассчитывался в предположении равномерного распределения по нему яркостной температуры ($T_{\text{я}}$). Изменение антенной температуры ($T_{\text{а}}$) в процессе сканирования вычислялось численным интегрированием интеграла типа свертки

$$T_{\text{а}}(x, y) = \frac{AT_{\text{я}}}{\lambda^2} \int_{-R_r}^{R_r} \int_{-\sqrt{R_r^2 - \psi^2}}^{\sqrt{R_r^2 - \psi^2}} F(\psi - x, \eta - y) d\psi d\eta, \quad (1)$$

где R_r — радиорadius Солнца в угловых единицах; A — эффективная площадь антенны; λ — длина волны; $F(\psi, \eta)$ — функция, описывающая нормированную диаграмму направленности (ДН) антенны; ψ, η — прямоугольные координаты в угловых единицах, начало отсчета которых совпадает с центром солнечного диска; x, y — угловые расстояния оси ДН от центра диска по осям $O\psi$ и $O\eta$ соответственно. В дальнейшем мы для краткости не будем оговаривать, что координаты и радиус берутся в угловых единицах.

При достаточно большом числе сканов среднеквадратичная ошибка измеренного отношения R_r к оптическому радиусу Солнца R_\odot получается сравнительно небольшой. Так, согласно [3] из наблюдений 23.08 1980 г. следует, что на волне 2,25 см $R_r/R_\odot = 1,0314 \pm 4 \cdot 10^{-4}$, а по наблюдениям 24.08 1980 г. $R_r/R_\odot = 1,0327 \pm 4 \cdot 10^{-4}$. В этих выражениях со знаком \pm даны среднеквадратичные ошибки среднего. Число двойных сканов в указанные дни было около 90.

Возникает вопрос: правомерно ли вообще при столь малых ошибках применение формулы (1)? Эта формула справедлива для прямоугольных координат, а сканирование проводилось по криволинейным экваториальным координатам α и δ . Чтобы ответить на поставленный вопрос, необходимо дать аналог формулы (1) для случая экваториальных координат.

Для этого выберем декартову систему координат (не угловых) так, чтобы плоскость Oxy совпала с плоскостью небесного экватора, а ось Ox направим в точку весеннего равноденствия. Радиус сферы с центром в точке O примем равным единице, так что $x^2 + y^2 + z^2 = 1$. Как известно, телесный угол, стягиваемый некоторой областью на такой сфере, дается формулой

$$\Omega = \iint_G \frac{dx dy}{\sqrt{1 - x^2 - y^2}},$$

где G — проекция рассматриваемой области на плоскость Oxy .

Переходя к экваториальным координатам α и δ , получим

$$\Omega = \iint_\Gamma \cos \delta d\alpha d\delta, \quad (2)$$

где Γ — отображение области G на плоскость с координатами α, δ . Якобиан указанного преобразования обращается в нуль при $\delta = 0$ и $\delta = \pi/2$. Поэтому, например, формула (2) неприменима к случаю, когда точка весеннего равноденствия проецируется на радиодиск Солнца.

Пусть радиисточник на небесной сфере имеет форму круглого диска. В этом случае область G будет эллипсом. Примем для упрощения выкладок, что прямое восхождение центра диска $\alpha_c = 0$. Вследствие симметрии конечные результаты расчета будут справедливы при любом значении α_c . Пусть диск имеет радиус R_r , а склонение его центра равно δ_c .

Пределы интегрирования по α и δ в (2) найдем из условия касания эллипса и линии пересечения полуплоскости, проходящей через ось Oz , с плоскостью Oxy

$$\frac{(x - x_c)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad y = x \operatorname{tg} \alpha, \quad (3)$$

где $x_c = \cos R_r \cos \delta_c$ — абсцисса центра эллипса,

$$a = \sin R_r \sin \delta_c, \quad b = \sin R_r.$$

Решая систему уравнений (3), получим

$$\alpha_1 = -\operatorname{arctg} [(\operatorname{ctg}^2 R_r \cos^2 \delta_c - \sin^2 \delta_c)^{-1/2}], \quad (4)$$

$$\alpha_2 = \operatorname{arctg} [(\operatorname{ctg}^2 R_r \cos^2 \delta_c - \sin^2 \delta_c)^{-1/2}], \quad (5)$$

$$\delta_1(\alpha) = \arccos \left(\frac{\cos R_r \cos \delta_c \cos \alpha + \sin \delta_c \sqrt{\sin^2 R_r - \sin^2 \alpha \cos^2 \delta_c}}{\cos^2 \alpha + \sin^2 \delta_c \sin^2 \alpha} \right), \quad (6)$$

$$\delta_2(\alpha) = \arccos \left(\frac{\cos R_r \cos \delta_c \cos \alpha - \sin \delta_c \sqrt{\sin^2 R_r - \sin^2 \alpha \cos^2 \delta_c}}{\cos^2 \alpha + \sin^2 \delta_c \sin^2 \alpha} \right). \quad (7)$$

Здесь α_1 , α_2 и $\delta_1(\alpha)$, $\delta_2(\alpha)$ — пределы интегрирования соответственно по α и по δ в двойном интеграле (2), соответствующие краю Солнца.

Таким образом, телесный угол, стягиваемый круглым диском радиуса R_r , в экваториальной системе координат выражается двойным интегралом

$$\Omega = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \int_{\delta_1(\alpha)}^{\delta_2(\alpha)} \cos \delta \, d\alpha \, d\delta, \quad (8)$$

где α_1 , α_2 и $\delta_1(\alpha)$, $\delta_2(\alpha)$ определяются выражениями (4), (5) и (6), (7) соответственно.

Согласно [4] диаграмма направленности антенны на волне 2,25 см обладает круговой симметрией относительно своей оси и аппроксимируется функцией

$$F(\theta) = 0,9978 \exp(-1,966 \cdot 10^6 \theta^2) + 0,0022 \exp(-4 \cdot 10^4 \theta^2), \quad (9)$$

где θ — угол между осью ДН и некоторой ее точкой, выраженный в радианах.

Найдем выражение, описывающее ДН в координатах α и δ . Если ось ее направлена на полюс мира, то в выбранной выше декартовой системе координат $Oxyz$, начало которой совпадает с точкой наблюдателя, имеем, учитывая, что $x^2 + y^2 + z^2 = 1$,

$$\theta = \arccos(z/\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) = \arccos z.$$

Повернем эту систему координат, направив ось Oz' в точку с координатами α_c , δ_c . Очевидно, что в новой системе $Ox'y'z'$

$$\theta = \arccos z'.$$

Матрица проведенного преобразования координат имеет вид

$$B = \begin{vmatrix} \sin \delta_c \cos \delta_c & \sin \delta_c \sin \alpha_c & -\cos \delta_c \\ -\sin \alpha_c & \cos \alpha_c & 0 \\ \cos \delta_c \cos \alpha_c & \cos \delta_c \sin \alpha_c & \sin \delta_c \end{vmatrix}.$$

Поэтому

$$\theta = \arccos(x \cos \alpha_c \cos \delta_c + y \sin \alpha_c \cos \delta_c + z \sin \delta_c).$$

Выражая x , y и z через экваториальные координаты, найдем

$$\theta = \arccos(\cos \alpha_c \cos \delta_c \cos \alpha \cos \delta + \sin \alpha_c \cos \delta_c \sin \alpha \cos \delta + \sin \delta_c \sin \delta).$$

При сканировании по α и δ , учитывая, что в рассматриваемом случае $\alpha_c = 0$, получим

$$\theta = \arccos[\cos(\delta_c - u) \cos \delta \cos(t + \alpha) + \sin(\delta_c - u) \sin \delta], \quad (10)$$

где t , u — угловые расстояния оси ДН от центра диска соответственно по α и по δ .

Таким образом, антенная температура при сканировании радиоисточника, имеющего форму круглого диска, в экваториальных координатах α и δ на волне 2,25 см дается выражением

$$T_a(t, u) = \frac{A}{\lambda^2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \int_{\delta_1(\alpha)}^{\delta_2(\alpha)} F(\theta) T_{\text{я}}(\alpha, \delta) \cos \delta \, d\alpha \, d\delta, \quad (11)$$

где $F(\theta)$ определяется из (9) и (10).

Изменение антенной температуры при сканировании рассчитывалось по выражению (11) численным интегрированием для нескольких значений δ_c при различных R_r , t , u . При этом скану через центр диска по α соответствует $u = 0$, а скану по δ отвечает $t = 0$. В расчетах распределение яркостной температуры по диску принималось равномерным.

На записях сканов из-за возможного наличия вблизи центра солнечного диска локальных радиоисточников уровень антенной температуры, соответствующий «спокойному» Солнцу, часто определить затруднительно. Поэтому

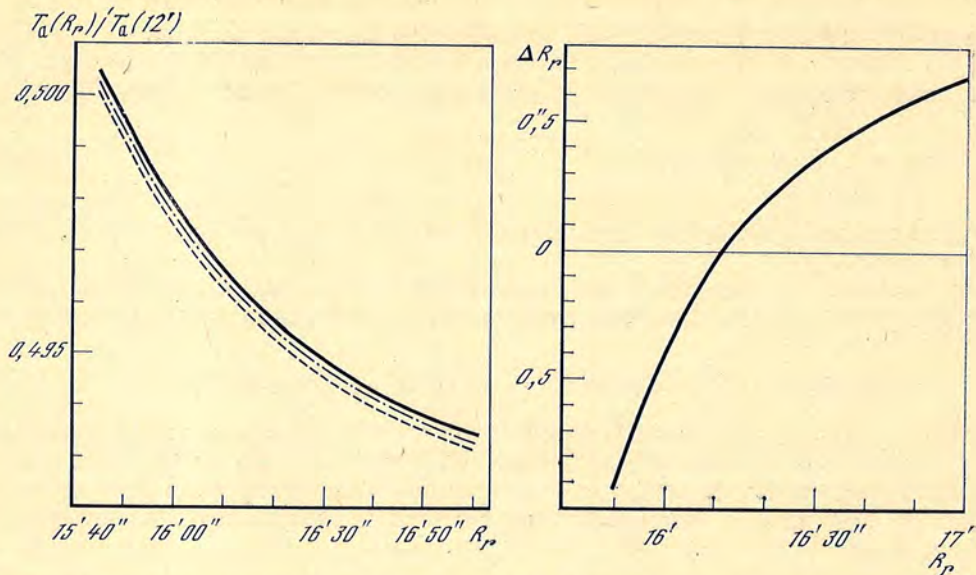


Рис. 1. Изменение отношения антенной температуры при наведении антенны на край солнечного диска к антенной температуре T_a , получаемой при наведении в точку, отстоящую от центра диска на $12'$, в зависимости от радиорadiusа

Рис. 2. Поправки, которые необходимо прибавить к радиорadiusу, измеренному на уровне $T_a(R_r)/T_a(12') = 0,496$

значения T_a^* вычислялись для точек, отстоящих от центра диска Солнца на $12'$ ($T_a(12')$), а также для точек, соответствующих наведению антенны на край ($T_a(R_r)$).

Зная отношение указанных антенных температур, можно из записей сканов определить радиорadius солнечного диска так же, как и в случае известного отношения $T_a(R_r)/T_a(0)$, где $T_a(0)$ — значение антенной температуры при наведении антенны на центр «спокойного» Солнца [3]. Ход изменения величины $T_a(R_r)/T_a(12')$ в зависимости от радиуса диска R_r представлен на рис. 1. Сплошной линией показано изменение этой величины, вычисленное по формуле (1), штриховой — по (11) при $t = 0$ (скан по δ) и штрихпунктирной линией — по (11) для скана по α при $\delta_c = 25^\circ$. Последнее значение δ_c перекрывает с запасом возможные значения склонений центра солнечного диска.

Изменение отношения $T_a(R_r)/T_a(12')$ в интервале $15'50'' \leq R_r \leq 17'00''$ является строго монотонным и сравнительно малым по величине. В среднем можно принять, что ось антенны наведена на край диска, когда $T_a(R_r)/T_a(12') = 0,496$. При этом измеренный радиорadius Солнца будет больше истинного, если $R_r < 16'11''$, и меньше его, если $R_r > 16'11''$. Эти отличия невелики и составляют не более $0,9$ при изменении радиорadiusа в пределах от $15'50''$ до $17'00''$. Их можно оценить по рис. 2, где представлены поправки, которые надо прибавить (с учетом знака) к измеренному радиорadiusу, чтобы получить его истинное значение.

Из рис. 1 можно заключить, что R_r , определенный из выражения (1), отличается от этой же величины, вычисленной по точной формуле (11), не более чем на $0,15$. Поэтому можно сделать такой вывод: при указанных выше среднеквадратичных ошибках ($\pm 0,4 \cdot 10^{-4}$) среднего значения отношения R_r/R_\odot для определения последнего можно использовать данные, полученные из формулы (1).

Отметим, что вычисление выражения (1) значительно проще вычисления интеграла (11). Это проявляется особенно отчетливо, если форма радиоисточника отличается от круглого диска, обладающего равномерным распределением по нему яркостной температуры. Проведенный анализ дает основание

использовать с достаточной точностью прямоугольные угловые координаты для вычисления T_a радиоисточников сложной формы, если их угловые размеры не превышают 30—35'.

В заключение выражаю благодарность Р. Н. Синкиной за расчеты на ЭВМ.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Бачурин А. Ф. Радиодиаметр Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65, с. 17.
2. Бачурин А. Ф. О радиорadiusе Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 127.
3. Бачурин А. Ф. Изменение радиорadiusа Солнца с фазой цикла солнечной активности на волнах 2,25 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 88.
4. Бачурин А. Ф. Наблюдения Луны с целью уточнения радиорadiusа Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 72.

УДК 550.388

СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ ГЕОМАГНИТНОГО АЕ-ИНДЕКСА В ДИАПАЗОНЕ ПЕРИОДОВ 130—200 МИН КАК ВОЗМОЖНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СПЕКТРА ГЛОБАЛЬНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СОЛНЦА

В. П. Бобова, Б. М. Владимирский, М. И. Пудовкин *

С помощью косинор-анализа и метода наложения эпох построен спектр колебаний АЕ-индекса для летнего сезона в диапазоне периодов 130—200^m. Результаты вычислений двумя методами хорошо согласуются между собой (табл. 1). Спектр представляет собой набор дискретных линий, большинство которых устойчиво воспроизводится год от года для всего исследованного интервала 1966—1979 гг. (рис. 2). В полученном спектре присутствуют до 80% линий, найденных при оптических наблюдениях глобальных пульсаций Солнца в КАО (Северный, Котов, Цап, 1974—1982 гг.), причем около 60% из их числа совпадает с соответствующими периодами в АЕ-индексе с точностью не хуже 0^m1 (рис. 4). Вероятность случайного совпадения такого большого числа линий двух сравниваемых спектров не превышает 10⁻⁴. Сравнение спектра осцилляций Солнца со спектром АЕ-индекса в период полярной ночи показывает, что совпадение нескольких линий в обоих спектрах может быть чисто случайным. Полученные результаты согласуются с предположением [4] о наличии заметных (~1%) вариаций потока солнечного коротковолнового излучения с периодами осцилляций Солнца.

VARIATION SPECTRUM OF GEOMAGNETIC AE-INDEX IN PERIOD RANGE 130—200^m AS POSSIBLE REFLECTION OF GLOBAL OSCILLATION OF THE SUN, by V. P. Bobova, B. M. Vladimirovsky, M. I. Pudovkin.— The spectrum of oscillations of geomagnetic AE-index have been calculated by method of cosinor-analysis and by superepoch method for summer seasons for interval of periods 130^m—200^m. The spectrum is the set of discrete lines. The majority of these lines are reproduced steady from one year to another for all interval 1966—79 studied. Up to 80% lines found in optical observations by Severny—Kotov — Tsap (1974—82) are present in AE-spectrum, 60% of these lines coincide with lines of AE-spectrum with the precision $\leq 0^m1$. The probability of the coincidence of such number of lines by chance is $\leq 10^{-4}$. During polar night there are no correlation between spectrum of solar global oscillations and AE-spectrum. The main conclusion is that solar global oscillations modulate solar shortwave flux with amplitude about 1%.

Эффекты глобальных пульсаций Солнца, обнаруженные в оптических измерениях [1, 2], могут присутствовать в земной магнитосфере и ионосфере по крайней мере по двум причинам: 1) при солнечных пульсациях возможна

* Лаборатория геофизики НИИФ ЛГУ.

геперация долгопериодных магнитогиродинамических волн, переносимых солнечным ветром и воздействующих на магнитосферу [3]; 2) солнечные пульсации могут сопровождаться вариациями коротковолнового излучения Солнца (дальний ультрафиолет, рентгеновский диапазон), что должно неизбежно приводить к соответствующим периодическим изменениям ионосферных параметров [4].

В настоящее время получены убедительные данные, показывающие, что вторая из перечисленных возможностей действительно реализуется. Период 160^m с устойчивой фазой найден в огибающей амплитуд геомагнитных микропульсаций $Pc\ 3,4$ [5, 6]. Такой же период обнаружен в критических частотах среднеширотной E -ионосферы [7], причем фаза этих последних вариаций совпадает с фазой, найденной для огибающей амплитуд $Pc\ 3,4$. Оценка амплитуды вариаций солнечного коротковолнового излучения $\lambda < 1000\ \text{\AA}$ для периода 160^m дает величину порядка 1%.

Соответствующий периодический компонент был обнаружен также в ионосферных токовых системах при анализе большого массива данных AE -индекса [8]. При этом оказалось возможным найти точное значение периода $160^m0094 \pm 0^m0006$, что хорошо совпадает со значением, определенным в оптических измерениях [2]. Фаза 160-минутных вариаций в AE -индексе очень близка к величине, найденной по огибающей $Pc\ 3,4$ и критическим частотам E -ионосферы. Описанный эффект определенно солнечного происхождения: он уверенно обнаруживается только в летний сезон, для освещенной ионосферы. Для полярной ночи 160-минутные колебания в AE -индексе не найдены [8].

Перечисленные выше результаты качественно подтверждаются некоторыми другими независимыми данными и соображениями. 160-минутные вариации найдены в сантиметровом солнечном радиоизлучении [9—11]. Хорошо известно, что интенсивность радиоизлучения в указанном диапазоне коррелирует с изменениями потока коротковолнового излучения, в том числе и в короткой шкале времени. В связи с этим важно отметить, что максимум радиояркости в 160-минутных вариациях [9, 10] практически совпадает с максимумом потока коротковолнового излучения, определенным по геофизическим измерениям (для того же периода): огибающая амплитуд $Pc\ 3,4$; критические частоты Ef_0 ; вариации AE -индекса [8].

Модуляции коротковолнового солнечного излучения с тем же 160-минутным периодом следует ожидать также в связи с обнаружением того же периода в частоте следования хромосферных вспышек [12]. Наконец, прямым подтверждением описанных выше результатов является присутствие 160-минутных вариаций в частоте следования всплесков рентгеновского излучения в спутниковых измерениях [13, 14]: максимум в частоте следования рентгеновских всплесков совпадает с максимумом радиояркости [9, 10] и увеличением электронной концентрации в ионосфере [8] (этот максимум запаздывает относительно максимума скорости расширения центра диска в оптических измерениях [2] приблизительно на 20 мин).

Как показывает анализ многолетних оптических измерений [15], спектр солнечных долгопериодных пульсаций содержит довольно большое число гармоник, причем амплитуды некоторых из них сравнимы по величине с сильной линией 160^m010 . Поэтому естественно предположить, что, кроме 160^m -колебаний, некоторые другие гармоники солнечных глобальных осцилляций могут содержаться в вариациях ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца и соответственно могут быть обнаружены в вариациях ионосферных параметров, в частности в AE -индексе. Ниже излагаются результаты проверки этого предположения.

1. Материал и методика обработки

Исходным материалом для анализа послужили 2^m5 -значения $AE(12)$ -индекса за 11 лет (1966—1974 гг., 1978—1979 гг.), в общей сложности $2,3 \cdot 10^6$ значений. Данные были получены из МЦДА. В соответствии с ранее разработанной методикой при поиске периода 160^m01 [8] обрабатывались

только данные, приходящиеся на полярный день, когда ионосфера непрерывно освещена: за каждый год — четыре летних месяца, интервал центрирован относительно дня летнего солнцестояния (22.06). Исключались дни с большими магнитными бурями ($AE > 500\gamma$). Спектр колебаний в интервале периодов $130,0-200^m0$ строился с помощью двух методов.

Первый метод, применявшийся ранее в [4—8] для поиска периода 160^m , представляет собой модификацию косинор-анализа [16]. Косинор-анализ позволяет исследовать периодические составляющие дискретного временного ряда любой заданной длины, причем не накладывается никаких ограничений на распределение данных во времени (включая пропуски). После усреднения по интервалу 10 мин данные за каждые сутки аппроксимируются косинусоидой некоторого пробного периода по методу наименьших квадратов с использованием единого нуля-пункта времени. Полученные таким образом значения амплитуды и фазы данного пробного периода за каждые сутки образуют вторичный статистический массив, по которому вычисляется средняя амплитуда. Полученный набор фаз служит для оценки степени выраженности периодического компонента с данным пробным периодом. Для этого строится распределение по фазам (частота встречаемости). Отклонение указанного распределения от равномерного, измеряемое с помощью χ^2 -критерия, служит мерой выраженности данного пробного периода в исследуемом временном ряде. Таким образом, спектр, вычисляемый по описанному методу, представляет собой последовательность двух параметров χ^2 -значений и средних по всему массиву амплитуд (третий вычисляемый параметр — средняя фаза — образует спектр фаз, в дальнейшем он здесь подробно не анализируется).

Второй метод представляет собой модификацию метода наложения эпох, предложенную Д. Н. Рачковским [17]. Этот алгоритм применяется для обработки данных оптических наблюдений и является одним из вариантов фурье-анализа.

Шаг по периоду при вычислениях спектров был принят 0^m2 для первого метода и 0^m1 для второго. Он был выбран отчасти из соображений экономии машинного времени (в первом методе вычисление одного периода требует 9^m машинного времени), отчасти с учетом вероятной ширины некоторой гипотетической спектральной линии. Оценка ширины такой линии может быть сделана на основе рассмотрения флуктуаций времени релаксации в ионосфере и магнитосфере. Например, для ионосферы подобную оценку нетрудно получить, исходя из следующих соображений. Если в ионизирующем излучении, падающем на ионосферу, имеется некоторый период T , то в электронной концентрации будет присутствовать тот же период, сдвинутый по фазе на величину φ [6]:

$$\varphi = \text{arcctg}(\alpha n T / \pi),$$

что отражает степень «инерционности» ионосферы (здесь α — коэффициент рекомбинации, n — «стационарная» электронная концентрация). При обычно принимаемых значениях параметров E -слоя ионосферы для $T = 160^m$ φ составляет $\leq 10^{-2}$ периода, $\leq 1^m$. Из-за различных вариаций постоянной времени ионосферы $1/\alpha n$ сдвиг фаз φ будет варьировать в пределах $\pm 10\%$. Случайные вариации будут приводить к расширению спектрального пика, так что монохроматический внешний сигнал будет иметь пик с эффективной шириной $\leq 0^m2$. Циклические изменения постоянной времени будут приводить к фазовой модуляции и появлению соответственно сателлитов (вообще говоря, должна наблюдаться, конечно, и амплитудная модуляция). К аналогичному эффекту будут приводить и изменения во времени постоянной релаксации тока. Все эти оценки являются, разумеется, грубо приближенными, так как на самом деле эффективная длина волны ионизирующего излучения, ответственная за описанные вариации, неизвестна. Поэтому реальные значения постоянных времени остаются не вполне определенными, а их флуктуации соответственно неизвестными.

2. Результаты и их анализ

Спектр AE -индекса, вычисленный методом косинор-анализа для летнего сезона по всему массиву данных (1966—1979 гг.) амплитуд и значений χ^2 , показан на рис. 1.

Статистически значимыми являются пики, удовлетворяющие одновременно следующим двум критериям.

1. $\chi^2 \geq 10$, что для пяти степеней свободы эквивалентно требованию, чтобы данная линия (пик) была по значимости не менее двух стандартных отклонений относительно среднего (по всему массиву). Поскольку вычисления проводились для каждого года, а затем суммировались, было отчетливо видно, что отдельные линии спектра, значимые для суммарного по всему массиву спектра, в некоторые годы незаметны. В связи с этим в дальнейшем такие пики отмечались как «переменные» (значок V, третий столбец табл. 1).

2. Средняя по всему массиву амплитуда составляет не менее 1γ , что эквивалентно требованию значимости на уровне двух стандартных отклонений. Эта граничная величина была получена на основе изучения суммарного распределения по амплитудам (все пробные периоды по всему массиву данных). Как и при использовании первого критерия, отмечались линии, для которых в некоторые годы значения амплитуд были меньше 1γ («переменные» линии). Поскольку уровень шумов растет в сторону больших периодов ($A \sim T$), линия условного уровня значимости имеет некоторый наклон ($1/f$), так что для $T = 130^m 0$ амплитуды значимы, если $A \geq 0,8\gamma$.

Выделение статистически значимых пиков с одновременным применением этих двух критериев в большинстве случаев не встречает затруднений, поскольку, как правило, высокие значения χ^2 соответствуют большим амплитудам. Однако для некоторых пиков с большими амплитудами значение χ^2 было меньше принятой пороговой величины. В таких случаях вопрос о реальности рассматриваемой линии решается в зависимости от значения амплитуды в отдельные годы и путем сравнения с «контрольным» спектром, полученным вторым методом.

Для принятого шага по периоду ($0^m 2$) некоторые реально существующие, но «узкие» линии должны были оказаться пропущенными. Просмотр полученного спектра показал, что такой эффект и в самом деле имеет место. В связи с этим для некоторых участков спектра перечисленные выше параметры были получены для промежуточных значений периодов с шагом $0^m 01$. В частности, именно такими дополнительными вычислениями была выявлена хорошо известная сильная линия $160^m 01$, изученная подробно в [8]. Аналогичные дополнительные вычисления были сделаны для интервалов близ гармоник суток 144 и 180^m .

Спектр, вычисленный по второму методу, методу наложения эпох, показан на рис. 2 по годам отдельно для 1966—1970 гг. и 1971—1979 гг. (суммирование 1966, 1966 плюс 1967 г. и т. д.). Использовались 15-минутные средние, шаг по периоду $0^m 1$. Как и ранее, вычисления проводились для четырех летних месяцев каждого года, далее суммировались по годам спектральные плотности для всех периодов. Этим методом проверялись различные варианты. В частности, спектр был повторно построен для смещенной шкалы периодов ($\Delta T = 0^m 01$) для проверки воспроизводимости основных выделяющихся пиков. Для проверки влияния скважности спектр был вычислен для полного массива данных, включая магнитные бури. Было проверено также возможное влияние на окончательный результат величины интервала усреднения данных, значения интервала времени, принятого условно для летнего сезона, диапазона пробных периодов.

Статистически значимыми пиками в данном случае считались линии, спектральная плотность которых выше нанесенного на рисунках уровня в три стандартных отклонения. Этот уровень проведен наклонно по отношению к оси абсцисс в соответствии с законом $1/f$ (фликкерный шум). Сравнение спектров рис. 2 показывает, что все важнейшие детали спектра хорошо воспроизводятся год от года, хотя одновременно заметны и динамические

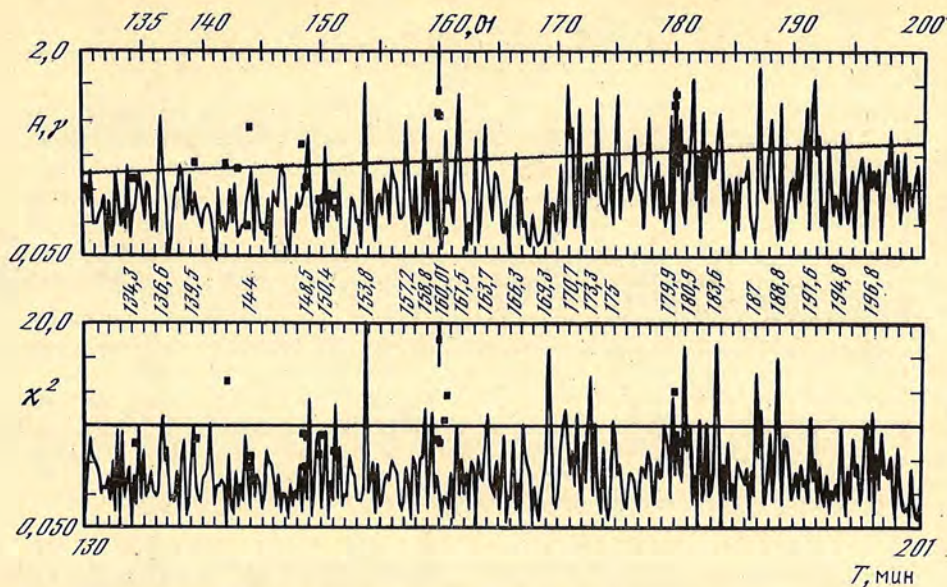


Рис. 1. Спектр колебаний АЕ-индекса, построенный по методу косинор-анализа.

Числа около отдельных спектральных пиков — значения периода. А — амплитуда, χ^2 для пяти степеней свободы. Квадратиками отмечены амплитуды и величины χ^2 для дополнительно обработанных периодов с целью уточнения отдельных участков спектра

изменения, особенно характерные для некоторых выделенных спектральных линий.

Спектры, вычисленные двумя методами, сравниваются по их статистически достоверным пикам в табл. 1. Первый столбец содержит значения периодов (мин), полученных косинор-анализом, второй — методом наложения эпох, третий — «синтетический» спектр, полученный путем анализа всех выделенных пиков. Как видно, значения периодов для линий, присутствующих одновременно в обоих спектрах, совпадают практически для всех случаев с точностью не хуже 0^m1 , причем часть таких линий — переменные. В обоих спектрах имеется, кроме того, некоторое число (25%) неперекрывающихся линий, что послужило поводом для специального анализа. В результате было выяснено, что частично это обстоятельство обусловлено различием в критериях достоверности для обоих методов: линия, которая считается значимой для одного метода, оказывается незначимой для другого. В спектре, полученном методом наложения эпох, найдено несколько пиков, отсутствующих в проверочном варианте, когда не исключались магнитные бури. Это дает основание предполагать, что такие линии являются артефактами. Наконец, некоторое дополнительное число линий в спектре, полученном методом наложения эпох, видимо, обусловлено пропуском этих линий в спектре, построенном косинор-анализом. В целом, однако, согласие между спектрами, полученными разными методами, хорошее ($\sim 70\%$ линий совпадают с точностью $\pm 0,1$ мин). Проведенный анализ позволяет построить «синтетический» спектр (см. третий столбец табл. 1), где представлены пики, выделенные по данным обоих методов с достоверностью не менее трех стандартных отклонений. Здесь же одновременно указаны оценки амплитуды вариации (γ).

Рассмотрение выделенных в столбце трех спектральных линий с привлечением данных о спектрах за отдельные годы позволяет отметить следующие закономерности.

1. Вблизи известной линии 160^m01 отчетливо заметны эквидистантно расположенные линии-спутники: 160^m6 — 159^m4 , 161^m2 — 158^m8 , 162^m9 — 157^m1 и т. д. Их присутствие, видимо, указывает на сложную модуляцию этого «несущего» периода. Вероятное присутствие модуляции периода 160^m01 солнечного происхождения отмечалось в [2, 11]. В данном случае некоторые из модуляционных эффектов могут быть обусловлены чисто геофизическими

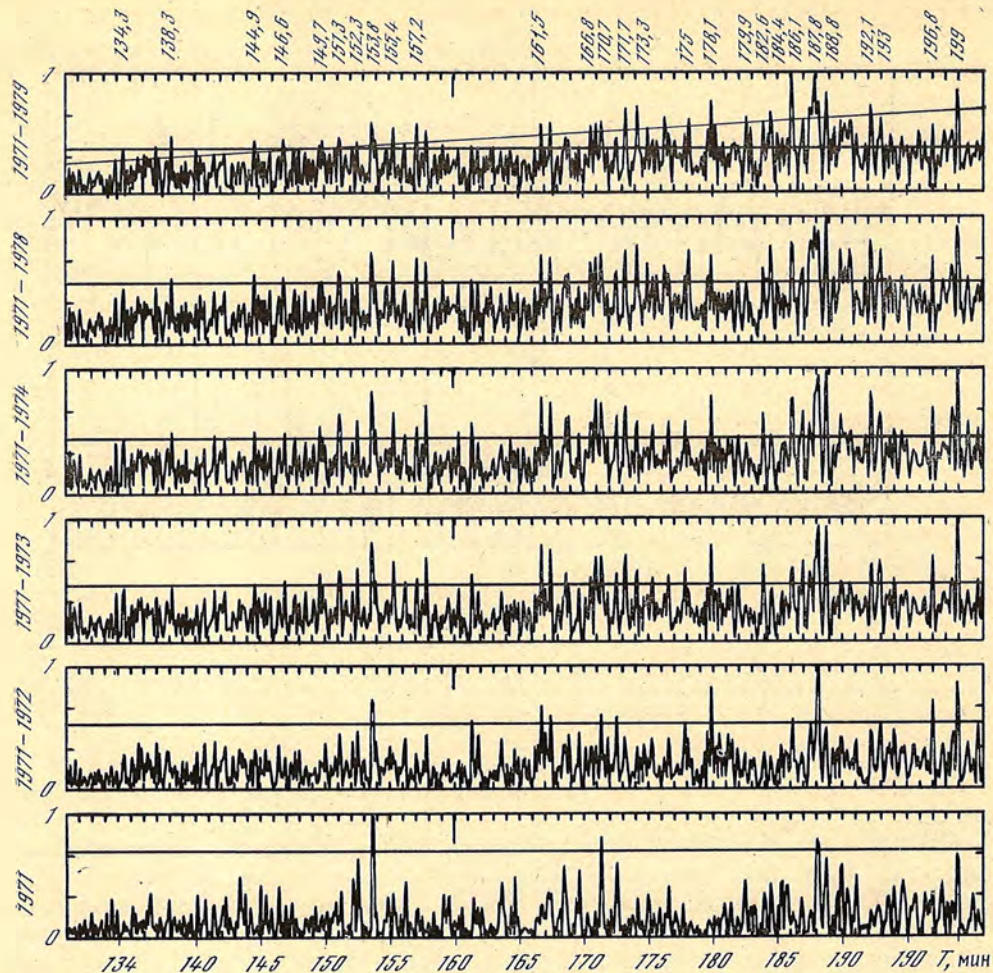


Рис. 2. То же, но для метода наложения эпох по годам

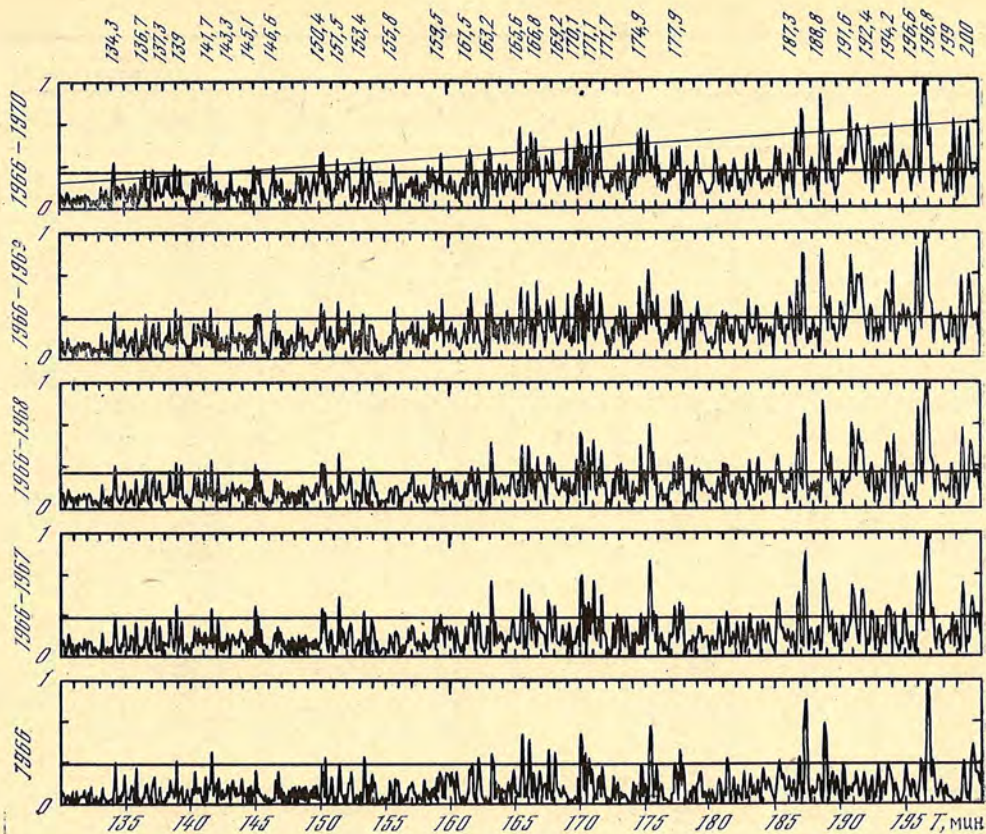
По вертикальной оси — спектральная плотность (условные единицы), по горизонтальной оси — период (мин)

причинами, например упомянутыми циклическими изменениями времени релаксации ионосферы. Расположение линий-спутников $\pm 0,6$; $\pm 1,2$; $\pm 2,8$; $\pm 6,2$ соответствует возможным периодам модуляции ~ 29 ; ~ 15 ; $\sim 6,4$; $\sim 2^d, 9$. Возможно, что для первых двух периодов «несущий период» $160^m 01$ модулирован по фазе (такое предположение возникает при просмотре спектра фаз в окрестностях $160^m 01$).

2. Имеет место весьма сложная картина динамических изменений в спектрах год от года. Некоторые линии довольно стабильны — их амплитуда относительно мало меняется (например, периода $170^m 7$ или $188^m 8$). Другие линии, напротив, подвержены существенным изменениям по амплитуде (в табл. 1 отмечены V). Возможно, что некоторые из таких изменений происходят синхронно по всему диапазону. В некоторые годы сам характер спектра заметно меняется (годы, приходящиеся на максимум солнечной активности, беднее гармониками).

3. Сопоставление спектра AE -индекса со спектром глобальных колебаний Солнца, найденным в оптических измерениях

Представленный в третьем столбце табл. 1 «синтетический» спектр AE -индекса (53 выделенных периода) 1966—1974, 1978, 1979 гг. интересно сопоставить с набором гармоник, найденных в оптических измерениях 1974—



1982 гг. [15]. Такое сопоставление проведено в табл. 2 и на рис. 3. Набор периодов для колебаний солнечного происхождения (отмечен знаком \odot) в табл. 2 и на рис. 3 в рассматриваемом диапазоне включает всего 35 гармоник (из которых 25 перечислены в табл. 1 [15] и еще шесть отмечены на самом спектре (рис. 1 в [15]); кроме того, сюда включены четыре неотмеченных гармоники, амплитуды которых можно формально считать значимыми, поскольку они мало отличаются от других выделенных линий.

Рассмотрение табл. 2 и рис. 3 показывает, что 20 солнечных гармоник (из 35, 60%) совпадает с линиями спектра AE -индекса с точностью не хуже 0^m1 . Еще восемь линий совпадают с точностью $\pm 0^m2$, и три линии $\pm 0^m3$ (частота встречаемости величин «расогласования» показана гистограммой на рис. 4). Из 35 выделенных в оптических наблюдениях линий 31 линия совпадает с линиями спектра колебаний AE -индекса с точностью не хуже $\pm 0^m3$. Из них четыре линии, 143,2; 150,0; 151,8 и 153^m3 , спектра солнечных пульсаций [15] очень близки к пикам спектральной плотности AE -индекса, полученным только одним методом (наложение эпох, в табл. 2 эти значения периодов взяты в скобки). Эти линии не вошли в «синтетический» спектр, так как рассматривались как артефакты, обусловленные эффектами скважности. Оставшиеся четыре линии в спектре солнечных осцилляций, видимо, не представлены в спектре AE -индекса: 152,9; 168,3, 173,9; 179^m2 (отмечены на рис. 3). Не исключено, что они пропущены при вычислениях спектра колебаний AE -индекса. Кроме того, возможно, что указанные периоды соответствуют солнечным колебаниям, которые не модулируют (или модулируют слабо) коротковолновое излучение.

В общем из 35 линий солнечных осцилляций 27 можно считать совпадающими с линиями, обнаруженными в AE -индексе. Учитывая точность определения положения гармоник в [15] и в спектре AE -индекса, а также то, что интервалы оптических измерений и массива AE -индекса мало перекрываются во времени ($\leq 25\%$), соответствие между двумя спектрами следует считать

Таблица 1

Косинор-анализ, T, мин	Наложение эпох, T, мин	«Синтетический спектр»		Косинор-анализ, T, мин	Наложение эпох, T, мин	«Синтетический спектр»	
		T, мин	A, γ			T, мин	A, γ
134,3	134,3	134,3	1,3	170,7	170,7	170,7	1,7
136,6	136,7	136,65	1,3	171,1	171,1	171,1	1,7
?	137,3	—		171,7	171,7	171,7	1,9
+	138,3	138,3		173,3	173,3	173,3 V	
139,5	139,4	139,45	1,2	175,0	175,0	175,0	1,7
?	141,7	—		175,4	175,4	175,4 V	
142,15	?	142,15	1,0	+	176,2	176,2 V	
?	143,3	—		177,6	+	177,6	1,4
144,01	?	144,01 V	1,3	?	178,0	—	
?	145,1	—		179,9	179,9	179,9	1,8
+	146,6	146,6		180,04	?	180,04	1,7
148,5	+	148,5	1,3	180,9	+	180,9	1,2
149,0	?	149,0 V		181,4	+	181,4	2,0
+	149,7	149,7 V		182,2	+	182,2 V	
?	150,2	—		182,6	182,6	182,6	1,2
150,4	150,4	150,4	1,4	183,6	183,7	183,65	1,8
?	151,5	—		184,4	184,4	184,4 V	
?	152,3	—		187,0	186,9	186,95	1,7
?	153,4	—		187,4	187,4	187,4	1,3
153,8	153,8	153,8	1,7	188,8	188,8	188,8	1,6
154,2	?	154,2	1,3	191,6	191,6	191,6	1,7
157,2	157,2	157,2 V		192,0	192,1	192,05 V	
158,8	158,75	158,8	1,6	192,8	+	192,8 V	
159,4	159,4	159,4 V		194,2	194,2	194,2 V	
160,01	?	160,01	1,6	194,8	+	194,8	1,3
160,6	160,5	160,55	1,2	196,2	196,1	196,15 V	
161,5	161,5	161,5	1,6	196,8	196,8	196,8 V	
162,9	162,9	162,9	1,5	199,2	199,0	199,1 V	
163,7	+	163,7	1,2	200,1	200,0	200,05 V	
+	165,6	165,6 V		48	48	53	
166,3	166,4	166,35 V					
166,8	166,8	166,8 V					
169,3	169,2	169,25 V	0,5				

Σ53: 48 — косинор-анализ (91%), 39 — наложение эпох (74%).

Таблица 2

AE	○	Δ	AE	○	Δ	AE	○	Δ
134,3	134,3	0,0	160,01	160,01	0,0	180,04	180,2	0,16
136,75	136,7	0,05	160,55			180,9		
138,3			161,5			181,4		
139,45	139,4	0,05	162,9			182,2		
142,15	142,0	0,15	163,7			182,6		
(143,3)	143,2	0,01	165,6			183,65	183,5	0,15
144,01	144,0	0,01	166,35			184,4	184,7	0,3
146,7	146,7	0,0	166,8	166,9	0,1	186,95		
148,5	148,4	0,1		168,3		187,4		
149,0	149,0	0,0	169,25			188,8	188,5	0,3
149,7	149,7	0,0	170,7	170,8	0,1	191,7		
(150,2)	150,0	0,2	171,1	171,2	0,1	192,05	192,0	0,05
150,4			171,7			192,8	192,6	0,2
(151,51)	151,8	0,3	173,3			194,2	194,3	0,1
	152,9			173,9		194,8		
(153,4)	153,3	0,1	175,07			196,15	196,3	0,15
153,8			175,4	175,6	0,2	196,8		
154,2	154,3	0,1	176,2	176,0	0,2	199,1		
157,2	157,1	0,1	177,6			200,05	200,0	0,05
158,8				179,2				
159,4	159,3	0,1	179,9					

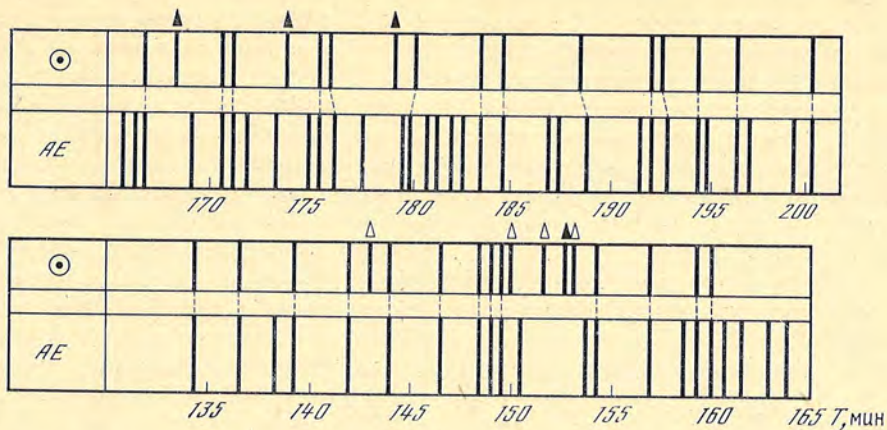
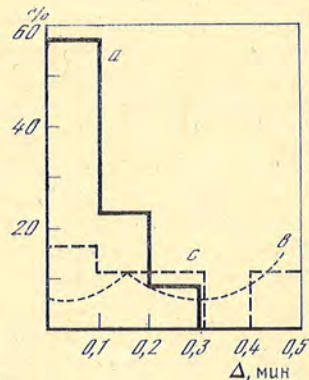


Рис. 3. Сравнение «синтетического» спектра АЕ-индекса со спектром глобальных осцилляций Солнца согласно [15] (соответственно АЕ и \odot).

Соединены совпадающие линии. Пики, не представленные в АЕ-спектре, отмечены темными треугольниками; пики, совпадающие с «артефактными» линиями в АЕ-спектре, — светлыми

Рис. 4. Распределение величин «рассогласования» Δ между совпадающими линиями разных спектров

- а — $g - \odot$ — дневной АЕ-спектр — Солнце;
 б — $h - \odot$ — ночной АЕ-спектр — Солнце;
 с — $g - H$ — дневной и ночной АЕ-спектры, по вертикальной оси — доля случаев, по горизонтальной — интервал Δ



очень хорошим. Для оценки вероятности случайного совпадения двух рассматриваемых спектров можно воспользоваться формулой Бернулли

$$P_n(m) = C_n^m P^m q^{n-m} = \frac{n!}{m!(n-m)!} P^m q^{n-m}.$$

Здесь $P_n(m)$ — вероятность случайного одновременного совпадения m (линий (27) из их общего числа $n = 35$; P — вероятность случайного совпадения двух любых линий сравниваемых спектров глобальных пульсаций Солнца и АЕ-индекса; $q = P - 1$. Вероятность P может быть оценена из следующих соображений: разобьем весь изучаемый диапазон периодов (T_1, T_2), на k интервалов, $k = (T_1 - T_2)/\Delta$, где Δ — интервал периодов, в пределах которого линии считаются совпадающими. В соответствии с рис. 4 «рассогласование» не превышает $\pm 0^m 3$, так что $\Delta = 0^m 6$. Из общего числа k интервалов l интервалов «занято» линиями АЕ-спектра ($l = 53$), остальные $k - l$ интервалов «свободны». $P = l/k = l\Delta/(T_1 - T_2) = 0,45$; $q = 1 - P = 0,55$. Для $P_{35}(27)$ получаем весьма малую величину 10^{-4} . Эта же вероятность была оценена независимо методом Монте-Карло. Для того же значения Δ было проведено 10^3 испытаний. В четырех было получено случайное совпадение 22 линий из 35. Оценка для случайного совпадения 27 линий дает ту же самую величину $\leq 10^{-4}$.

Таким образом, для большинства линий совпадение следует признать реальным, и можно, следовательно, заключить, что по крайней мере некоторые периоды глобальных пульсаций Солнца, подобно периоду $160^m 01$, представлены в АЕ-индексе, и эти периоды модулируют солнечное коротковолновое излучение.

Независимой проверкой этого заключения может служить сопоставление того же спектра пульсаций Солнца [15] со спектром АЕ-индекса ночной ионосферы (полярная ночь, условно принимаемая как два месяца, центрированные относительно зимнего солнцестояния). Этот спектр, построенный за ука-

занный временной интервал только одним методом (метод 2, наложения эпох) с шагом по периоду 0^m1 , содержит 34 выделенных гармоник (критерий выделения значимых линий был тот же, что и раньше). Спектр AE -индекса в полярную ночь не должен содержать, очевидно, большинства гармоник солнечного происхождения (за исключением, возможно, отдельных гармоник, модулирующих жесткое рентгеновское излучение, — ионосфера даже для зимнего интервала времени частично освещена над отдельными станциями, используемыми при построении AE -индекса). Вычисленный спектр, скорее всего, не свободен от некоторых артефактных линий. Сопоставление показывает, что из тех же 35 солнечных гармоник совпадение с точностью $\pm 0^m3$ имеет место только для восьми линий (24%). Как видно из рис. 4, b , частотное распределение «рассогласования» для «совпадающих» линий в данном случае является равномерным, что можно использовать как указание на чисто случайное совпадение. Оценка вероятности случайного совпадения с помощью той же формулы Бернулли дает $P_{35}(8) \approx 0,6$ (для Δ было принято то же значение 0^m6). Таким образом, совпадение 24% линий спектра солнечных глобальных осцилляций со спектром периодов AE -индекса в ночное время является, видимо, чисто случайным, и периоды [15] не представлены для несвещенной ночной ионосферы. Именно такого результата следует ожидать, если периоды, наблюдаемые в AE -индексе с дневной стороны, солнечного происхождения. Наконец, можно заметить, что имеет место, возможно, некоторое соответствие между «дневным» и «ночным» спектрами AE -индекса: с той же точностью $\pm 0^m3$ в данном случае совпадают 14 линий, что, видимо, не является полностью случайным, ибо $P_{35}(14) \approx 0,11$.

Природа тех выделенных периодов в спектре AE -индекса, которые не соответствуют гармоникам солнечных осцилляций, остается неизвестной и требует дальнейших исследований. Конечно, некоторая их доля, возможно, также имеет солнечное происхождение, и они по каким-то причинам остаются не обнаруженными в оптических измерениях. Другие имеют, вероятно, чисто геофизическую природу и являются, скорее всего, проявлением акустико-гравитационных волн. Такие волны интенсивно исследуются в последние десятилетия (см., например, [18]). Выяснено, что эти колебания в диапазоне периодов $\leq 60^m$ имеют спектр, характеризующийся дискретным набором гармоник. Периоды атмосферного происхождения, наблюдаемые в оптических измерениях [15], возможно, также являются акустико-гравитационными волнами. Дискретный характер периодов в этом случае обязан своим происхождением явлениям типа акустико-гравитационного резонанса [19]. Именно эти периоды, не совпадающие с периодами солнечного происхождения, и представлены, возможно, в спектрах AE -индекса как для дневных, так и для ночных условий.

Выводы

Основные результаты можно резюмировать следующим образом.

1. Впервые с высоким разрешением построен спектр колебаний AE -индекса в диапазоне периодов $130-200^m$. Для летнего интервала времени (освещенная ионосфера) спектр вычислен двумя независимыми методами, что позволило надежно выделить в указанном интервале 53 дискретных периода.

2. Выделенные гармоники колебаний вообще изменяются по амплитуде год от года, некоторые довольно сильно, однако большинство тех же самых линий присутствует в спектрах, построенных отдельно для 1966—1971 и 1972—1979 гг.

3. До 80% линий, найденных ранее в рассматриваемом диапазоне при оптических наблюдениях глобальных пульсаций Солнца (Северный, Котов, Цап, 1974—1982 гг.), представлены в спектре AE -индекса в летнее время. Такое хорошее соответствие между спектрами глобальных пульсаций Солнца и спектром AE -индекса не может быть случайным. Можно заключить, что по крайней мере некоторые гармоники солнечных осцилляций реально присутствуют в AE -индексе и, следовательно, в солнечном коротковолновом излучении.

4. В спектре AE -индекса эпохи полярной ночи большинство линий солнечных осцилляций отсутствует, что однозначно указывает на солнечное происхождение этих периодов.

5. В спектре колебаний AE -индекса, видимо, представлены многочисленные периоды иного, вероятно, геофизического происхождения. Дискретный характер спектра таких колебаний, возможно, обусловлен явлениями типа акустико-гравитационного резонанса.

Авторы признательны Д. Н. Рачковскому за предоставление модуля программы «наложение эпох» на ассемблере и полезные советы, а также В. А. Котову и Ю. И. Нешпору за обсуждение.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* — Nature, 1976, vol. 259, p. 87.
2. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 63, с. 3.
3. *Гульельми А. В., Владимирский Б. М., Репин В. Н.* О геоэффективности колебаний поверхности Солнца. — Геомагнетизм и аэронаука, 1977, т. 17, с. 930.
4. *Владимирский Б. М., Бобова В. П., Репин В. Н., Веретенникова В. К.* О присутствии в магнитосфере Земли колебаний с периодом 160 мин, обусловленных пульсациями Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 64, с. 132.
5. *Vladimirsky V. M., Bobova V. P., Bondarenko N. M., Veretennikova V. K.* 160^m pulsations in the magnetosphere of the Earth, possible caused by oscillations of the Sun. — Solar Phys., 1963, vol. 82, p. 451.
6. *Владимирский Б. М., Бобова В. П., Бондаренко Н. М., Веретенникова В. К.* Пульсации с периодом 160 минут в земной магнитосфере, возможно обусловленные колебаниями Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 75.
7. *Бобова В. П., Владимирский Б. М., Ляцкая А. М.* О пульсациях в ионосфере, обусловленных крупномасштабными пульсациями Солнца. — Геомагнетизм и аэронаука, 1984, т. 24, с. 308.
8. *Бобова В. П., Владимирский Б. М., Пудовкин М. И.* Периодические вариации в геомагнитном AE -индексе, возможно обусловленные 160-минутными колебаниями Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 71.
9. *Ерошеев Н. Н., Котов В. А., Северный А. Б., Цветков Л. И.* — Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, с. 546.
10. *Цветков Л. И.* Когерентные колебания в радиоизлучении спокойного Солнца. Методика и результаты наблюдений 1977—1980 гг. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 118.
11. *Нестеров Н. С., Юровский Ю. Ф.* Пульсации радиоизлучения Солнца как звезды на волне 10 см с периодом 160^m. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73.
12. *Котов В. А., Касинский В. В., Левицкий Л. С., Фомина В. П.* Поиск 160-минутного периода в последовательности рентгеновских всплесков и хромосферных вспышек. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73.
13. *Касинский В. В., Котов В. А.* Период 160 минут во всплесках жесткого рентгеновского излучения Солнца. — Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, с. 235.
14. *Касинский В. В.* Глобальные пульсации Солнца в мягком рентгеновском диапазоне (1—8 Å) в период проекта «Год солнечного максимума». — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, 1984, вып. 68, с. 90.
15. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Power spectrum of long-period solar oscillations and 160-min pulsations during 1972—82. — Nature, 1984, vol. 307, p. 247.
16. *Емельянов И. П.* Формы колебаний в биоритмологии. Новосибирск: Наука, 1976.
17. *Абраменко В. И., Рачковский Д. Н.* Аналогия метода наложения эпох и фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенного времени. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, стр. 71.
18. *Авакян С. В., Дробжев В. И.* Волны и излучение верхней атмосферы. Алма-Ата: Наука, 1981. 166 с.
19. *Алексеева Л. М.* Акустико-гравитационный резонанс в атмосфере под авроральной ионосферой. — Геомагнетизм и аэронаука, 1978, т. 18, с. 1063.

НАБЛЮДЕНИЯ 5-МИНУТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЯРКОСТИ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА

Л. В. Дидковский, В. А. Котов

Приведены результаты наземных наблюдений короткопериодных вариаций яркости фотосферы Солнца в спектральном диапазоне $0,82 \pm 0,13$ мкм с использованием 16×16 -элементной фотодиодной матрицы. Найдена статистически достоверная концентрация мощности (с относительной амплитудой $\Delta I/I \sim 4 \cdot 10^{-4}$) в спектре мощности для полосы частот 2,6—3,4 мГц. Эти вариации являются следствием p -мод глобальных колебаний солнечной интенсивности, поскольку в области 5-минутных периодов обнаруживается дискретная структура спектра мощности в виде пиков с известным эквидистантным расщеплением 68 мкГц. Частоты пиков хорошо согласуются с данными болометрических измерений солнечного излучения, полученными ранее на спутнике SMM [4].

Короткопериодные осцилляции видны как на записи «прямого» (яркость центра солнечного диска) сигнала, так и на записи «дифференциального» (центр — край) сигнала яркости и вызваны, по-видимому, акустическими волнами сжатия в фотосфере Солнца.

OBSERVATIONS OF 5-MINUTE OSCILLATIONS OF THE PHOTOSPHERIC BRIGHTNESS OF THE SUN, by L. V. Didkovsky, V. A. Kotov.— The results of ground-based observations of temporal variations of the solar brightness at 0.82 ± 0.13 mkm using a 16×16 element photodiode array are presented. We find a statistically significant enhancement of the spectral power (with relative amplitude $\Delta I/I \sim 4 \times 10^{-4}$) for frequencies between 2.6 and 3.4 mHz. These variations are attributed to global p -mode solar intensity oscillations because 5-minute peaks in the power spectrum reveal discrete pattern with the well-known equidistant spacing of 68 microHz. The frequencies agree well with the values of 5-minute oscillations obtained from the total solar irradiance measurements made on board SMM satellite [4].

Five-minute oscillations are seen in both, «direct» (for the central area of the solar disk) and «differential» (center-to-limb) brightness signals and are thought to be associated with acoustic compression waves in the photosphere.

Важным результатом последнего десятилетия в области физики Солнца было открытие солнечных осцилляций с периодом 160^m [1—3] и переменности потока излучения Солнца с различными масштабами времени. Относительная амплитуда этих вариаций меняется от $\sim 10^{-5}$ — 10^{-6} для 5-минутных колебаний фотосферы [4, 5] до $\sim 10^{-4}$ — 10^{-5} для периода 160^m при дифференциальных (центр—край) измерениях [6, 7] и $\sim (1-5) \cdot 10^{-3}$ для изменений солнечной постоянной, обусловленных появлением на видимой полусфере Солнца пятен и факелов [8].

При наземных исследованиях крупномасштабных вариаций яркости фотосферы эффективным является дифференциальный метод измерений, когда анализируются изменения яркости одного или нескольких участков солнечной поверхности по отношению к яркости в центре диска или вообще колебания функции потемнения диска к краю. Метод значительно уменьшает влияние земной атмосферы, позволяя регистрировать (квази)периодические колебания с амплитудой $\sim 10^{-4}$ — 10^{-5} . Посредством быстрого сканирования диска Солнца были обнаружены [6, 7] 160 -минутные колебания яркости фотосферы в ближней инфракрасной (ИК) области спектра; дифференциальный метод позволил найти также аналогичные флуктуации радиояркости Солнца [9].

Применение фотоприемной интегральной матрицы (МФ) [10] имеет ряд преимуществ по сравнению с ИК-экспериментом [6]: а) практическая одновременность измерений яркости во всех выбранных участках фотосферы, б) быстрдействие, в) съем информации и первичная обработка данных в цифровом виде, г) более удобный анализ атмосферных помех и более точная калибровка измерений, д) более однозначная интерпретация измерений. Эти качества нового устройства [10] с избытком компенсируют недостаток, свя-

занных с тем, что наблюдения производятся не в ИК-окнах прозрачности земной атмосферы, а в красной части оптического диапазона ($\lambda \sim 0,82$ мкм), где влияние атмосферы более существенно, чем в ИК-диапазоне.

1. Метод и инструмент

В 1983 г. на Башенном солнечном телескопе КАО АН СССР вместо ИК-установки [6] для измерений относительных вариаций яркости фотосферы был применен новый прибор, изготовленный на основе фотоприемной интегральной матрицы [10].

Матрица (МФ) имеет размер $3,85 \times 3,85$ мм и состоит из 16×16 фотоприемных ячеек. Дифракционное изображение Солнца диаметром 5,9 мм строится на МФ с помощью квадратной входной щели размером $0,5 \times 0,5$ мм, расположенной на расстоянии 63,5 см над МФ (рис. 1, а). Щель освещается «параллельным» пучком света от целостатных зеркал башни, обеспечивающих точность слежения за Солнцем около $1''$ (подробнее о точности системы фотогидрирования телескопа см. [3]).

Информация снимается только с 12 ячеек, четыре из которых соответствуют центру диска Солнца и по две — каждой из четырех (N, S, E, W) краевых областей фотосферы (подробнее см. [10]). Расстояние краевых участков от центра диска соответствует гелиоцентрическому расстоянию $\rho \sim 0,64$. Следует иметь в виду, что хотя размер каждой ячейки равен $0,1 \times 0,1$ мм, т. е. около 0,017 диаметра изображения Солнца, на самом деле вследствие конечного размера входной щели и дифракции эффективное разрешение инструмента составляет $\sim 0,18 D_{\odot}$.

Примерные размеры центральной и двух краевых, E и W, зон диска, к которым относятся измерения, вместе с кривой потемнения к краю показаны на рис. 1, б. На рис. 1, б показана кривая пропускания установки ($\lambda_{\text{эф}} = 0,82$ мкм, $\Delta\lambda_{1/2} = 0,13$ мкм), вид которой определяется кривой пропускания стеклянного фильтра КС-19 со стороны коротких волн и кривой чувствительности МФ с «красной» стороны.

Принцип действия фотоприемной матрицы (МФ) основан на разряде емкости обратно смещенного фотодиода (ФД). Ток разряда в высокой степени пропорционален падающему на ФД световому потоку и определяется в основном количеством носителей заряда, генерированных в полупроводнике под действием света. К нарушениям линейности приводит изменение числа термогенерированных носителей заряда при изменении температуры ФД. При наших наблюдениях разряд емкости ФД наполовину под действием падающего светового потока происходит за время $\sim 0,1$ мс, а по данным [11] саморазряд до такого же уровня темновыми токами (в основном токами термогенерации) происходит за время не менее 5 с. Таким образом, отношение числа термогенерированных носителей заряда к световым составляет $\sim 2 \cdot 10^{-5}$. Интегральное исполнение МФ, обеспечивающее близкий температурный режим всех ФД, а также применение дифференциального метода измерения яркости с временем накопления $1^{\text{м}}$ (за это время температуру МФ можно считать постоянной, а приведенное выше отношение неизменным) позволяют игнорировать отмеченную выше нелинейность.

В устройстве на основе МФ измеряется длительность выходного импульса, в течение которого данный ФД разряжается от начального (общего для всех фотодиодов МФ) фиксированного уровня напряжения до заданного конечного уровня. Длительность измеряемого импульса τ обратно пропорциональна освещенности выбранного ФД и изменяется при наших условиях наблюдений на БСТ в пределах 0,20—0,06 мс от утра к полудню. Поочередное измерение яркости краевых и центральных участков на изображении Солнца (всего 12 участков) происходит с частотой ~ 500 Гц. Через каждые 24 мс цикл измерений повторяется, данные в реальном времени передаются на УВК (управляющий вычислительный комплекс) М-6000, где производится их первичная обработка. В конце времени накопления ($1^{\text{м}}$) по средним (из ~ 2200 отсчетов) значениям для каждого участка вычисляются в УВК и выводятся на цифropечать и магнитную ленту дифференциальные (центр —

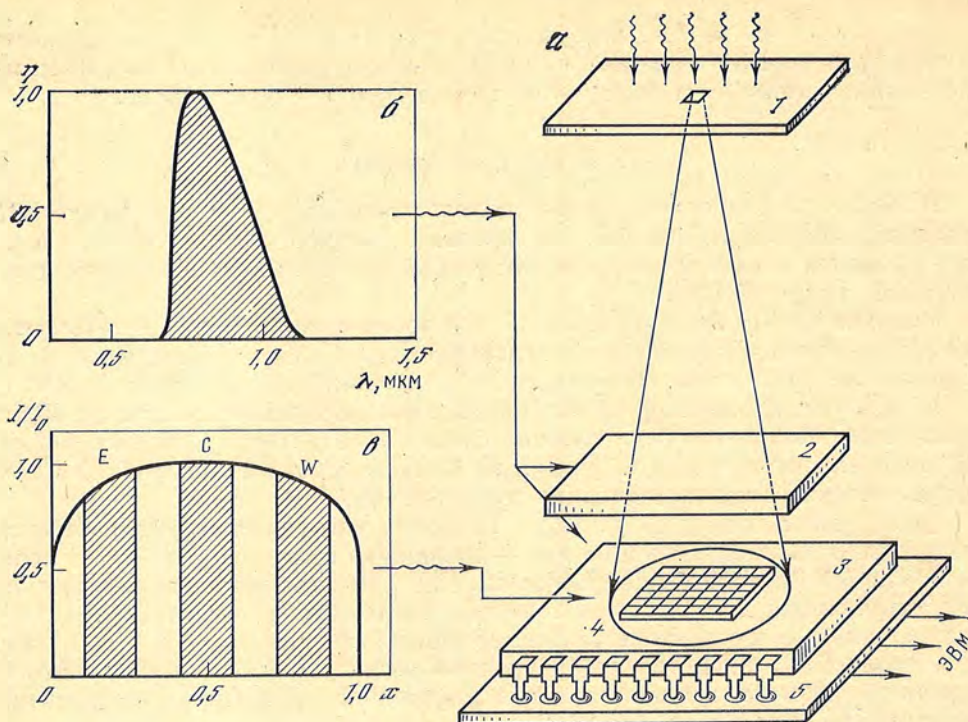


Рис. 1. Оптическая схема прибора (а) (размеры условные), результирующая кривая спектральной чувствительности прибора (б) (заштриховано) и профиль яркости солнечного диска (с)

Заштрихованные на графике с зоны соответствуют (с учетом размытия изображения Солнца) центральному (С) и двум крайним (Е, W) участкам диска, для которых устройством регистрируются соответствующие сигналы яркости; 1 — входная диафрагма, освещаемая «параллельным» пучком света, 2 — светофильтр КС-19, 3 — дифракционное изображение Солнца, 4 — фотоприемная матрица, 5 — печатная плата

край) сигналы (ДС). Вычисления проводятся для четырех ДС, соответствующих N, S, E, W-краевым участкам изображения Солнца, согласно выражению

$$\delta_n = (I_c - I_n)/I_c = (\tau_n - \tau_c)/\tau_n, \quad (1)$$

где $I_c = 1/\tau_c$ — средняя за 1^m интенсивность центрального участка изображения Солнца; $I_n = 1/\tau_n$ — средняя интенсивность краевого участка n ; n обозначает N, S, E, W-краевые зоны изображения Солнца. Кроме четырех ДС, на цифропечать выводятся также интенсивность центрального участка I_c и среднее из четырех ДС — так называемый средний лимбовый дифференциальный сигнал δ_L .

В 1983—1984 гг. проводились специальные исследования (здесь мы приводим только некоторые их результаты) для уточнения шумов устройства и калибровки ДС при сдвигах изображения Солнца (см. также [10]). Установлено, что при усреднении отсчетов ДС за 1^m шумы самого устройства не превышают $1 \cdot 10^{-5}$ в единицах яркости центра диска Солнца. Шумы, связанные с дискретизацией при измерении длительности выходного импульса (частота 11991,7 кГц), несколько ниже, и при минутном усреднении составляют $\sim 9 \cdot 10^{-6}$ в относительных единицах. Чувствительность к сдвигу изображения оценивается величиной $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ для сигналов $\delta_N, \delta_S, \delta_E, \delta_W$ и $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ для δ_L при сдвиге светового пучка на $1''$ дуги.

2. Пятиминутные колебания яркости; спектр мощности

Из всего материала наблюдений 1983 г. были выбраны четыре записи, полученные 06.08, 01.09, 04.09 и 11.09 при наилучших атмосферных условиях. Средняя длительность наблюдений в течение каждого дня составляла около 8,5 ч,

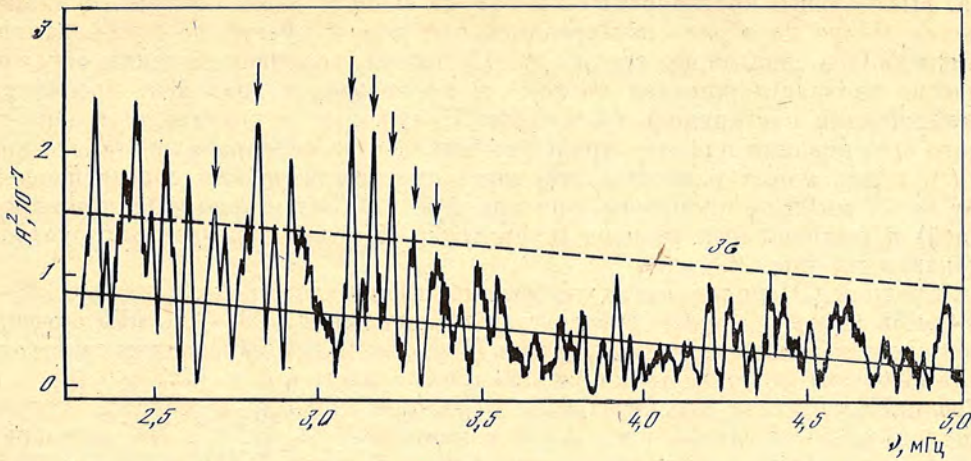


Рис. 2. Средний для четырех дней наблюдений (см. текст) спектр мощности сигнала I_c (спектр флуктуаций яркости в центральной зоне диска Солнца)

Стрелками отмечены пики, «сопадающие» в пределах ± 11 мкГц с данными спутника SMM [4]. Сплошной линией показан средний уровень спектра, штриховой — уровень 3σ , по вертикали — квадрат гармонической амплитуды (те же обозначения на рис. 3 и 6); 1983 г., $\lambda = 0,82$ мкм

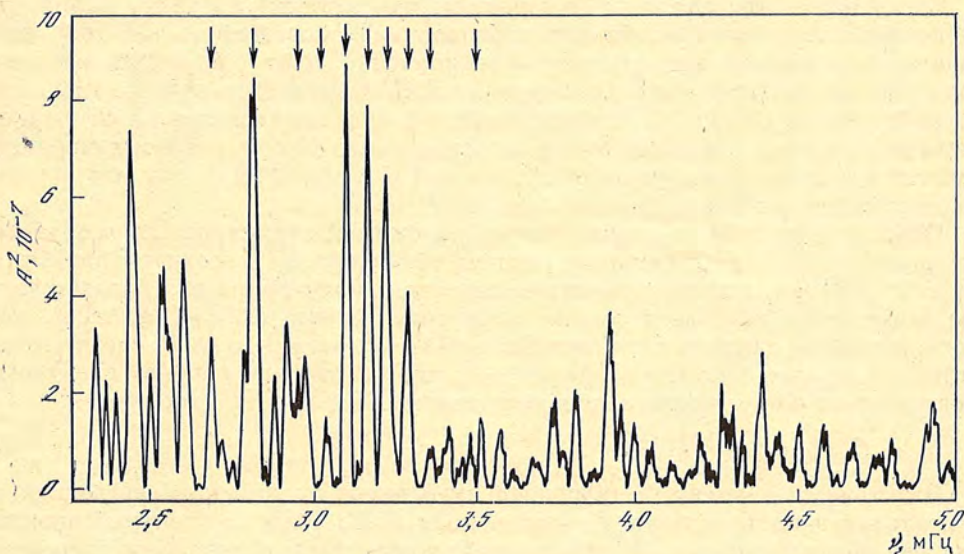


Рис. 3. Спектр мощности сигнала яркости I_c по наблюдениям 06.08.1983 г.

Стрелки соответствуют 10 значениям дискретных частот, приведенных в [4] по внеатмосферным измерениям, $\lambda = 0,82$ мкм

что соответствует примерно 510 отсчетам с минутным усреднением. Сначала анализировались массивы измерений «прямой» яркости I_c центральной области солнечного диска. Визуальный просмотр записей показал, что на плавный дневной тренд, в основном обусловленный зависимостью атмосферного поглощения от зенитного расстояния, накладываются быстрые, с характерными временами $\sim 4-10$ мин флуктуации сигнала яркости I_c со среднеквадратичным отклонением от плавного тренда $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ в относительных единицах. Эти флуктуации вызваны отчасти колебаниями прозрачности земной атмосферы вместе с возможными истинными флуктуациями яркости фотосферы.

Для каждой записи дневной тренд I_c аппроксимировался одной, двумя или тремя параболой (вычисляемыми на ЭВМ методом наименьших квадратов) в зависимости от характера тренда и от времени перестановки целоста-

та, вызывающей кратковременный разрыв записи. Затем остатки (y) «измерения минус парабола» подвергались следующей процедуре сглаживания: вычислялось скользящее среднее по 13 точкам, полученный таким образом массив снова сглаживался по той же программе, и, наконец, процедура сглаживания повторялась третий раз. Полученная в результате троекратного сглаживания плавная кривая вычиталась из первоначального массива $y(t)$, и для новых разностей строились спектры мощности с разрешением $\Delta\nu = 1,7$ мкГц по процедуре, описанной в [12]. Затем четыре (для четырех дней) нормированных спектра мощности (СМ) были усреднены, результат показан на рис. 2.

Средний СМ показывает существенные пики в частотном диапазоне 2,8—3,4 мГц, который хорошо согласуется с диапазоном 2,99—3,70 мГц существенных пиков мощности, найденных в [5] по наземным измерениям светового потока от всего диска Солнца в спектральной области B ($\lambda = 0,45 \pm 0,10$ мкм). Средняя амплитуда относительных вариаций яркости в области периодов около 5^м согласно рис. 2 составляет $\Delta I_c/I_c \sim 4 \cdot 10^{-4}$. Это примерно на порядок больше амплитуды вариаций в фильтре B [5] ($\Delta I/I \sim 4 \cdot 10^{-5}$) и в 4 раза больше, чем амплитуда вариаций в фильтре H_β [5] ($\Delta I/I \sim 10^{-4}$). Различие, по-видимому, связано с тем обстоятельством, что в [5] изучались вариации потока от всего Солнца, тогда как у нас размер наблюдаемой центральной области диска $\sim 0,17 D_\odot$, причем наши данные относятся к другой спектральной области.

Согласно внеатмосферным измерениям на спутнике SMM [4] вариации солнечного излучения в области периодов $\sim 5^m$ составляют $\sim 4 \cdot 10^{-6}$, что значительно меньше приведенных выше значений. При сравнении, однако, надо учитывать следующее: 1) измерения SMM болометрические и относятся ко всему диску Солнца, 2) оценки амплитуд, наблюдавшихся на спутнике, сделаны по рядам измерений длительностью около 12 сут, причем измерения относятся к суммарному интервалу около 137 сут в 1980 г., а у нас и в [5] средняя длительность рядов не превышает 10 ч.

Обращает на себя внимание также дискретная структура СМ в области периодов $\sim 5^m$ с характерным расщеплением около известного значения 68 мкГц [13] (см. ниже). Сравнив положение наших пиков для области частот 5-минутных колебаний потока излучения Солнца (2,65—3,40 мГц), исследованной по данным спутника SMM в [4], находим, что из 10 частот, указанных в [4], семь частот в пределах ± 11 мкГц совпадают с нашим спектром. Подсчитывая вероятность случайного совпадения (см. [7]), получаем

$$p_1 \sim C_{10}^7 C_{24}^4 / C_{34}^{11} \sim 4 \cdot 10^{-3}. \quad (2)$$

Отдельному анализу была подвергнута наиболее высококачественная и длительная запись сигнала I_c , полученная 06.08 1983 г.; спектр мощности для нее показан на рис. 3, где доминирующие пики в диапазоне периодов ~ 5 —6^м показывают отчетливую дискретную структуру. Частоты дискретных пиков были сопоставлены с данными SMM, опубликованными в [4] для указанного выше диапазона частот.

В табл. 1 приведены наблюдаемые нами частоты ν_1, ν_2 всех доминирующих пиков мощности согласно рис. 2 и 3 для среднего СМ сигнала I_c и для записи 06.08 соответственно (частоты определены с точностью до ± 5 мкГц). В третьем столбце даются значения всех 10 частот ν_3 акустических p -мод колебаний степени $l = 0, 1, 2$, полученные Вудардом и Хадсоном [4] по измерениям на спутнике SMM. Все три группы частот очень хорошо согласуются между собой, поскольку разности $|\nu_1 - \nu_3|$ и $|\nu_2 - \nu_3|$ не превосходят 13 мкГц. Вероятность получить случайно восемь совпадений в пределах ± 13 мкГц (максимальное значение разности $|\nu_2 - \nu_3|$) между частотами ν_2 и ν_3 равна

$$p_2 \sim C_{10}^8 C_{19}^1 / C_{29}^9 \sim 10^{-4}. \quad (3)$$

Расстояния между девятью дискретными частотами ν_2 соответствуют среднему (эквидистантному) расщеплению $\Delta\nu_2 = (68 \pm 4)$ мкГц. Для данных SMM на основе девяти значений частот ν_3 (из списка [4] и табл. 1 исключаем

Таблица 1

ν_1 , МГц (среднее за 4 дня)	ν_2 , МГц 06.08 1983 г.	ν_3 , МГц SMM [4]	$\nu_1 - \nu_3$, МГц	$\nu_2 - \nu_3$, МГц
2,690	2,689	2,693	-0,003	-0,004
2,820	2,825	2,828	-0,008	-0,003
2,918	2,918	-	-	-
-	2,976	2,963	-	0,013
-	3,040	3,033	-	0,007
3,102	3,106	3,099	0,003	0,007
-	-	3,160	-	-
3,171	3,175	3,169	0,002	0,006
3,229	3,232	3,234	-0,005	-0,002
3,293	3,298	3,304	-0,011	-0,006
3,362	-	3,369	-0,007	-

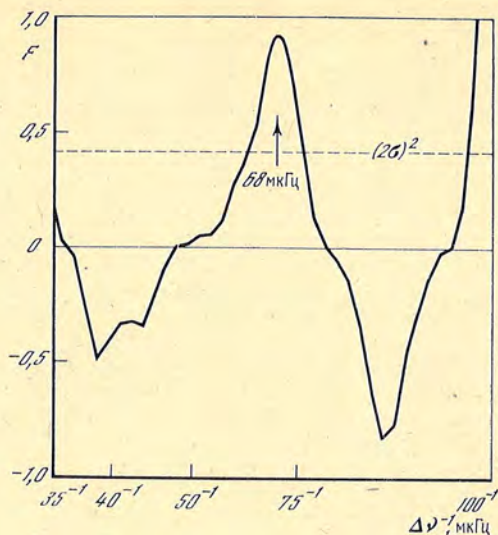


Рис. 4. Функция средней соизмеримости (см. текст) расстояний между пиками в СМ (рис. 3)

Максимум соответствует расщеплению 68 мкГц, $\Delta\nu$ — пробные значения расщепления в мкГц

при этом единственное значение $\nu_3 = 3,160$ мкГц, отождествляемое авторами [4] с p -модой степени $l = 2$) эквидистантное расстояние $\Delta\nu_3 = (68 \pm 1)$ мкГц. Для восьми частот ν_1 в среднем спектре сигнала I_c находим расщепление $\Delta\nu_1 = (69 \pm 5)$ мкГц.

В целях более наглядного и надежного доказательства эквидистантности расщепления для девяти частот ν_2 , перечисленных в табл. 1, рассчитана так называемая функция средней соизмеримости $F'(\Delta\nu)$ (см. [14]), максимум которой, если он имеется и значим, должен соответствовать величине оптимального эквидистантного расстояния между компонентами спектра. По определению,

$$F'(\Delta\nu) = a - \left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} (x_i - z_i)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь $a = 12^{-1/2}$, N — число линий (пигов) в анализируемом спектре; $i = 0, 1, \dots, N-1$ — номер линии; $x_i = (\nu_i - \nu_0)/\Delta\nu$, где $\Delta\nu$ — величина пробного расщепления; z_i — целое число, ближайшее к x_i . По аналогии с обычным СМ на графике (рис. 4, вертикальная ось соответствует значениям квадратов функции $F'(\Delta\nu)$, но с учетом ее знака:

$$F(\Delta\nu) = [F'(\Delta\nu)]^2 / |F'(\Delta\nu)|. \quad (5)$$

На рис. 4 видно, что в нашем случае максимум функции $F(\Delta\nu)$, имеющий амплитуду $\sim 3\sigma$, соответствует расщеплению (68 ± 4) мкГц, что совпадает как с результатом, полученным в [4] по данным спутника SMM, так и с известным расщеплением 68 мкГц, определенным по доплеровской скорости фотосферы [13, 15–17].

3. Анализ быстрых флуктуаций дифференциальных сигналов яркости

С целью изучения быстрых, с периодами $\sim (4-10)$ мин флуктуаций дифференциальных сигналов яркости специальному анализу была подвергнута снова запись за 06.08 1983 г.

Мы знаем, что ошибки гидирования вызывают почти одинаковые, но противоположные по знаку изменения дифференциальных сигналов, относящихся

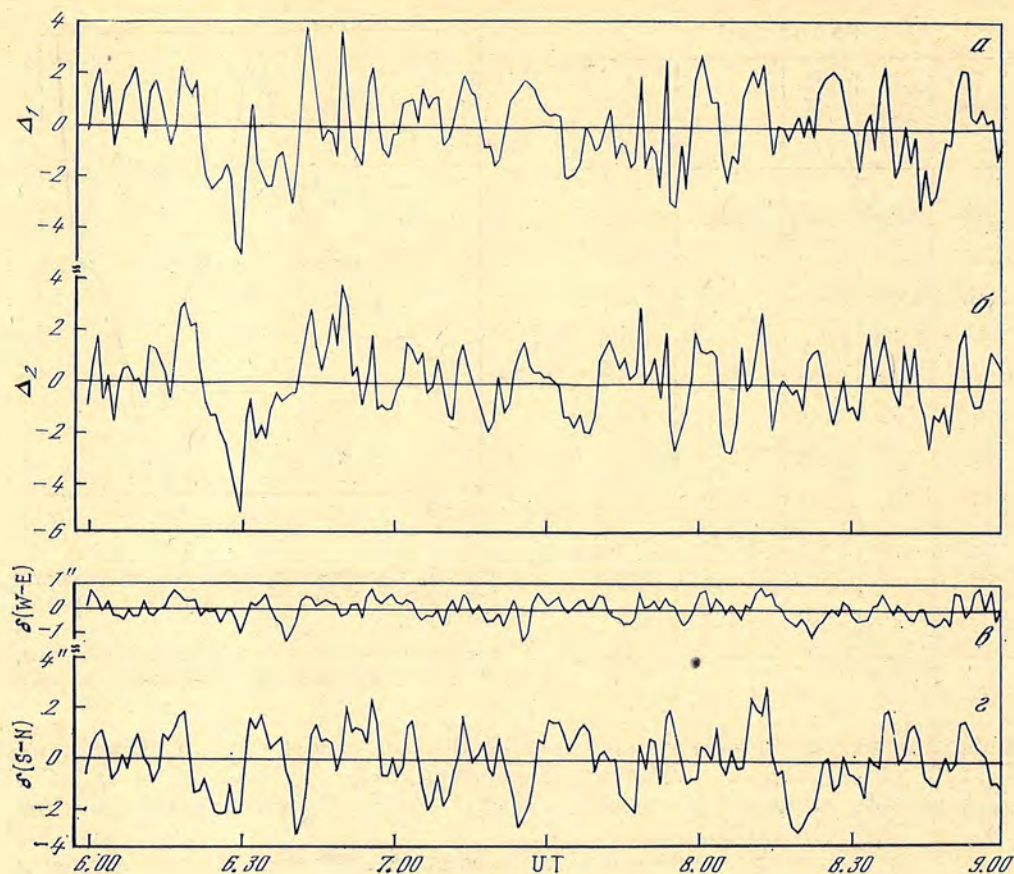


Рис 5. Флуктуации дифференциальных сигналов яркости по наблюдениям 06.08 1983 г., а — средний для участков W и E безразмерный дифференциальный сигнал Δ_1 , умноженный на 10^4 ; б — то же для участков S и N (дифференциальный сигнал Δ_2); в — сдвиги изображения (в угл. сек) по направлению W — E; г — то же по направлению S — N

к диаметрально противоположным краевым участкам. Суммируя четыре ДС попарно, получаем *средние значения* $\Delta_1 = (\delta_W + \delta_E)/2$ и $\Delta_2 = (\delta_N + \delta_S)/2$, для которых влияние ошибок гидирования должно быть незначительно или почти исключено.

На рис. 5, а, б показан временной ход Δ_1 , Δ_2 в течение 3 ч наблюдений (после предварительно исключенного параболического тренда). Отклонения *обоих средних* ДС от нулевой линии достигают по модулю $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ в единицах I_c со среднеквадратичным значением в обоих случаях $\sim 1,7 \cdot 10^{-4}$. Самое важное то, что между флуктуациями Δ_1 и Δ_2 имеет место значительная корреляция с коэффициентом $R = 0,71$, что свидетельствует о солнечном происхождении основной части флуктуаций (см. ниже).

Проанализируем два наиболее существенных источника помех: переменные во времени неоднородности земной атмосферы и ошибки гидирования.

Флуктуации атмосферной экстинкции и рефракции даже при дифференциальном методе измерений в принципе могут вызвать соответствующие флуктуации сигналов δ_n , однако они не в состоянии привести к *взаимно коррелированным* изменениям в двух взаимно ортогональных (N—S и E—W) направлениях в силу случайного распределения атмосферных градиентов (неоднородностей) относительно центра диска Солнца.

Теперь предположим, что флуктуации Δ_1 , Δ_2 вызваны ошибками гидирования. На рис. 5, в, г показан ход разностей дифференциальных сигналов $\delta(W-E) \equiv \delta_W - \delta_E$ и $\delta(S-N) \equiv \delta_S - \delta_N$, выраженных в секундах дуги с учетом калибровки сдвигов изображения Солнца. В эти разности

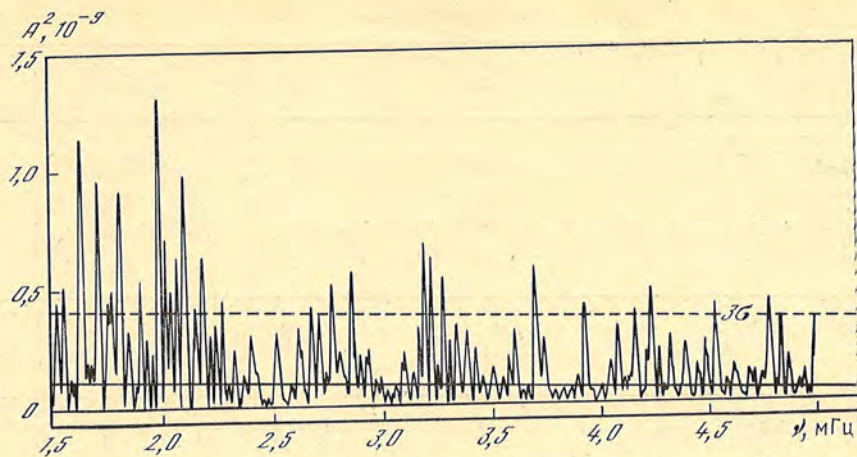


Рис. 6. Спектр мощности среднего «лимбового» дифференциального сигнала δ_L по измерениям 06.08 1983 г., $\lambda = 0,82$ мкм

входят в основном сдвиги изображения плюс флуктуации, связанные с колебаниями земной атмосферы и возможными вариациями яркости фотосферы. Максимальные отклонения сигналов от нулевой линии (заметим, что плавные тренды обоих «сигналов гидирования» аппроксимировались, как обычно, полиномами второй степени, затем вычитались) не превышают $1'',2$ и $2'',9$ для δ (W—E) и δ (S—N) соответственно; среднеквадратичные значения равны $0'',4$ и $1'',2$. Между флуктуациями двух сигналов имеется существенная корреляция с коэффициентом $R = 0,55$, что говорит о взаимной существенной зависимости сдвигов изображения (ошибок гидирования) по двум взаимно ортогональным направлениям. Это является следствием того, что сдвиги имели некоторое преимущественное направление, определяемое, по-видимому, различием чувствительности фотодатчиков гида по двум направлениям, конструкцией телескопа, направлением преимущественной ветровой нагрузки и т. д.; этим можно объяснить также различие примерно в 3 раза между среднеквадратичными отклонениями δ (W—E) и δ (S—N).

Из калибровки сдвигов нам известно, что смещение изображения на $1''$ дуги вызывает изменение «лимбового» сигнала δ_L , а также сигналов Δ_1 , Δ_2 не более чем на величину $4 \cdot 10^{-5}$ (в относительных единицах). Следовательно, ошибки гидирования вместе с шумами из-за атмосферы, показанные на рис. 5, в, г и имеющие среднеквадратичное отклонение $\sim (0'',4-1'',2)$, могут вызвать флуктуации Δ_1 , Δ_2 со среднеквадратичным значением $\leq (1,6-4,8) \cdot 10^{-5}$, а для среднего сигнала δ_L среднеквадратичное значение не может превосходить при этом $3,6 \cdot 10^{-5}$. Реальные же флуктуации величины $\delta_L \sim (\Delta_1 + \Delta_2)/2$ примерно в 4 раза больше, поскольку среднеквадратичное значение δ_L , так же как величин Δ_1 , Δ_2 , составляет $\sim 1,5 \cdot 10^{-4}$. Отметим, что между амплитудами вариаций Δ_1 и Δ_2 нет существенного различия: среднеквадратичные значения равны соответственно $1,6 \cdot 10^{-4}$ и $1,4 \cdot 10^{-4}$, тогда как флуктуации «гидирования» (рис. 5, в, г) по двум направлениям различаются почти в 3 раза. В итоге приходим к выводу, что флуктуации Δ_1 , Δ_2 (рис. 5, а, б) в основном вызваны реальными временными колебаниями яркости наблюдаемых участков фотосферы (плюс некоторые шумы, связанные с земной атмосферой и ошибками гидирования).

Представляет интерес также сопоставление всех коэффициентов кросс-корреляции между парами сигналов. Эти коэффициенты представлены в табл. 2.

Видно, что между флуктуациями сигналов яркости и флуктуациями сигналов гидирования нет существенной корреляции ($R \leq 0,33$), что служит дополнительным веским аргументом в пользу солнечного происхождения (в основной части) флуктуаций дифференциальных сигналов яркости Δ_1 , Δ_2 . Это делает целесообразным и интересным изучение СМ флуктуаций диф-

Таблица 2

Сигнал	R	Сигнал	R	Сигнал	R
$\Delta_1 - \Delta_2$ (ярк. - ярк.)	0,71	$\Delta_1 - \delta(W-E)$ (ярк. - гид.)	0,33	$\Delta_2 - \delta(W-E)$ (ярк. - гид.)	0,24
$\delta(W-E) - \delta(S-N)$ (гид. - гид.)	0,55	$\Delta_1 - \delta(S-N)$ (ярк. - гид.)	0,21	$\Delta_2 - \delta(S-N)$ (ярк. - гид.)	0,25

Таблица 3

ν_1 , МГц 06.08 1983 г.	ν_2 , МГц [17]	n	l	$\nu_1 - \nu_2$, МГц	ν_1 , МГц 06.08 1983 г.	ν_2 , МГц [17]	n	l	$\nu_1 - \nu_2$, МГц
2,676	2,677	17	3	-0,001	3,098	3,088	20	3	0,010
2,711	2,724	17	4	-0,013	3,166	3,148	20	4	0,018
2,769	2,773	17	5	-0,004	3,198	3,189	20	5	0,009
2,812	2,815	18	3	-0,003	3,227	3,221	21	3	0,006
2,860	2,868	18	4	-0,008	3,282	3,279	21	4	0,003
2,896	2,905	18	5	-0,009	3,315	3,325	21	5	-0,010
2,933	2,948	19	3	-0,015	3,338	3,359	22	3	-0,021
-	3,010	19	4	-	3,397	3,407	22	4	-0,010
-	3,050	19	5	-					

ференциальных сигналов δ_n и особенно среднего сигнала δ_L . Такой спектр, построенный для записи 06.08 1983 г. после удаления из массива δ_L плавного дневного тренда, показан на рис. 6; разрешение $\Delta\nu = 1,7$ мкГц. Видно, как увеличивается амплитуда пиков (обусловленных, по-видимому, шумами) в низкочастотной области. В диапазоне частот $\sim(2,6-3,4)$ МГц опять наблюдается некоторая концентрация пиков с амплитудой $A^2 > 3\sigma$, обусловленных, видимо, реальными 5-минутными колебаниями яркости фотосферы. В пользу этого говорит также дискретная структура СМ в этой области; частоты основных пиков мощности хорошо совпадают с частотами, найденными Шеррером и др. [17] на основе дифференциальных изменений доплеровской скорости фотосферы. В табл. 3 сопоставлены частоты ν_1 всех основных пиков в нашем СМ (рис. 6) с частотами ν_2 , определенными в [17] для диапазона 2,65—3,41 мГц; числа n и l обозначают соответственно порядок и степень моды колебания с данной частотой ν_2 согласно [17]. Все 15 наших частот ν_1 совпадают с частотами, найденными Шеррером и др. [17], с точностью до ± 21 мкГц, и 12 частот ν_2 совпадают с точностью до ± 13 мкГц. Для вероятности получить такое совпадение случайно получаем оценку $p \sim 0,02$. Интересно также сравнить значения среднего расстояния между пиками в нашем спектре (рис. 6) и в [17]. На основе данных табл. 3 получаем для Крима и Станфорда соответственно (в мкГц).

$$\Delta\nu (\text{Кр.}) = 43 \pm 4, \quad \Delta\nu (\text{Ст.}) = 46 \pm 2,$$

в среднем $\Delta\nu = 44,5 \pm 3,2$ мкГц.

Заключение

Результаты наблюдений, выполненных в течение четырех дней с наилучшими атмосферными условиями, хотя и являются предварительными, демонстрируют эффективность применения интегральной матрицы МФ, а также подобных устройств для регистрации быстрых, с периодами ~ 5 мин флуктуаций яркости фотосферы Солнца. Собственные шумы матрицы не превышают $\sim 10^{-5}$ среднего уровня светового потока (при интегрировании за 1 мин), т. е. значительно меньше шумов, обусловленных неоднородностями земной атмосферы и ошибками гидирования.

Анализ спектров мощности сигнала яркости центральной зоны солнечного диска (I_c) показывает, что: а) в области частот $\sim(2,6-3,4)$ мГц имеется существенная концентрация мощности, связанная с 5-минутными колебаниями яркости фотосферы, и б) в этой области частот имеет место дискретная структура пиков с известным «эквидистантным» расщеплением 68 мГц. Таким образом, наши результаты подтверждают и существенно дополняют вывод [5] о возможности наземных наблюдений 5-минутных глобальных осцилляций яркости Солнца при достаточно хороших атмосферных условиях. Впервые по наземным наблюдениям получено знаменитое расщепление 68 мГц для 5-минутных осцилляций яркости фотосферы. И особенно важно отметить, что большинство дискретных частот в СМ флуктуаций, определенных здесь, с большой точностью совпали со значениями частот, найденных в [4] на основе болометрических измерений со спутника SMM.

Средняя амплитуда вариаций яркости с периодами ~ 5 мин согласно нашим СМ (рис. 2) составляет $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ в единицах яркости центра диска Солнца, что соответствует вариациям температуры $\sim 0,6$ К. Вариации яркости обусловлены, по-видимому, квазипериодическими волнами сжатия, поскольку время лучистой релаксации вещества фотосферы на высотах, отвечающих излучению на длине волны $\lambda 0,82$ мкм, составляет около 1 мин или больше, что сравнимо с периодом акустических колебаний фотосферы (т. е. выполняется условие квазиadiaбатичности).

Пятиминутные колебания показывает также дифференциальный сигнал δ_L , по существу представляющий собой колебания яркости центральной зоны I_c относительно средней яркости четырех краевых зон N, S, E, W. На этом сигнале гораздо меньше, чем на I_c , сказываются флуктуации прозрачности земной атмосферы. Спектр мощности сигнала δ_L обнаруживает более сложную структуру, чем СМ сигнала «прямой» яркости I_c , что связано, по-видимому, с дифференциальным характером измерений δ_L . Среднее расстояние между пиками в области частот $\sim(2,6-3,4)$ мГц близко к 43 ± 4 мГц. Значения доминирующих частот близки к тем, которые определены в [17] для доплеровской скорости фотосферы (также дифференциальным методом). Данных наблюдений, однако, пока недостаточно для более детальных и уверенных выводов. Результаты анализа более обширных регистраций яркости с помощью фотодиодной матрицы будут представлены в дальнейшем.

Авторы искренне признательны А. Б. Северному за помощь, интерес к данной работе и полезные замечания и выражают благодарность В. И. Абраменко, С. А. Бондаренко, Д. Н. Рачковскому за составление программ и вычисления на ЭВМ, а также Г. Я. Смирновой за помощь в обработке материала.

15 ноября 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B. Observation of free oscillations of the Sun.— Nature, 1976, vol. 259, p. 92—95.
3. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. Исследование глобальных колебаний Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 3—71.
4. Woodard M., Hudson H. Solar oscillations observed in the total irradiance.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 67—73.
5. Schmidt-Kaler T., Winkler C. Ground-based observations of solar intensity oscillations.— Astron. and Astrophys., 1984, vol. 136, p. 299—305.
6. Kotov V. A., Koutchmy S., Koutchmy O. Observation of global 160-min infrared (differential) intensity variation of the Sun.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 21—35.
7. Котов В. А., Кучми С., Кононович Э. В. и др. Глобальные осцилляции Солнца по наблюдениям (относительных) флуктуаций яркости фотосферы в ближней инфракрасной области спектра.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73.
8. Foukal P. V. Variations in solar luminosity.— Smiths. Astrophys. Obs. Rep., 1981, N 392, p. 17—29.
9. Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. et al. Manifestation of the 160-min solar oscillations in velocity and brightness (optical and radio observations).— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 9—49.

10. Дидковский Л. В. Устройство для измерения колебаний яркости Солнца на основе фотоприемной интегральной матрицы.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1985, т. 72.
11. Матиенко Б. Г. Исследование характеристик полупроводниковой фотоприемной матрицы.— Автометрия, 1979, № 3, с. 45—58.
12. Северный А. Б., Котов В. А., Цан Т. Т. Колебания Солнца с периодом 160 минут и другие долгопериодные колебания: анализ спектра мощности за 9 лет наблюдений и интерпретация.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1985, т. 71.
13. Claverie A., Isaak G. R., McLeod C. P. et al. Solar structure from global studies of the 5-minute oscillation.— Nature, 1979, vol. 282, p. 591—594.
14. Котов В. А., Кучми С. Период 160 минут в Солнечной системе: пульсация Солнца и собственное вращение планет и астероидов.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1985, т. 70.
15. Claverie A., Isaak G. R., McLeod C. P. et al. Rapid rotation of the solar interior.— Nature, 1981, vol. 293, p. 443—445.
16. Grec G., Fossat E., Pomerantz M. A. Full-disk observations of solar oscillations from the geographic south pole: latest results.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 55—56.
17. Scherer P. H., Wilcox J. M., Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O. Detection of solar five-minute oscillations of low degree.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 75—87.

УДК 520.844

ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО СПЕКТРОМЕТРА НА БАШЕННОМ СОЛНЕЧНОМ ТЕЛЕСКОПЕ БСТ-2 КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Л. В. Дидковский, И. Е. Кожеватов, Н. Н. Степанян

На БСТ-2 применен интегральный спектрометр для измерения доплеровского смещения спектральной линии по сдвигу и центра тяжести. Спектрометр стабилизируется по частоте излучения с помощью лазера ЛГ-77, что существенно повышает чувствительность прибора.

Съем информации с выхода интегрального спектрометра и запись ее на магнитную ленту ЕС-9002 синхронизованы с движением зеркал при сканировании изображения Солнца на входной щели спектрографа.

Точность регистрации лучевых скоростей на Солнце ~ 30 м/с. Пространственное разрешение от 1 до 75". Карта активной области $200'' \times 128''$ с разрешением $1'' \times 1''$ получается за 140 с, сканирование половины диска Солнца с разрешением $75'' \times 75''$ осуществляется за 115 с.

THE EXPERIENCE OF THE USE OF THE INTEGRAL SPECTROMETER ON THE SOLAR TOWER TELESCOPE BST-2 OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by L. V. Didkovsky, I. E. Kozhevato, N. N. Stepanyan.— The integral spectrometer was used on the BST-2 to measure the Doppler shift of the spectral line determined by the shift of its center of gravity. The spectrometer is stabilized by the emission from laser LG-77. It significantly increases sensitivity of the device.

The output signal from the integral spectrometer and magnetic tape records are synchronized with the use of movement of mirrors while scanning the image of the Sun on the entrance slit of the spectrograph.

The accuracy of Doppler measurements on the Sun is about 30 m/s, using spatial resolution from 1 to 75". The chart of the active region $200'' \times 128''$ with resolution $1'' \times 1''$ can be obtained during 140 s, and a half of the solar disc with resolution $75'' \times 75''$ is scanned during 115 s.

Наблюдения последних лет показали важность изучения лучевых скоростей для определения фундаментальных характеристик Солнца как звезды [1, 2] и для исследования развития солнечной активности и ее прогноза [3].

За последние 10 лет техника и методика измерений лучевых скоростей на Солнце значительно шагнули вперед. В результате разрешение лучших приборов возросло от сотен до десятков и даже единиц метров в секунду

[1, 4]. Тем не менее измерения лучевых скоростей продолжают оставаться слабым звеном в метрологическом обеспечении солнечных наблюдений и сталкиваются с целым рядом нерешенных проблем.

Одна из таких проблем — сложность однозначной интерпретации данных, получаемых при помощи современных измерителей лучевых скоростей. Кроме того, высокая чувствительность измерений свойственна пока в основном дифференциальным методам [5], применение которых не исчерпывает всего круга задач, связанных с измерением лучевых скоростей. В связи с этим задача разработки и реализации новых методов измерения лучевых скоростей продолжает оставаться актуальной. Решение этой задачи и является нашей целью.

1. Алгоритм измерения смещения линий и однозначность интерпретации данных

Трудность однозначной интерпретации данных измерения доплеровских смещений спектральных линий связана с существованием на Солнце нескольких физических механизмов, приводящих к смещениям линий, неотличимым от тех, что связаны с локальными движениями вещества в атмосфере Солнца. Наибольший вклад в смещение линий дают следующие три механизма: 1) гравитационное красное смещение; 2) смещение из-за давления; 3) градиенты поля скоростей, не разрешаемые инструментом и приводящие к искажениям контуров линий.

Мы не будем останавливаться здесь на первых двух механизмах, подробно рассмотренных в литературе [5]. Наибольший вклад в ошибки измерений вносят элементы скоростей так называемого промежуточного масштаба с характерным размером, сравнимым с пространственным разрешением инструмента [6]. Число элементов этого масштаба, содержащихся в пространственных пределах разрешения инструмента, недостаточно велико, чтобы в результате усреднения приводить, подобно тепловым скоростям, к простому уширению линий. В то же время из-за отличий в лучевых скоростях этих элементов они не могут привести и к смещению всей линии как целого. В результате наблюдается нечто среднее между уширением и смещением линий. Неоднозначность интерпретации данных связана хотя бы с тем, что нет очевидного ответа на вопрос, как определять исходное положение такой линии, чтобы измерить ее смещение.

Вероятно, необходимо дать однозначное определение понятия «положение линии». Оно должно соответствовать лучевой скорости источника при любой форме контура линии.

Обратимся к более общему описанию скоростей при помощи функции распределения $P(v, t, s)$, зависящего от времени t и пространственных координат s . Функция распределения описывает относительную долю излучающего вещества в источнике с лучевой скоростью v . Если определить лучевую скорость источника как среднюю лучевую скорость отдельных излучающих элементов, то ее можно получить из функции распределения усреднением (при $t, s = \text{const}$)

$$\bar{v} = \int_{-\infty}^{+\infty} P(v) v dv. \quad (1)$$

Контур линии в случае неоднородного по диску поля скоростей будет определяться выражением

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(v) r(x - v) dv, \quad (2)$$

где v — приведенная к волновому числу лучевая скорость, $x = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $r(x)$ — контур линии, не искаженный полем скоростей.

Формально задача состоит в отыскании функционала $F[I(x)]$, значение которого было равно \bar{v} для любых функций распределения $P(v)$. Такой

функционал может быть получен из (2) путем умножения левой и правой частей выражения на x и интегрирования по этой переменной:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) x dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} P(v) r(x-v) dv \right] x dx = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(v) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} r(x-v) x dx \right] dv = \int_{-\infty}^{+\infty} P(v) v dv \int_{-\infty}^{+\infty} r(x-v) dx. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (2) можно получить $\int_{-\infty}^{+\infty} r(x-v) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) dx$. Поэтому выражение (3) можно переписать

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) x dx = \int_{-\infty}^{+\infty} P(v) v dv \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) dx,$$

откуда следует

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(v) v dv = \bar{v} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) x dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) dx}, \quad (4)$$

т. е. искомый функционал соответствует «центру тяжести» спектральной линии. Необходимо отметить, что лучевая скорость неоднородного источника излучения может быть определена иным путем, отличным от (1). Однако если она определена как средняя лучевая скорость излучающих атомов в источнике, то доплеровское смещение должно определяться по смещению центра тяжести спектральной линии.

Применяя описание поля скоростей при помощи функции распределения $P(v)$, рассмотрим, каким ее характеристикам соответствуют сигналы лучевых скоростей при других способах определения доплеровских смещений линий.

Большое распространение в настоящее время имеет способ определения смещений линий по разности интенсивности в крыльях.

Алгоритм работы этих приборов представляется следующим выражением:

$$v^{\Delta I} = b \int_{-\infty}^{+\infty} [\delta(x-x_0) - \delta(x+x_0)] I(x) dx, \quad (5)$$

где $v^{\Delta I}$ — значение сигнала лучевой скорости, x_0 — расстояние точки детектирования излучения от центра линии, b — калибровочный множитель, зависящий от крутизны крыльев линии в точках $\pm x_0$. Его значение определяется обычно эмпирическим путем; δ — дельта-функция.

Подставив в (5) выражение $I(x)$ из (2) и ограничившись членами второго порядка малости относительно параметров функции распределения по скоростям $P(v)$, получим

$$v^{\Delta I} \approx b(1 - x_2^P) \bar{v} + b \frac{3x_2^P - 2}{6} x_3^P + \dots, \quad (6)$$

где x_2^P — ширина функции $P(v)$, или ее второй центральный момент; x_3^P — асимметрия функции $P(v)$; \bar{v} — средняя лучевая скорость по (1).

Из (6) следует, что при измерении лучевых скоростей по разности интенсивностей в крыльях результаты зависят не только от средней лучевой скорости источника \bar{v} , но и от особенностей функции распределения по скоростям: ее ширины (x_2^P), асимметрии (x_3^P) и т. д.

Несколько отличен от (5) алгоритм доплеровского компенсатора скоростей солнечных магнитографов. Как измеритель лучевых скоростей этот прибор был впервые применен в Крымской обсерватории [7]. В настоящее время та-

кими устройствами оснащены почти все солнечные магнитографы. Условием компенсации доплеровских смещений является равенство интенсивностей в красном и синем участках крыльев линии на щелях магнитографа:

$$I(x_0 + v^k) = I(-x_0 + v^k), \quad (7)$$

где $2x_0$ — спектральный интервал между выходными щелями магнитографа, v^k — значение сигнала лучевой скорости.

Решение уравнения (7) относительно v^k , так же как и в предыдущем случае, содержит моменты высшего порядка функции $P(v)$. В том же приближении, в котором было получено выражение (6), сигнал компенсатора описывается выражением

$$v^k = \bar{v} - \frac{1}{6} \frac{x_0^2}{(x_2^P)^2} x_3^P + \dots \quad (8)$$

Из (8) можно убедиться, что компенсатор лучевых скоростей в случае симметричных функций распределения ($x_3^P = 0$) соответствует средней лучевой скорости источника (\bar{v}). Однако зависимость сигнала от асимметрии все же остается, и этот эффект вносит вклад в ошибки измерений.

2. Метод измерения сдвига центра тяжести линии и его реализация в интегральном спектрометре

Приняв за основу алгоритмы измерения лучевых скоростей по смещению центра тяжести спектральных линий, рассмотрим способ его реализации.

В основу оптической схемы прибора был взят интерферометр Майкельсона, обладающий при том же спектральном разрешении большей светосилой, чем дифракционные спектральные приборы [8]. Способ представляет собой модификацию известного метода измерения смещений длины волн по сдвигу интерференционных полос [9], предложенную С. М. Горским и В. П. Лебедевым для измерения лучевых скоростей на Солнце [10]. Последующие работы по развитию метода [11, 12] привели к разработке на базе интерферометра Майкельсона спектрометра для измерения основных интегральных параметров спектрального распределения: площади, центра тяжести, ширины, асимметрии и др. С момента первоначальной установки прибор претерпел значительные изменения, цель которых заключалась как в улучшении его основных характеристик, так и в усовершенствовании систем регистрации и управления телескопом.

Остановимся вначале кратко на основных моментах интерференционного метода измерения интегральных параметров спектра.

Интерферограмму квазимонохроматического излучения $I(\omega)$ можно представить, используя понятия амплитуды $A(\omega)$ и фазы $\psi(\omega)$.

$$I(\omega) = A(\omega) \cos \psi(\omega), \quad (9)$$

где ω — разность хода интерферирующих лучей. Однозначность представления (9) обеспечивается дополнительными соотношениями [13]

$$\psi(\omega) = \arctg \frac{I_r(\omega)}{I(\omega)},$$

$$A(\omega) = [I^2(\omega) + I_r^2(\omega)]^{1/2},$$

где $I_r(\omega) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(y)}{y-\omega} dy$ — сопряжение по Гильберту. Можно показать [11], что разложение функции $\psi(\omega)$ по степеням ω имеет вид

$$\psi(\omega) = x_1 \omega - x_3 \frac{\omega^2}{3!} + \dots + x_{2n-1} \frac{\omega^{2n-1}}{(2n-1)!} (-1)^{n-1}, \quad (10)$$

где $\{x_n\}$ — кумулянты спектрального распределения [14]. Аналогично для амплитуды интерферограммы

$$\ln \frac{A(\omega)}{W} = -x_2 \frac{\omega^2}{2!} + x_4 \frac{\omega^4}{4!} + \dots + x_{2n} \frac{\omega^{2n}}{(2n)!} (-1)^n, \quad (14)$$

где $W = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) dx$ — площадь спектрального распределения излучения, $x = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны. Первые кумулянты имеют простой геометрический смысл [14]:

$$x_1 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) x dx}{W} \text{ — центр тяжести функции } I(x),$$

$$x_2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) (x - x_1)^2 dx}{W} \text{ — ширина функции } I(x),$$

$$x_3 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(x) (x - x_1)^3 dx}{W} \text{ — асимметрия функции } I(x),$$

x_4 — эксцесс (сплюснутость) и т. д.

Кумулянтное описание особенно удобно для спектральных линий, имеющих гауссов контур. В этом случае функция $I(x)$ полностью определяется первыми двумя кумулянтами x_1 и x_2 . Последующие кумулянты описывают отличие контура линии от гауссова, и, если эти отличия невелики, ряд кумулянтов быстро убывает [14].

Из выражений (10) и (11) видно, что при $\omega \ll 1$ фаза интерферограммы зависит только от смещения центра тяжести спектрального распределения x_1 , а амплитуда — только от его площади W . С увеличением разности хода лучей ω «чувствительность» амплитуды и фазы к кумулянтам больших номеров последовательно возрастает. Это обстоятельство служит для определения нескольких интегральных параметров путем измерения амплитуды и фазы интерферограммы при различных значениях разности хода лучей. Наиболее важную информацию о характеристиках источника излучения несут первые четыре интегральных параметра (W, x_1, x_2, x_3). Для одновременного их измерения используются два параллельно работающих интерферометра с отличающимися значениями разности хода лучей. Значение ω должно быть при этом достаточно мало, чтобы можно было ограничиться первыми двумя членами разложений (10) и (11).

Структурная схема устройства для измерения интегральных параметров спектра по амплитуде и фазе интерферограммы излучения представлена на рис. 1. Устройство состоит из интерферометра Майкельсона, схем стабилизации и модуляции разности хода лучей, амплитудного и фазового детекторов с аналоговым выходом, а также цифрового магнитофона для регистрации выходных сигналов.

Интерферометр Майкельсона, являющийся основным узлом схемы, содержит коллиматорную и интегрирующую линзы, светоделительный кубик, два зеркала, образующих два плеча интерферометра, и фотоэлектронный умножитель ФЭУ-84. Одно из зеркал закреплено на пьезоэлементе, что позволяет путем подачи напряжения модулировать в пределах одного периода разность хода лучей. Вторым зеркалом при помощи трех корректирующих пьезоэлементов осуществляется юстировка интерферометра и автоматическое поддержание постоянной разности хода лучей.

Падающее на интерферометр излучение коллимируется и разделяется светоделительным кубиком на два равных пучка. Отразившись от зеркал, расположенных в плечах интерферометра, эти пучки вновь возвращаются на делительный кубик и, складываясь, интерферируют. Зеркала интерферометра настраиваются таким образом, чтобы в фокусе интегрирующей линзы образовалась картина полос равного наклона (круговых колец). Одно из

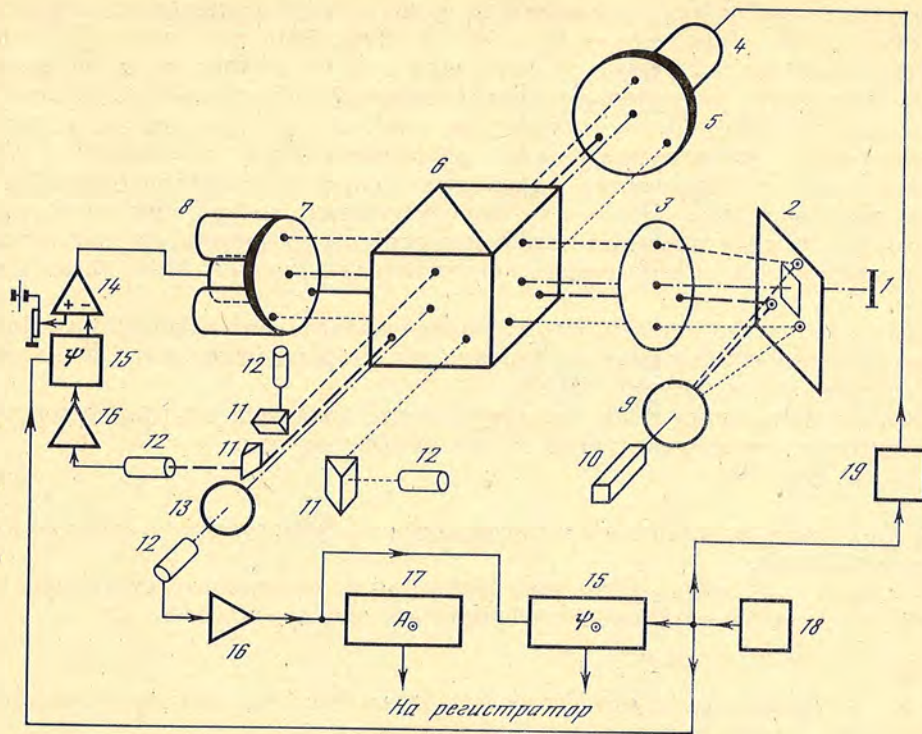


Рис. 1. Структурная схема из каналов интегрального спектрометра

1 — анализируемый источник излучения, 2 — зеркальная диафрагма, 3 — коллиматорная линза, 4 — модулирующий пьезоэлемент, 5 — сканирующее зеркало, 6 — светоделительный кубик, 7 — юстировочное зеркало, 8 — корректирующие пьезоэлементы, 9 — расширитель пучка, 10 — лазер ЛГ-77, 11 — поворотная призма, 12 — ФЭУ, 13 — интегрирующая линза, 14 — дифференциальный усилитель; 15 — фазовый детектор, 16 — селективный усилитель, 17 — амплитудный детектор, 18 — генератор опорного сигнала, 19 — генератор пилообразного напряжения

зеркал располагается несколько дальше от точки разделения пучков, чем второе, создавая таким образом разность хода между интерферирующими лучами. Одна из призм делительного кубика удлинена, в результате чего в длинном плече интерферометра образуется эквивалент плоскопараллельной пластинки — расширителя поля. Расширение поля интерферометра еще больше увеличивает его светосилу [15] и упрощает согласование схем телескопа и спектрографа со схемой интегрального спектрометра. В результате на окно ФЭУ, расположенного на выходе интерферометра, проектируется одно кольцо интерференционной картины.

Во время работы одно из зеркал интерферометра перемещается периодически под действием пилообразного напряжения на пьезоэлементе линейно в пределах одного периода интерферограммы излучения. Эти перемещения соответствуют изменению яркости на фотокатоде с частотой 1500 Гц. В результате на нагрузке ФЭУ выделяется электрический сигнал данной частоты с амплитудой и фазой, соответствующими амплитуде и фазе интерферограммы излучения.

Выбранный способ модуляции разности хода лучей позволяет после фильтрации сигнала ФЭУ на частоте модуляции проводить измерения амплитуды и фазы интерферограммы при помощи аналоговых амплитудного и фазового детекторов.

Рассмотрим работу схемы стабилизации разности хода лучей интерферометра. Она включает в себя источник излучения эталонной частоты ($\nu_{\text{эт}}$), три схемы измерения фазы интерферограммы эталонного излучения и три схемы коррекции разности хода лучей интерферометра. В качестве источника излучения эталонной частоты взят лазер ЛГ-77, частота которого стабилизирована относительно провала Лэмба с точностью до $10^{-8} \nu_{\text{эт}}$. Три лазерных луча,

образуемых при помощи расширителя пучка и трех зеркальных диафрагм, проходят в интерферометре один и тот же оптический путь, что и анализируемое солнечное излучение, и детектируются на выходе интерферометра тремя отдельными фотоумножителями. Сигналы этих фотоумножителей после фильтрации селективными усилителями подаются на три отдельных фазовых детектора, которые при помощи дифференциальных усилителей и корректирующих пьезоэлементов управляют положением юстировочного зеркала интерферометра. (На рис. 1 условно показана только одна из корректирующих схем.) Устойчивое положение системы соответствует постоянным значениям фаз интерферограммы во всех точках выходного окна интерферометра.

Для синхронизации генератора пилообразного напряжения модуляции и для запитки опорных каналов фазовых детекторов используется сигнал одного и того же генератора (ГОС).

В отсутствие схемы стабилизации разности хода лучей сигнал фазометра соответствует изменению длины волны излучения, т. е.

$$\psi = 2\pi\omega/\lambda. \quad (12)$$

При этом разность длин плеч интерферометра ω «выступает» в качестве эталона сравнения.

Условие сохранения фазы интерферограммы эталонного источника, которое обеспечивается схемой стабилизации, можно записать

$$\psi_{\text{эт}} = 2\pi\omega/\lambda_{\text{эт}} = \text{const}, \quad (13)$$

где $\lambda_{\text{эт}}$ — длина волны источника эталонной частоты. Запишем соотношение между длиной волны и частотой излучения

$$\lambda = c/nv, \quad (14)$$

где c — скорость света в вакууме, n — коэффициент преломления среды. Теперь выражения (12) и (13) можно переписать:

$$\psi = 2\pi(\omega n/c)v, \quad (15)$$

$$2\pi(\omega n/c)v_{\text{эт}} = \text{const}. \quad (16)$$

Пользуясь тем, что сомножители $2\pi\omega n/c$ — общие для выражений (15) и (16), из (15) можно получить

$$\psi = \text{const } v/v_{\text{эт}}. \quad (17)$$

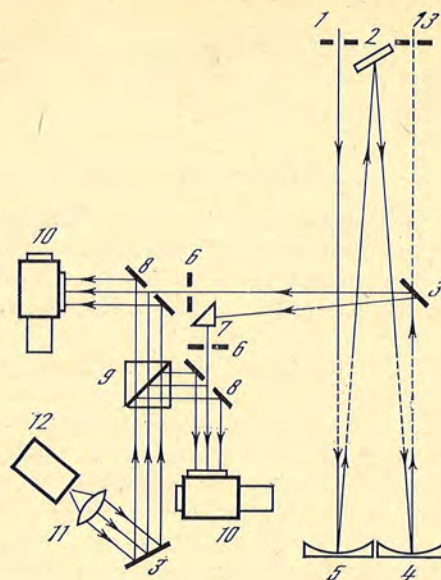
Сравнение (12) и (17) показывает, что стабилизация интерферометра относительно фазы интерферограммы эталонного источника равносильна замене эталона длины (ω) на эталон частоты ($v_{\text{эт}}$). Подобная замена выгодна в двух отношениях. Во-первых, стабильность эталонов частоты в настоящее время на несколько порядков превышает стабильность эталонов длины. Во-вторых, поскольку измеряемый сигнал стал пропорционален частоте излучения, удастся избежать ложных смещений длины волны, связанных с флуктуациями коэффициента преломления n .

Данную схему стабилизации оказалось возможным применить в схеме дифракционного спектрографа [16].

Оптическая схема спектрографа БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории содержит два стабилизированных интерферометра, размещаемых в помещении спектрографа. Спектрограф используется в схеме для селекции анализируемых спектральных линий. Общая компоновка оптических узлов спектрометра представлена на рис. 2. В схему введено дополнительное поворотное зеркало, переносящее спектр на входные щели спектрометра. При фотографических наблюдениях данное зеркало убирается. Для селекции линий не требуется высокая монохроматизация излучения, поэтому работа ведется в первом или втором порядках решетки, где линейная дисперсия составляет 2—1 Å/мм. Поворотная призма перед входной щелью второго канала подвижная, что позволяет менять спектральный интервал между двумя исследуемыми линиями. Как правило, измерения лучевых скоростей проводились одновременно в двух линиях нейтрального железа $\lambda 5576$ Å и

Рис. 2. Оптическая схема интегрального спектрометра в спектрографе БСТ-2

- 1 — входная щель спектрографа,
- 2 — дифракционная решетка,
- 3 — поворотное зеркало,
- 4 — камерное зеркало,
- 5 — коллиматорное зеркало,
- 6 — входные щели 1-го и 2-го каналов спектрометра,
- 7 — поворотная призма,
- 8 — зеркальная диафрагма,
- 9 — светоделительный кубик,
- 10 — интерферометр,
- 11 — расширитель пучка,
- 12 — лазер ЛГ-77,
- 13 — кассета для фотографических наблюдений спектра



$\lambda 5554,9 \text{ \AA}$. Линия FeI $\lambda 5576 \text{ \AA}$ удобна для измерения лучевых скоростей тем, что она имеет нулевой фактор Ланде. Разница высот образований этих линий составляет $\sim 200 \text{ км}$. Для стабилизации интерферометров применен один лазер, излучение которого расщепляется на два пучка светоделительным кубиком.

Измерение смещений линий поглощения при помощи интегрального спектрометра имеет ряд особенностей, связанных с тем, что спектр падающего на интерферометр излучения и контур спектральной линии описываются разными функциями.

Пусть исследуемая линия, контур которой описывается функцией $I(x)$, выделена при помощи оптического фильтра с коэффициентом пропускания $k(x)$. Спектр излучения будет описываться в этом случае функцией

$$I^k(x) = k(x) I_c [1 - I(x)], \quad (18)$$

где I_c — интенсивность излучения в континууме в окрестности исследуемой линии.

Применив рассмотренную выше схему, можно оценить кумулянты функции $I^k(x)$. Они будут отличны от кумулянтов $I(x)$, по которым определяются физические характеристики источника излучения. Покажем, как можно преодолеть это затруднение.

Естественным требованием к фильтру, выделяющему исследуемую линию, является требование сохранения формы контура линии. Это условие выполняется, если в пределах линии коэффициент пропускания фильтра остается постоянным. Выражение (18) в этом случае будет иметь вид

$$I^k(x) = -k_0 I_c I(x) + I_c k(x), \quad (19)$$

где k_0 — коэффициент пропускания фильтра в пределах исследуемой линии.

Очевидно, что задача измерения кумулянтов линии поглощения не будет отличаться от аналогичной задачи для эмиссионных линий, если в точках интерферограммы, где производятся измерения, амплитуда интерферограммы, обусловленная вторым слагаемым выражения (19), будет равна нулю. В случае использования в качестве селективного фильтра дифракционного спектрографа данное условие выполняется во всех точках интерферограммы ω_n , связанных со спектральной шириной входной щели спектрометра Δx соотношением [17]:

$$\omega_n = 2\pi n / \Delta x, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (20)$$

Практически выполнение условия (20) осуществляется следующим образом. Перед началом измерений на щель спектрометра направляется участок непрерывного спектра вблизи исследуемой линии. Плавным изменением ширины входной щели спектрометра добиваются полного исчезновения контраста интерференционной картины, что соответствует нулевому вкладу в интерферограмму излучения второго слагаемого в выражении (19). Амплитуда и

фаза сигнала, появившегося после установки линии на щель спектрометра, будут в этом случае полностью определяться формой контура исследуемой линии поглощения.

3. Сканирование Солнца и регистрация лучевых скоростей

Астрофизические задачи, решаемые при помощи интегрального спектрометра, предполагают получение карт лучевых скоростей одновременно на двух уровнях солнечной атмосферы как всего Солнца, так и отдельных его участков, связанных с возникновением и эволюцией активных областей.

Получение таких карт путем последовательного сканирования по диску Солнца сопряжено с трудностями разделения пространственных особенностей полей скоростей от их временных изменений. Преодоление этих трудностей увеличением временного разрешения измерений предъявляет особые требования к системе управления телескопом и быстродействию регистрирующей системы. Условие ослабления влияния пятиминутных колебаний ограничивает максимальное время получения карты 150 с.

Рассмотрим примененный нами вариант сканирования изображения Солнца и записи информации на магнитную ленту (МЛ). В существующей схеме БСТ-2 для управления целостатным и дополнительным зеркалами применяются шаговые двигатели типа ШД-4, что позволяет, во-первых, существенно уменьшить ошибки часового ведения (уход изображения не превышает 1" за 5 мин). Повышение точности часового ведения достигнуто за счет того, что по имеющемуся в цепи управления зеркалом редуктору можно точно рассчитать и получить стабилизированную кварцевым генератором частоту привода ШД-4, а основываясь на частоте (например, 50 Гц на БСТ-1), трудно изготовить редуктор с заданным передаточным отношением. Во-вторых, применив дискретный привод зеркал, можно по заданной программе управлять ими, т. е. сканировать изображение Солнца по входной щели спектрографа, минуя фотогид.

Программа сканирования состоит из такой последовательности управляющих воздействий на целостатное и дополнительное зеркало телескопа. После перемещения на заданный шаг (1—24") по α (без съема информации) начинается движение по δ , которое сопровождается съемом (с дискретностью 1—24") информации интегрального спектрометра, оцифровкой ее и записью в буферную память устройства ЕС-9002. После ввода 40 или 80 значений (блока данных) исследуемого параметра происходит перепись содержимого буферной памяти на МЛ. В это время движение по δ прекращается и продолжается движение по α . Затем цикл повторяется с той разницей, что сканирование по δ происходит в противоположную сторону. Скорость сканирования ограничена при движении без съема информации максимально возможной скоростью отработки зеркал (для БСТ-2 $\sim 600''/с$), а при съеме информации — временем преобразования аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и переписью блока данных на МЛ. Таким образом, участок $32'' \times 2000''$ с разрешением 32×80 точек съема информации запишется на МЛ за время $\sim 2^m 19^s$.

На рис. 3 приведена функциональная схема блока управления и синхронизации. Импульсы регулируемого генератора 12 через схему совпадения 6 и схему выбора дискретности по α 1 попадают на схему 2 сравнения числа импульсов, прошедших на двигатель D 3, с заданным числом m . Каждый импульс α/n проходит на схему управления 7 и разрешает прохождение импульсов 12 через схему совпадения 14 на схему выбора дискретности по δ 15. Импульсы δ 15 через двигатель 16 управляют дополнительным зеркалом 5, а δ/n (15) запускают АЦП 8, на аналоговый вход которого подключен выход интегрального спектрометра 11, расположенного на выходе спектрографа 10. Цифровой выход 8 подключен к схеме 9, которая из 16-разрядного слова (13 разрядов — выход АЦП и три разряда служебных) формирует и последовательно передает два байта в устройство 13 записи на МЛ. Если количество переданных байтов меньше 80 или 160, то интервал времени τ между записью переданного байта и запросом на передачу следующего байта $\leq 0,35$ мс, что анализируется схемой 17, и в этом случае следующий импульс δ через 14

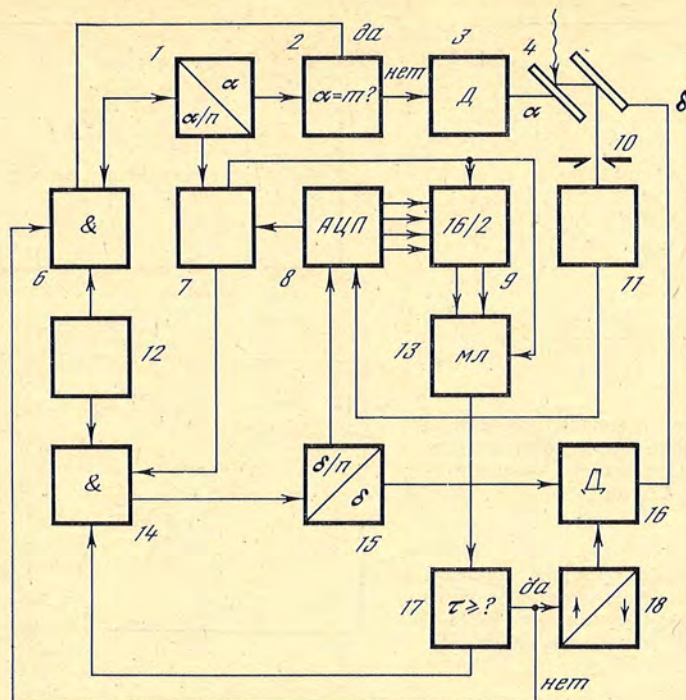


Рис. 3. Функциональная схема блока управления и синхронизации (см. текст)

проходит на 15. Если в буферную память 13 записались 80 или 160 байт, 13 начинает перепись блока данных на МЛ, а выход 17 переключает направление движения по δ на обратное схемой 18 и разрешает прохождение следующего импульса от 12 через 6 на 1, 2, 3 и целостное зеркало 4. Сканирование продолжается до тех пор, пока число импульсов α , прошедших через 2, не будет равно заданному (m) и определяющему размер сканирования по α .

4. Наблюдения с интегральным спектрометром и их обработка

До июля 1984 г. при наблюдениях с интегральным спектрометром в качестве регистрирующих приборов применялись самописцы КСП-4. Копии записей лучевых скоростей при разных условиях наблюдений приведены на рис. 4–6. Существенным недостатком, ограничивающим возможности спектрометра при этих измерениях, была большая постоянная времени самописцев (1 с).

С июня 1984 г. запись лучевых скоростей стала проводиться на магнитную ленту, о чем говорилось выше. В процессе отладки схемы наблюдений были выбраны несколько вариантов условий сканирования Солнца и записи на магнитную ленту. Они приведены в табл. 1. При наблюдениях обычно ширина входной щели спектрографа была 0,4 мм, что соответствует $\sim 4''$ при диаметре Солнца 200 мм и $8''$ при диаметре 100 мм.

Для того чтобы получить карту какого-либо участка Солнца без скважности, надо выбирать такие варианты сканирования, при которых расстояние между сканами (шаг по α) было бы меньше или равно ширине щели спектрографа. Высота щели согласуется с расстоянием между точками съема информации в скане (шагом по δ). В случае, когда расстояние между сканами превышает ширину щели, избежать скважности можно путем соответствующей расфокусировки Солнца на щели спектрографа.

Предварительная обработка наблюдений, проводимая на ЭВМ ЕС-1033, включает в себя несколько программ.

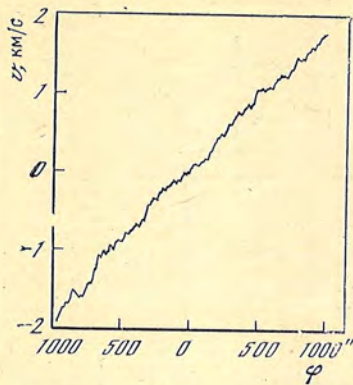


Рис. 4. Запись лучевой скорости v на КСП-4 скана при сканировании через центр Солнца (φ — расстояние от центра Солнца)

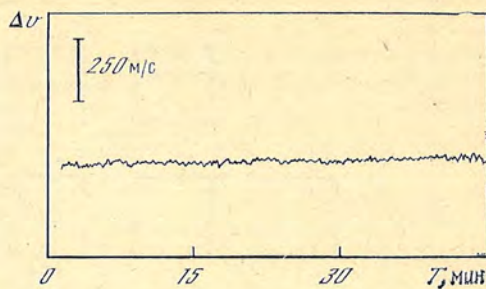


Рис. 5. Смещение уровня лучевой скорости при неподвижном изображении Солнца, запись на КСП-4 в атмосферной линии O_2 $\lambda 6909,4 \text{ \AA}$ (T — время)

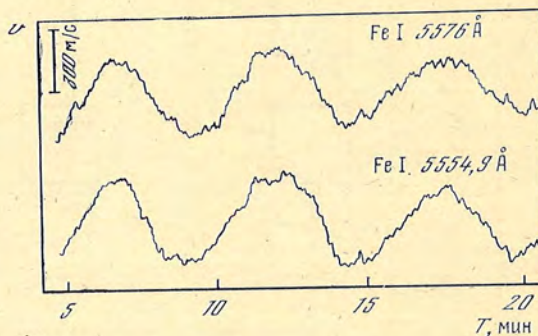


Рис. 6. Одновременная запись лучевой скорости v в двух линиях ($Fe I \lambda 5576 \text{ \AA}$ и $Fe I \lambda 5554,9 \text{ \AA}$) на КСП-4 в центре Солнца (T — время)

1. Распечатка данных наблюдений (величина лучевой скорости в каждой точке в относительных единицах) с указанием направления сканирования (вверх или вниз).]

2. Разрисовка на графопостроителе данных наблюдений при последовательных сканах с указанием границ сканов.

Эти две программы используются в основном при отладочных работах.

3. Распечатка данных в виде таблицы-карты. Каждый столбец этой карты соответствует одному скану.

4. Распечатка отдельно четных и нечетных сканов в виде двух карт.

5. Для каждой карты интервал встречающихся на ней значений скоростей разбивается на девять равных частей — классов R , обозначенных цифрами от 1 до 9. Диапазоны изменения скоростей от v_{\min} до v_{\max} , соответствующие указанным классам, приводятся в табл. 2. На карте все значения скоростей заменяются на соответствующие им классы. Пример такой карты дан на рис. 7.

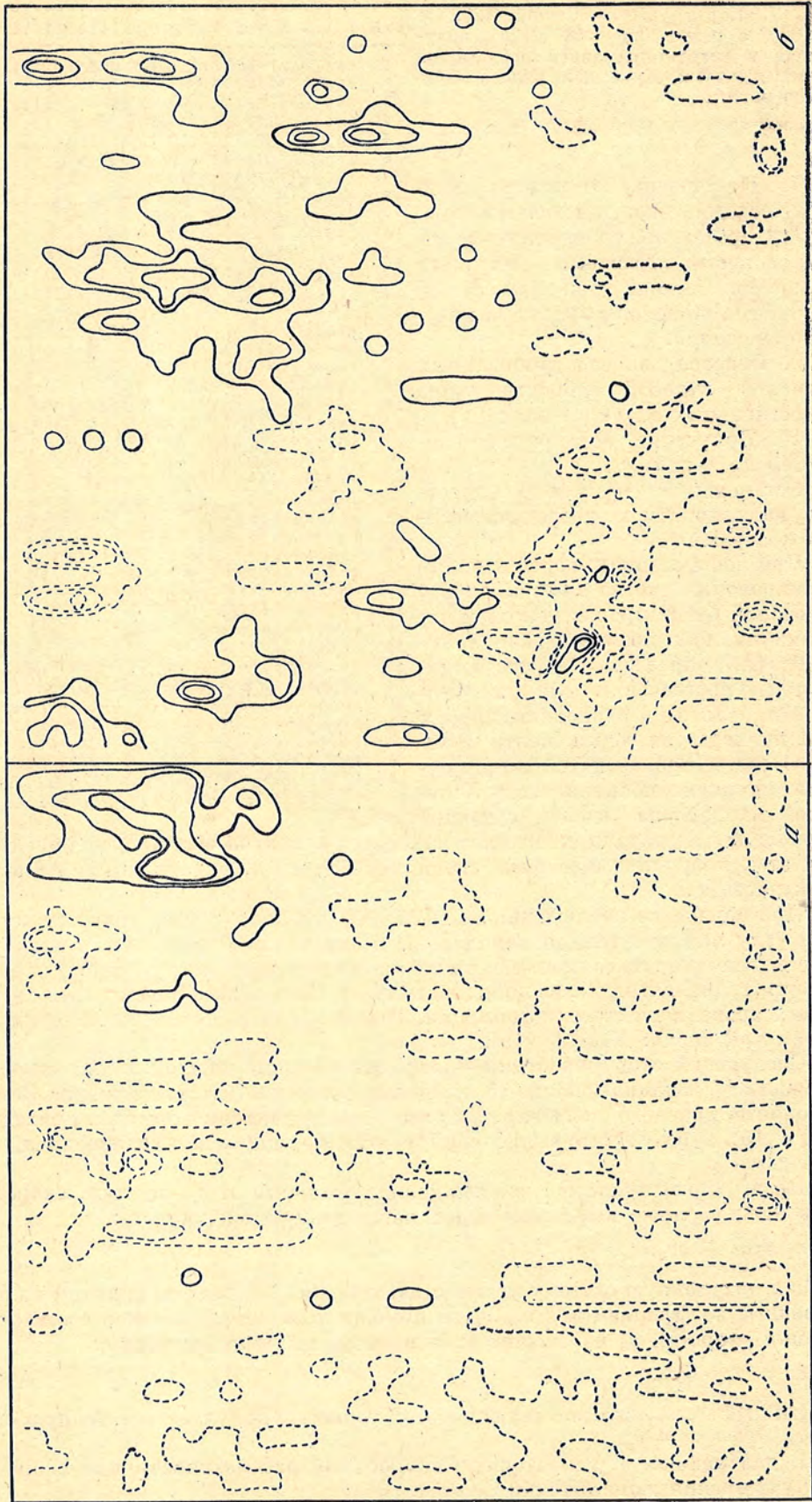
6. Построение средней карты по n картам одного участка Солнца.

Таблица 1

Время получения карты, с	Размеры площадки, сек дуги		Разрешение, сек дуги
	δ	α	
20	40	32	1
32	80	32	1
35	200	102	5
65	400	162	5
115	1000	262	25
139	2000	312	25

Таблица 2

R	v_{\min}	v_{\max}
1	-3341	-4095
2	-2587	-3340
3	-1833	-2586
4	-1079	-1832
5	-325	-1078
6	-324	429
7	428	1182
8	1181	1935
9	1934	2688



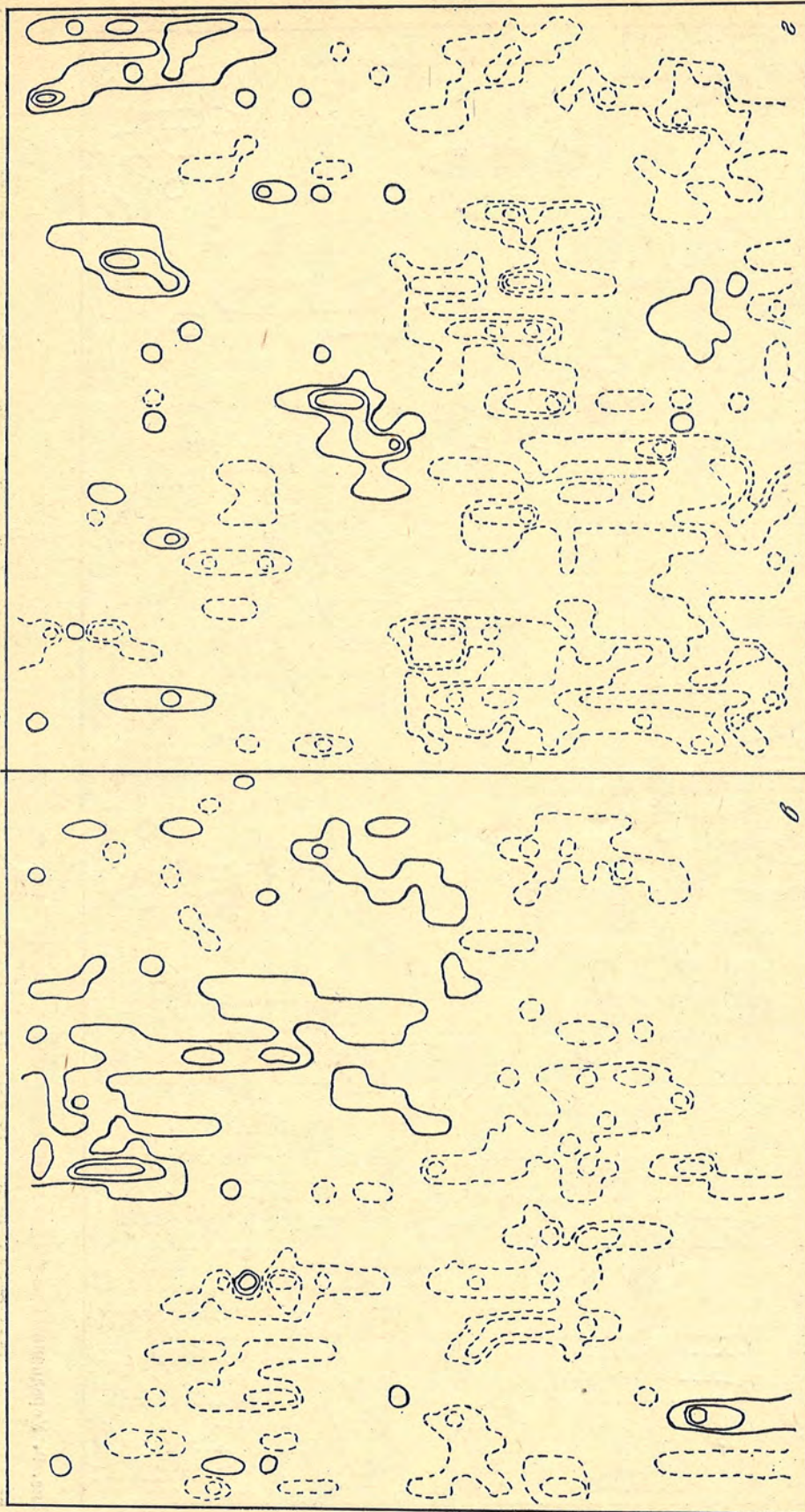


Рис. 8. Четыре карты одного участка Солнца, полученные через 75 с. Разрешение по вертикали 5", по горизонтали 2". Сплошные изолинии ограничивают

области подъема вещества, штриховые — опускания. Первые изолинии соответствуют ± 50 м/с, следующие — через 50 м/с

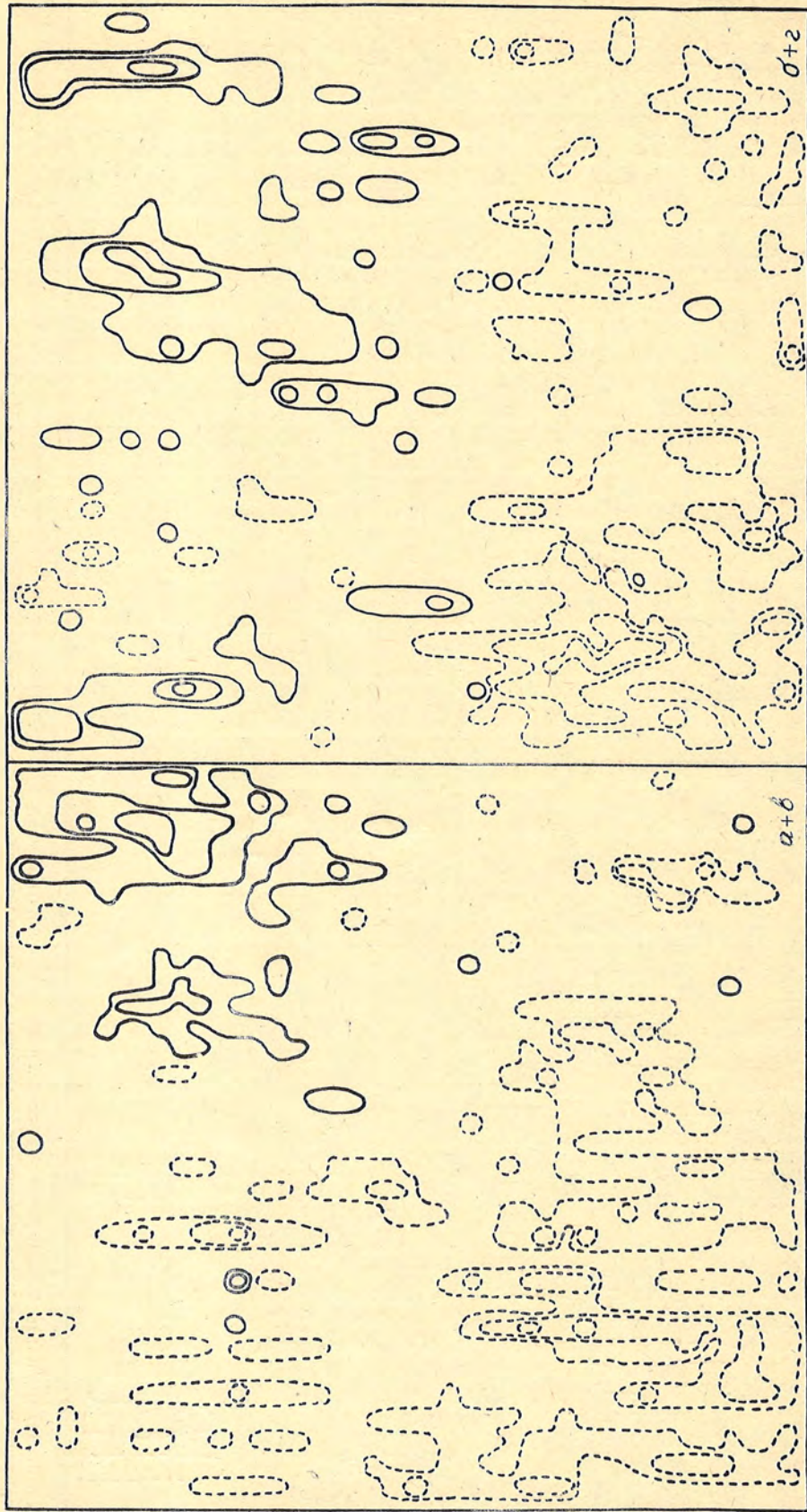


Рис. 9. Усредненные карты, полученные из карт а и б, в и г рис. 8

5. Исключение пятиминутных колебаний

Как видно на рис. 6, пятиминутные колебания на поверхности Солнца имеют амплитуду ~ 300 м/с. Для решения задач, перечисленных выше, эти колебания необходимо исключить. С этой целью мы осредняем две карты, полученные в противоположных фазах пятиминутных колебаний, т. е. с интервалом 150 с. На рис. 8 приведены четыре карты одного и того же участка Солнца, записанные с интервалом 75 с. На рис. 9 показаны две карты, каждое значение скорости на которых получено осреднением соответствующих значений на двух картах, полученных с интервалом 150 с (карты *a* и *b*, *v* и *g* рис. 8). Как видим, карты рис. 8 существенно различаются между собой. Например, области подъема (сплошные линии) видны в верхней и нижней частях карт. В то же время на суммарных картах рис. 9 видны одни и те же детали (две области подъема в правом верхнем углу карт и обширная область опускания в нижней левой части).

Заключение

Исследование интегрального спектрометра, установленного на БСТ-2, показало, что с помощью этого прибора мы можем регистрировать лучевые скорости на Солнце с разрешением ~ 30 м/с. Основной причиной такой высокой чувствительности является стабилизация интерферометра относительно фазы эталонного источника. Кроме того, заметим, что в данном методе геометрическое смещение спектральных линий из-за колебаний воздуха в спектрографе слабо влияет на сигнал скорости. Если при этих колебаниях линия не выходит за пределы достаточно широкой (~ 1 мм) входной щели спектрометра, ее геометрический сдвиг не влияет на сигнал скорости.

Прибор и система сканирования позволяют получать карту лучевых скоростей участка Солнца с пространственным разрешением от $1'' \times 1''$ до $75'' \times 75''$.

Практически карту одиночного пятна ($40'' \times 32''$) с разрешением $1'' \times 1''$ можно получить за 20 с; карту активной области $200'' \times 128''$ с тем же разрешением — за 140 с; участок Солнца $400'' \times 300''$ с разрешением $5'' \times 5''$ за 130 с и половину диска Солнца с разрешением $75'' \times 75''$ за 115 с.

Для всех этих случаев время записи одной карты меньше 150 с, так что, записывая последовательно две карты одного участка с интервалом 150 с, мы можем исключить пятиминутные колебания, сложив сигналы скорости в одних и тех же точках.

20 ноября 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. Исследование глобальных колебаний Солнца. I. Метод и инструмент. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65, с. 3—34.
2. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. Исследование глобальных колебаний Солнца. II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 3—70.
3. Harvey K. L., Harvey J. W. Photospheric velocity fields as indicators of flare activity. — In: Solar-terrestrial Predictions Proceedings/Ed. R. F. Donnelly. USA: Boulder-CO, 1980, vol. 3, p. 41—53.
4. Kobanov N. I. The study of velocity oscillations in the solar photosphere using the velocity subtraction technique. — Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 237—243.
5. Григорьев В. М., Демидов М. Л., Кобанов Н. И. Методы измерения лучевых скоростей на Солнце. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке, физике Солнца. М.: Наука, 1983, вып. 64, с. 67—79.
6. Дубов Э. Е. Колебания и волны в атмосфере Солнца. — В кн.: Итоги науки и техники. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1978, т. 14, с. 148—266.
7. Никулин Н. С., Северный А. Б., Степанов В. Е. Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 19, с. 3—19.
8. Белл Р. Дж. Введение в фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975, с. 36—45.
9. Борн М., Вольф А. Основы оптики. М.: Наука, 1973, с. 297.
10. Горский С. М., Лебедев В. П. Интерференционно-фазовый метод измерения лучевых скоростей в атмосфере Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 228—236.
11. Горский С. М., Кожеватов И. Е., Лебедев В. П. О возможности оценки поля скоростей в солнечной атмосфере путем измерения интегральных характеристик спектра солнечного излучения. — Астрон. журн., 1979, т. 56, вып. 3, с. 590—594.

12. Кожееватов И. Е. Трехканальный солнечный тахометр на башенной установке ИЗМИРАН.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке, физике Солнца. М.: Наука, 1983, вып. 64, с. 42—44.
13. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1971, с. 141.
14. Малахов А. Н. Кумулятивный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М.: Сов. радио, 1978, с. 13.
15. Миберн Дж. Обнаружение и спектроскопия слабых источников света. М.: Мир, 1979, с. 241.
16. Кожееватов И. Е., Черрагин Н. П. Стабилизация солнечных спектрографов при помощи оптических эталонов частоты.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке, физике Солнца. М.: Наука, 1983, вып. 64, с. 39—42.
17. Раутман С. Г. Реальные спектральные приборы.— УФН, 1958, т. 66, вып. 6, с. 485—493.
18. Астрономический ежегодник СССР на 1984 г., т. 63. Л.: Наука, 1981.
19. Howard R., Harvey J. Spectroscopic determinations of Solar rotation.— Solar Phys., 1970, vol. 12, N 1, p. 23—51.

УДК 523.9:52—64:52—655

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Приводятся основные формулы и краткое описание алгоритма численного решения уравнений переноса в магнитном поле. Предполагается наличие локального термодинамического равновесия. Учитывается только истинное поглощение. Градиент скоростей и магнитное поле меняются с глубиной.

NUMERICAL ALGORITHM FOR SOLUTION THE TRANSFER EQUATIONS TAKING INTO ACCOUNT THE INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD, by D. N. Ratchkovsky.— The main equations and comments to them are presented to compute the radiative transfer equations taking into account the presence of the magnetic field. The LTE condition is assumed and only a true absorption is being accounted upon. Magnetic field and the velocity gradient are considered as the function of depth of the photosphere.

Изучение структуры магнитного поля в активных областях является важной задачей физики Солнца. Поляризованное излучение в магнитоактивных линиях представляет нам основную информацию о структуре магнитного поля. Для интерпретации поляризованного излучения необходимо опираться на какую-либо модель атмосферы Солнца и решать уравнения переноса излучения при наличии магнитного поля. При этом обычно предполагается наличие локального термодинамического равновесия (ЛТР).

Решение численной задачи переноса поляризованного излучения в магнитном поле при наличии ЛТР и в пренебрежении рассеянием в линии было получено впервые в [1]. Однако программа была составлена в машинном коде ЭВМ «Минск-1» и с переходом к использованию более современной ЭВМ ЕС-1033 оказалась непригодной к применению.

Задачи интерпретации магнитоактивных линий в атмосферах Солнца и звезд потребовали программы решения уравнений переноса излучения в магнитном поле, но написанной на алгоритмическом языке.

Поскольку даже в работах автора встречаются разные определения параметров Стокса, что приводило к некоторым отличиям в формулах, ниже приводится не только краткое описание алгоритма, но и основные формулы для численного решения уравнений переноса. Некоторым усовершенствованием по сравнению с [1] является учет возможного наличия нормального к поверхности атмосферы градиента скоростей.

Численно решаемые уравнения переноса записываются [2] так:

$$\cos \theta \frac{d\mathbf{I}(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{k_{5000}(\tau)} (k_{\lambda}(\tau) + \alpha(\tau)) \left(\mathbf{I}(\tau) - \frac{1}{2} \mathbf{B}(\tau) \right), \quad (1)$$

здесь $\mathbf{I}(\tau)$ и $\mathbf{B}(\tau)$ — векторы-параметры Стокса,

$$\mathbf{I}(\tau) = \{I_x(\tau), I_y(\tau), V(\tau), U(\tau)\}; \quad \mathbf{B}(\tau) = B(\tau) \{1, 1, 0, 0\}, \quad (2)$$

$k_{5000}(\tau)$, $k_\lambda(\tau)$ — коэффициенты поглощения при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ и в центре линии, $B(\tau)$ — функция Планка.

Определим параметры Стокса:

$$I_x = \overline{E_x E_y^*}, \quad I_y = \overline{E_y E_x^*}, \quad V = -\sqrt{2} \operatorname{Im}(\overline{E_x E_y^*}), \quad U = \sqrt{2} \operatorname{Re}(\overline{E_x E_y^*}), \quad (3)$$

Здесь E_x , E_y — проекции вектора электрической напряженности волны на оси x , y . Некоторые отличия численных множителей у параметров V и U от общепринятых объясняются желанием сделать матрицу α и матрицы преобразований параметров Стокса более симметричными.

Имеем далее

$$\alpha = N\kappa_0 \begin{vmatrix} \alpha_{11} & 0 & \alpha_{13} & \alpha_{14} \\ 0 & \alpha_{22} & \alpha_{23} & \alpha_{24} \\ \alpha_{23} & \alpha_{13} & \alpha_{33} & \alpha_{34} \\ \alpha_{24} & \alpha_{14} & \alpha_{34} & \alpha_{33} \end{vmatrix}, \quad (4)$$

здесь

$$\begin{aligned} \alpha_{11} &= 0,5(k_1 + k_2 + \sin^2 \varphi \cdot \sin^2 \gamma \cdot (2k_0 - k_1 - k_2)), \\ \alpha_{22} &= 0,5(k_1 + k_2 + \cos^2 \varphi \cdot \sin^2 \gamma \cdot (2k_0 - k_1 - k_2)), \\ \alpha_{33} &= 0,5(k_1 + k_2 + 0,5 \sin^2 \gamma \cdot (2k_0 - k_1 - k_2)), \\ \alpha_{13} &= -\frac{\sqrt{2}}{4} ((k_1 - k_2) \cos \gamma - 0,5 \sin 2\varphi \cdot \sin^2 \gamma \cdot (2m_0 - m_1 - m_2)), \\ \alpha_{14} &= \frac{\sqrt{2}}{4} ((m_2 - m_1) \cos \gamma - 0,5 \sin 2\varphi \cdot \sin^2 \gamma \cdot (2k_0 - k_1 - k_2)), \\ \alpha_{23} &= \frac{\sqrt{2}}{4} ((k_2 - k_1) \cos \gamma - 0,5 \sin 2\varphi \cdot \sin^2 \gamma \cdot (2m_0 - m_1 - m_2)), \\ \alpha_{24} &= \frac{\sqrt{2}}{4} ((m_1 - m_2) \cos \gamma - 0,5 \sin 2\varphi \cdot \sin^2 \gamma \cdot (2k_0 - k_1 - k_2)), \\ \alpha_{34} &= 0,25 \cos 2\varphi \cdot \sin^2 \gamma \cdot (2m_0 - m_1 - m_2), \end{aligned} \quad (5)$$

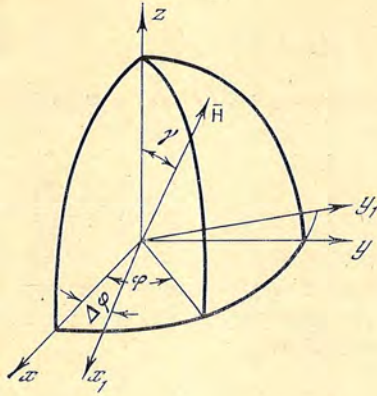
где k_0 , k_1 , k_2 и m_0 , m_1 , m_2 — зеемановские составляющие коэффициентов поглощения и преломления. Индексы 1 и 2 относятся соответственно к поглощению лево- и правополяризованного излучения. Углы γ и φ определяют положение вектора \mathbf{H} — напряженности магнитного поля относительно выбранной системы координат.

При интегрировании уравнений (1) мы выбрали систему координат x , y , жестко связанную с положением проекции вектора \mathbf{H} магнитного поля так, что всегда $\varphi = +45^\circ$. Тем самым матрица несколько упрощается:

$$\alpha = N\kappa_0 \begin{vmatrix} \alpha_{11} & 0 & \alpha_{13} & \alpha_{14} \\ 0 & \alpha_{11} & \alpha_{23} & \alpha_{24} \\ \alpha_{23} & \alpha_{13} & \alpha_{11} & 0 \\ \alpha_{24} & \alpha_{14} & 0 & \alpha_{11} \end{vmatrix}. \quad (6)$$

Однако при этом возникает необходимость преобразования параметров Стокса при повороте осей x , y на угол φ (рисунок):

$$\mathbf{I}(\Delta\varphi) = \begin{vmatrix} \cos^2 \Delta\varphi & \sin^2 \Delta\varphi & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\Delta\varphi \\ \sin^2 \Delta\varphi & \cos^2 \Delta\varphi & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\Delta\varphi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\Delta\varphi & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\Delta\varphi & 0 & \cos 2\Delta\varphi \end{vmatrix}. \quad (7)$$



Вектор напряженности магнитного поля \vec{H} в системе координат x, y, z

Световой луч направлен по оси z . Оси x_1, y_1 показывают поворот системы координат при движении вдоль оси z

Коэффициенты поглощения и преломления k и m определяются по соотношениям [3]:

$$k + im = H(a, v), \quad (8)$$

$$H(a, v) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-(v+ia)^2} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} + \int_0^{v+ia} \exp(t^2) dt \right), \quad (9)$$

полагая

$$H(a, v) = H_0(v) + aH_1(v) + a^2H_2(v) + \dots, \quad (10)$$

легко найти рекуррентное соотношение

$$kH_k(v) = 2H_{k-2}(v) + 2ivH_{k-1}(v). \quad (11)$$

Первые два коэффициента ряда (10) имеют вид

$$H_0(v) = e^{-v^2} + i \frac{2}{\sqrt{\pi}} f(v), \quad H_1(v) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (2vf(v) - 1) - i2ve^{-v^2},$$

$$f(v) = e^{-v^2} \int_0^v e^{t^2} dt. \quad (12)$$

Выражения (10)–(12) могут обеспечить точность не хуже 10^{-11} при $a \leq 0,5$.

Выражения (1)–(12) являются основными в численном решении задачи переноса излучения в магнитном поле.

Рассмотрим кратко алгоритм решения уравнений переноса излучения. Уравнения (1) интегрируются методом Рунге—Куты. Точность интегрирования определяется вкладом в выходящее излучение самых глубоких слоев модели атмосферы.

Для уменьшения времени счета итеративной процедурой рассчитывается излучение только в каждой второй частоте излучения по точкам.

Расчет начинается с нахождения оптических толщин в $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ для геометрических глубин модели. Затем находится интерполяционный сплайн $\tau(h)$. Далее находятся интерполяционные сплайны для функций, входящих в уравнение (1):

$$\eta(\tau) = k_\lambda(\tau)/k_{5000}(\tau), \quad \Delta\lambda_D(\tau), \quad B(\tau), \quad N(\tau)\kappa_0(\tau).$$

Зависимость величины и направления вектора напряженности магнитного поля, а также лучевой скорости от оптической глубины задается разложением по степеням τ .

По желанию вычисляются эффективные глубины образования параметров I_x и I_y и зависимость четырех параметров Стокса от оптической глубины τ .

В дальнейшем мы надеемся применить данную программу для расчета параметров Стокса ряда магнитоактивных линий в атмосферах некоторых магнитных звезд и активных областях Солнца.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Рачковский Д. Н. Образование линий поглощения в неоднородном магнитном поле.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1969, т. 40, с. 127—137.
2. Рачковский Д. Н. Магнито-оптический эффект в спектральных линиях солнечных пятен.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1962, т. 27, с. 148—161.
3. Унзольд А. Физика звездных атмосфер/Пер. с нем. под ред. Э. Р. Мустеля М.: Изд-во иностр. лит., 1949.

СИСТЕМА РИЧИ—КРЕТЬЕНА С ПРЕДФОКАЛЬНЫМ АХРОМАТИЧЕСКИМ МЕНИСКОМ ДЛЯ ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Г. М. Попов

Рассмотрен менискообразный ахроматический корректор поля для системы Ричи—Кретьена, применяемой в широкой области спектра — от далекой инфракрасной до далекой ультрафиолетовой. Возможны корректоры двух типов. Один тип — мениск со сферическими поверхностями, требующий перефокусировку светоприемника при переходе от одной области спектра к другой из-за хроматизма положения. Другой тип — мениск с одной асферической поверхностью, не требующий перефокусировки. В обоих случаях возможно получение плоского поля зрения диаметром 1° почти дифракционного качества при диаметре главного зеркала 1 м и эквивалентном фокусном расстоянии около 7 м. В приложении описан алгоритм оптимизирующей программы для ЭВМ, с помощью которой производились расчеты оптики.

A RITCHY — CHRETIEN SYSTEM WITH PREFOCAL ACHROMATIC MENISCUS FOR WIDE SPECTRAL REGION OBSERVATIONS, by G. M. Popov.— A meniscus-type achromatic field corrector for Ritchy — Chretien telescope has been considered which is applied in wide spectral region, from far infra-red to far ultra-violet. Two types of correctors are feasible. The first model corresponds to a meniscus with spherical surfaces and necessitates the refocusing of the light detector while passing from one spectral region to another due to chromatism. The other type constitutes a meniscus with only one aspheric surface where refocusing is needless. In both cases the plane field of view with 1 degree diameter is attainable being of practically diffraction quality at 1-m diameter of the primary mirror and the equivalent focal length of about 7 meters. The optimizing algorithm of the computer program is presented in the Appendix that permitted to compute the optical design.

Системы Ричи—Кретьена страдают от aberrаций астигматизма и кривизны поля, которые ограничивают полезное поле зрения [1—4]. Для исправления этих aberrаций в системах Ричи—Кретьена можно применять линзовые корректоры различных типов — от однолинзовых до многолинзовых, в том числе и с асферическими поверхностями [5—7; 3, с. 247]. Но корректор любого типа, исправляя астигматизм, и, если нужно, кривизну поля, вносит свои aberrации, в том числе и хроматические, которые ограничивают рабочий спектральный диапазон. Зададимся целью разработать для системы Ричи — Кретьена простейший однолинзовый корректор, пригодный для широкой области спектра, исправляющий в этой области астигматизм и кому, но не влияющий на кривизну поля. Модифицированная таким образом система Ричи—Кретьена представляла бы значительный интерес для космических телескопов и аналогичных приборов.

Поскольку корректор не должен вносить хроматизма, по крайней мере в первом приближении, форма корректора должна быть менискообразной или плоской. Мы ограничимся рассмотрением менискообразного корректора, поскольку корректор в форме плоскопараллельной пластинки с асферической поверхностью был рассмотрен Гаскойном [8] и другими [9] и оказалось, что он неудовлетворителен в широкой области спектра из-за хроматизма увеличения и других aberrаций: даже при работе в сравнительно узком спектральном диапазоне (0,365—0,7 мкм) требуется перемещать корректор вдоль оптической оси на несколько миллиметров для компенсации aberrаций, что затрудняет наблюдения. Корректоры в форме концентрического мениска уже были нами рассмотрены в [6] — оказалось, что они не могут обеспечить высокого качества коррекции как монохроматических, так и хроматических aberrаций.

Возможен другой тип корректора — ахроматический мениск Максудова [1] и семейство близких к нему менисков. Максудов показал, что ахроматический мениск имеет два важных положительных качества: во-первых,

он ахроматичен для весьма широкой области спектра, и, во-вторых, вносимая им сферическая aberrация также почти не зависит от длины волны света. При отношении $(r_1 - r_2)/d \approx 0,6$ мениск вносит одинаковую сферическую aberrацию почти независимо от показателя преломления n . При $(r_1 - r_2)/d \approx 0,7$ его оптическая сила φ не зависит от n . Эти свойства справедливы для менисков, работающих в параллельных пучках, но можно надеяться, что они в первом приближении будут выполняться и в менисках, установленных в слабо сходящихся пучках лучей. Автор показал в [11], что сферическая aberrация, кома и астигматизм в концентрических менисках взаимосвязаны, причем, зная сферическую aberrацию, можно найти кому и астигматизм. Поэтому то обстоятельство, что сферическая aberrация мениска не зависит от n , означает, что кома и астигматизм также не будут зависеть от n , следовательно, компенсатор будет пригоден для широкой области спектра. По-видимому, этим свойством будет обладать и ахроматический мениск, — это, как увидим ниже, подтверждается численными расчетами. Ориентация мениска может быть произвольной, т. е. он может быть обращен к падающим на него лучам либо выпуклой, либо вогнутой поверхностью. Мениск может иметь как сферические, так и асферические поверхности.

1. Система Ричи—Кретьена с мениском, имеющим сферические поверхности

Как указывает Щеглов [5], наибольший интерес для фотографирования звезд и туманностей представляет система с относительным отверстием порядка $1 : 7$ и значительным полем зрения. Кроме того, желательно иметь плоское поле зрения и возможно более широкую рабочую область спектра, как уже указывалось выше. Качество изображения должно быть дифракционным или близким к дифракционному. (Условно будем считать качество изображения дифракционным, если размеры геометрического пятна наименьшего рассеяния меньше либо равны диаметру дифракционного кружка, диска Эри.) Для $\lambda = 0,555$ мкм и $A = 1 : 7$ диаметр дифракционного кружка $\delta = 0,0095$ мм = 9,5 мкм. Для определенности примем диаметр главного зеркала равным 1 м. Можно показать, что при $D = 1$ м и $A = 1 : 7$ классическая система Ричи—Кретьена не может иметь угол поля зрения свыше $2\omega = 15'$ при сохранении дифракционного качества для $\lambda = 0,555$ мкм, что совершенно недостаточно для многих работ. Кривизну поля системы можно исправить выбором кривизны зеркал, но астигматизм можно исправить только специально рассчитанным корректором (рис. 1).

Целесообразно разработать общую методику расчета подобных систем с помощью ЭВМ, составить алгоритм и специальную программу. Расчет системы, изображенной на рис. 1, производился на ЭВМ ЕС-1033 с применением специальной оптимизирующей программы, составленной автором и описанной в приложении. Радиусы кривизны главного и вторичного зеркал при вершинах приняты равными $r_{\text{г}} = r_{\text{вт}} = -8236$ мм. Равенство радиусов кривизны зеркал гарантирует исправление кривизны поля системы, что очевидно из условия Петцваля. Расстояние между вершинами зеркал принято равным -2384 мм, расстояние от вершины вторичного зеркала до мениска равно 2400 мм. Начальные значения радиусов кривизны мениска 400 и 380 мм соответственно, толщина исходного мениска 20 мм (поверхности мениска сферические). Начальные значения квадратов эксцентриситетов зеркал равны 1,6 и 31 для главного и вторичного зеркал соответственно. Варьируемыми параметрами служили: квадраты эксцентриситетов зеркал, а также радиусы кривизны и толщина мениска. Исправлению подлежали: сферическая aberrация, кома, астигматизм, кривизна поля, хроматизм увеличения для лучей C , F ; материал мениска — плавленный кварц. Монохроматические aberrации исправлялись для $\lambda = 0,546$ мкм и угла поля $2\omega = 0,16$ радиана; хроматизм увеличения также исправлялся для этого же угла.

Полное время расчета одного варианта системы около 3 мин. В результате получена система, конструктивные элементы которой даны в табл. 1.

В табл. 1 приведены: диаметр D системы, фокусное расстояние f' системы, расстояние s' от последней поверхности линзы до фокальной плоскости, радиусы кривизны r при вершинах поверхностей, расстояния между вершинами поверхностей d , квадраты эксцентриситетов поверхностей e^2 . Угол поля зрения системы $2\omega = 1^\circ$. Входной зрачок совмещен с краем главного зеркала. Поле зрения плоское. Коррекционная линза

Таблица 1

r , мм	d , мм	e^2
-8236,0	-2384,0	1,60853
-8236,0	2400,0	33,6437
183,165	8,453	0,0
177,503		0,0
$D=1000$ мм; $f'=7167$ мм;		$s'=583$ мм

похожа на ахроматический мениск Максутава и имеет $(r_1 - r_2)/d \simeq 0,67$. Малая толщина линзы (8,453 мм) уменьшает влияние неоднородностей кварца и поглощение в нем. Аберрации системы даны на рис. 2.

Из рис. 2 ясно, что основной аберрацией является хроматизм положения, — сравнительно безвредная аберрация, поскольку с ней можно бороться перефокусировкой светоприемника при переходе от одной области спектра к другой. Очевидно, в видимой области спектра хроматизм положения мал, и перефокусировка не нужна. Как указывалось выше, есть основания полагать, что остаточные аберрации системы будут слабо зависеть от показателя преломления стекла мениска, т. е. система может работать в широкой области спектра при использовании перефокусировки; при этом материал линзы можно было бы заменять другим, например фтористым литием, позволяющим работать в далеком ультрафиолете (до $\lambda = 1150 \text{ \AA}$), а в инфракрасной области до $\lambda = 6$ мкм.

Для проверки были просчитаны точечные диаграммы для $n = 1,3 \div 1,6$. Результаты представлены на рис. 3. На рис. 3 даны максимальные размеры δ' пятен наименьшего рассеяния в плоскости наилучшей установки; очевидно, что зависимость δ' от n слабая, а потому можно заменить плавный кварц другим материалом, имеющим близкий показатель преломления (фтористый литий имеет показатель преломления, меняющийся в области 1150—60 000 \AA в пределах $\sim 1,3-1,5$). Если необходимо работать в далекой инфракрасной области, целесообразно взять мениск из фтористого бария, фтористого кальция либо фтористого натрия, которые позволяют продвинуться в инфракрасную область до 12 мкм; хлористый калий позволяет продвинуться в инфракрасную область до 21 мкм [10]. Иными словами, мениск может быть изготовлен из любого прозрачного в требуемой спектральной области материала, показатели преломления которого не выходят за пределы 1,3—1,6. Конструктивные элементы схемы (табл. 1) при замене материала не меняются. При работе в сравнительно узкой области спектра могут применяться и оптические стекла различных марок [10]. Положение фокальной плоскости является функцией n ; ее можно определить из рис. 4, где дана зависимость расстояния s' фокальной плоскости от мениска от показателя преломления.

Заметим, что при необходимости можно работать и без мениска, но угол поля при этом резко уменьшается ($2\omega = 10'$) вследствие аберраций комы и астигматизма. По сравнению с наиболее распространенным однолинзовым асферическим корректором Гаскойна наш корректор имеет следующие преимущества: 1) он не имеет асферических поверхностей, 2) он не требует перемещения при переходе от одной спектральной области к другой, что трудно осуществить технически, 3) аберрации системы с мениском практически не зависят от n , а следовательно, и от λ , в то время как для системы Гаскойна эта зависимость очень сильная [8, 9], что и ограничивает спектральный диапазон, 4) корректор Гаскойна вносит как хроматизм положения, так и хроматизм увеличения (хроматизм увеличения недопустим для многих работ, например астрометрических); наш корректор практически свободен от хроматизма увеличения.

Сравнение с классической системой Ричи—Кретьена из двух зеркал показало, что наша система имеет в 4 раза большее полезное поле зрения (по диаметру), что резко увеличивает эффективность системы при наблюдениях.

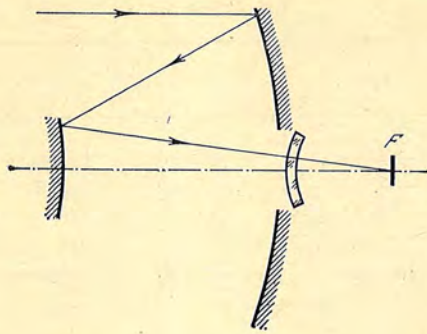


Рис. 1. Оптическая схема системы Ричи—Кретьена с предфокальным мениском

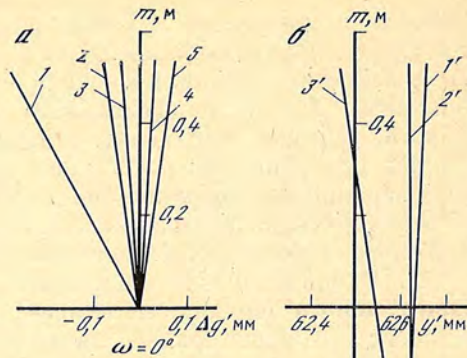


Рис. 2. Меридиональные поперечные aberrации системы Ричи—Кретьена со сферическим мениском

a — для центра поля, *b* — для $\omega = 0^\circ 5'$. 1—5 — кривые поперечной сферической aberrации для $n = 1,75; 1,55; 1,5; 1,4; 1,3$ соответственно, кривая для $n = 1,45$ совпадает с осью ординат; 1'—3' — меридиональные aberrации для $n = 1,5; 1,45; 1,3$ соответственно

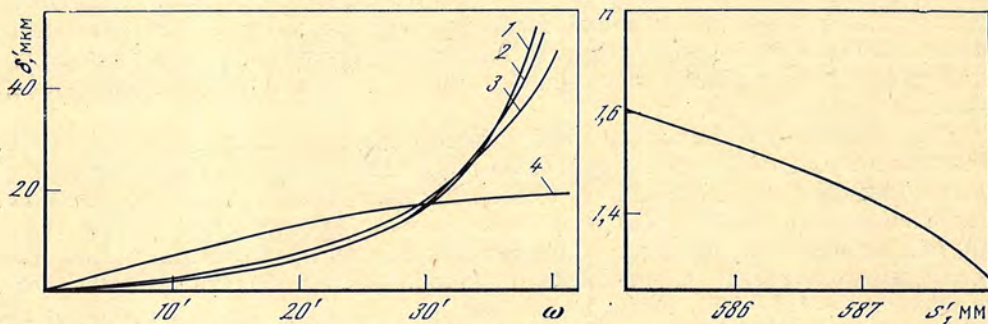


Рис. 3. Размеры пятен рассеяния δ' на поверхности наилучшей фокусировки — как функция ω для системы Ричи—Кретьена со сферическим мениском

1—4 — кривые для $n = 1,3; 1,4; 1,46; 1,6$ соответственно, расстояние s' плоскости установки светоприемника от мениска при этом принимает значение 587,91; 587,30; 586,76; 585,21 мм соответственно

Рис. 4. Зависимость s' от n для системы Ричи—Кретьена со сферическим мениском

Как показало исследование, аналогичный ахроматический компенсатор может быть применен и для увеличения поля зрения других вариантов системы Ричи—Кретьена, однако при этом поле зрения не будет плоским, за исключением случаев, когда радиусы кривизны зеркал при вершинах равны.

Система может быть использована при наблюдениях с борта самолета, стратостата или ИСЗ, где требуется наблюдать в ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра с высоким разрешением.

2. Система Ричи—Кретьена с асферическим мениском

Основным недостатком описанной системы является необходимость перефокусировать светоприемник при переходе от одной спектральной области к другой, что обусловлено неисправленным хроматизмом положения.

Исследование показало, что эту aberrацию можно исправить, введя асферическую поверхность на линзе; при этом мениск, как правило, сильно отличается от ахроматического мениска Максудова и приближается к концентрическому мениску. Выполняем расчет с помощью вышеупомянутой программы на ЭВМ, исправляя сферическую aberrацию и хроматизм положе-

Таблица 2

r , мм	d , мм	e^2
-8236,0	-2384,0	1,66632
-8236,0	2400,0	35,9031
616,355	18,0	0,620193
599,248		

$D=100$ мм; $f'=7106$ мм; $s'=576,85$ мм

Таблица 3

m , мм	$\Delta g'$, мкм		
	$n=1,4$	$n=1,45$	$n=1,50$
100	0,54	-0,02	-0,6
200	0,69	-0,28	-1,25
300	0,31	-0,80	-1,91
400	-0,27	-1,10	-1,93
500	0,0	0,0	0,0

$s'=576,85$ мм

Таблица 4

m , мм	$\Delta g'$, мкм			m , мм	$\Delta g'$, мкм		
	$n=1,4$	$n=1,45$	$n=1,5$		$n=1,4$	$n=1,45$	$n=1,5$
500	-9,1	1,3	35,1	-100	1,2	-0,2	-1,7
400	-9,1	5,1	21,0	-200	2,4	0,1	-2,1
300	-6,8	3,0	13,2	-300	4,0	1,6	-0,7
200	-4,0	1,5	7,0	-400	6,5	5,1	2,1
100	-1,7	0,6	3,1	-500	9,2	6,5	5,7
0	0,0	0,0	0,0				

$s'=576,85$ мм

Таблица 5

m , мм	$\Delta G'$, мкм		
	$n=1,4$	$n=1,45$	$n=1,5$
100	0,1	0,4	0,7
200	-1,4	0,5	1,2
300	-0,9	0,5	1,8
400	-1,8	0,7	3,1
500	-1,7	2,4	6,5

$s'=576,85$ мм

ния, кому, астигматизм, кривизну поля и хроматизм увеличения для $\omega = 0,008$ радиана (ω — угол наклона пучка, входящего в систему, с оптической осью). Изменяемыми параметрами служат эксцентриситеты зеркала и первой поверхности мениска, радиусы кривизны поверхностей мениска и толщина мениска. Исходные значения изменяемых параметров прежние. Конструктивные элементы полученной системы даны в табл. 2; материал линзы — плавный кварц. Выпуклая поверхность мениска имеет форму эллипсоида; полезное поле зрения $2\omega = 1^\circ,0 \simeq 0,017$ рад; входной зрачок по-прежнему совмещен с краем главного зеркала. Исправление хроматизма положения и увеличения произведено для $n = 1,4$ и $1,5$; остальные aberrации исправлялись для $n = 1,45$. Расчет хода лучей через исправленную систему показал, что остаточные aberrации малы (табл. 3 и 4).

Здесь m — высота падения луча на главное зеркало, $\Delta g'$ — поперечная сферическая aberrация. Очевидно, что диаметр пятна рассеяния не превышает $0,002$ мм на оси системы. Сферохроматическая aberrация системы также невелика, а для края отверстия равна нулю. Меридиональные aberrации для $\omega = 0,008$ рад даны в табл. 4.

В табл. 4 $\Delta g'$ — поперечная меридиональная aberrация, m — высота падения луча на главное зеркало. Aberrации $\Delta G'$ в сагиттальной плоскости для $\omega = 0,008$ рад даны в табл. 5.

Здесь $\Delta G'$ — сагиттальная координата точки пересечения луча с главным зеркалом. Заметим, что, как и в предыдущей системе, все лучи, входящие в систему, параллельны меридиональной плоскости. Из табл. 4 и 5 можно сделать вывод, что для $n = 1,45$ почти все лучи попадают в пятно диаметром $0,01$ мм, т. е. изображение в системе практически дифракционное (для $\lambda = 0,555$ мкм). Эти результаты подтверждаются расчетом точечных диаграмм; по результатам этих расчетов построены кривые, изображенные на рис. 5. Хроматизм увеличения в системе пренебрежимо мал. Если учесть, что современные астрономические светоприемники (фотослой, ЭОП, матричные структуры) имеют разрешение, как правило, не лучше 20 мкм, то из рис. 5 можно сделать вывод, что система может работать в диапазоне $n =$

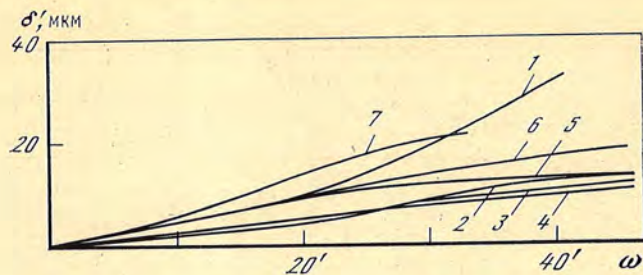


Рис. 5. Размеры пятен рассеяния δ' на поверхности наилучшей фокусировки как функция ω для системы Ричи—Кретьена с асферическим мениском

1—7 — кривые для $n = 1,35; 1,4; 1,435; 1,45; 1,465; 1,475; 1,5$; расстояние s' при этом равно 576,86 мм

$= 1,4 \div 1,5$ при плоском поле зрения без изменения фокусировки. Заметим также, что материал мениска может быть любой, имеющий показатели преломления в пределах 1,4—1,5 в требуемой спектральной области.

Из рис. 5 следует, что можно получить и значительно большее полезное поле зрения (около $1^\circ,5$), если ограничиться меньшим диапазоном изменения показателя преломления ($n = 1,4 \div 1,475$) при допустимых размерах пятна рассеяния порядка 0,02 мм. Однако при этом появляется хроматизм увеличения, который и ограничивает спектральный диапазон. Например, для корректора из плавленого кварца при $2\omega = 1^\circ,5^\circ$ можно работать в области 3650—7000 Å, для корректора из флуорита — в области 3000—10 000 Å; для работы в видимой области спектра целесообразно применять стекло ЛК1.

Систему можно использовать и без корректора, но полезное поле зрения при этом резко уменьшается.

Практика расчетов показала, что могут быть получены и системы Ричи—Кретьена с другими исходными данными, использующие асферический менискообразный компенсатор и пригодные для работы в широкой области спектра без перефокусировки, но обычно они имеют неисправленную кривизну поля; при необходимости кривизну поля, как известно, можно исправить линзой Пиацци.

Область применения этой системы такая же, как и системы со сферическим мениском, т. е. это могут быть телескопы, работающие на ИСЗ, ракетах и баллонах в широкой области спектра. Разумеется, возможно и применение описанных систем в наземных телескопах.

ПРИЛОЖЕНИЕ

АЛГОРИТМ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОПТИКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭВМ

Расчет астрономической оптики имеет ряд специфических особенностей — качество исправления аберраций, как правило, должно быть весьма высоким, фокусное расстояние и габариты системы достигают десятков метров при жестких допусках на конструктивные элементы системы. Система может содержать оптику с многократным отражением лучей от зеркал (например, эталон Фабри). Это требует составления программ, способных рассчитывать оптические системы большой сложности, хотя количество изменяемых параметров при этом обычно невелико. С другой стороны, широкое распространение новейших ЭВМ серии ЕС (так называемые ЭВМ третьего поколения) и совершенно недостаточное обеспечение их программами для расчета оптики (большинство имеющихся программ составлено для устаревших ЭВМ типа БЭСМ-4, БЭСМ-6 и др.) делают целесообразной разработку программ, предназначенных для применения на ЭВМ серии ЕС. Мы опишем алгоритм нашей программы для автоматического расчета астрономической оптики, в котором учтены указанные выше требования: число значащих цифр (десятичных), с которыми ведется расчет (и которые могут быть указаны в задании), равно 16, что позволяет избежать потери точности при вычислениях, а накопление ошибок неощутимо; количество поверхностей

может быть доведено до 999 (и более), что позволяет рассчитывать системы с многократными отражениями при количестве исправляемых аберраций до 63.

1. Основные математические принципы, на которых основана автоматизированная программа (алгоритм)

Произвольному реальному лучу, прошедшему через оптическую систему соответствует геометрическая аберрация φ_j , представляющая собой расстояние между точкой пересечения данного луча с плоскостью установки светоприемника и той точкой, в которую должен попасть такой же луч, но распространяющийся по законам параксиальной оптики.

Расчеты хода лучей выполняются по формулам Герцбергера [4], причем выражение для поверхности системы задается в виде (рассматриваются только центрированные системы поверхностей вращения)

$$F(u, z) = z + \frac{e^2 - 1}{2r} z^2 - \frac{u}{r} - Du^2 - Eu^3 - Fu^4 - \dots, \quad (1)$$

где $u = (x^2 + y^2)/2$, e — эксцентриситет, r — радиус кривизны при вершине поверхности, ось z совпадает с оптической осью. Обозначим направляющие косинусы луча, умноженные на показатель преломления среды n_1 , через ξ_1, η_1, ζ_1 . Луч, входящий в систему, будем задавать координатами точек пересечения его с двумя выбранными плоскостями, перпендикулярными к оптической оси z . Одну из плоскостей совместим с вершиной поверхности и обозначим координаты точки пересечения ее с лучом (x_1, y_1, z_1) , вторую плоскость поместим на произвольном расстоянии z_1 и обозначим координаты точки пересечения с ней луча (x_0, y_0, z_0) . Очевидно, что

$$\xi_1 = \frac{x_0 - x_1}{l} n_1; \quad \eta_1 = \frac{y_0 - y_1}{l} n; \quad \zeta_1 = \frac{z_1 - z_0}{l} n,$$

где

$$l = \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + (z_0 - z_1)^2}.$$

Обозначим $p_1 = x_1 \zeta_1$; $q_1 = y_1 \zeta_1$. Вначале находится абсцисса z точки пересечения луча с поверхностью, для чего решается совместно уравнение поверхности и уравнение луча, записанное в виде

$$u = u_1 + v_1 z + w_1 z^2, \quad (2)$$

где $2u_1 = x_1^2 + y_1^2$; $v_1 = \frac{-1}{\zeta_1} (x_1 \xi_1 + y_1 \eta_1)$; $w_1 = \frac{1}{2\zeta_1^2} (\xi_1^2 + \eta_1^2)$. Подставив (2) в (1), получим алгебраическое уравнение относительно z , решив которое, находим координату z' точки пересечения. Так как обычно нужен только один наименьший по абсолютной величине действительный корень, то целесообразно применить метод итераций Ньютона, взяв в качестве нулевого приближения $z'_1 = u/r$. Последующие приближения вычисляются по формуле

$$z'_{i+1} = z'_i - \frac{F(z'_i)}{\partial F / \partial z}, \quad i = 1, 2, \dots$$

где

$$\frac{\partial F}{\partial z} \simeq 1 + \frac{e^2 - 1}{r} z'_i.$$

Полученный корень обозначим z' . Далее находим

$$\partial F / \partial u = F'_u = -\frac{1}{r} - 2Du - 3Eu^2 - 4Fu^3 - \dots$$

Затем используем формулы Герцбергера [4]

$$t = z' - F'_z / F'_u; \quad r_s^2 = 2u + (F'_z / F'_u)^2;$$

$$p_1 = x_1 \zeta_1; \quad q_1 = y_1 \zeta_1; \quad R = \zeta_1^2 r_s^2;$$

$$q = t \zeta_1^2 - z'^2 n^2 + p_1 \xi_1 + q_1 \eta_1;$$

$$(q')^2 = (n'^2 - n^2) R + q^2, \quad (\text{преломление}), \quad q' = -q, \quad (\text{отражение}), \quad \psi = (q' - q)/R,$$

$$\alpha = \psi (p_1 - z' \xi_1), \quad \beta = \psi (q_1 - z' \eta_1).$$

Заметим, что для случая преломления знаки q и q' должны совпадать. Далее вычисляются направляющие косинусы ξ_2, η_2, ζ_2 луча, прошедшего через поверхность:

$$\xi_2 = \xi_1 + \alpha; \quad \eta_2 = \eta_1 + \beta, \\ \zeta_2 = \zeta_1 = \pm \sqrt{n'^2 - \xi_2^2 - \eta_2^2}.$$

Для перехода к следующей поверхности используются выражения

$$p_2 = p_1 + t\alpha - d_1 \xi_2; \quad q_2 = q_1 + t\beta - d_1 \eta_2;$$

$$x_2 = p_2 / \zeta_2; \quad y_2 = q_2 / \zeta_2,$$

где d_1 — расстояние между первой и второй поверхностями, x_2, y_2 — координаты точки пересечения луча с плоскостью, касательной к вершине второй поверхности. Аналогично находятся и координаты точки пересечения луча с плоскостью установки, например плоскостью Гаусса. При вычислении ζ_1 в системе с нечетным числом отражений нужно взять знак минус перед корнем, так как луч в этом случае направлен обратно в систему; показатели преломления всегда положительны, правило знаков для радиусов и толщин обычное (см. ГОСТ 3514—57). Аберрациями могут быть и другие функции, например отступление фокусного расстояния системы от заданного значения и т. п. Количество исправляемых аберраций M_a может быть больше, в частности превышающим количество коррекционных параметров M_p . При $M_a > M_p$ для решения задачи автоматического расчета оптических систем может быть применен известный метод [7] наименьших квадратов. Очевидно, что если количество исправляемых аберраций M_a превышает количество коррекционных параметров M_p , нельзя требовать, чтобы все аберрации приняли требуемые значения φ_j . Задача будет решена, если функция

$$\psi = \sum_{j=1}^{M_a} (\varphi_j - \bar{\varphi}_j)^2$$

примет минимальное значение; в частном случае возможно, что $\psi = 0$. Пусть значения коррекционных параметров $q_1^0, q_2^0, \dots, q_{M_p}^0$ (в исходной системе) и соответственно аберрации $\varphi_1^0, \varphi_2^0, \dots, \varphi_{M_p}^0$. Разложим приращенные функции $\varphi_j - \varphi_j^0$ ($j = 1, 2, \dots, M_p$) в ряд Тейлора, сохранив только первый член разложения:

$$\bar{\varphi}_j - \varphi_j^0 = \sum_{i=1}^{M_p} \frac{\partial \varphi_j}{\partial q_i} \Delta q_i. \quad (1)$$

Здесь φ_j — заданные значения функций. Производные $\partial \varphi_j / \partial q_i$ вычисляются как отношение приращений функции к приращению аргумента: обычно приращение аргумента принимается 10^{-6} для всех аберраций. Приращения Δq_i являются неизвестными, подлежащими определению; при этом $M_a > M_p$. Отметим, что к условию $M_a > M_p$ можно прийти всегда, если использовать наш искусственный прием — именно, в случае, когда $M_a < M_p$, следует дополнить системы (1) одним из уравнений системы (1) столько раз, чтобы условие $M_a > M_p$ имело место. Таким образом, метод наименьших квадратов является универсальным, пригодным при любых значениях M_a и M_p ; поэтому нет необходимости для случаев $M_a < M_p$ использовать метод нахождения условного экстремума, а в случае $M_a = M_p$ применять метод Ньютона—Рефсона, как это делается обычно [7]. Это резко упрощает программу и экономит память ЭВМ, позволяя использовать

ее для увеличения возможностей программы в отношении увеличения числа поверхностей системы, повышения точности счета и др.

Заметим также, что методы Лагранжа и Ньютона—Рефсона не могут дать решение при наличии взаимно зависимых функций, что нередко имеет место на практике; метод наименьших квадратов, как показал наш опыт, пригоден и в этих случаях.

Очевидно, что система (1) при $M_a > M_p$ несовместна; ее следует превратить в нормальную — для этого каждое условное уравнение нужно умножить на $\partial f_j / \partial q_i$ и все уравнения сложить — получим нормальное уравнение с номером i . Решив нормальную систему, получим изменения параметров Δq_i . Отметим, что при решении системы линейных уравнений (обычно применяется метод Гаусса или его модификации) возможны случаи потери точности из-за плохой обусловленности системы. Для борьбы с ней в литературе [7] предлагаются искусственные приемы, не всегда оправданные: например, дополняют систему нормальных уравнений уравнениями вида

$$K_i \Delta q_i = 0, \quad i = 1, 2, \dots,$$

где K_i — выбранные оптиком числа, от правильности выбора этих чисел зависит успех расчета. Однако неизвестен способ выбора K_i , поэтому обычно производят расчет несколько раз, меняя коэффициенты по какому-либо закону, и выбирают наилучший результат. Мы избежали этой трудности, увеличив число значащих цифр до 16 при решении системы нормальных уравнений.

Решение системы производится по методу исключения Гаусса. Изменения коррекционных параметров при расходимости итераций и на первом шаге умножают на сдерживающий коэффициент C . Этот коэффициент служит для того, чтобы ограничить изменения коррекционных параметров на каждом шаге итераций и тем самым избежать расходящегося процесса итераций. Начальное значение C задается оптиком, исходя из опыта. Контроль сходимости процесса итераций осуществляется с помощью функции вида

$$L_v = \sum_{i=1}^k |\Delta q_i|,$$

где v — номер итерации. Если $L_{v+1} > L_v$, то процесс расходится и все значения Δq_i умножают на C , которое находят из формулы

$$C = L_v / L_{v+1},$$

и получают новые значения приращений параметров Δq_i :

$$\Delta q_i = C \cdot \Delta q_i.$$

На первом шаге L_v неизвестно, поэтому, как указывалось выше, начальное значение C задается в задании. Если $L_{v+1} \leq L_v$, то процесс сходится и принимают $\Delta q_i = \Delta q_i$. Это так называемое «автоматическое сдерживание»; оно используется в программе всегда. Значения Δq_i прибавляются к соответствующим значениям коррекционных параметров q_i . Система, полученная для первого приближения, принимается за исходную для следующего приближения, и процесс вычислений повторяется.

Для более гибкого управления процессом итераций, что может, например, потребоваться при необходимости найти другое решение, оптик располагает и так называемым ручным сдерживанием, которое способно дополнительно замедлить сходимость процесса последовательных приближений. Его суть заключается в следующем: значения Δq_i умножают на сдерживающий коэффициент $k_1 < 1$, начальное значение которого задается оптиком в задании; после каждого итерационного шага k_1 умножается на число $k_2 \geq 1$ (что дает новое число k_1), которое также задается в задании ($k_1 > 0, k_2 > 0$). Если после некоторого приближения оказалось, что $k_1 \geq 1$, то при последующих приближениях принимается $k_1 = 1, k_2 = 1$, т. е. используется только описанное выше автоматическое сдерживание. Задание коэффициен-

тов k_1 и k_2 производится оптиком на основании опыта, с тем чтобы получить процесс итераций, при котором aberrации уменьшаются по абсолютной величине (иногда это происходит после того, как некоторые или даже все исправляемые aberrации возрастут) начиная с некоторого шага и в конечном шаге оказываются в пределах допусков; допуски на каждую aberrацию задаются в задании. На каждом шаге итераций печатаются уточняемые параметры q_i и исправляемые aberrации. Если какая-либо из aberrаций не уменьшается или даже возрастает, в то время как другие уменьшаются, то, как показал опыт, это указывает, по-видимому, на невозможность ее исправления, поэтому следует повторить расчет, исключив эту aberrацию из числа корригируемых. Когда все aberrации окажутся в пределах допусков, производится печать конструктивных элементов исправленной системы и результаты расчета хода лучей через нее; данные для расчета этих лучей указываются в задании. В одном задании может быть задан расчет нескольких систем.

Опыт показал, что в качестве уточняемых параметров целесообразно применять: 1) кривизны поверхностей; 2) расстояния между вершинами поверхностей; 3) коэффициенты разложения в ряд уравнений поверхностей $F(u, z)$.

При расчетах неисследованной системы целесообразно начинать с не-светосильного варианта ($A < 1 : 20$) с небольшими углами поля зрения — при этом сходимость процесса приближений лучше; получив такую систему, берут ее как исходную для расчета системы с требуемой светосилой и полем зрения.

Программа рассчитана на работу с семью массивами показателей преломления (т. е. aberrации могут вычисляться для семи длин волн).

Если aberrации полученной системы не удовлетворяют допускам (на каждую aberrацию обычно задается допуск), то система, полученная после первого приближения, принимается за исходную для следующего приближения, и процесс повторяется, и т. д., пока не будет получена система с требуемыми aberrациями. На практике зачастую на параметры q_i накладываются ограничения: значения каждого из параметров не могут выходить за пределы заданных оптиком границ — например, толщины линз в диоптрической системе не могут быть отрицательными, радиус кривизны не может быть чрезмерно малым, иначе луч не сможет пересечь поверхность и т. д. Поэтому в программе предусмотрено задание для каждого параметра верхней и нижней границ, определяемых оптиком.

В заключение заметим, что в процессе эксплуатации программы были рассчитаны десятки оптических систем различных типов и назначения. Опыт показал, что программа может работать на ЭВМ ЕС-1020, ЕС-1022, ЕС-1033; время счета на ЭВМ ЕС-1033 в 10 раз меньше, нежели на ЕС-1020, и обычно не превышает нескольких минут.

Автор признателен Р. Е. Гершбергу и В. И. Пронику за просмотр рукописи и ценные указания.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Максутов Д. Д. *Астрономическая оптика*. Л.: Наука, 1979. 395 с.
2. Barann A. Le telescope Ritchey—Chretien de 3,5 metres. — J. observateurs, 1966, vol. 49, N 3, p. 75—137.
3. Михельсон Н. Н. *Оптические телескопы. Теория и конструкция*. М.: Наука, 1976. 510 с.
4. Попов Г. М. *Асферические поверхности в астрономической оптике*. М.: Наука, 1980. 159 с.
5. Щеглов П. В. *Проблемы оптической астрономии*. М.: Наука, 1980. 271 с.
6. Попов Г. М., Попова М. Б. Системы Ричи—Кретьена с предфокальным корректором. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 61, с. 160—167.
7. Слюсарев Г. Г. *Методы расчета оптических систем*. Л.: Машиностроение, 1969. 670 с.
8. Gascoigne S. G. B. On Ritchey—Chretien systems. — The Observatory, 1964, vol. 85, N 945, p. 79—81.
9. Schulte D. H. Anastigmatizing Cassegrain type telescope. — Appl. Opt., 1966, vol. 5, N 2, p. 309—311.

10. Панов В. А., Крузер М. Я., Кулагин В. В. и др. Справочник конструктора оптико-механических приборов/Под ред. В. А. Панова. Л.: Машиностроение, 1980. 742 с.
11. Попов Г. М. Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. М.: Наука, 1969. 135 с.

УДК 522.69

СИСТЕМА СБОРА И ОБРАБОТКИ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ ДАННЫХ

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

Дано описание двухпроцессорной системы автоматизации процесса наблюдений, сбора и обработки данных, созданной на базе ЭВМ М-6000 и специализированной ЭЦУМ пульта управления РТ-22 КАО АН СССР. Охарактеризованы структура программного обеспечения системы, реализованные с ее помощью методы наблюдений и комплекс исследований, проводимых с использованием системы в миллиметровом диапазоне волн.

A SYSTEM FOR ACQUISITION AND PROCESSING OF RADIO ASTRONOMICAL DATA, by I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, P. S. Nikitin, P. N. Steszka.— Description of double processor system intended for automation of observations, sampling and processing of observational data is given. The system includes mini-computer M 6000 and special computer controlling 22-meter radio telescope of Crimean astrophysical observatory. The structure of programmes used in system, observational techniques realized with help of system and investigations made using it have been described briefly.

В [1] описана система автоматизированного сбора и обработки радиоастрономической информации на основе мини-ЭВМ М-6000, разработанная в отделе радиоастрономии Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. В 1979 г. для расширения ее функциональных возможностей была осуществлена связь М-6000 со специализированной вычислительной машиной пульта управления 22-м радиотелескопа (ЭЦУМ), в связи с этим подверглось существенной переработке и дополнениям программное обеспечение. В результате была реализована двухпроцессорная система автоматизации радиоастрономических наблюдений, в которой один процессор (ЭЦУМ) выполняет преобразование экваториальных координат в горизонтальные и управление радиотелескопом (РТ-22), а второй (М-6000) производит сбор и обработку данных наблюдений, а также управляет режимом работы РТ-22, воздействуя на первый процессор.

Связь между двумя ЭВМ выполнена с помощью стандартных модулей, имеющихся в четвертом комплексе ЭВМ М-6000 и специально разработанных для ЭЦУМ (рис. 1). Все информационные сигналы между процессорами передаются по двум многожильным кабелям, образующим линию связи. Бесконтактные (МКУБ) модули кодового управления, входящие в состав М-6000, осуществляют прием и запоминание информации, поступающей от процессора М-6000, и выдачу ее на линию связи. Разработанные и изготовленные в КАО модули приема информации (МПИ) принимают сигналы с линии связи, преобразуют уровни сигналов в уровни ЭЦУМ и вводят их в ее рабочие регистры. Принадлежащие к М-6000 модуль ввода дискретной информации (МВДИ) и модуль ввода инициативных сигналов (МВИС) используются для ввода в М-6000 поступающих на ЭЦУМ сигнала согласования (СС) и импульсов опроса (ИО) соответственно. Сигнал согласования вырабатывается модулем согласования (МС) в том случае, когда отклонение истинного положения антенны от заданного не превышает установленного допуска, величина которого задается при настройке МС. Импульсы опроса, вырабатываемые в ЭЦУМ, передаются в М-6000 с частотой 2 Гц и используются для синхронизации передачи данных в ЭЦУМ.

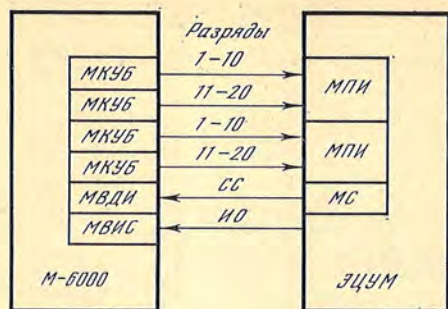


Рис. 1. Функциональная схема связи М-6000 с ЭЦУМ

Управление режимами работы РТ-22 осуществляется путем передачи в ЭЦУМ 20-разрядных кодов экваториальных координат α и δ . Передачу координат организует подпрограмма выдачи координат (ПВК), обращение к которой возможно только после прихода очередного ИО из ЭЦУМ. После

прихода ИО работа основной программы М-6000 прерывается, и управление передается ПВК. ПВК преобразует значения α и δ из внутреннего формата представления М-6000 в формат ЭЦУМ и передает их в модули МКУБ. С МКУБ значения координат 20-разрядным параллельным кодом передаются по линии связи через МПИ в регистры ЭЦУМ. Обработав коды, принятые от М-6000, и коды координат, полученные из датчиков положения антенны, ЭЦУМ, выдавая управляющие сигналы исполнительной системе, наводит РТ-22 в заданную точку. Изменяя соответствующим образом значения передаваемых из М-6000 координат, можно осуществлять движение антенны по любому (в пределах возможности следящей системы РТ-22) заданному закону.

Программное обеспечение системы включает в себя стандартное математическое обеспечение ЭВМ М-6000 (см.: Программное обеспечение М-6000 АСВТ-М. Общее описание, 1977) и разработанный для системы набор программных модулей (НПМ). Модули написаны на языках ФОРТРАН и «Мнемокод» (см.: Там же. Руководство по программированию), транслированы и выведены на перфоленду в перемещаемом формате. Состав НПМ и краткое описание модулей дано в приложении.

С помощью основной управляющей системы М-6000 (см.: Там же. Краткое описание и руководство по пользованию) из НПМ komponуются рабочие программы для проведения конкретных радиоастрономических наблюдений, сбора и обработки данных. Для обеспечения исследований на РТ-22 были сконструированы и выведены на перфоленду в абсолютном формате три рабочие программы под условными названиями RADAS-1, RADAS-2 и RADAS-3. Так как они состоят из почти одних и тех же программных модулей, они имеют некоторые общие черты, которые мы перечислим до описания каждой из программ.

Для общения наблюдателя с ЭВМ используется дисплей СИД-1000. Результаты обработки экспериментальных данных и некоторые вспомогательные параметры состояния системы, положения радиотелескопа отображаются на экране дисплея, выдаются на печать или выводятся на перфоленду в различных сочетаниях, определяемых наблюдателем. Необходимые для функционирования системы константы, характеризующие систематические ошибки наведения, положение диаграмм направленности относительно электрической оси антенны, размеры главных лепестков на уровне половинной мощности и другие, вводятся в память М-6000 с отдельной перфоленды по заданной через клавиатуру дисплея директиве. Ряд параметров, использующихся для редукции координат источников на момент наблюдения и для расчета угла рефракции и оптической толщи атмосферы Земли, как быстро изменяющиеся, задаются с клавиатуры дисплея после ввода соответствующей директивы.

Опрос выходных каналов радиометров, число которых может достигать восьми, производится с частотой около 50 Гц. Любые выполняемые в данный момент измерения могут быть прерваны наблюдателем, после чего система переходит в режим ввода управляющих директив.

Программа RADAS-1 предназначена для наблюдений дискретных радиоисточников. Экваториальные координаты исследуемого источника выбираются ЭВМ из каталога, хранящегося в ее памяти, после ввода номера источника по каталогу или задаются с клавиатуры дисплея. Каталог содержит

экваториальные координаты около 600 источников на эпоху 1950,0, с помощью клавиатуры дисплея координаты могут быть введены как на эпоху 1950,0, так и на эпоху наблюдений. Координаты, заданные на эпоху 1950,0, пересчитываются на эпоху наблюдений с учетом прецессии, нутации и абберации. Установочные координаты, передающиеся в ЭЦУМ, рассчитываются с учетом рефракции и систематических ошибок наведения РТ-22 методом, изложенным в [2].

После выдачи установочных координат в ЭЦУМ наблюдатель может выбрать один из возможных режимов наблюдений, в каждом из них предусмотрена предварительная (по желанию наблюдателя) калибровка усиления приемного тракта радиометра. При калибровке измеряется приращение сигнала на выходе радиометра при подаче на вход сигнала шума от стабильного генератора на газоразрядной трубке. Программа RADAS-1 позволяет проводить измерения интенсивности излучения источника несколькими методами: сканирование (SC), дискретное сканирование (POSC), метод пяти точек (PSC), наведение—наведение (ON—ON) и наведение—отведение (ON—OFF). Кратко охарактеризуем каждый из них.

При наблюдениях в режиме SC антенна движется с постоянной скоростью так, что ее диаграмма направленности проходит через заданную точку (источник). Скорость ее движения определяется ЭВМ так, чтобы она проходила расстояние, равное размерам главного лепестка диаграммы направленности, за время 5τ , где τ — постоянная времени выхода радиометра. Эта мера принята для того, чтобы уменьшение сигнала за счет влияния τ было примерно одинаково для источников малых угловых размеров и не вносило существенной ошибки при наблюдениях с различными значениями τ . Длина трассы задается в единицах $\theta_{0,5}$ и располагается симметрично относительно расчетной координаты источника. Выходной сигнал радиометра фильтруется дважды: во-первых, производится усреднение его за время, равное τ (прыгающее среднее), во-вторых, получаемый в результате усреднения массив фильтруется с помощью биномиального фильтра [3] в реальном времени. Биномиальный фильтр имеет примерно гауссову форму с шириной на уровне 0,5, равной $0,25\theta_{0,5}$. Программа усредняет отдельные сканы отдельно для прямого и обратного направлений и после выполнения заданного числа переходов к обработке полученных массивов.

По начальным и конечным точкам массива скана (по пяти точек с каждой стороны) определяются коэффициенты линейной зависимости сигнала $y(x) = kx + d$ от координаты x . По рассчитанным значениям k и d находятся значения $y'(x)$ для каждой координаты x , соответствующей измеренному значению $y(x)$, и производится вычитание $y(x) - y'(x)$. В результате этой процедуры удаляются постоянная и зависящая от координаты линейно составляющие сигнала.

Затем отыскивается максимальное значение выходного сигнала и соответствующее ему значение координаты x_m . По семи точкам скана, расположенным симметрично относительно x_m , методом наименьших квадратов определяются коэффициенты параболической зависимости $y(x) = ax^2 + bx + c$, наилучшим образом удовлетворяющей данным измерений. Экстремум параболы соответствует уточненному значению координаты источника $x'_m = x_m - b/2a$, а из условия $y = y(x'_m)/2$ при $x'_m = x_m - b/2a$ определяется ширина отклика на уровне 0,5. Более точное значение максимума отклика приемной системы на излучение источника определяется в результате аппроксимации данных скана гауссовой кривой, симметричной относительно x_m и имеющей размер на уровне 0,5, определенный в результате аппроксимации данных параболой $y(x)$, как указано выше. На печать выводятся время прохождения диаграммой направленности через источник, координата источника, размер отклика на уровне 0,5, плотность потока от источника в янах, рассчитанная по результатам наблюдений и калибровки, и среднеквадратичная ошибка измеренной плотности потока.

Режим SC применяется для наблюдений сильных источников при наличии мешающего влияния соседнего более мощного источника, например Солнца, и для исследования систематических ошибок наведения радиотелескопа.

В режиме POSC производится накопление сигнала при установке антенны в несколько точек, количество которых (нечетное) задается наблюдателем, расположенных симметрично относительно расчетного положения источника. Дополнительно производится накопление сигнала в двух точках, расположенных на расстоянии $\pm\theta_{0,5}$ от источника; эти данные используются для удаления постоянной составляющей сигнала и его возможной линейной зависимости от координаты. В режиме PSC производится поочередное измерение интенсивности излучения, регистрируемой антенной, при установке антенны на расчетные координаты источника вначале основной (M), затем опорной (R) диаграммами направленности, как в режиме ON—ON, описанном ниже, и в нескольких точках, расположенных симметрично относительно положения источника. Время накопления в каждой точке, количество просматриваемых точек и угловое расстояние между точками могут по желанию наблюдателя изменяться в широких пределах, так же как и в режиме POSC. На печать выводятся измеренные значения сигнала в каждой точке, среднее время наблюдений, координаты максимума отклика, плотность потока от источника и ее среднеквадратичная ошибка. Эти два метода применяются при наблюдениях источников умеренной интенсивности.

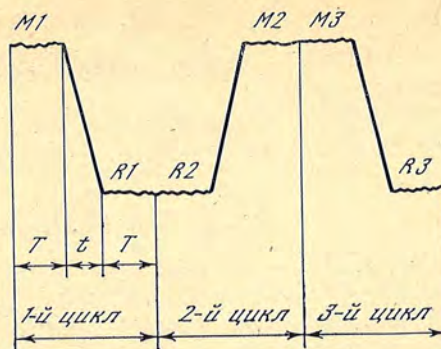
При наблюдениях слабых источников применяются главным образом методы ON—ON и ON—OFF. Работа программы и динамика антенны в обоих случаях одинаковы, поэтому мы опишем режим ON—ON. В этом методе используется наличие двух лепестков диаграммы направленности, формирующихся при диаграммной модуляции и дающих отклики противоположных знаков в выходном сигнале. Порядок движения антенны и изменения выходного сигнала схематично показаны на рис. 2. Как видно из рис. 2, один цикл измерений состоит из установки на источник лепестком диаграмм направленности, условно обозначенной основным (M), времени переустановки антенны (t) и слежения за источником опорным лепестком (R). Значения сигнала в этом случае определяются как $M - R$. Время накопления в каждом положении и количество циклов задаются наблюдателем, при желании серия измерений может быть прервана. В любом случае по окончании наблюдений печатаются среднее время наблюдений, плотность потока и ее среднеквадратичная ошибка. В процессе измерений значения $M - R$ в каждом цикле, а при необходимости и среднее время каждого цикла выводятся на печать. При наблюдениях методом ON—OFF отвод антенны производится на соседнюю с источником точку на расстоянии $2\theta_{0,5}$.

Программа RADAS-2 предназначена для наблюдений Солнца методом сканирования. Исходные значения координат Солнца, их часовые изменения и параллакс вводятся с клавиатуры дисплея, и в дальнейшем ЭВМ отслеживает движение Солнца в экваториальной системе координат. Сканирование осуществляется под любым позиционным углом через центр диска Солнца или другую заданную точку на нем. Скорость сканирования определяется так же, как и в режиме SC программы RADAS-1, съем информации с радиометров осуществляется так же, но не проводится фильтрация массива биномиальным фильтром. Полученная зависимость антенной температуры от координат дифференцируется, т. е. из каждого последующего значения вычитается предыдущее значение сигнала. В дифференциальном сигнале отыскиваются экстремальные точки, соответствующие солнечному лимбу, и координаты лимба уточняются путем вписывания парабол аналогично тому, как это делалось в режиме SC. Разность координат экстремумов дает значение углового размера Солнца на трассе скана, а если скан проходит через центр диска, то его радиодиаметр. Массив скана может быть введен на перфоленду для дальнейшей его обработки.

Программа RADAS-3 была разработана для исследований 160-минутных колебаний радиоизлучения Солнца методом поочередного слежения по крайней мере за шестью точками на его диске. Последовательность просмотра точек и их положение относительно одной из них, выбранной в качестве опорной, задаются наблюдателем. Время накопления сигнала в каждой точке и время переустановки от одной к другой выбираются в зависимости от их конфигурации и решаемой задачи. Возможны четыре режима наблюдений:

Рис. 2. Изменение выходного сигнала радиометра при наблюдениях методом ON—ON мощного радиоисточника

M — слежение за источником лепестком основной; диаграммы направленности в течение времени T
 R — слежение за источником опорной диаграммой направленности, t — время переустановки антенны из одного положения в другое



- 1) после наведения в заданную точку измерения производится по инициативе наблюдателя;
- 2) автоматические измерения в течение одного цикла, включающего 10 переустановок;
- 3) автоматическое проведение циклов измерений;
- 4) измерения проводятся автоматически, но нечетные циклы выполняются на одной длине волны, а четные — на другой.

Система автоматизации применяется на РТ-22 в течение нескольких лет для исследования радиозлучения квазаров, галактик, звезд, областей Н II и других дискретных радиоисточников, для наблюдений 160-минутных пульсаций радиояркости Солнца, для исследования областей повышенной яркости на миллиметровых волнах у полюсов Солнца и радиорефракции вблизи горизонта, а также для других целей.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Каждый программный модуль расположен на отдельной перфоленте и представляет собой одну подпрограмму или набор взаимосвязанных подпрограмм. Функционально их можно разделить на несколько групп.

I. Управляющие модули

1. FROST — обеспечивает ввод исходных параметров при инициации системы и управление ею в режиме диалога с наблюдателем; включает в себя подпрограммы ввода — вывода системной информации и подпрограммы обработки символьной и двоичной информации.
2. SCAN — управляет процессом наблюдений дискретных радиоисточников методом сканирования.
3. SCANS — управляет процессом наблюдений Солнца методом сканирования.
4. ONOF — управляет процессом наблюдения дискретных радиоисточников методами ON—ON и ON—OFF.
5. SUN — обеспечивает ввод исходных данных при инициации системы и управление ходом наблюдений с помощью программы RADAS-3.

II. Модули расчета координат

1. PREC — учет прецессии при пересчете координат источника с эпохи 1950,0 на эпоху наблюдений, расчет производится по точным формулам прецессии.
2. NUT — учитывает влияние нутации и абберации на координаты дискретных радиоисточников.
3. RARL — учитывает влияние параллакса источника.
4. COOR — рассчитывает установочные координаты с учетом рефракции и систематических ошибок наведения РТ-22.
5. CORR — корректирует установочные координаты на величины, вводимые наблюдателем.

III. Модули обработки данных

1. OBRS — осуществляет обработку массивов данных, полученных при сканировании.
2. APR — методом наименьших квадратов определяет коэффициенты параболической зависимости, удовлетворяющей данному массиву.

IV. Служебные модули

1. INTIM — осуществляет ввод кода времени в ЭВМ с электронных часов, преобразовывает координаты для выдачи их в ЭЦУМ, выдает их в ЭЦУМ, обеспечивает ввод шкалы усиления радиометра, при которой проводятся наблюдения, проведенные калибровки приемного тракта, управление работой аналого-цифрового преобразователя, отсчет задаваемых интервалов времени.
 2. ACUM — управляет преобразованием аналогового сигнала, поступающего в систему по восьми каналам, в цифровой вид и вводом его в память на ЭВМ.
 3. PRINT — обеспечивает отображение системной информации на экране дисплея СИД-1000.
 4. GRAD — преобразует величины, выраженные в радианах, в градусы, минуты, секунды.
- Модули FROST, SCAN, SCANS, ONOF, INTIM, ACUM и PRINT написаны на «Мнемокоде», остальные — на ФОРТРАНЕ.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др. Автоматизированная система обработки радиоастрономической информации в процессе наблюдений на основе ЭВМ М-6000. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 198—201.
2. Голландский О. П. Об одном простом способе цифровой фильтрации наблюдательных данных. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1979, т. 60, с. 162—167.
3. Нестеров Н. С. Систематические ошибки наведения 22-метрового радиотелескопа. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73.

УДК 522.69

СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

В. М. Демкин, И. И. Зинченко, Н. С. Нестеров, В. Н. Шанин

Введена в действие система автоматизации спектральных и континуальных наблюдений в диапазоне 2,6—4 мм на базе ЭВМ «Электроника-60». Система осуществляет сбор, первичную обработку данных измерений и управление режимом работы радиотелескопа с расстояния до 150 м.

AN AUTOMATIC SYSTEM FOR MULTICHANNEL RADIO ASTRONOMICAL OBSERVATIONS, by V. M. Demkin, I. I. Zinchenko, N. S. Nesterov, V. N. Shanin. — The automatic system based on the computer «Electronica-60» and intended for spectral line and continuum observations in 2.6—4 mm wave range has been realized. It makes data sampling and processing in real time and controll radio telescope regime from distance up to 150 m.

При проведении исследований в диапазоне волн 2,6—4 мм на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР регистрирующая аппаратура размещается непосредственно на радиотелескопе (РТ-22). Использование системы автоматизации на базе ЭВМ М-6000 [1] становится в этом случае затруднительным из-за большого расстояния от РТ-22 до здания, в котором установлена эта система. Для обеспечения наблюдений в диапазоне 2,6—4 мм создана система автоматизации на базе микро-ЭВМ «Электроника-60» и аппаратуры КАМАК, которая позволяет осуществлять управление режимами работы РТ-22 с расстояния ~150 м, сбор и предварительную обработку данных измерений.

1. Технические средства

В состав системы входят: 1) микро-ЭВМ «Электроника-60» с ОЗУ объемом 20 К слов, оснащенная печатающим устройством DARO, фотосчитывателем СП-3 и видеотерминалом РИН-609; 2) крейт КАМАК, включающий крейт-контроллер М-400, аналого-цифровой преобразователь АЦП-12, генератор тактовых импульсов, входной регистр, регистр прерываний и релейный коммутатор; 3) модуль-передатчик и модуль-приемник, разработанные в стандарте КАМАК для связи системы с ЭВМ, управляющей наведением РТ-22 (ЭЦУМ). Во время наблюдений система размещается вместе с приемной аппаратурой, непосредственно на РТ-22, в ~100 м от здания, в котором находится ЭЦУМ.

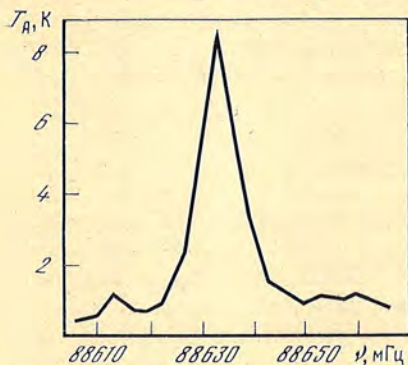
Управление режимами работы РТ-22 осуществляется путем передачи в ЭЦУМ 20-разрядных кодов экваториальных координат α и δ . Преобразование кодов координат из параллельных в последовательные и передача их по коаксиальному кабелю РК-50 производится модулем-передатчиком, расположенным на РТ-22. Он же контролирует работу модуля-приемника, расположенного на пульте управления РТ-22. Модуль-приемник принимает коды от модуля-передатчика, преобразовывает их в параллельные и передает их в свою очередь в ЭЦУМ, которая наводит радиотелескоп в заданную точку. Через эти же модули в систему автоматизации поступает от ЭЦУМ сигнал согласования, свидетельствующий о том, что антенна установлена на заданные координаты.

Обмен информацией между модулем-передатчиком и модулем-приемником осуществляется в последовательном коде по двум коаксиальным кабелям РК-50 длиной 150 м: по одному кабелю передаются сигналы от передатчика к приемнику, по другому — ответные сигналы. Передача кодов данных сопровождается кодами команд и синхронизации, длительность битов команд в 3 раза больше длительности битов данных и синхронизации, каждому биту данных предшествует бит синхронизации. Сигналы команд передатчика представляют собой пачки импульсов, длительностью 6 мкс, число импульсов в пачке является кодом команды. Координаты передаются импульсами, длительностью 2 мкс, время передачи 20-разрядного кода одной координаты составляет 160 мкс. Предусмотрено повторение команд передатчика и ответов приемника в случае отсутствия в течение 100 мкс ответа с противоположной стороны о приеме сигнала или выполнении команды.

Измерения в диапазоне 2,6—4 мм проводятся при помощи модуляционного радиометра, который может работать как в одноканальном режиме — наблюдения в континууме с полосой приема ~1 ГГц, так и в многоканальном — спектральные измерения в полосе приема. Число каналов в используемом варианте радиометра — 20. При наблюдениях в континууме в систему автоматизации поступает сигнал с выхода одного низкочастотного блока. В многоканальном варианте (спектральные измерения) сигналы подаются с выходов нескольких низкочастотных блоков. Переключение каналов в этом случае осуществляется релейным коммутатором. Выборка сигнала и преобразование его в цифровой код производится с частотой 1 Гц. С кварцевого синхронизатора в систему постоянно подаются сигналы текущего времени.

2. Программные средства

Программные средства (ПС) разработаны на языках «Макроассемблер» и ФОРТРАН-IV операционной системы РАФОС ЭВМ СМ-4. Они включают в себя: 1) основную программу, которая производит сбор и обработку данных измерений, ввод и вывод необходимых параметров, расшифровку директив, посредством которых наблюдатель управляет работой системы; 2) подпрограммы пересчета экваториальных координат с одной эпохи на другую и преобразования их в азимутальные; 3) подпрограмму расчета скорости источника по лучу зрения в лабораторной системе координат; 4) подпрограммы управления аппаратурой КАМАК; 5) автономную программу обработки данных о систематических ошибках наведения РТ-22 для определения констант, необходимых для их учета.



Спектр излучения объекта Ori KL в линии молекулы HCN

Выбор режимов работы системы осуществляется с помощью набора директив, которые вводятся в ЭВМ с клавиатуры видеотерминала и являются сочетанием нескольких символов. После ввода директив ЭВМ запрашивает параметры, необходимые для управления антенной и осуществления сбора данных, контролирует наведение антенны на заданную точку, проводит калибровку приемника и процесс измерения интенсивности радиоизлучения источника в заданном режиме. Наведение РТ-22 на источник осуществляется с учетом систематических ошибок наведения методом, описанным в [2, 3].

При спектральных измерениях по расчетным данным о лучевой скорости источника ЭВМ определяет частоту опорного сигнала в системе фазовой автоподстройки частоты. При установке этой частоты исследуемая линия должна попадать в центр полосы спектрального анализа.

Использовавшиеся варианты программы позволяют проводить наблюдения в двух режимах: ON—ON (наведение—наведение) и ON—OFF (источник—фон). Последовательность операций в обоих случаях одинакова, поэтому опишем только режим ON—ON.

Цикл измерений антенной температуры от источника состоит из наведения на объект опорной (R) и главной (M) диаграммами направленности, формирующимися при диаграммной модуляции, в последовательности $R1—M1$, $M2—R2$. В каждом из этих положений определяется среднее значение антенной температуры за время 30—100 с, затем вычисляется значение сигнала:

$$X = \frac{(M1 - R1) + (M2 - R2)}{2}.$$

После каждого цикла рассчитываются текущие среднее \bar{X}_k и дисперсия D_k величин X_k , где k — номер цикла:

$$\begin{aligned} \bar{X}_k &= \bar{X}_{k-1} + d_k; \\ D_k &= \frac{k-2}{k} D_{k-1} - d_k^2 \quad (d_k = (X_k - \bar{X}_{k-1})/k, \quad k \geq 2). \end{aligned}$$

Текущее среднее \bar{X}_k и его среднеквадратичное отклонение $\sigma_k = D_k^{1/2}$ выводятся на видеотерминал. После выполнения заданного числа циклов средние значения сигналов в отдельных каналах выводятся на печать и экран дисплея в виде таблицы и графика. Значения антенных температур определяются с учетом проведенной предварительно калибровки; при необходимости может быть проведена новая калибровка, и результаты наблюдений пересчитываются с учетом ее.

На рисунке в качестве примера приведен спектр излучения источника Ori KL в линии HCN, полученный непосредственно в процессе наблюдений.

Использование описанной системы автоматизации в 1983—1984 гг. показало, что эффективность работы радиотелескопа существенно повысилась за счет возрастания оперативности наблюдательного процесса, более точного учета систематических ошибок наведения РТ-22. Время обработки результатов измерений сократилось до минимума.

Декабрь 1984 г.

Л и т е р а т у р а

1. Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Никитин П. С., Стежка П. Н. Система сбора и обработки радиоастрономических данных.— Наст. кн., с. 171.
2. Зинченко И. И., Нестеров Н. С. Анализ систематических ошибок наведения РТ-22 КАО АН СССР и их учет при помощи ЭВМ.— В кн.: Тезисы докладов XI Всес. радиоастрономич. конф. по аппаратуре, антеннам и методам, Ереван, 1978. Ереван, 1978, с. 141—142.
3. Нестеров Н. С. Систематические ошибки наведения 22-метрового радиотелескопа.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73.

ХРОНИКА

В 1984 г. за разработку, создание и внедрение новой техники Крымская астрофизическая обсерватория награждена Дипломом II степени ВДНХ СССР. Три сотрудника удостоены серебряной, восемь — бронзовой медаль ВДНХ.

В мае в обсерватории проведено совещание-семинар «Астрофотография-84».

В октябре здесь состоялась Всесоюзная конференция по физике и динамике комет с участием более 100 представителей различных научных учреждений.

Вслед за этой конференцией в октябре было совещание проблемно-тематической группы секции «Солнце» на тему «Радиация и строение солнечной атмосферы».

В декабре проходило совещание рабочей группы по астроклимату.

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе совещаний, конференций и других мероприятий: II Всесоюзной рижской школы по космической физике; пленума ЦС ВАГО в Ульяновске; Международного симпозиума «Исследование солнечного ветра геофизическими, радиоастрономическими и прямыми методами» (Москва); пленума секции «Солнце» (Киев); совещания «Физика звездных атмосфер» (Душанбе); совещания проблемной группы «Физика межзвездной среды» (Москва); школы памяти В. П. Цесевича в Одессе; бюро Астросовета (Ташкент); координационного совещания СОПРОГ в Киеве; Всесоюзной конференции по космическим лучам в Якутске; научной сессии, посвященной 50-летию кафедры астрофизики в ЛГУ; коллоквиума «Звездные каталоги: сбор данных, обработка, результаты» (Тбилиси); пленума Астросовета в Баку и других совещаний по различным научным и научно-организационным вопросам.

В обсерваторию приезжали для наблюдений на больших телескопах, на стажировку, для ознакомления с оборудованием, методикой и результатами исследований ученые разных стран мира. Здесь были: З. Иванова, И. Илиев, В. Радева (Болгария); А. Крюгер, Д. Ханнес (ГДР); Л. Клоцок, П. Котрч, С. Кржиж, А. Кучера, М. Минаровйех, М. Мркос, М. Сobotка, С. Штефл (ЧССР); Ф. Джиованелли, Дж. Кастаньоли, К. Кастаньоли, Ф. Полкаро (Италия); Т. Герелс (США); Х. Виртанен, К. Куйттинен, С. Линналуото, В. Пиирола, Э. Салонен, А. Силланпяя, Л. Тяхтинен (Финляндия); Ж. Боске, Ж. Донас, П. Крувелье, Ж. Куртес, А. Пети, М. Пети, Ч. Т. Хуа (Франция).

На заседаниях ученого совета зарубежные гости сделали доклады:

Ф. Джиованелли (Италия). Поведение рентгеновских транзиентов и катаклизмических переменных.

Т. Герелс (США). Наблюдения малых планет с помощью устройств на ПЗС-структурах.

Дж. Кастаньоли (Италия). Солнечные циклы последнего столетия.

К. Кастаньоли (Италия). Некоторые результаты исследований в области космической физики, основанные на подземных измерениях.

Ж. М. Боске (Франция). Распространение ударных волн в межпланетной среде.

Сотрудники обсерватории выезжали за границу для участия в международных совещаниях, конференциях, коллоквиумах.

В январе А. А. Боярчук и П. П. Петров выезжали в ГДР для участия в совещании по внеатмосферным исследованиям звезд, организованном советом «Интеркосмос».

С августа 1983 г. по октябрь 1984 г. Ю. В. Каплин находился в АРЕ, где работал на станции наблюдений ИСЗ.

Н. И. Шаховская в апреле была в Англии на совещании по астрофотографии.

В течение трех месяцев (апрель — июль) М. М. Поздняков и Ю. Ф. Юровский находились на Кубе, где заменили устаревший радиотелескоп новым, провели наблюдение солнечного затмения 30 мая.

П. П. Петров провел три месяца (май — август) в США, где ознакомился с современной светоприемной техникой, участвовал в наблюдениях.

А. В. Брунс в мае выезжал в ГДР по линии «Интеркосмос» для обсуждения возможных совместных экспериментов по внеатмосферным исследованиям Солнца.

С той же целью в июне в ГДР был Н. В. Степенко.

А. А. Боярчук и А. Б. Северный в июне участвовали в сессии КОСПАР в Австрии, на которой сделали доклады о первых результатах, полученных с помощью «Астроны».

А. Г. Косовичев в июле был в Бельгии на 25-м Льежском международном коллоквиуме «Теоретические проблемы в области звездной устойчивости и осцилляций».

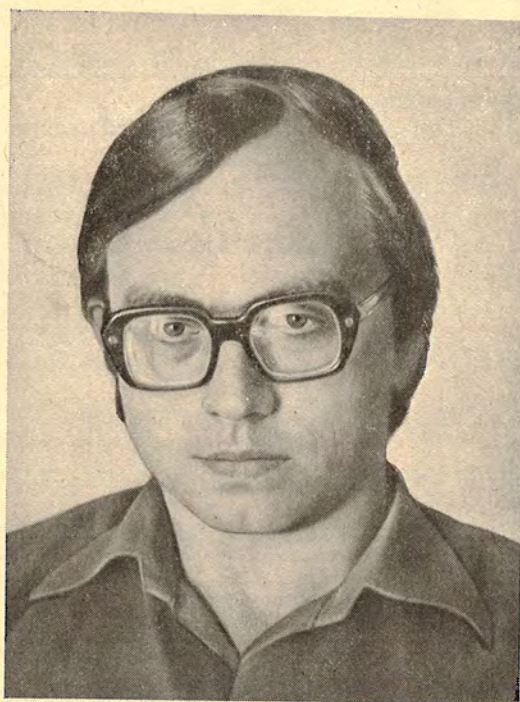
В октябре по приглашению Болгарской академии наук А. Б. Северный принял участие в мероприятиях, посвященных 25-летию секции астрономии БАН. На торжественном заседании ему был вручен орден Кирилла и Мефодия I степени за большое содействие развитию астрономии в Болгарии.

И. Г. Моисеев и Н. С. Нестеров в октябре — ноябре две недели работали в Радиоастрономической лаборатории Хельсинкского университета технологии.

В течение всего ноября А. Г. Косовичев находился в Польше, работал в Астрономическом центре им. Н. Коперника в Варшаве.

В начале 1984 г. А. В. Брунс защитил докторскую диссертацию. Представили к защите докторские диссертации В. П. Гринин и Н. Н. Степанян.

В этом году вышел из печати 69-й том «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае сдан в печать 73-й том, в декабре — настоящий, 74-й том.



В. И. КРАСНОБАБЦЕВ
(1948—1985)

После тяжелой, изнурительной болезни ушел из жизни Василий Ильич Краснобабцев. Практически вся его трудовая жизнь прошла в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР: вскоре после окончания Ростовского государственного университета он поступил в аспирантуру обсерватории и затем до конца своих дней работал научным сотрудником в отделе физики звезд.

За те короткие 12 лет, что были выделены ему судьбой для научных исследований, Василий Ильич получил ряд важных и интересных результатов по физике нестационарных звезд. Он разработал метод оценки межзвездного поглощения до звезд Т Тельца и показал, что наблюдаемое разнообразие переменных этого типа в значительной степени обусловлено разными стадиями, в которых пребывают эти переменные в разные эпохи, а не различными путями развития таких звезд. Анализ наблюдений вспыхивающих звезд в скоплениях привел В. И. Краснобабцева к важному выводу о характере вековых изменений вспышечной активности таких объектов: по мере общего затухания этой активности с возрастом относительный вклад редких, но наиболее мощных вспышек возрастает, и энергетический спектр вспышек становится более пологим. В. И. Краснобабцев был основным наблюдателем-спектроскопистом в большой коллективной работе, посвященной изучению peculiarного объекта Кувано—Хонда; он провел количественную двумерную спектральную классификацию этого объекта в минимуме блеска, что сразу позволило определить его положение в Галактике и оценить энергетику вспышки, был ведущим в кропотливой работе по отождествлению спектральных деталей на разных фазах развития этого объекта, что дало возмож-

ность оценить физические условия и химический состав атмосферы вспыхнувшего компонента этой симбиотической новоя.

Василия Ильича Краснобабцева отличали особое упорство и настойчивость в работе, стремление дойти во всем до самой сути: он не мог сдать в печать даже небольшую заметку, если знал, что по рассматриваемому вопросу осталась не прочитанная им работа или экспериментальная возможность что-то еще уточнить или улучшить. Он был одним из основных наблюдателей на ЗТШ, много времени и сил уделял обучению приезжих астрономов и студентов работе с навесной аппаратурой телескопа, был участником многих кооперативных программ наблюдений, выполнявшихся на ЗТШ.

В. И. Краснобабцев активно участвовал в общественной жизни обсерватории: комсорг КАО, член Бахчисарайского РК ЛКСМУ, дружинник, член группы народного контроля, пропагандист, профорг отдела — все эти общественные поручения он выполнял инициативно и добросовестно. Он был очень хорошим человеком, прекрасным воспитателем двух сыновей, безотказным и верным товарищем.

Добрый к людям и преданным науке — таким сохранится в нашей памяти рано ушедший от нас Василий Ильич Краснобабцев.

УДК 524.3

Л ю б и м к о в Л. С. О вычислении синтетических спектров звезд и Солнца.— В кн.: Изв. Крым. астрофиз. obs.— М.: Наука, 1986, т. 74.

Описана методика вычисления синтетических спектров, реализованная в программе SYNTHEL, применяемой в Крымской астрофизической обсерватории при анализе спектров звезд и Солнца. Рассмотрены вопросы учета вращения звезды и свертки с инструментальным профилем. В качестве примера для звезды класса A0 V рассчитан ряд синтетических спектров, соответствующих разным скоростям вращения и разной полуширине инструментального профиля. Выполнено сравнение ультрафиолетового спектра сверхгиганта η Leo (A0Ib) с синтетическим спектром, вычисленным на интервале 2550—2590 Å.

Ил. 5, библиогр. 17 назв.

УДК 524.3

Л ю б и м к о в Л. С., Р а ч к о в с к а я Т. М. Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. IV. Содержание тория в звездах 20 CVn, 28 And, V 644 Her и δ Del.— В кн.: Изв. Крым. астрофиз. obs.— М.: Наука, 1986, т. 74.

У четырех переменных типа δ Sct методом синтетических спектров исследован участок 4017—4021 Å, содержащий линию Th II λ 4019, 13. При вычислении синтетических спектров учтены вращения звезд и инструментальный профиль. Путем сравнения рассчитанных спектров с наблюдаемыми определено содержание тория. Для 20 CVn и 28 And оно оказалось повышенным более чем на порядок по сравнению с Солнцем, а для V 644 Her избыток тория составил 0,5 в логарифме. У δ Del явных признаков линии Th II λ 4019, 13 не обнаружено, и в этом случае для содержания тория определена верхняя граница $\lg \epsilon(\text{Th}) \leq 0,2$.

Табл. 2, ил. 5, библиогр. 9 назв.

УДК 524.33 + 524.352

Т а р а с о в А. Е., Ш е р б а к о в А. Г. О переменности эмиссии H_{α} в спектре Ве-звезды 28 Cyg.— В кн.: Изв. Крым. астрофиз. obs.— М.: Наука, 1986, т. 74.

В течение трех ночей 10—12.08 1981 г. получено 89 спектрограмм 28 Cyg с дисперсией 38 Å/мм. В этот период эквивалентная ширина эмиссионной линии H_{α} менялась в пределах от 12 до 17 Å, тогда как отношение V/R оставалось постоянным. Обнаружено, что существует период в изменениях $W_{\lambda} H_{\alpha}$, равный 0,35 сут или кратный ему 0,70 сут, который совпадает с периодом изменений блеска по данным Спира и др. [8]. Обсуждаются возможные механизмы такой переменности.

Табл. 1, ил. 2, библиогр. 12 назв.

УДК 523.942.841

Г а л к и н а Т. С. Сравнительные спектральные характеристики трех Ве-звезд: ϕ Персея, θ Северной Короны и X Персея.— В кн.: Изв. Крым. астрофиз. obs.— М.: Наука, 1986, т. 74.

Излагаются результаты спектральных наблюдений трех Ве-звезд: ϕ Per, θ CrV и X Per, выполненных на 122-см телескопе с дифракционным спектрографом с дисперсиями 15 и 36 Å/мм в видимой области спектра и 30 Å/мм в области H_{α} .

Изучены профили линий водорода и гелия, выявлена их переменность со временем. Оценены некоторые параметры эмиссионных линий водорода в спектрах ϕ Per и X Per и абсорбционных линий в спектре θ CrV. Отмечается, что узкие ядра у линий водорода H_{α} и H_{β} в спектре θ CrV появляются около момента главного затмения (фазы $0^{P}07-0^{P}10$). X Персея в 1982 г. показывает усиление эмиссии в линиях водорода и видимой области спектра в сравнении с данными 1974—1977 гг., что может быть обусловлено усилением бальмеровского континуума.

Табл. 8, ил. 11, библиогр. 18 назв.

УДК 524.338.2

Р а ч к о в с к а я Т. М., Н а с и б о в а Ч. М. Спектрофотометрическое изучение звезды ζ Tau по наблюдениям 1983—1984 гг. I. О переменности спектра.— В кн.: Изв. Крым. астрофиз. obs.— М.: Наука, 1986, т. 74.

Изучен спектр ζ Tau по наблюдениям в течение периода март 1983 г.— сентябрь 1984 г. Спектрограммы получены с дисперсией 6 Å/мм в спектральных интервалах λ 6800— λ 5700 Å и λ 5000—3650 Å в фокусе куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. В течение периода наблюдений сохранялась общая конфигурация профилей эмиссионных линий H_{α} и H_{β} , выполнялось соотношение $I_V/I_R < 1$. Наблюдалась как устойчивая в течение наблюдений, так и переменная тонкая структура фиолетовой и красной эмиссии H_{α} . Эквивалентная ширина W_{λ} полной эмиссии линии H_{α} нерегулярно менялась. Скорость вращения $v \sin i = 116$ км/с по линиям He I в красной области спектра оказалась меньше, чем по линиям в синей области, $v \sin i = 240$ км/с.

Табл. 5, ил. 4, библиогр. 12 назв.

УДК 524.352

Б у р н а ш е в В. И., М а л а н у ш е н к о В. П., П о л о с у х и н а Н. С. Результаты узкополосной фотометрии магнитно-переменной звезды β CrV.— В кн.: Изв. Крым. астрофиз. obs.— М.: Наука, 1986, т. 74.

С помощью спектрофотометра СФ-68 проведены наблюдения потока излучения у магнитно-переменной звезды β CrV ($m_V = 3^m8$, FOr) в полосе депрессии $\lambda_0 = 5125$ Å ($\Delta\lambda = 30$ Å) по отношению к звезде сравнения λ CrV.

В результате анализа наблюдений, во-первых, обнаружены короткопериодические изменения потока с периодами $P_1 = 1969,9$, $P_2 = 158,3$ и $P_3 = 58,57$ мин и с амплитудами вариаций $A_1 = 0^m005$, $A_2 = 0^m004$ и $A_3 = 0^m004$. Кроме модели наклонного магнитного пульсатора, пока нет другого механизма для объяснения этих вариаций. Во-вторых, получены отчетливые ($\Delta m = 0,02 \div 0^m03$) изменения потока с фазой вращения звезды, объясняемые в рамках модели наклонного ротатора. Предполагается, что причиной изменений потока в депрессии являются вариации интенсивности линий, образующих депрессию, а не вариации потока излучения в континууме.

Табл. 1, ил. 4, библиогр. 20 назв.