АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LVI

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1977

УДК 523.8+522.6

И $\frac{20605\text{-}032}{055(02)\text{-}77}$ Без объявления

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ОБРАЗОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ПРИ НАЛИЧИИ РАДИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ АККРЕЦИИ

В. П. Гринин

Рассчитаны профили спектральных линий, образующихся в режиме радиально-симметричной аккреции, при рекомбинациях и резонансном рассеянии излучения звезды. Предполагается, что падающий газ полупрозрачен в частотах линий.

Показано, что анизотропия рассеяния фотона приводит к появлению «седлообразной» структуры в центре эмиссионной линии. Обратные P Cyg профили характеризуются резким переходом от эмиссии к абсорбции и дополнительной абсорбцией на частоте $X_2 = 0{,}62v\,(R_*)$.

Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей одной из типичных «орионовых» звезд — YY Ori позволяет оценить массу звезды $M_* \sim 1{,}4\ M_\odot$, параболическую скорость у поверхности $v\,(R_*) \approx 630$ *км/сек*, скорость притока массы за счет аккреции $dM/dt \gtrsim 10^{-8} M_\odot$/*год*, полную энергию, выделяемую при аккреции $L_a \gtrsim 0{,}5\ L_\odot$, а также плотность газа за критическим радиусом $n_e \sim 10^7 - 10^9$ *см*$^{-3}$.

FORMATION OF SPECTRAL LINES IN STELLAR ENVELOPES AT RADIAL-SYMMETRIC ACCRETION, by *V. P. Grinin*.— Spectral line profiles at radial-symmetric accretion are calculated taking into account recombinations and resonance scattering of stellar radiation. It is assumed that the falling gas is semi-transparent in line frequences.

It is shown that photons anisotropic scattering leads to a «settle»-shaped structure in the centre of emission line. The inverse P Cyg profiles are characterized by sharp transition from emission to absorption and additional absorption at the frequency $X_2 = 0.62v\,(R_*)$.

Comparison of theoretical and observed profiles of one of the «Orionis-type» stars — YY Ori leads to the estimate of stellar mass $M_* \simeq 1.4\ M_\odot$, escape velocity at the stellar surface $v\,(R_*) \approx 630$ km/sec, the rate of infall $dM/dt \gtrsim 10^{-8}\ M_\odot$ per year, the total energy output in accretion $L_a \gtrsim 0.5 L_\odot$, and gas density out of critical radius $n_e \sim 10^7 - 10^9$ cm^{-3}.

Процесс выпадения вещества на звезду был впервые обнаружен в 1963 г. Уокером [1] при спектрофотометрическом исследовании группы звезд в скоплении Ориона. Впоследствии Уокер [2], Конти и Альшулер [3], Конти [4], Зайцева и Колотилов [5] расширили список звезд, в спектрах которых присутствуют линии с так называемыми профилями, обратными P Cyg (эмиссия с коротковолновой стороны от абсорбции). Как правило, это звезды поздних спектральных классов типа T Тельца с сильными эмиссионными линиями и значительными ультрафиолетовыми избытками. Кажется весьма правдоподобным предположение, что избыточное ультрафиолетовое излучение возникает при высвечивании падающего газа за фронтом ударной волны у поверхности звезды [2]. При этом жесткая часть спектра излучения ответственна за ионизацию газа в окрестностях звезды.

Естественно, что количественная интерпретация спектров таких объектов представляет значительный интерес для понимания процессов, происходящих на самых ранних стадиях образования звезд. Важную информацию при этом могут дать профили и интенсивности спектральных линий, возникающих в аккрецирующем газе.

Ниже рассматривается образование спектральных линий в режиме квазистационарной радиально-симметричной аккреции. Расчеты профилей линий выполнены для случая, когда излучающий газ полупрозрачен в частотах линии. Показано, что вследствие анизотропии рассеяния фотона образуется характерная «седлообразная» структура эмиссионной линии, которая обычно ассоциируется с вращением газовой оболочки.

1. Постановка задачи

Рассмотрим образование изолированной спектральной линии в оболочке звезды, находящейся в режиме радиально-симметричной аккреции. В этом режиме плотность газа остается примерно постоянной вплоть до некоторого критического радиуса r_c (см., например, [6], гл. 12), где средняя энергия теплового движения атомов порядка гравитационной энергии притяжения звезды: $r_c \sim GM_*/kT_\infty$ (при $T_\infty = 10^4$ °K и $M_* = M_\odot$ величина $r_c \sim 10^3 R_\odot$). При $r < r_c$ вещество начинает падать на звезду. При $r < r_s = (5-3n)GM_*/4u_\infty^2$, где n — показатель адиабаты, u_∞ — скорость звука на бесконечности, давление выключается и падение вещества происходит практически с параболической скоростью: $v(r) \sim r^{-1/2}$. Из уравнения непрерывности следует, что в этой области плотность вещества меняется по закону $\rho(r) \sim r^{-3/2}$. Так как в большинстве случаев значения r_c и r_s отличаются множителем порядка единицы, можно считать, что сверхзвуковое движение начинается непосредственно при $r < r_c$.

Для определения ионизационной структуры оболочки примем, что температура падающего газа постоянна всюду, за исключением тонкого слоя у поверхности звезды, в котором происходит переход кинетической энергии газа в излучение. Это допущение справедливо, если газ при падении успевает эффективно охлаждаться. Оно, по-видимому, оправдано в случае звезд типа Т Тельца с аккрецией вещества, поскольку, согласно Уокеру [2], в спектрах этих звезд присутствуют в основном линии элементов с низкими потенциалами ионизации.

Пренебрегая ионизациями из возбужденных состояний, с учетом этого имеем $n_e n^+/n_1 \sim W(r)$, и в случае полностью ионизованного газа

$$n_e(r) \sim n^+(r) \sim r^{-3/2},$$

$$n_1(r) \sim \rho^2(r) W(r)^{-1} \sim r^{-3} W(r)^{-1}, \tag{1}$$

где $W(r)$ — коэффициент дилюции.

Заметим, что в принятой модели оптическая толщина (вдоль радиуса) аккрецирующего газа растет при $r \to \infty$:

$$\tau(r) = n_1 k_{12} \Big/ \left| \frac{dv(r)}{dr} \right| \sim r^{1/2}.$$

В общем случае возбуждение атомов происходит как в результате резонансного рассеяния излучения центрального источника (которое при малых оптических толщинах достаточно учесть в приближении однократного рассеяния), так и за счет внутренней тепловой энергии падающего газа, например путем рекомбинаций. В последнем случае возбужденный атом излучает изотропно и объемный коэффициент излучения зависит лишь от расстояния до звезды: $i_{\text{рек}}(r) \sim n_e n^+ \sim r^{-3}$. С другой стороны, так как поле излучения и процесс резонансного рассеяния фотона характеризуются определенной анизотропией, часть объемного коэффициента излуче-

ния, обусловленная рассеянием, зависит как от r, так и от угла θ между вектором $\mathbf{r}$ и направлением на наблюдателя:

$$i_{\text{рас}}(\mu, r) = n_1(r) k_{12} \int\limits_{\Omega_*} I_*(\eta) \chi(\omega) d\Omega. \tag{2}$$

Здесь $I_*(\eta)$ — интенсивность излучения центрального источника под углом $\arccos \eta$ к нормали к поверхности (в дальнейшем принимаем для простоты $I_* = \text{const} = 1$); $\mu = \cos\theta$; Ω_* — телесный угол, под которым с расстояния r видна поверхность звезды; $\chi(\omega)$ и ω — соответственно угловая функция и угол рассеяния.

2. Основные соотношения

Примем, что процесс рассеяния характеризуется релеевской угловой функцией

$$\chi(\omega) d\omega = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\omega) \frac{d\omega}{4\pi}. \tag{3}$$

Последнее имеет место, если основное состояние перехода имеет момент $J = 0$ и $\Delta J = 1$. При других комбинациях J и ΔJ, разрешенных правилами отбора, угловая функция имеет дополнительную изотропную составляющую (Гамильтон [7]).

В сферической системе координат с центром в точке r и полярной осью вдоль вектора $\mathbf{r}$ угол рассеяния ω определяется выражением

$$\cos^2\omega = \cos^2\theta \cos^2\alpha + \sin^2\theta \sin^2\alpha \cos^2\varphi + {}^1/_2 \sin 2\theta \sin 2\alpha \cos\varphi, \tag{4}$$

где α, φ — координаты точки на поверхности звезды.

Выполняя в (2) интегрирование, с учетом (3) и (4) получаем

$$i_{\text{рас}} = n_1(r) k_{12} \Omega_* \overline{\chi(\omega)}, \tag{5}$$

где

$$\overline{\chi(\omega)} = \frac{1}{\Omega_*} \int\limits_{\Omega_*} \chi(\omega) d\Omega = \frac{3}{16\pi}\left[1 + \frac{\sin^2\theta}{2} + \frac{1 + \mu_* + \mu_*^2}{3}\left(1 - \frac{3}{2}\sin^2\theta\right)\right], \tag{6}$$

$\Omega_* = 2\pi(1 - \mu_*)$, $\mu_* = \sqrt{1 - r^{-2}}$, расстояние r выражено в единицах радиуса звезды ($R_* = 1$).

Соотношения (3), (5) и (6) полностью определяют объемный коэффициент излучения аккрецирующего вещества. В качестве параметра, характеризующего вклад рекомбинаций в полное излучение оболочки в линии, введем величину γ

$$\gamma = E_{\text{рек}}/E_{\text{рас}} = 2\int i_{\text{рек}}(r) r^2 dr \Big/ \iint i_{\text{рас}}(\mu, r) r^2 d\mu\, dr.$$

Интенсивность излучения в линии определяется выражением

$$I_E(x) = 2\pi \iint i(\mu, r) r^2 d\mu\, dr, \tag{7}$$

где

$$i(\mu, r) = i_{\text{рек}}(r) + i_{\text{рас}}(\mu, r), \tag{8}$$

x — безразмерная частота: $x = 1$ при $v = v(R_*) = (2GM_*/R_*)^{1/2}$.

Область интегрирования в (7) представляет собой поверхность постоянных лучевых скоростей (рис. 1).

$$\mu v(r) = x = \text{const}. \tag{9}$$

Исключая с помощью этого соотношения зависимость от μ в (7), получаем

$$I_E(x) = 2\pi \int\limits_{r_1^E(x)}^{r_2^E(x)} i\left(r, \frac{x}{v(r)}\right) r^2 \frac{dr}{v(r)}, \tag{10}$$

где r_1^E и r_2^E — соответственно минимальное и максимальное расстояния поверхности $x = \text{const}$ от центра.

Для построения контура линии $I(x)$ из интенсивности эмиссионного

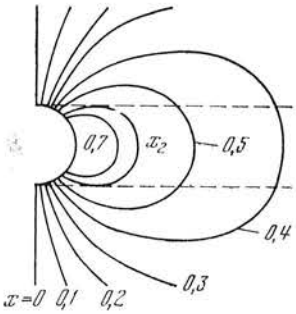


Рис. 1. Сечение поверхностей $x = \text{const}$

компонента необходимо вычесть интенсивность излучения звезды, рассеянного при прохождении через оболочку:

$$I(x) = I_E(x) - I_A(x), \tag{11}$$

где

$$I_A(x) = 2\pi k_{12} \int\limits_{r_1^A(x)}^{r_2^A(x)} n_1(r)\, r^2 \frac{dr}{v(r)}, \tag{12}$$

$r_1^A(x)$ и $r_2^A(x)$ — соответственно минимальные и максимальные расстояния от центра части поверхности $x = \text{const}$, экранирующей звезду.

Обозначим через r_1 и r_2 соответственно внутренний и внешний радиусы зоны стратификации, ответственной за образование линий. Примем $r_1 = R_*$, а значение r_2 будем считать параметром задачи, изменяющимся в пределах от R_* до r_c. Случаи, когда $r_1 > R_*$ или $r_2 > r_c$, как будет видно из дальнейшего, не дают качественно новых вариантов профилей линий.

3. Результаты вычислений

На рис. 2 приведены теоретические профили линии, вычисленные на основании формул (10)—(12) для некоторого набора параметров γ и r_2. На рис. 2, *а* видно, что в зависимости от соотношения между резонансным рассеянием и рекомбинациями профиль линии меняется от обратного P Cyg при $\gamma = 0$ до двухкомпонентного эмиссионного профиля с двумя абсорбционными деталями — основной при $x = 0$ и слабой на частоте x_2. Появление дополнительной абсорбции на характерной частоте x_2 вызвано двумя причинами: 1) увеличением оптической толщины падающего газа при $r \to \infty$; 2) топологией семейства поверхностей $x = \text{const}$.

Как видно из рис. 1, в режиме радиально-симметричной аккреции указанные поверхности замкнуты, причем площадь их максимальных сечений в проекции на картинную плоскость растет с уменьшением частоты. При x_2 $(4/27)^{1/4} \approx 0{,}62$ она в точности равна площади диска звезды, и на этой частоте излучение, проходящее через оболочку, поглощается

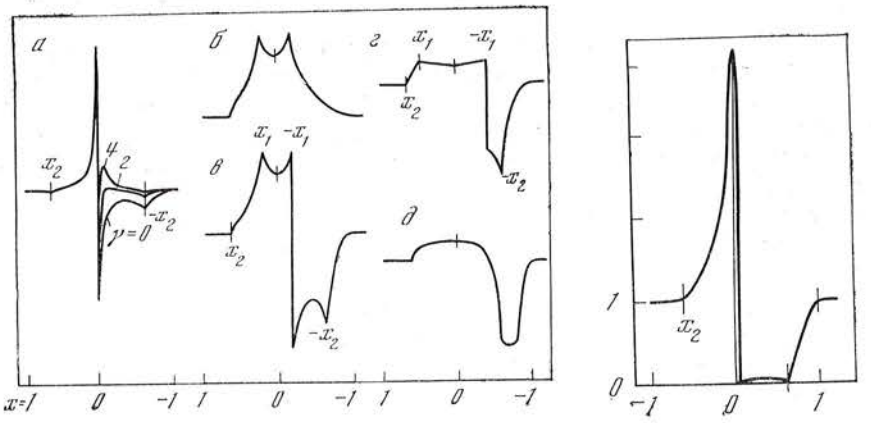


Рис. 2. Профили линий в режиме радиально-симметричной аккреции

а — $r_2 = 10^3$, $\gamma = 0$, 2, 4; *б* — профиль рассеянного излучения при $r_2 = 25$, $\gamma = 0$; *в* — полный профиль с учетом абсорбции при тех же параметрах; *г* — $\gamma = 0$, $r_2 = 5$ и 1,5; *д* — $\gamma = 0$, $r_2 = 1{,}5$

Рис. 3. Профиль оптически толстой резонансной линии ($\gamma = 0$)

Скорость на бесконечности $v_\infty = 0{,}05v\,(R_*)$

всей поверхностью x=const. На частотах $|x| < x_2$ площадь части поверхности $x = \text{const}$, экранирующей звезду, уменьшается, что приводит к уменьшению глубины абсорбции. Однако, начиная с некоторого значения x $(0 < |x| < x_2)$, это уменьшение компенсируется ростом оптической толщины аккрецирующего газа при $r \to \infty$, что и приводит к образованию основной абсорбционной линии на частоте $x = 0$.

Вследствие экранирования звездой части аккрецирующего потока коротковолновое крыло главного эмиссионного компонента также ограничено характерной частотой x_2.

Таким образом, если наблюдаемые профили линий в режиме аккреции подобны изображенным на рис. 2, *а*, то по расстоянию между абсорбционными компонентами можно оценить параболическую скорость на поверхности звезды, а следовательно, и отношение массы звезды к ее радиусу:

$$v(x_2) = 0{,}62v(R_*) = 0{,}62\sqrt{\frac{2GM_*}{R_*}}. \qquad (13)$$

Какие качественные изменения претерпевает профиль линии при увеличении оптической толщины аккрецирующего газа? Так как в полностью ионизованном потоке оптическая толщина $\tau(r) \sim r^{1/2}$, то при увеличении τ оптически толстым газ становится прежде всего на периферии, и, следовательно, на частотах $x \approx 0$ глубина центральной абсорбции будет увеличиваться вплоть до полного исчезновения непрерывного спектра. Однако до тех пор пока центральная область излучающего газа остается оптически тонкой, профили линий будут подобны изображенным на рис. 2, *а* во всех деталях. Основные изменения профиля происходят тогда, когда падающий газ полностью непрозрачен на всех частотах от 0 до 1. Эта предельная ситуация рассматривалась Грачевым и Гининым [8], откуда заимствован профиль линии, изображенный на рис. 3. Из этого рисунка видно, что при $\tau(r) \gg 1$ основной и дополнительный абсорбционные компоненты сливаются в одну абсорбционную полосу с шириной x_2 у основания.

Таким образом, если область образования спектральной линии охватывает бóльшую часть аккрецирующего потока, включая его периферию, то обратный P Cyg профиль должен иметь следующие характерные особенности: а) двойную абсорбцию — основную на частоте $x = 0$ и слабую на частоте $x_2 = 0{,}62v\,(R_*)$, если газ полупрозрачен в частотах линии;

б) исключительно резкий переход от эмиссии к абсорбции на частоте $x = 0$.

Профили линий, образованные в результате резонансного рассеяния ($\gamma = 0$) излучения звезды в падающем потоке при $r_2 = 25, 5$ и 1,5, изображены на рис. 2, *б* — *д*. Характерной особенностью этих профилей является «седлообразная» структура эмиссионного компонента. Обычно эта особенность считается (при экстремально быстрых движениях) признаком вращения оболочек. В данном случае мы имеем дело с чисто радиальными движениями и появление провала в центре эмиссии связано, во-первых, с анизотропией поля излучения в оболочке и, во-вторых, с анизотропией процесса рассеяния фотона.

Профиль рассеянного излучения (рис. 2, *б*) несколько асимметричен вследствие экранирования звездной части падающего потока. Расстояние между максимумами соответствует удвоенной скорости падения вещества на верхней границе зоны ионизации: $x_1 = v(r_2)$. При $r_2 \to R_*$ поле излучения в области образования линии становится более изотропным, в результате глубина провала уменьшается (рис. 2, *г*). В пределе, при $r_2 \to R_*$, когда линия образуется вблизи поверхности звезды, имеет место «классический» обратный P Cyg профиль (рис. 2, *д*) без каких-либо деталей в эмиссии и абсорбции.

В связи с тем, что влияние анизотропии рассеяния на эмиссионный профиль при радиально-симметричном движении аналогично влиянию вращения, возникает вопрос о критериях, позволяющих сделать выбор между двумя столь различными ситуациями. Ответ на этот вопрос могут дать следующие простые соображения. В первом случае отношение $I_{\max}/I_{\min} \lesssim \chi(0)/\chi(\pi/2) = 2$. Так как релеевская угловая функция дает наибольшую анизотропию рассеяния, возможную при дипольном излучении [7], то это значение является теоретическим верхним пределом. В то же время глубина провала в центре эмиссии в режиме вращения может быть сколь угодно большой. Очевидно также, что влияние анизотропии рассеяния на профиль линии существенно лишь в тех случаях, когда оптическая толщина газа в частотах линии меньше или порядка единицы. При $\tau \gg 1$ происходит изотропизация излучения, приводящая к исчезновению провала в центре эмиссии.

4. Сравнение с наблюдениями

Рассмотренная выше модель аккреции относится к числу простейших по своим кинематическим свойствам. Тем не менее она дает богатый набор профилей спектральных линий, имеющих в ряде случаев нетривиальный вид. Некоторые из полученных типов профилей наблюдаются в спектрах звезд, у которых обнаружены обратные P Cyg профили, свидетельствующие о выпадении вещества на звезду.

На рис. 4 представлен спектр одной из типичных «орионовых» звезд — YY Ori по данным Уокера [2]. Видно, что большинство бальмеровских линий имеют обратные P Cyg профили с резким переходом от эмиссии к абсорбции. У некоторых из них присутствуют эмиссионные компоненты с длинноволновой стороны от линии поглощения. На нескольких спектрограммах этой звезды отчетливо видны (см. примечания к табл. 3b [2]) характерные для режима аккреции абсорбционные детали, соответствующие частоте x_2. В целом весь набор этих профилей качественно согласуется с семейством теоретических профилей (рис. 2, *а*).

Выясним на примере этой звезды, какую информацию можно в принципе получить путем детального количественного анализа ее спектра.

Согласно данным, приведенным в табл. 3 в [2], среднее расстояние между основной абсорбцией и абсорбцией на частоте x_2 соответствует скорости $v(x_2) \approx 390$ *км/сек*. Из (13) получаем параболическую скорость на поверхности звезды $v(R_*) \approx 630$ *км/сек* (заметим, что это значение

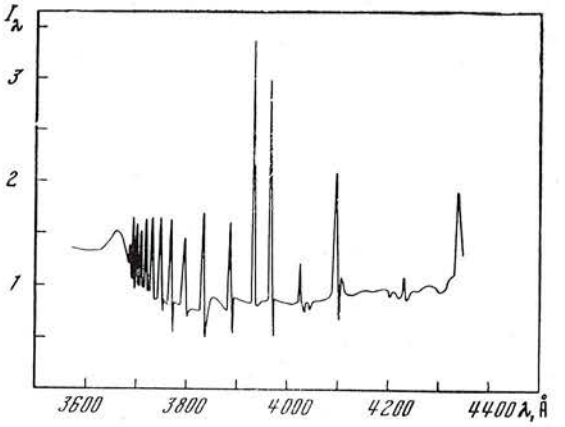


Рис. 4. Спектр звезды YY Ori, заимствованный из работы Уокера [2]

близко к параболической скорости на поверхности Солнца $v(R_\odot) = 618$ *км/сек*).

Далее, согласно [9] YY Ori имеет абсолютную фотографическую величину $M_{pg}=5^m.4$; ее спектральный класс G — K [10] ($T_{эф}=4300 \div 5500°$ K). С учетом этой неопределенности фотометрический радиус $R_* \approx 1{,}2 \div 1{,}6 R_\odot$ и, следовательно, $M_* \approx 1{,}2 \div 1{,}6\ M_\odot$. Согласно эволюционным трекам (Боденхеймер [11]) звезда с такими параметрами находится на подходе к главной последовательности. Ее возраст порядка $5 \cdot 10^6$ лет, что согласуется с возрастом самой туманности Ориона $3 \cdot 10^6$ лет [2].

Оценим теперь нижнюю границу притока массы на звезду. Энергия, выделяемая при аккреции,

$$E_a = \frac{1}{2} \frac{dM}{dt} v(R_*)^2 \tag{14}$$

при скорости падения газа в несколько сотен километров в секунду излучается в основном в далекой ультрафиолетовой части спектра. Некоторая часть этого излучения (зависящая от оптической толщины газа за лаймановским пределом) ионизует газ и переизлучается при рекомбинациях. Следовательно, если известна абсолютная светимость газа в водородных линиях L_H, то можно оценить кинетическую энергию аккрецирующего газа E_a и найти, таким образом, нижний предел притока массы.

Величину L_H можно оценить, зная M_{pg}, а также полуширину и интенсивность (в единицах соседнего континуума) любой оптически тонкой бальмеровской линии. Используя данные, приводимые Уокером [2], находим, что светимость газа в линии H_{12} (которая, как видно из приведенного выше спектра, не показывает заметных следов самопоглощения) порядка $5 \cdot 10^{29}$ *эрг/сек*. При одной рекомбинации вероятность излучения кванта в линии H_{12} равна

$$\frac{A_{12,\,2}}{\sum\limits_{i=1}^{11} A_{12,\,i}} \frac{\sum\limits_{i=1}^{12} C_i C_{i12}}{\sum\limits_{i=1}^{\infty} C_i},$$

где $A_{i,k}$ — вероятность спонтанного перехода $i \to k$, C_i — коэффициент рекомбинации на i-й уровень, $C_{i,k}$ — элемент каскадной матрицы Ситона.

Излучаемая при этом энергия равна $\chi + 0{,}8kT_e$, где χ — потенциал ионизации атома водорода. С учетом этого находим, что полная энергия, излучаемая при рекомбинациях, примерно в $4 \cdot 10^3$ больше энергии, излучаемой в линии H_{12}: $L_H \sim 0{,}5 L_\odot$. Это дает нижний предел $dM/dt \gtrsim 10^{-8}\ M_\odot$/*год*. Верхний предел этой величины получен Уокером [2]

путем определения по формуле Инглиса — Теллера электронной концентрации в потоке у поверхности звезды и составляет $dM/dt \lesssim 10^{-6}\ M_{\odot}/год$.

Наконец, зная скорость притока массы, можно оценить плотность газа на бесконечности (при $r > r_c$), используя соотношение [6]

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r_s^2 \rho_s u_s = \delta(n) \frac{G^2 M_*^2}{u_\infty^3} \rho_\infty, \tag{15}$$

где $\delta(n)$ — множитель порядка единицы. Полагая $n = 3/4$ ($\delta \approx 1$) и подставляя в левую часть (15) верхний и нижний пределы $\delta M/dt$, получаем концентрацию атомов в газовом облаке в окрестности YY Ori $n_e \sim 10^7 \div 10^9\ см^{-3}$.

Так как средняя концентрация атомов в туманности Ориона в окрестности YY Ori $n_e \sim 40\ см^{-3}$ [12], то это означает, что вокруг звезды существует область повышенной плотности, которая, по-видимому, является остатком протозвездного облака газа.

5. Заключение

Рассмотренные выше основные типы профилей спектральных линий, по-видимому, исчерпывают все варианты, которые могут быть реализованы в режиме радиально-симметричной аккреции. В то же время, как показывает анализ наблюдательного материала, профили линий в спектрах звезд с признаками аккреции в ряде случаев имеют более сложную структуру. В частности, у некоторых звезд Уокером [2] обнаружен весьма тонкий эффект дифференциального сдвига (зависящего от номера верхнего уровня) центров эмиссии бальмеровских линий. Этот эффект в принципе невозможен в режиме радиально-симметричной аккреции.

В связи с этим представляет интерес исследовать образование спектральных линий в более общей модели аксиально-симметричной аккреции с учетом дифференциального вращения.

Автор выражает глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за обсуждение работы и ряд замечаний.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Walker M. F.* Astron. J., 1963, **68**, 298.
2. *Walker M. F.* Astrophys. J., 1972, **175**, 89.
3. *Conti P. S.*, *Alschuler W. R.* Astrophys. J., 1971, **170**, 325.
4. *Conti P. S.* Astrophys. J., 1972, **174**, L 79.
5. *Зайцева Г. В.*, *Колотилов Е. А.* Астрофизика, 1973, **9**, 185.
6. *Зельдович Я. Б.*, *Новиков И. Д.* Теория тяготения и эволюция звезд. М., «Наука», 1971.
7. *Hamilton D. R.* Phys. Rev., 1940, **58**, 122.
8. *Грачев С. И.*, *Гринин В. П.* Астрофизика, 1975, **11**, 33.
9. *Walker M. F.* Stellar evolution.— Proc. Intern. Conf. Nov. 13, 1963. R. F. Stein and A. S. W. Cameron (Eds.). N. Y., Plenum Press, 1966, p. 405.
10. *Herbig G. H.*, *Rao K.* Astrophys. J., 1972, **174**, 401.
11. *Bodenheimer P.* Rept. Prag. Phys., 1972, **35**, 1.
12. *Reitmeyer W. L.* Astrophys. J., 1965, **141**, 1331.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

НАБЛЮДЕНИЕ ОБОЛОЧКИ У EM Cep

Т. М. Рачковская

Излагаются результаты наблюдения спектра EM Cep в диапазоне длин волн λλ5700—6890 Å с дисперсией 12, 36 и 75 Å/*мм*. В указанном спектральном интервале наблюдается эмиссионная линия H_α и межзвездные линии поглощения D_1 и D_2 Na I.

На основании изучения эмиссионного контура H_α делается вывод, что система EM Cep окружена достаточно устойчивой газовой оболочкой. Переменность формы крыльев компонент H_α позволяет сделать вывод об эмиссионной активности системы.

Определено расстояние $r = 1{,}35$ *кпс* до EM Cep и межзвездное поглощение $A_v = 0^m{,}97$ в направлении этой звезды.

THE OBSERVATION OF EM Cep SHELL, by *T. M. Rachkovskaja*.— The spectrophotometric observations of EM Cep have been made in the spectral range λ 5700—6890 Å with dispersion 12, 36 and 75 Å/mm. The bright H_α-line and interstellar D_1 and D_2 Na I lines have been observed in the mentioned spectral range.

From observations of the emission H_α-profile it is concluded, that the system EM Cep is surrounded by a stable gaseous shell. However the presence of time-variable additioned emission in the wings of the line suggests the emission activity in EM Cep system.

The distance of EM Cep ($r = 1.35$ kps) and the interstellar absorption in the direction of EM Cep ($A_v = 0^m{,}97$) were determined.

Как следует из [1, 2], кривая блеска EM Cep показывает, что в системе имеет место затмение и что амплитуда блеска меняется в диапазоне $0^m{,}05$—$0^m{,}10$. В то же время при изучении спектра EM Cep в области λλ3500—5000 Å не обнаружено признаков вторичного компонента. Поэтому наблюдения звезды в других областях спектра, например в районе линии H_α, представляют большой интерес. В литературе имеется лишь указание Пласкетта [4], что в линии H_α, возможно, присутствует эмиссия.

1. Материал наблюдений

Наблюдения выполнены летом 1975 г. на 2,6-*м* рефлекторе им. Г. А. Шайна (ЗТШ) с помощью спектрографов Куде, СПЭМ [7] и СП-72. Данные о спектрограммах представлены в табл. 1. При фотографировании спектра использовались эмульсии типов А 600 Казанского завода и Kodak 103 aF. Фазы, приведенные во втором столбце, вычислены на основании эфемериды EM Cep, полученной нами [2] и соответствуют моменту середины экспозиции. При наблюдении со спектрографом СПЭМ в каждую дату было получено около 10—20 снимков с временным разрешением 1,5—2 *мин*, из которых для дальнейшей обработки были отобраны наилучшие по качеству.

Все спектрограммы измерены на микрофотометре с регистрацией непосредственно в интенсивностях с увеличением в 42 раза.

Таблица 1

Дата, 1975 г.	Фаза	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектрограф	Спектральная область, Å
16—17.VI	$0^P,76$	2^m	36	СПЭМ	5700—6800
30.VI—1.VII	0,07	30^m	75	СП-72	3800—6800
12—13.VII	0,03	2^m	36	СПЭМ	5700—6800
13—14.VII	0,30	2^m	36	СПЭМ	5700—6800
18—19.VII	0,40	5^h40^m	12	Куде	5700—6890
27—28.VII	0,41	30^m	75	СП-72	3800—6800
27—28.VII	0,61	10^m	75	СП-72	3800—6800
22—23.VIII	0,80	6^h30^m	12	Куде	5700—6890
24—25.VIII	0,22	8^h	12	»	5700—6890
25—26.VIII	0,46	8^h45^m	12	»	5700—6890

2. Контур H_α

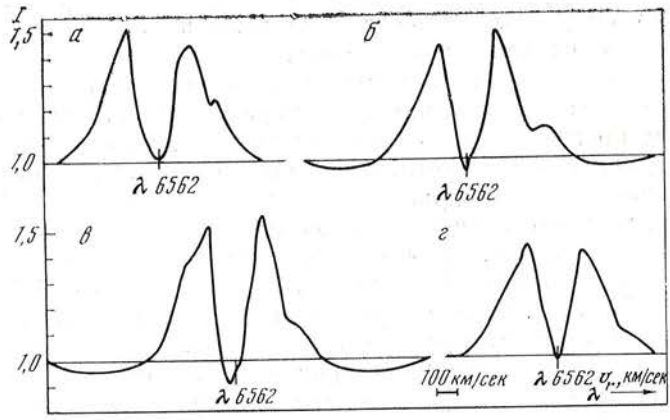
В спектральном интервале λλ 5700—6890 Å на фоне непрерывного спектра видна эмиссионная линия H_α и линии поглощения λ 5889,91 и λ 5895,92 NaI, которые являются межзвездными. Остановимся на рассмотрении линии H_α.

На рисунке нанесены контуры линии H_α по наблюдениям в фокусе Куде с дисперсией 12 Å/*мм*. По оси абсцисс отложена радиальная скорость, по оси ординат интенсивность линии в единицах непрерывного спектра. Фазы приведены согласно табл. 1.

Из рисунка видно, что эмиссионная линия H_α имеет сильное самопоглощение, доходящее до уровня непрерывного спектра или ниже его. Расстояние между эмиссионными компонентами около 300 *км/сек*, а ширина каждого из них порядка 450 *км/сек*. Из рассмотрения рисунка прежде всего можно отметить, что во все фазы наблюдений общий вид контура H_α сохраняется. Это позволяет сделать вывод, что эмиссия H_α образуется в оболочке, окружающей EM Cep.

Однако при более тщательном рассмотрении контуров можно заметить, что интенсивность эмиссий и глубина центральной абсорбции меняются. А именно, в фазах в минимуме блеска ($\varphi = 0^P,40$ и $0^P,46$) более интенсивен синий компонент, тогда как в максимуме ($\varphi = 0^P,22$ и $0^P,80$) бóльшую интенсивность имеет красный. Глубина центральной абсорбции больше в фазах $\varphi = 0^P,22$ и $0^P,80$ и меньше в $\varphi = 0^P,40$ и $0^P,46$. Кроме того, обращает на себя внимание тот факт, что на рис. *б* и *в* по обеим сторонам от яркой линии H_α расположены широкие мелкие линии поглощения. На регистрограммах *а* и *г* эти линии также присутствуют, но они значительно мельче можно сказать, на пределе точности проведения непрерывного спектра. Это, по-видимому, крылья линии поглощения H_α, возникающей в атмосфере звезды EM Cep (Sp B0,8). Ширина линии несколько больше 40 Å. К сожалению, мы не располагаем контуром H_α нормальной звезды раннего спектрального класса B, чтобы сравнить его ширину с шириной H_α EM Cep. Но наблюдение контура H_α нормальной звезды α Peg (Sp B8) показывает, что ширина H_α этой звезды составляет 80 Å [5]. Проводя качественное сравнение и помня о различии спектральных классов α Peg и EM Cep, мы можем считать, что ширина H_α EM Cep, равная 40 Å, вполне приемлема для звезды раннего спектрального класса B.

Следующими особенностями, которые обращают на себя внимание при рассмотрении рисунка, являются наличие асимметрии в крыльях эмиссии и заметный «выступ» в красном крыле. Видимо, эти факты можно интерпретировать как результат выброса материи из системы EM Cep. Выбросы



Контур линии H_α в разные даты наблюдений в 1975 г.

а — 18—19.VII; $\varphi = 0^P,40$; *б* — 22—23.VIII, $\varphi = 0^P,80$; *в* — 24—25.VIII, $\varphi = 0^P,22$; *г* — 25—26.VIII, $\varphi = 0^P,46$

явно носят нерегулярный характер, так как из рисунка видно, что в течение наших наблюдений интенсивность выступа изменилась.

Спектрограммы ЕМ Сер, полученные со СПЭМ и СП-72, показывают такую же форму контура H_α, как и куде-спектрограммы.

Мы располагали также несколькими спектрограммами ЕМ Сер в области H_α, полученными в 1971 г. с СП-72 ЗТШ. Качество спектрограмм не позволило фотометрировать район H_α, однако визуальное рассмотрение линии H_α дает возможность прийти к заключению, что контур H_α состоит из двух эмиссионных компонентов, разделенных широкой линией поглощения; картина такая же, что и в 1975 г.

На основании сказанного выше можно сделать вывод, что газовая оболочка, окружающая ЕМ Сер, достаточно устойчива.

Как уже отмечалось, снимки на СПЭМ производились через 1,5—2 *мин.* Сравнение спектров, полученных в каждую дату, между собой показывает, что как в форме контура H_α, так и во всем интервале спектра λλ 5700—6800 Å не наблюдалось быстрых изменений.

В табл. 2 приведены эквивалентные ширины W_λ и интенсивности I эмиссий и центрального поглощения. Видим, что W_λ от ночи к ночи меняется в пределах ошибок определения W_λ ($\sigma = 0{,}16$ Å), за исключением W_λ ($H_{\alpha,\text{погл}}$) 25—26.VIII.

Таблица 2

Дата	Фаза	W_λ, A°			I	
		$H_{\alpha,\text{ эмис}}^-$	$H_{\alpha,\text{ погл}}$	$H_{\alpha,\text{ эмис}}^+$	$H_{\alpha,\text{ эмис}}^-$	$H_{\alpha,\text{ эмис}}^+$
18—19.VII	$0^P,40$	2,09	1,88	2,26	1,52	1,34
22—23.VIII	0,80	1,90	1,80	2,07	1,44	1,49
24—25.VIII	0,22	2,14	2,08	2,11	1,52	1,56
25—26.VIII	0,46	1,91	1,34	1,90	1,44	1,40

Что касается изменения интенсивностей компонентов, то они, по-видимому, реальны, это хорошо видно также из рисунка.

3. Лучевые скорости

Была сделана попытка обнаружить зависимость между фазой затмения и лучевыми скоростями эмиссионных компонентов H_α по всем спектрам, полученным на куде-спектрографе.

Измерения выполнены с помощью микроскопа ИЗА-2 относительно линий неона спектра сравнения. При измерении эмиссионных компонентов H_α нить микрометра наводилась на максимум интенсивности линий. При измерении центрального поглощения нить наводилась на центр линии. Как было отмечено ранее, ширина компонентов составляет 300—450 *км/сек*, следовательно, точность измерения не могла быть достаточно высокой — она составляла ±15 *км/сек*. Точность измерения межзвездных линий значительно выше и составляет 3—5 *км/сек*. Данные измерений были обработаны на ЭВМ ЕС 1020. Полученные значения v_r, исправленные за эффект движения вокруг Солнца, представлены в табл. 3 в первых столбцах каждой даты. Во вторых столбцах приведены значения лучевых скоростей v_r центров тяжести эмиссионных компонентов, измеренных по регистрограммам относительно центрального поглощения, при этом предполагалось, что скорость последнего равна нулю.

Таблица 3

λ	v_r, *км/сек*							
	18—19. VII $0^P,40$		22—23. VIII $0^P,80$		24—25. VIII $0^P,22$		25—26. VIII $0^P,46$	
$H_{\alpha,\ эмис}$	—165	—229	—201	—212	—185	—208	—170	—238
$H_{\alpha,\ погл}$	—18	0	—21	0	—38	0	—18	0
$H_{\alpha,\ эмис}$	+143	+176	+110	+236	+118	+213	+136	+214
5889,95	—15		—16		—19		—18	
5895,92	—14		—17		—16		—18	

Результаты измерения лучевых скоростей следующие.

1. Лучевая скорость v_r межзвездных линий D_1 и D_2 Na I в среднем составляет — 16,5 *км/сек*.

2. Можно считать, что v_r центрального поглощения не менялось в течение времени, охватываемого нашими наблюдениями, т. е. в интервале порядка полутора месяцев.

3. Как синий, так и красный эмиссионные компоненты H_α в течение трех дней наблюдений в августе синхронно смещались в красную сторону спектра.

4. Изменение v_r центров тяжести эмиссий, по-видимому, связано с появлением нерегулярных выбросов материи из звезды, о чем свидетельствует форма эмиссионных компонентов.

4. Расстояние до EM Cep и межзвездное поглощение в направлении EM Cep

Согласно Аллену [6], по эквивалентным ширинам межзвездных линий D_1 и D_2 Na I или K Ca II можно определить расстояние до звезды. По четырем куде-спектрограммам нами получены $W_\lambda(D_1) = W_\lambda(D_2) = 0{,}62$ Å, что соответствует расстоянию $r(D_1, D_2) = 1{,}24$ *кпс*. Используя W (K Ca II) из [2], получаем r (K Ca II) = 1,46 *кпс*. Окончательно принимаем расстояние до EM Cep равным $r = 1{,}35$ *кпс*.

Определяя поглощение на единицу расстояния по цветовому избытку, который связан с эквивалентной шириной межзвездной полосы λ 4430 Å [6], мы вычислили межзвездное поглощение $A_V = 0^m{,}97$ в направлении

EM Cep. Ширина W (4430) взята из [2]. Использовав полученные значения r и A_V и $m_V = 7^m$, мы определили абсолютную визуальную величину M_V для EM Cep. Она оказалась равной $M_V = -4^m,6$, что хорошо согласуется с полученной нами ранее $M_V = -4^m,7$ по эквивалентным ширинам водородных линий [1].

Выводы

В результате изучения спектра EM Cep можно сделать следующие выводы.

1. Впервые у EM Cep получен контур эмиссионной линии H_α. Сильным самопоглощением, достигающим непрерывного спектра, линия H_α разделена на две отдельные компоненты. Отсюда следует, что эмиссионная линия образуется в оболочке, окружающей звезду. Наблюдения 1975 и 1971 гг. показывают, что оболочка достаточно устойчива.

2. Обнаружена асимметрия в крыльях эмиссии и заметный «выступ» интенсивности в красном крыле, причем интенсивность этого выступа менялась в течение наблюдений. Это позволило нам сделать вывод, что в системе EM Cep имеют место выбросы материи, которые носят нерегулярный характер и тем самым обусловливают нестационарные явления в оболочке.

3. Нерегулярными выбросами материи, по-видимому, можно объяснить нестабильность кривой блеска EM Cep. В связи с этим очень желательны параллельные наблюдения спектра и блеска EM Cep.

4. Были измерены лучевые скорости пиков эмиссионных компонент H_α. Оказалось, что на спектрограммах, полученных в три последовательные даты (22, 23, 25.VIII), эмиссионные компоненты смещались в красную сторону.

5. Изменение v_r центров тяжести эмиссионных компонентов, по-видимому, связано с появлением отдельных выбросов материи в EM Cep.

6. Спектры EM Cep, полученные с временным разрешением 2^m, не показывают быстрых изменений в форме контура H_α.

7. Изучение межзвездных линий D_1 и D_2 Na I в спектре EM Cep позволило определить:

а) расстояние до EM Cep $r = 1{,}35$ *кпс*;

б) поглощение в направлении EM Cep $A_V = 0^m,97$;

в) абсолютную визуальную величину $M_V = -4^m,6$;

г) лучевую скорость v_r (D_1, D_2) $= -16 \pm 3$ *км/сек*.

В заключение приношу благодарность А. А. Боярчуку за обсуждение результатов, К. К. Чуваеву и Н. И. Шаховской за получение спектров EM Cep на СПЭМ и СП-72 и Г. Н. Шараповой за помощь в обработке наблюдательного материала.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Рачковская Т. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, 168.
2. *Рачковская Т. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55.
3. *Рачковская Т. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 35.
4. *Plaskett J., Pearce J. A.* Victoria Publ., 1931, 5, N 1, 86.
5. *Рачковская Т. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 44.
6. *Allen C. W.* Astrophysical quantities. Univ. London, Athlone Press, 1963.
7. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я., Монин Г. А., Чуваев К. К.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 277.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ζ And В 1974 Г.

Т. С. Белякина, В. И. Бурнашев, В. М. Жилин

В июле—декабре 1974 г. выполнены фотоэлектрические, спектрофотометрические и спектральные наблюдения спектрально-двойной звезды ζ And,— возможного рентгеновского источника.

Уточнены период и амплитуда кривых блеска звезды ($P = 17^{d}.7695$; $\Delta V = 0^{m}.20$; $\Delta B = 0^{m}.22$; $\Delta U = 0^{m}.32$). Отмечены изменения формы кривой блеска. Наибольшие вариации наблюдаются на восходящей ветви вторичного максимума. Эффективная температура, полученная из распределения энергии в спектре, близка к 4400°. Не найдено эмиссионных линий в спектральных областях 3800—4400, 5700—6900, 8400—8700 Å за исключением H и K Ca II.

PHOTOMETRIC AND SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF SPECTRAL BINARY ζ And IN 1974, by *T. S. Belyakina, V. I. Burnashev, V. M. Zhilin.*— Photoelectric, spectrophotometric and spectral observations of the binary system ζ And, a possible X-ray source, were made during July — December 1974.

Period and amplitude of the photometric curves have been definied ($P = 17^{d}.7695$; $\Delta V = 0^{m}.20$; $\Delta B = 0^{m}.22$; $\Delta U = 0^{m}.32$). Instability of the form of light curve has been noted. Largest variations are connected with the ascending branch of the secondary maximum. The effective temperature derived from the energy distribution is about 4400°K. Emission lines have not been found in spectral regions 3800—4400, 5700—6900, 8400—8700Å, except H and K Ca II.

Спектрально-двойная звезда ζ And ($m_V = 4^{m}, 3$, K0) была заподозрена в качестве возможного оптического объекта, отождествляемого со слабым рентгеновским источником 3U0032 + 24 [1]. Блеск этой звезды, согласно фотоэлектрическим наблюдениям Стеббинса в 1920—1924 гг. [2], меняется с периодом $17^{d},8$ и амплитудой около $0^{m},1$ в полосе с $\lambda_{эф} = 4600$ Å.

В спектре ζ And видны линии лишь одного компонента. По маунтвилсоновской спектральной классификации это гигант G7 [2], по определению Роман — сверхгигант K0 II [3]. Для абсолютной величины также получены различные значения: $-1^{m},2$ [3] и $+0^{m},8$ [4]. Хоссак [5], выполнивший несколько позднее количественную спектральную классификацию ζ And по спектрограммам с дисперсией 33 Å/*мм*, получил спектральный класс в интервале G7,9 — K1,2 и абсолютную величину в пределах $+2^{m},4$ — $+3^{m},5$. Он же отметил аномальное усиление водородных линий в спектре ζ And, что при использовании водородных критериев классификации дает для звезды более ранний спектральный класс [5].

Эмиссия наблюдается лишь в линиях H и K Ca II [4].

Кривая лучевых скоростей, определенная по линиям и поглощения и излучения, хорошо согласуется со средней кривой блеска Стеббинса [4].

В июле—декабре 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории одновременно выполнены электрофотометрия, спектрофотометрия и спектрографирование ζ And.

Наблюдения

Фотоэлектрические оценки блеска ζ And в системе, близкой к *UBV*, получены на 20-*см* рефлекторе с фотоумножителем ФЭУ-79 без охлаждения. Дифференциальная привязка к системе *UBV* выполнена по звездам Гиад [6]. Получены следующие формулы связи между блеском и цветом в инструментальной фотометрической системе и системе *UBV*:

$$\Delta m_{ж} = \Delta V + 0{,}006\Delta(B-V), \pm 0{,}008$$

$$\Delta C_{сж} = 0{,}912\Delta(B-V), \pm 0{,}006$$

$$\Delta C_{сф} = 1{,}095\Delta(U-B), \pm 0{,}007$$

где $\Delta m_{ж}$ — разность блеска для желтого фильтра, а $\Delta C_{сж}$ и $\Delta C_{сф}$ — разности для сине-желтого и сине-фиолетового цветов.

Звездой сравнения при наблюдениях ζ And была η And ($V = 4^m.39$; $(B-V) = +0^m.95$; $(U-B) = +0^m.70$), а контрольной — χ Psc ($V = 4^m.65$; $(B-V) = +1^m.02$; $(U-B) = +0^m.82$). При обработке не учитывалось изменение экстинкции с цветом звезды, поскольку все три наблюдавшихся звезды имеют сходные цвета, как $(B-V)$, так и $(U-B)$.

Поскольку в спектре ζ And отсутствует значительная эмиссия, то это позволило перевести полученные фотоэлектрические оценки блеска и цветов в систему *UBV*.

Результаты электрофотометрических наблюдений даны в табл. 1 и на рис. 1. В табл. 1 в первом столбце приведен порядковый номер, во втором — юлианская дата, в третьем, четвертом и пятом — средние значения V, $(B-V)$, $(U-B)$ звезды за ночь, в шестом — число наблюдений, вошедших в среднее, в седьмом — фаза, соответствующая моменту наблюдения, в восьмом — порядковый номер периода. Следует отметить, что контрольная звезда во всех фильтрах слабее ζ And по крайней мере на $0^m.5$.

На рис. 1 представлены кривые блеска в системе *UBV*.

Как видим, все три кривые блеска подобны, но их амплитуды несколько отличаются: $\Delta V = 0^m.20$, $\Delta B = 0^m.22$, $\Delta U = 0^m.32$. 19—20.VIII 1974 г. на всех кривых отмечен всплеск с амплитудой около $0^m.1$.

Пользуясь данными Стеббинса для ζ And [2], а именно:

$$\min = 2420038^d.306 + 17^d.7673 \cdot E,$$

мы построили сводные кривые блеска. Оказалось, что главный минимум на наших кривых не совпадает с рассчитанным на основе элементов Стеббинса приблизительно на полтора дня. Это хорошо видно на рис. 2. Определив графически момент главного минимума по нашим наблюдениям и приняв начальную эпоху T_0 Стеббинса, мы получили новое значение периода ζ And, равное $17^d.7695$. Эта величина хорошо согласуется с полученной Греттоном по кривой лучевых скоростей $17^d,7692$ [4].

Абсолютная спектрофотометрия ζ And выполнена на 20-*см* рефлекторе в сочетании со спектрофотометром СФ-68 [7—9]. Получено 12 наблюдений в диапазоне 3500—7500 Å. Выходная щель спектрофотометра соответствовала $\Delta\lambda = 25$ Å. Учет атмосферной экстинкции и абсолютная калибровка проведены по методике В. Б. Никонова [10]. В качестве спектрофотометрического стандарта принята α Lyr [11].

Обработка наблюдений показала, что с фазой распределение энергии меняется мало. Поэтому на рис. 3 приведено распределение энергии в спектре ζ And для фазы 0,33 с соответствующими ошибками определения монохроматических потоков в разных спектральных участках.

Таблица 1

№ п/п	J.D. 2442000 +	V	$(B-V)$	$(U-B)$	n	Фаза	Номер периода
1	$249^{d},417$	$4^{m},05$	$+1^{m},12$	$+0^{m},91$	1	$0^{P},957$	I
2	254,486	4,11	1,08	0,86	2	0,242	II
3	256,431	4,04	1,12	0,92	2	0,352	
4	,522	4,08	1,08	0,90	1	0,357	
5	257,469	4,06	1,12	0,88	1	0,410	
6	259,486	4,12	1,08	0,84	1	0,524	
7	261,486	4,08	1,12	0,91	1	0,636	
8	,531	4,04	1,12	0,93	2	0,639	
9	262,465	4,03	1,09	0,94	1	0,691	
10	264,531	4,00	1,12	0,97	1	0,807	
11	268,476	4,12	1,12	0,95	2	0,029	III
12	,538	4,12	1,14	0,94	1	0,033	
13	269,489	4,07	1,17	0,92	1	0,086	
14	278,441	3,95	1,15	0,93	1	0,590	
15	279,375	3,92	1,11	0,88	1	0,643	
16	280,375	3,92	1,17	0,90	1	0,699	
17	281,448	4,05	1,10	0,89	2	0,760	
18	,455	4,04	1,12	0,94	1	0,760	
19	282,410	4,02	1,15	0,86	1	0,814	
20	283,424	4,09	1,15	0,90	3	0,871	
21	285,375	4,12	1,13	0,98	3	0,980	
22	286,376	4,14	1,08	0,94	3	0,037	IV
23	288,389	4,06	1,10	0,91	3	0,150	
24	292,389	4,05	1,12	0,93	2	0,375	
25	293,375	4,07	1,16	0,96	1	0,431	
26	294,364	4,08	1,12	0,91	3	0,486	
27	295,417	4,11	1,12	0,91	3	0,546	
28	297,375	4,05	1,12	0,91	2	0,656	
29	299,361	4,03	1,10	0,93	3	0,768	
30	300,420	4,02	1,10	0,91	3	0,827	
31	301,326	4,05	1,09	0,94	2	0,878	
32	,420	4,08	1,16	0,95	2	0,883	
33	302,437	4,10	1,15	0,95	3	0,941	
34	303,340	4,06	1,14	0,95	3	0,992	
35	305,392	4,08	1,11	0,91	3	0,107	V
36	307,361	4,01	1,09	0,94	3	0,218	
37	309,325	4,00	1,10	0,95	3	0,328	
38	310,361	4,04	1,12	0,96	2	0,387	
39	311,389	4,10	1,11	0,94	3	0,444	
40	312,403	4,11	1,10	0,95	3	0,502	
41	313,395	4,09	1,11	0,93	3	0,557	
42	314,375	4,06	1,14	0,92	3	0,612	
43	316,336	4,03	1,10	0,94	3	0,723	
44	317,351	4,04	1,10	0,94	3	0,780	
45	320,335	4,11	1,14	0,99	1	0,948	
46	321,354	4,12	1,11	0,97	3	0,005	VI
47	322,382	4,10	1,12	0,95	3	0,063	
48	323,365	4,04	1,11	0,93	3	0,118	
49	327,330	4,08	1,12	0,93	3	0,342	
50	328,313	4,08	1,11	0,96	3	0,397	
51	$330^{d},359$	$4^{m},10$	$+1^{m},13$	$+0^{m},94$	3	$0^{P},512$	

Таблица 1 (окончание)

№ п/п	J.D. 2442000 +	V	$(B-V)$	$(U-B)$	n	Фаза	Номер периода
52	331,358	4,10	1,12	0,91	3	0,568	
53	335,292	4,04	1,10	0,93	3	0,790	
54	336,322	4,06	1,10	0,93	3	0,848	
55	341,424	4,08	1,10	0,94	3	0,135	VII
56	343,281	4,05	1,10	0,91	3	0,239	
57	344,278	4,05	1,11	0,90	3	0,295	
58	345,302	4,08	1,11	0,93	3	0,353	
59	350,285	4,10	1,12	0,94	3	0,633	
60	364,260	4,08	1,13	0,92	3	0,420	VIII
61	367,267	4,09	1,12	0,89	3	0,589	
62	368,278	4,08	1,10	0,93	3	0,646	
63	369,257	4,06	1,11	0,91	3	0,701	
64	370,250	4,06	1,11	0,92	3	0,757	
65	371,247	4,06	1,12	0,92	3	0,813	
66	384,288	4,10	1,11	0,94	3	0,547	IX
67	387,192	4,05	1,11	0,94	3	0,710	

Сопоставление наших данных с распределениями энергии в спектрах звезд с известными спектральными классами и светимостями показывает, что ζ And похожа на звезду K1 III и ее эффективная температура близка к 4400° K.

Спектрофотометрические наблюдения позволили получить изменение излучения ζ And в узких монохроматических полосах. К сожалению, таких наблюдений немного и они неравномерно распределены по фазам.

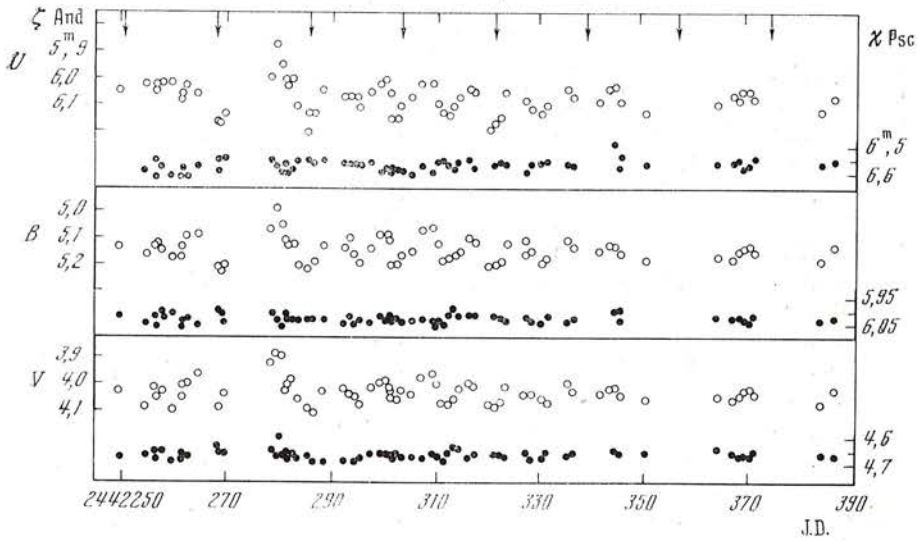
На рис. 4 представлены кривые блеска, построенные с уточненным выше значением периода по электрофотометрическим и по спектрофотометрическим наблюдениям. Три верхние кривые относятся к широкополосным наблюдениям, три нижние — сводные кривые блеска в монохроматических полосах. Здесь же приведены условные обозначения оценок блеска ζ And и соответствующие им порядковые номера периодов.

Сопоставление всех кривых показывает их сходство между собой. Обращает на себя внимание значительная дисперсия значений блеска, превышающая ошибки наблюдений. Анализ более многочисленных широкополосных наблюдений показал, что причиной является нестабильность кривой блеска от периода к периоду. Наибольшее искажение формы кривой видно во II, III и IV периодах. Следует отметить, что всплеск 19—20.VIII 1974 г. приходится на восходящую ветвь вторичного максимума III периода.

Таблица 2

Дата, 1974 г.	Дисперсия, Å/мм	Диапазон спектра, Å	Число спектров	Фаза
15—16.X	15	3800—4400	1	$0^{P}85$
18—19.X	15	3800—4400	1	0,02
7—8.XI	15	3800—4400	2	0,14
16—17.XI	15	3800—4400	2	0,64
1.XII	48	8400—8700	2	0,47 *
5.XII	37	5700—6900	2	0,71
5.XII	15	3800—4400	2	0,71

* Спектры получены сотрудником Крымской астрофизической обсерватории А. Г. Щербаковым.



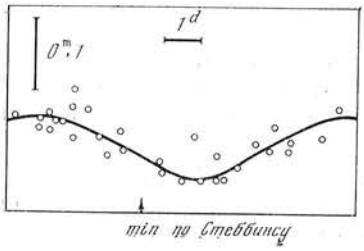
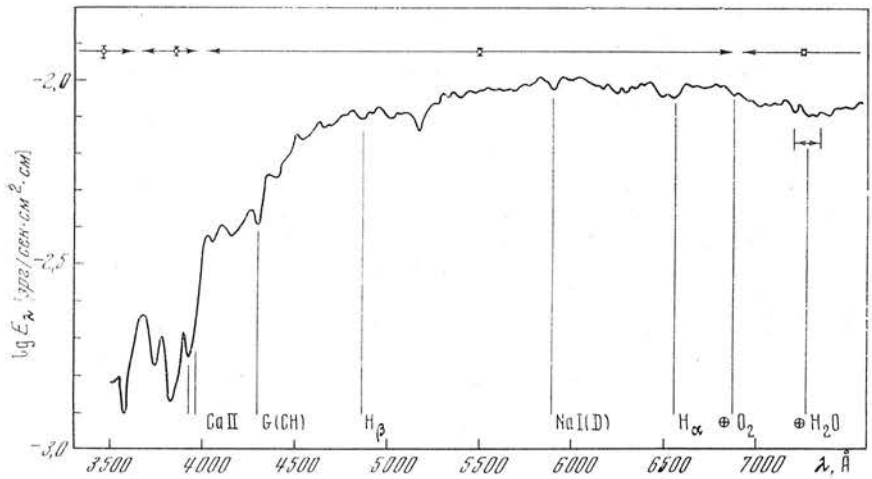


Рис. 1. Кривая блеска ζ And

Светлые кружки — наблюдения ζ And, темные — наблюдения χ Psc. Стрелками отмечены моменты главных минимумов

Рис. 2. Графическое определение момента главного минимума кривой блеска ζ And в 1974 г.

Рис. 3. Распределение энергии в спектре ζ And



Спектральные наблюдения ζ And выполнены на дифракционном спектрографе 20-*см* рефлектора.

В табл. 2 приведена сводка полученных спектров.

Обработка наблюдательного материала показала, что эмиссия видна только в линиях H и K Ca II и что эти линии с фазой не меняются. На рис. 5 показаны контуры линий H и K Ca II для 16—17.XI 1974 г.

Измеренное доплеровское смещение всех линий, и абсорбционных и эмиссионных, на полученных нами спектрах ζ And хорошо согласуется с кривой лучевых скоростей, данной Грэттоном [4], и обусловлено орбитальным движением видимого компонента.

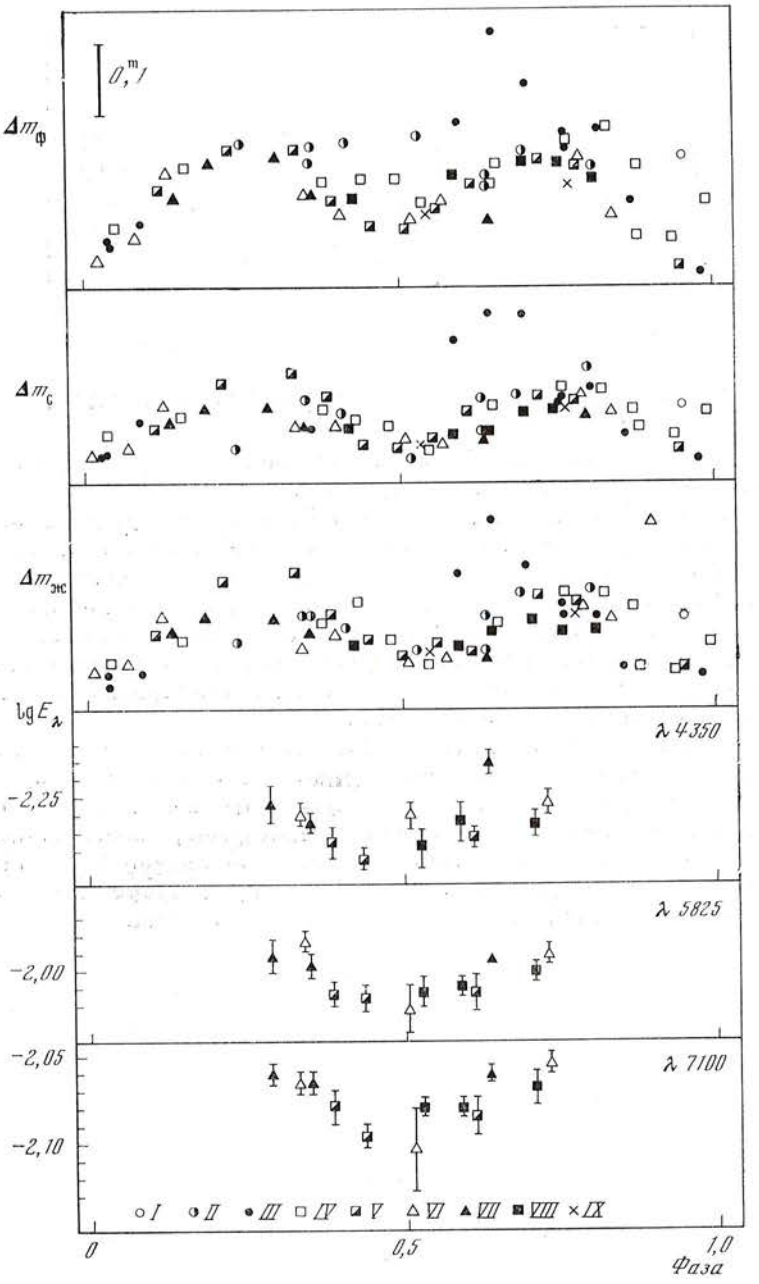


Рис. 4. Сводные кривые блеска ζ And

Различные значки соответствуют оценкам блеска переменной в разные периоды

Обсуждение результатов

На рис. 6 представлены кривые блеска ζ And, определенные по данным Стеббинса [2], по нашим широкополосным наблюдениям, и кривая лучевых скоростей по Грэттону]4].

Прежде всего, рис. 6 показывает, что все кривые блеска хорошо согласуются между собой и с кривой лучевых скоростей. Отсюда следует, что за 50 лет система ζ And не претерпела значительных изменений. Кривые блеска несколько асимметричны. По мере перехода в длинноволновую область спектра первичный максимум становится более плоским. Основ-

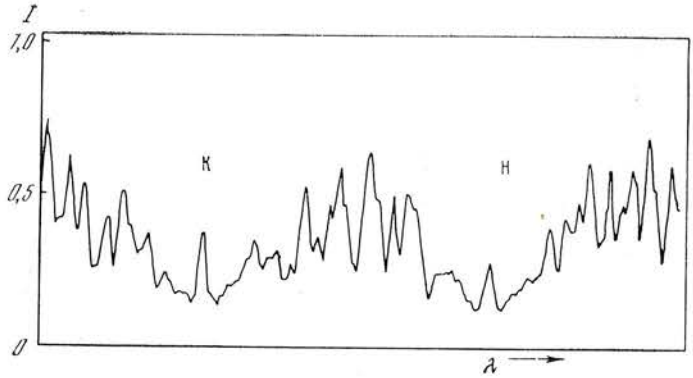


Рис. 5. Контуры линий H и K Ca II ζ And 16—17.XI 1974 г.

ная нестабильность на кривой блеска связана, по-видимому, со вторичным минимумом и вторичным максимумом.

В свое время Стеббинс [2], а затем и Грэттон [4] предположили, что изменение блеска ζ And связано с орбитальным движением видимого компонента, деформированного в результате действия приливных сил. Грэттон сделал количественную оценку этого эффекта, применив теорему Цейпеля и предположив, что главный компонент заполняет полость Роша. Согласно теореме Цейпеля в случае полного перемешивания излучение звезды в данной точке ее поверхности пропорционально величине ускорения силы тяжести в этой точке.

Мы повторили эти вычисления для нескольких эффективных длин волн, в которых велись наши наблюдения, поскольку Грэттон использовал лишь кривую блеска, полученную Стеббинсом ($\lambda_{эф} = 4600$ Å). Расчет глубин первичного и вторичного минимумов, обозначаемых соответственно Δm_1 и Δm_2, был выполнен для температур $T_1 = 4380$ °K и $T_2 = 4000$ °K. Температура T_1 взята по Грэттону и близка к эффективной температуре, определенной из распределения энергии.

Таблица 3

λ, Å	$T_1 = 4380°$ K		$T_2 = 4000°$ K	
	Δm_1	Δm_2	Δm_1	Δm_2
3600	$+0^m,16$	$+0^m,09$	$+0^m,17$	$+0^m,10$
4250	+0,13	+0,08		
5300	+0,10	+0,06		
7025	+0,08	+0,05	+0,08	+0,05

Как видим из табл. 3, изменение температуры на 400° лишь незначительно меняет величины Δm_1 и Δm_2.

Итак, вычисленные глубины минимумов хорошо совпадают с наблюденными, что может свидетельствовать о реальности исходных предположений, т. е., что главный компонент заполняет полость Роша и к нему применима теорема Цейпеля.

В настоящее время достаточно хорошо изучены специфические явления, возникающие в оптической области спектра спектрально-двойных систем, компонентами которых являются сильные рентгеновские источники. Основной признак — появление значительной ультрафиолетовой эмиссии и эмиссионных линий с высоким потенциалом возбуждения. Эти линии достигают максимальной интенсивности в фазах 0,25 и 0,75 [12].

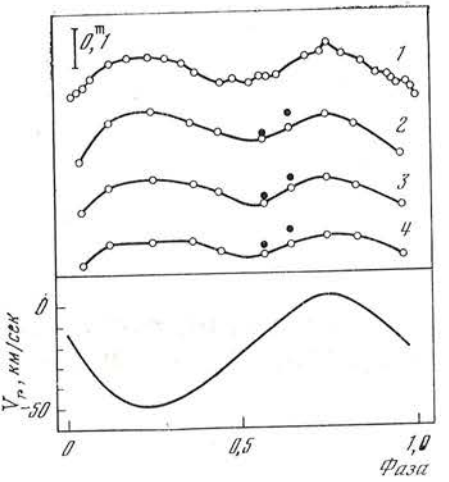


Рис. 6. Средние кривые блеска ζ And по данным Стеббинса (*1*), в полосах *V* (*2*), *B* (*3*), *U* (*4*) и кривая лучевых скоростей Грэттона

Темные кружки на кривых *2*, *3*, *4* соответствуют средним значениям блеска с учетом всплеска 19—20.VIII 1974 г.

Во время наших наблюдений ничего похожего замечено не было, возможно по причине большой слабости рентгеновского источника 3U 0032 + 24. Поэтому вопрос об отождествлении рентгеновского источника 3U 0032 + 24 с ζ And пока остается открытым. Чтобы ответить на него, надо провести детальные фотометрические и спектральные наблюдения ζ And и особенно в фазах, соответствующих вторичному минимуму и вторичному максимуму.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В. Б. Никонова за полезное обсуждение статьи, А. Г. Щербакова за предоставление наблюдательных данных, Б. А. Бурнашеву и Г. А. Лактионову за помощь в обработке спектрометрических наблюдений, Н. В. Киселеву, Н. Н. Петрову, Л. И. Филатову и Г. Н. Шарапову за помощь в оформлении статьи.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Kondo Y.* Inform. Bull. Var. Stars, 1974, N 873.
2. *Stebbins J.* Publ. Washburn Observ., 1928, **15**, 29.
3. *Roman N.* Astrophys. J., 1952, **116**, 122.
4. *Gratton L.* McDonald Contrib., 1950, N 185.
5. *Hossack W. R.* Astrophys. J., 1954, **119**, 613.
6. *Johnson H. L.*, *Knuckles C. F.* Astrophys. J., 1955, **122**, 209.
7. *Камионко А. А.*, *Корепанов В. С.*, *Новопашенный В. Б.*, *Чистяков Ю. Н.*, *Шипулин Ю. А.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 162.
8. *Кульчицкий А. П.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 170.
9. *Бурнашев В. И.*, *Петров П. П.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 176.
10. *Никонов В. Б.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **54**, 3.
11. *Терещенко В. М.*, *Харитонов А. В.* «Исследование распределения энергии в спектрах 109 звезд в абсолютных единицах». Алма-Ата, «Наука», 1972.
12. *Сюняев Р. А.*, *Шакура Н. И.* В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция. М., «Наука», 1974, с. 246.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

СРАВНЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ РАДИУСОВ ЗВЕЗД ТИПА BY Dra И ЗВЕЗД КЛАССА СВЕТИМОСТИ V

П. Ф. Чугайнов

По фотометрическим данным найдено, что радиусы звезд типа BY Dra в среднем в 1,5 раза больше, чем у неэмиссионных звезд класса светимости V. Этот результат подтверждает ранее полученные данные [4], что звезды типа BY Dra имеют сравнительно молодой возраст.

THE COMPARISON OF PHOTOMETRIC RADII OF BY DRA-TYPE STARS AND STARS OF THE LUMINOSITY CLASS V, by *P. F. Chugainov*. It is found from the photometric data that the radii of BY Dra-type stars are, on the average, 1.5 times greater than ones of non-emission stars of the luminosity class V. This result confirms the evidences obtained earlier [4] that BY Dra-type stars have a comparatively young age.

Звезды типа BY Dra — особый вид переменных звезд, обладающих периодическими изменениями блеска и вспышечной активностью [1, 2]. Спектральные типы этих звезд заключены в пределах от G8 до M4 [3]. Обнаружение у некоторых из звезд типа BY Dra высокого содержания лития, быстрого осевого вращения и сильной эмиссии Ca II привело нас к заключению, что возраст звезд типа BY Dra промежуточный между возрастом самых молодых (типа T Tau) и старых звезд (Солнце) [4]. С помощью спектральной классификации в [4] было также показано, что светимости некоторых звезд типа BY Dra несколько выше, чем у звезд класса светимости V. Это позволяет считать звезды типа BY Dra отличающимися от звезд главной последовательности, в частности, тем, что их радиусы систематически больше. Однако поскольку вывод о повышенной светимости был сделан на основании изучения всего лишь трех звезд, то представляет интерес проверить его с помощью разработанной в настоящее время методики [5], позволяющей по фотоэлектрическим многоцветным наблюдениям довольно точно определять болометрические величины, эффективные температуры и радиусы звезд.

1. Методика и результаты

Для того чтобы определить фотометрический радиус R, необходимо знать эффективную температуру звезды T_e и ее абсолютную болометрическую величину M_b. Эти величины связаны соотношением

$$M_b = -5 \lg R - 10 \lg T_e + \text{const}.$$

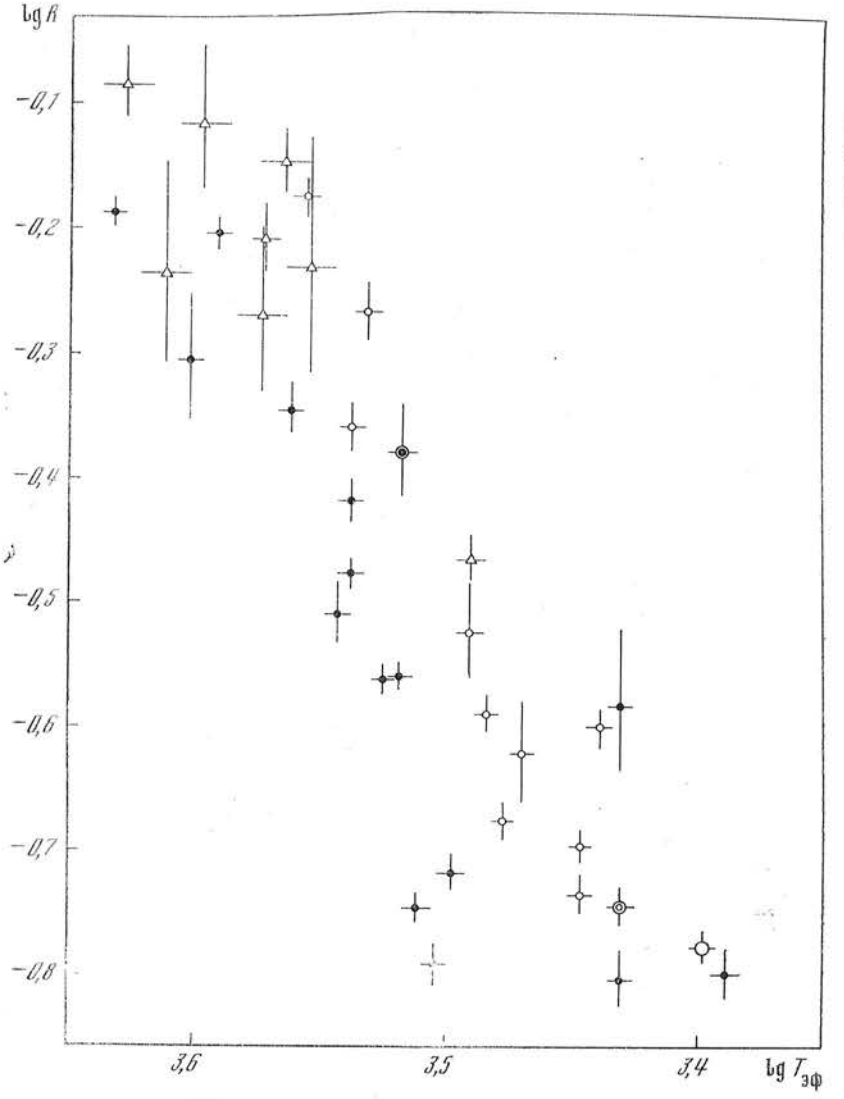
Болометрические абсолютные величины и эффективные температуры 32 карликовых звезд спектральных типов K6 — M5 определены недавно Видером [6] по фотоэлектрическим наблюдениям в интервале от 0,36 до 3,4 *мкм*. Две из них, YY Gem и YZ CMi, — известные переменные звезды типа BY Dra. Кроме того, Видером были получены фотоэлектри-

ческие наблюдения в инфракрасной области еще для двух звезд этого типа: FF And и BY Dra.

Ошибки определенных Видером абсолютных болометрических величин неодинаковы для разных звезд; они зависят в основном от точности определения параллакса звезды. Напротив, эффективные температуры найдены Видером с примерно одинаковыми для каждой из звезд погрешностями, составляющими около 100°.

Бопп и др. [7] произвели фотометрирование 12 звезд спектральных классов dK5 — dM4,5 в системе, включающей шесть полос с эффективными длинами волн от 2,3 до 11,4 *мкм*. По этим наблюдениям были определены эффективные температуры и фотометрические радиусы 8 звезд, две из которых, YY Gem и BY Dra, принадлежат к типу BY Dra [7].

Представляет интерес провести сравнение радиусов переменных типа BY Dra и постоянных звезд класса светимости V соответствующих температур не только по данным [6, 7], но и по всем другим известным данным



Зависимость между эффективными температурами и радиусами звезд

Треугольники — звезды типа BY Dra, кружки — эмиссионные звезды (двойные кружки — случаи совпадения двух кружков), точки — неэмиссионные звезды

о выявленных к настоящему времени переменных этого типа. Таким образом, здесь будут рассмотрены следующие восемь звезд: FF And, Глизе 182, YY Gem, YZ CMi, EQ Vir, BY Dra, AU Mic и Глизе 879. Сведения о принадлежности этих звезд к типу BY Dra содержатся в [1, 2, 8—11]. Фотометрические данные для вычисления их радиусов и эффективных температур взяты из [6, 7, 12, 13].

Эффективные температуры и болометрические абсолютные величины YY Gem и YZ CMi приняты согласно [6]. Для остальных шести звезд эффективные температуры найдены по показателям цвета $(V-K)$ и $(R-I)$ с использованием следующих зависимостей:

$$\lg T_e = \underset{\pm 0{,}0012}{-0{,}0488}\,(V-K) + \underset{\pm 0{,}006}{3{,}755},$$

$$\lg T_e = \underset{\pm 0{,}005}{-0{,}123}\,(R-I) + \underset{\pm 0{,}009}{3{,}702}.$$

Обе зависимости соответствуют шкале эффективных температур [6]. Средняя квадратичная ошибка в $\lg T_e$, вычисленных по этим зависимостям, может достигать $\pm 0{,}01$. Аналогично, болометрические абсолютные величины остальных шести звезд были найдены по абсолютным величинам M_K или M_I с добавлением болометрических поправок, зависящих от $(V-K)$ и $(R-I)$. Зависимости болометрических поправок от показателей цвета определены нами по данным [6].

На рисунке сопоставлены эффективные температуры и радиусы 8 звезд типа BY Dra и 30 постоянных звезд. Для двойных звезд показано положение более яркого компонента или одного из компонентов, если известно, что оба компонента имеют одинаковый блеск. Горизонтальными и вертикальными черточками обозначены средние квадратичные ошибки $\lg T_e$ и $\lg R$. Погрешности для радиусов зависят в основном от ошибок определения параллаксов.

2. Обсуждение результатов

Из рисунка видно, что радиусы переменных типа BY Dra систематически больше, чем у постоянных неэмиссионных звезд соответствующих спектральных типов. Для определения разницы в $\lg R$ были найдены способом наименьших квадратов зависимости $\lg R$ от $\lg T_e$ отдельно для переменных и для постоянных неэмиссионных звезд. В результате было определено, что радиусы звезд типа BY Dra в среднем в 1,5 раза больше. Можно с достаточной уверенностью утверждать, что это различие реальное, а не вызванное ошибками наблюдений.

В связи с этим отметим, что согласно недавним исследованиям [14, 15] радиусы звезд типа T Tau приблизительно в 3—5 раз больше, чем у соответствующих звезд главной последовательности. Звезды типа BY Dra, как показывает наше исследование, сходны в этом отношении со звездами типа T Tau. Известно, что звезды типа T Tau имеют массы порядка 1—2 солнечных масс, и поэтому наиболее массивные из них в процессе эволюции не могут быть связаны со звездами типа BY Dra, имеющими массы от одной солнечной массы и меньше. Однако те из звезд типа T Tau, масса которых равна солнечной массе, и родственные им молодые объекты с массами меньше солнечной могут быть предшественниками звезд типа BY Dra. Таким образом, полученные нами результаты подтверждают вывод, сделанный в [4], что по возрасту звезды типа BY Dra занимают промежуточное положение между звездами типа T Tau и старыми звездами класса светимости V.

Автор благодарен А. А. Боярчуку за критические замечания.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Чугайнов П. Ф.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **48**, 3.
2. *Чугайнов П. Ф.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **52**, 3.
3. *Чугайнов П. Ф.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **54**, 89.
4. *Чугайнов П. Ф.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **55**, 85.
5. *Greenstein J. L.*, *Neugebauer G.*, *Becklin E. E.* Astrophys. J., 1970, **161**, 519.
6. *Veeder G. J.* Astron. J., 1974, **79**, 1056.
7. *Bopp B. W.*, *Gehrz R. D.*, *Hackwell J. A.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, **86**, 989.
8. *Torres C. A. O.* Частное сообщение, 1974.
9. *Bopp B. W.* Astrophys. J., 1974, **193**, 389.
10. *Ferraz Mello S.*, *Torres C. A. O.* Inform. Bull. Var. Stars, 1971, N 577.
11. *Torres C. A. O.*, *Ferraz Mello S.*, *Quast G. R.* Astrophys. Letters, 1972, **11**, 13.
12. *Eggen O. J.* Astrophys. J. Suppl., 1968, **16**, N 142.
13. *Kron G. E.*, *Gascoigne S. C. B.*, *White H. S.* Astron. J., 1957, **62**, 205.
14. *Dumont S.*, *Heidmann N.*, *Kuhi L. V.*, *Thomas R. N.* Astron. and Astrophys., 1973, **29**, 199.
15. *Петров П. П.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **54**, 69.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА Cyg X-2

В. В. Прокофьева, Г. Е. Ерлексова, О. П. Голландский, А. Н. Абраменко

Телевизионные снимки области Cyg X-2 были получены в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 0,5-метровом менисковом телескопе в цветовой системе, близкой к *B*. В течение двух ночей было получено около тысячи снимков, обеспечивающих временнóе разрешение до 0,3 *мин*. Общее время слежения за объектом составило около 6 часов.

Результаты фотометрирования телевизионных снимков с надежностью 99,9% показали наличие «спокойных» и «активных» состояний объекта. Во время «активных» состояний происходят изменения блеска объекта примерно на $0^m_{,}1$ в промежутке времени около минуты и на несколько десятых звездной величины в промежутке времени в десятки минут. Во время «спокойных» состояний изменения блеска объекта находятся ниже порога регистрации их телевизионной аппаратурой ($\sigma \pm 0^m_{,}06$).

TV-OBSERVATIONS OF THE X-RAY SOURCE CYG X-2, by *V. V. Prokof'eva, G. E. Yerlexova, O. P. Gollandsky, A. N. Abramenko.* — TV-pictures of the Cyg X-2 region have been taken at the Crimean Astrophysical Observatory of the USSR Academy of Sciences with the 0,5-meter meniscus telescope, the colour system being close to the *B* one. About thousand pictures with the time resolution down to 0.3 min were taken during two nights. The whole observation time was about six hours.

Photometric analysis of these observations revealed the existence (with the confidence level of 99,9%) of «quiet» and «active» states of the optical counterpart of Cyg X-2. During «active» states the brightness variations of the star are about 0.1 mag. in the one-minute time scale and several tenths of mag. in the time scale of several tens of minutes. During «quiet» states eventual brightness variations are below the sensibility threshold of the TV-apparatus ($\pm 0^m_{,}06$).

1. Аппаратура

Наблюдения Cyg X-2 были выполнены на телевизионной установке Крымской астрофизической обсерватории [1]. Передающая телевизионная камера устанавливалась в фокусе куде полуметрового телескопа МТМ-500 на специальной каретке, вращающейся по часовому углу совместно с телескопом. В качестве приемника света использовалась передающая телевизионная трубка ЛИ-217, представляющая собой сочленение высокочувствительного суперортикона с одним каскадом электронно-оптического преобразователя [2]. Трубка имеет мультищелочной входной фотокатод. Комбинация светофильтров СС-5, СЗС-21 (толщиной по 2 *мм*) и ЖС-10 (толщина 3 *мм*) обеспечивала цветовую систему, близкую к фотометрической системе *B*.

Изображение звездного поля фотографировалось с экрана кинескопа на 35-миллиметровую фотопленку КН-2. Рабочее поле зрения составляло около 10′.

Квантовая эффективность аппаратуры в реальных условиях наблюдений была нами определена по оценкам точности фотометрирования снимков. Для этого была найдена величина обобщенного квантового выхода ($D.Q.E.$) $\varepsilon_{об}$ согласно выражению

$$\varepsilon_{об} = \psi^2_{вых}/\psi^2_{вх},$$

где $\psi_{вх}$ и $\psi_{вых}$ — величины отношения сигнал/шум на входе и выходе телевизионной системы.

Для определения $\psi_{вых}$ было промерено на микрофотометре МФ-2 около 50 снимков области рентгеновского источника. Найденная средняя квадратичная ошибка одного измерения разности блеска двух звезд дала относительную точность измерений светового потока, а следовательно, и отношение сигнал/шум $\psi_{вых}$.

Величина $\psi_{вх}$ была рассчитана теоретически. Для этого был вычислен квантовый поток N_B от звезд с известным блеском, падающий на входной фотокатод телевизионной системы за время экспозиции t в области спектральной чувствительности кривой реакции фотометрической системы B:

$$N_B = \frac{\pi D^2}{4} \cdot 10^{-0,4 m_B} t \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} p(\lambda), Q(\lambda), N_0(s, \lambda)\, d\lambda.$$

Здесь D — диаметр телескопа, $p(\lambda)$ — спектральная прозрачность земной атмосферы, $Q(\lambda)$ — спектральное пропускание оптики телескопа, $N_0(s, \lambda)$ — фотонная освещенность вне земной атмосферы, создаваемая звездой нулевой величины. Зависимость $N_0(s, \lambda)$ от спектрального класса и длины волны хорошо известна [2, 3]. Найденное значение N_B является полезным сигналом. Величина шума на входе аппаратуры оценивалась по выражению

$$\sqrt{2(N_B + 2N_ф)},$$

справедливому для случая определения разности блеска двух звезд, где $N_ф$ — число квантов излучения фона неба, падающих на площадку фотокатода, равную размеру изображения звезды (диаметр 0,1 *мм*). Отношение сигнал/шум $\psi_{вх}$ определялось из выражения

$$\psi_{вх} = \frac{N_B}{\sqrt{2(N_B + 2N_ф)}}.$$

Значение обобщенного квантового выхода для наблюдений, выполненных со временем экспозиции 16 *сек*, оказалось равным 0,045. Поскольку квантовый выход фотокатода в синей области спектра можно принять равным 0,2, эффективность телевизионной аппаратуры получается равной 0,2 от квантовой эффективности входного фотокатода, т. е. полезно используется около 20% фотоэлектронов. Отметим, что полученное значение $\varepsilon_{об}$ хорошо согласуется со сделанными ранее оценками обобщенного квантового выхода этой установки [4].

Высокая квантовая эффективность использовавшейся аппаратуры и хорошая внутренняя фотометрическая точность, получаемая с ее помощью, показывают, что телевизионный метод позволяет проводить исследования быстрых изменений излучения звезд с блеском около 15^m с использованием небольшого телескопа.

Задача исследования нерегулярных изменений блеска оптических компонентов рентгеновских объектов требует получения достаточно большого наблюдательного материала, пригодного для статистической обработки. Фотометрирование этих снимков на микрофотометре требует большого количества времени. Поэтому представляет интерес использование метода глазомерных оценок блеска звезд.

2. Методика глазомерных оценок блеска звезд по телевизионным снимкам

Метод глазомерных оценок уже был ранее опробован для обработки телевизионных снимков [5, 6]. Было показано, что средняя квадратичная ошибка одной оценки по одному снимку составляет $\pm 0^m.08$. Авторы [5] отмечали, что глазомерные оценки блеска звезд по телевизионным снимкам производить легче, чем по обычным астрофотонегативам. Это вызвано, по-видимому, большей контрастностью телевизионных снимков и использованием мелкозернистых фотоэмульсий для их получения.

Область применения глазомерных оценок довольно узка: метод пригоден лишь для обработки наблюдений переменных звезд. Его преимуществом перед обычной фотометрией (с применением фотометра с постоянной или ирисовой диафрагмой) является существенная экономия времени. Практика показывает, что время обработки получаемого материала сокращается в несколько десятков раз и делается вполне соизмеримым со временем, затрачиваемым на наблюдения. Это особенно важно при телевизионной фотометрии переменных звезд, когда за одну ночь получают несколько сот снимков области переменной.

Использование метода глазомерных оценок правомерно в случае выполнения следующих условий.

1. Телевизионные снимки области исследуемого объекта должны быть получены в одной из известных фотометрических систем, что достигается применением соответствующих светофильтров.

2. В окрестностях исследуемой звезды в поле зрения телевизионной установки должен находиться фотометрический стандарт, содержащий около десяти звезд на интервал изменения их блеска в одну звездную величину.

3. Оценки блеска переменной делаются интерполяционно-степенным методом Нейланда — Блажко [7] таким же образом, как при фотографических наблюдениях. Желательно, чтобы разница блеска используемых звезд была не более $0^m.3$. Большое количество стандартных звезд позволяет на каждом снимке делать по две оценки блеска переменной между двумя парами различных звезд и определять блеск переменной как среднее значение из двух оценок.

4. Для больших рядов снимков, полученных в одинаковых условиях, можно делать по одной интерполяционной оценке для каждого из них, меняя стандартные звезды соответственно изменению блеска переменной. Затем все звезды сравнения связываются в один степенной ряд, и строится единая калибровочная кривая, по которой величина степени переводится в звездные величины.

5. Блеск стандартных звезд и переменной должен быть освобожден от влияния ошибки поля телевизионной системы.

Ошибка поля обычно определяется по снимкам специального фотометрического теста, содержащего около 150 точечных изображений [8], или по снимкам скоплений.

Для больших рядов снимков, когда в течение одной ночи изображения звезд проектируются на одни и те же участки фотокатода, ошибка поля может быть найдена по этим же снимкам для ряда звезд, используемых для глазомерных оценок. Для этого все звезды с известным блеском, имеющиеся в поле зрения, фотометрируются на микрофотометре на нескольких снимках, а результаты измерения плотности почернения усредняются по всем обработанным снимкам, чтобы снизить случайные ошибки измерений. Строится средняя калибровочная кривая, и отклонения от нее точек, соответствующих избранным звездам, определяют для них ошибку поля.

3. Наблюдения и их фотометрическая обработка

Ряд телевизионных снимков области рентгеновского источника Cyg X-2 были получены на телескопе МТМ-500 осенью 1974 г. Ставилась задача исследования характера переменности блеска объекта в шкале времени от нескольких десятков секунд до нескольких часов. Данные для двух обсуждаемых серий наблюдений приведены ниже.

	15.XI	19.XI
Длительность наблюдений	3^h06^m	3^h20^m
Число снимков	597	345
Время экспозиции	16 *сек*	32 *сек*

Обработка снимков проводилась методом глазомерных оценок блеска исследуемой звезды и контрольной относительно звезд поля.

Поскольку в поле зрения телевизионной системы в окрестности Cyg X-2 не было достаточного количества звезд с известной яркостью, пришлось провести специальные наблюдения для определения блеска 31 звезды в фотометрической системе B и V. В течение нескольких ночей были получены снимки области Cyg X-2 с фотометрической привязкой к скоплению NGC 188. Фотометрическая обработка этих снимков, проведенная на микрофотометре с постоянной диафрагмой, позволила получить в инструментальной фотометрической системе, близкой к системам B и V, звездные величины избранных нами звезд. С помощью известных фотоэлектрических величин B и V для пяти звезд в области Cyg X-2 инструментальная фотометрическая система была приведена к системе B. Для этого использовалось найденное нами выражение

$$B = \text{const} + 0{,}82\,(m_B)_{\text{TV}} - 0{,}1\,(m_B - m_V)_{\text{TV}}.$$

Его правильность была подтверждена полученными позже измерениями блеска двух слабых звезд в системах B и V, сделанными В. М. Лютым по нашей просьбе. На рис. 1 приведено сопоставление данных телевизионной

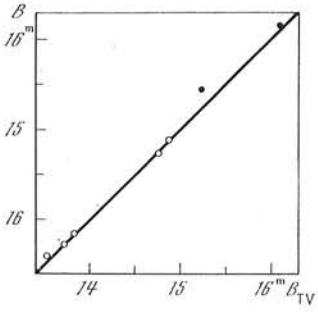


Рис. 1. Сравнение результатов телевизионной фотометрии звезд в окрестности Cyg X-2 с данными фотоэлектрических измерений

Светлые кружки — данные для звезд, по которым были связаны фотометрические системы, темные — данные для слабых звезд, измеренных В. Лютым

фотометрии для семи звезд с данными фотоэлектрических измерений В. М. Лютого. Звездные величины шести звезд совпадают с точностью до нескольких сотых звездной величины. Блеск одной из звезд различается на $0^m.22$. Однако эта звезда располагалась на самом краю поля телевизионной системы и занижение ее яркости, по-видимому, было вызвано виньетированием.

При получении звездных величин Cyg X-2 учет ошибки поля проводился с точностью до $0^m.1$. Вследствие этого могло возникнуть небольшое отличие нульпункта нашей системы звездных величин от системы B.

Сравнение результатов телевизионных наблюдений Cyg X-2 с одновременными измерениями блеска этого объекта, сделанными В. М. Лютым на электрофотометре, показало различие нуль-пункта систем на $0^m.07$. Эта поправка была внесена во все наши наблюдения.

Оценки блеска объекта Cyg X-2 делались на каждом снимке. Блеск контрольной звезды оценивался на каждом десятом снимке и иногда выборочно на каждом снимке. Всего было сделано 70 оценок блеска контрольной для 15.XI и 77 — для 19.XI. В течение обеих серий наблюдений блеск контрольной звезды был постоянен. Среднее квадратичное уклонение единичной оценки от среднего значения составило $0^m.058$ и $0^m.055$ для серий снимков от 15 и 19.XI соответственно. Точность их определения σ_σ равна $\pm 0^m.004$.

4. Результаты

Гистограммы всех сделанных нами оценок блеска объекта приведены на рис. 2. Вид гистограмм указывает на наличие изменений яркости оптического компонента рентгеновского источника.

Результаты наблюдений объекта Cyg X-2 в виде средних кривых для каждого дня наблюдений приведены на рис. 3. Поскольку каждая точка является результатом усреднения пяти измерений блеска объекта, среднее квадратичное уклонение ее составляет $\pm 0^m.03$. Из графиков видно, что излучение объекта нерегулярно изменяется в промежутке времени около нескольких минут с амплитудой около $0^m.1$ и в промежутке времени в десятки минут с амплитудой в несколько десятых звездной величины. Наличие нерегулярных изменений яркости Cyg X-2 известно [9—11], и наши телевизионные наблюдения подтверждают их присутствие.

Рассмотрение средних кривых блеска на рис. 3, а также и детальных кривых, построенных по отдельным измерениям, позволило выделить три временны́х интервала, в течение которых блеск объекта не менялся, а разброс отдельных измерений был обусловлен лишь аппаратурными ошибками. Эти интервалы отмечены на рис. 3 горизонтальными штриховыми линиями. Внутри трех интервалов содержится по 80, 50 и 100 измерений блеска, сделанных подряд, и эти интервалы можно рассматривать как отдельные статистические ансамбли.

Временны́е интервалы, когда разброс отдельных измерений обусловлен лишь аппаратурными погрешностями, мы назвали периодами относительно «спокойного» поведения объекта, а интервалы времени, в течение которых среднее квадратичное уклонение отдельных измерений значительно превышает аппаратурные ошибки,— периодами «активного» состояния объекта. Согласно критерию Фишера надежность установления наличия «спокойных» и «активных» состояний звезды составляет 99,9 % для каждой даты наблюдений.

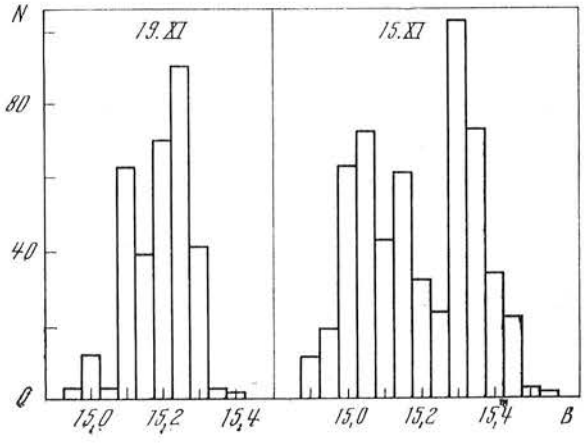
Для обоих рядов наблюдений был проведен автокорреляционный анализ результатов измерений блеска Cyg X-2 на ЭВМ ЕС-1020. Полученные автокорреляционные функции приведены на рис. 4. Функции быстро убывают, и уже при корреляционном сдвиге $\tau = 2$ их значение становится меньше 0,2. При $\tau > 2$ только отдельные точки выходят за пределы 2σ. Заметен также волнообразный ход функций, в котором можно выделить некоторые гармоники. Например, для ряда наблюдений 15.XI гармоники с периодом 1,2 *мин* выделяются в нескольких местах с надежностью 95% (отклонение от нуля более чем на 2σ). Применение автокорреляционного анализа к самой автокорреляционной функции для этой даты показало, что амплитудные значения гармоник с этим периодом доходят до 3σ. Рассмотрение детальной кривой блеска от 15.XI показало, что квазипериодические колебания с периодом около 1,2 *мин* можно было проследить на кривой блеска в течение 25 *мин* почти в самом конце наблюдений.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Подтверждено наличие изменений блеска объекта в промежутке времени около одной минуты.

2. Показана возможность существования относительно «спокойных» и «активных» состояний объекта с надежностью 99,9%.

Рис. 2. Гистограммы измерений блеска Cyg X-2



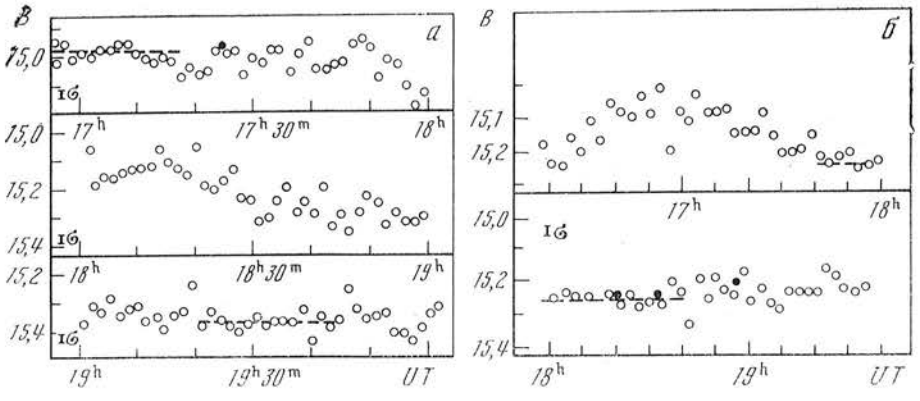


Рис. 3. Средние кривые блеска Cyg X-2 для 15 (*а*) и 19.XI 1974 г. (*б*)

Вертикальными черточками указаны величины средних квадратичных уклонений отдельных точек (σ); штриховыми горизонтальными линиями — участки кривых, когда разброс точек обусловлен лишь аппаратурными ошибками; темными кружками отмечены результаты фотоэлектрических измерений, выполненных в эти же ночи В. М. Лютым

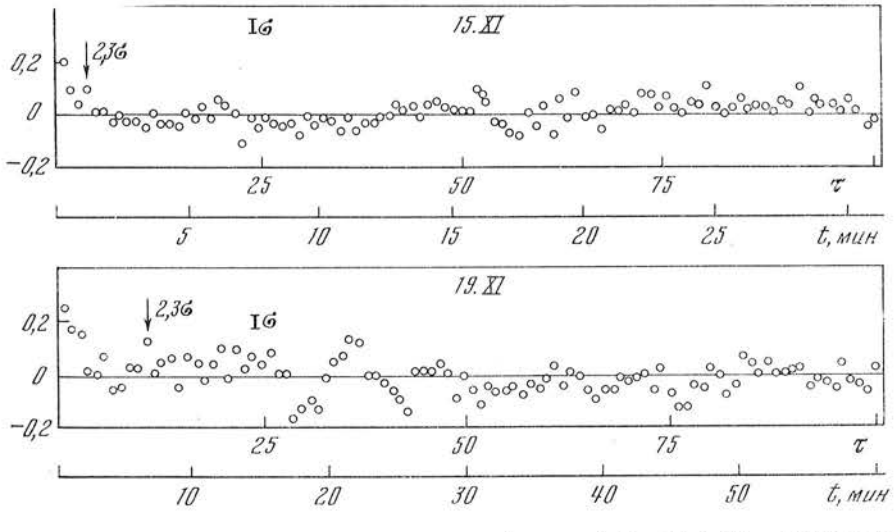


Рис. 4. Автокорреляционные кривые рядов наблюдений Cyg X-2 15 и 19.XI 1974 г.

Минимальный корреляционный сдвиг $\tau = 1$ соответствует 19 *сек* для 15.XI и 35 *сек* для 19.XI

В заключение авторы благодарят академика А. Б. Северного за постоянное внимание к работе, Р. А. Сюняева за полезную дискуссию, В. М. Лютого за измерения блеска слабых звезд в окрестности Cyg X-2 и обсуждение результатов, В. И. Угнич за помощь в обработке снимков.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Абраменко А. Н., Истомин Л. Ф., Прокофьева В. В.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41—42**, 372.
2. Сб. Телевизионная астрономия. Сборник под ред. В. Б. Никонова. М., «Наука», 1974.
3. *Страйжис В., Свидерскене З.* Бюл. Вильнюсской обс., 1972, № 35.
4. *Абраменко А. Н., Прокофьева В. В.* Бюл. «Переменные звезды», 1971, **18**, № 2, 157.
5. *Ворошилов Ю. В., Миронов А. В.* Бюл. «Переменные звезды», 1971, **18**, № 1, 97.
6. *Васильяновская О. П.* Бюл. «Переменные звезды». Приложение, **1**, № 2, 101.
7. *Цесевич В. П.* В сб.: Методы исследования переменных звезд (под ред. В. Б. Никонова). М., «Наука«», 1971.
8. *Миронов А. В., Петров П. П.* В сб.: Новая техника в астрономии, 1975, вып. 5, с. 84.
9. *Kristian J., Sandage A. R., Westphal J. A.* Astrophys. J., 1967, **150**, L 99.
10. *Kruszewski A., Semeniuk I., Schwarzenberg-Czerny A.* Inform. Bull. Var. Stars, 1974, N 933.
11. *Лютый В. М., Сюняев Р. А.* Астрон. ж., 1976, **53**, 511.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

АНИЗОТРОПИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ОКРЕСТНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА

В. П. Фомин

Представлены результаты наблюдений в направлении галактической плоскости методом регистрации черенковского излучения широких атмосферных ливней. Энергетический порог для космических лучей — 10^{12} *эв*. Обнаружен дефицит космических лучей в области от $b^{II} = -1{,}5°$ до $b^{II} = 1{,}5°$. Статистическая значимость этого результата — $(1-10^{-8})$.

ANISOTROPY OF COSMIC-RAYS OF SUPER-HIGH ENERGY IN DIRECTION OF GALACTIC DISK, by *V. P. Fomin*.— The results of observations of galactic disc by means of a detecting atmospheric Čerenkov radiation from air showers are presented. The energy threshold for cosmic rays is 10^{12} ev. The deficit of cosmic rays in a region from $b^{II} = -1{,}5°$ to $b^{II} = +1{,}5°$ are discovered. The statistical significance of this result is $(1 - 10^{-8})$.

В 1969 г. в Крымской астрофизической обсерватории начались регулярные наблюдения на установке для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней. Целью этих наблюдений является поиск дискретных источников гамма-квантов с энергией $\gtrsim 10^{12}$ *эв*. К возможным дискретным источникам можно отнести такие объекты, как пульсары, остатки сверхновых, сверхновые и новые, рентгеновские источники и другие типы объектов. Большинство из перечисленных объектов сильно сконцентрированы к галактической плоскости. Это обстоятельство навело нас на мысль вести сканирование поперек самой галактической плоскости на разных долготах. К тому же это решение было стимулировано еще и тем, что в энергетической области 10^8 *эв* обнаружен избыточный поток гамма-квантов в направлении на галактический экватор [1]. Поэтому при сканировании тех или иных объектов, близко лежащих к галактической плоскости, мы проводили его так, чтобы пересекать галактический экватор.

Ранее, в [2], мы уже сообщали о своих первых результатах наблюдений галактической плоскости. Там же приведены результаты наблюдений на аналогичной установке группы физиков Смитсонианской обсерватории [3]. На обоих установках (КАО и Смитсонианской обсерватории) был получен отрицательный эффект в направлении на галактический экватор на уровне $(-0{,}41 \pm 0{,}31)\%$ и $(-1{,}14 \pm 0{,}76)\%$ соответственно. Совсем недавно [4] опубликованы результаты наблюдений галактического центра на установке упомянутого выше типа, которые опять-таки дают отрицательную величину эффекта $(-0{,}74 \pm 0{,}48)\%$. Хотя надежность каждого из этих результатов невелика, необходимо отметить, что они получены на трех независимых установках, расположенных в разных точках земного шара (Крым — СССР; Маунт Хоркинс — США, Австралия).

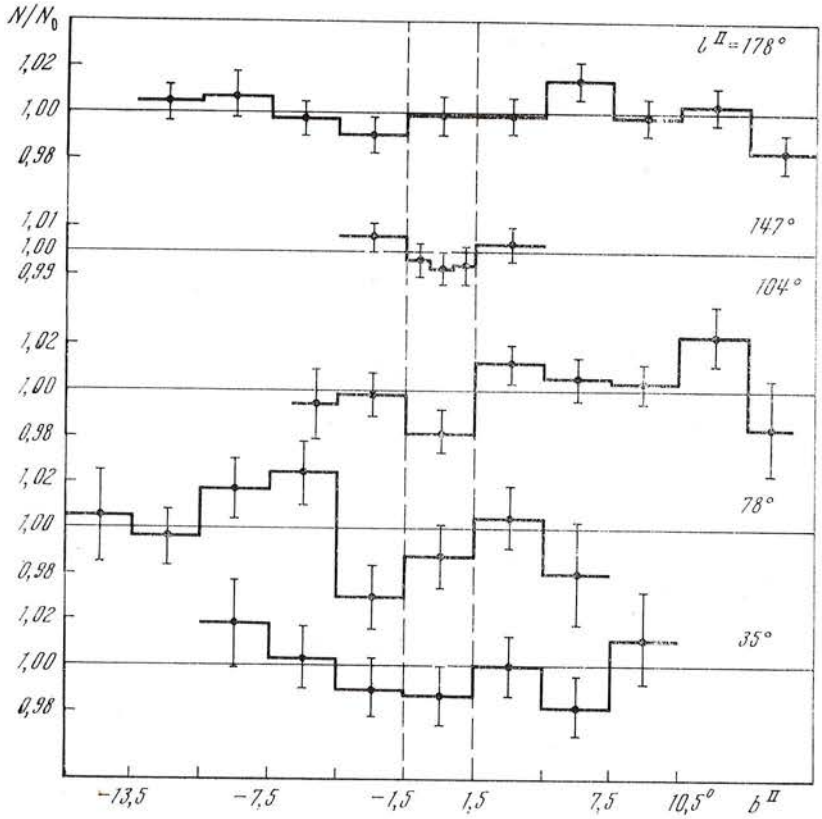


Рис. 1. Гистограммы интенсивности счета черенковских вспышек в зависимости от галактической широты b^{II} при различных галактических долготах l^{II} (N/N_0 — относительная интенсивность)

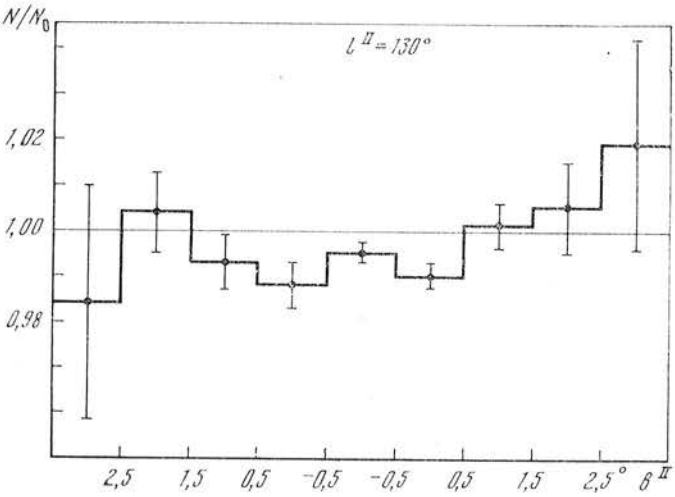


Рис. 2. Гистограмма интенсивности счета черенковских вспышек в зависимости от галактической широты в созвездии Кассиопея

В Крымской астрофизической обсерватории наблюдения галактической плоскости были продолжены, и к настоящему времени мы имеем сечения на семи галактических долготах l^{II}: 179°, 146°, 180°, 116°, 104°, 78°, 35°.

Отбор исходного материала проводился нами по методике, описанной в [2], поэтому мы перейдем непосредственно к результатам.

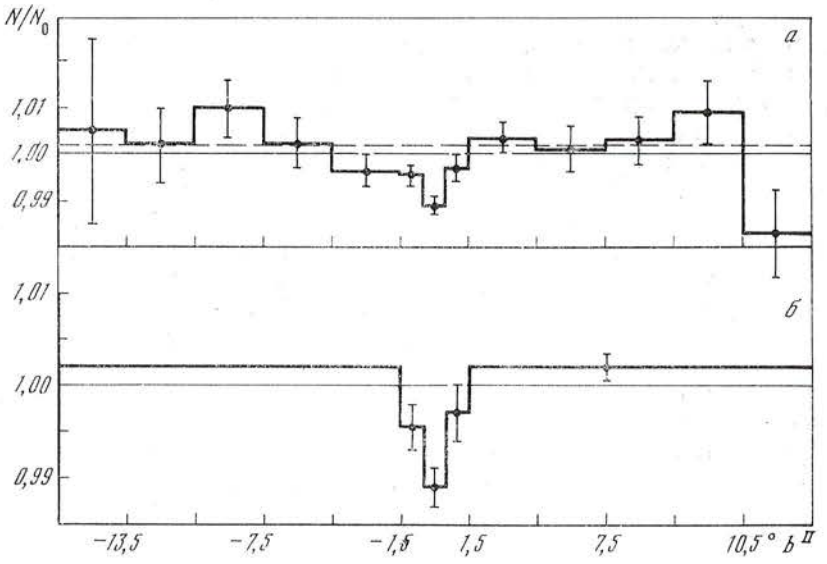


Рис. 3. Гистограммы суммарной интенсивности счета черенковских вспышек в зависимости от галактической широты

а — ход интенсивности для всего исследуемого диапазона галактических широт; *б* — ход интенсивности для $b^{II} = -1{,}5° \div +1{,}5°$

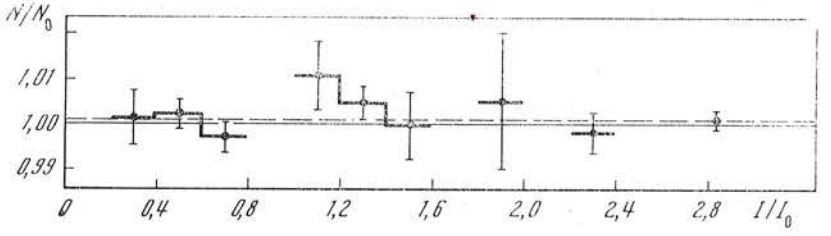


Рис. 4. Зависимость относительной интенсивности счета черенковских вспышек от яркости ночного неба

I/I_0 — относительная яркость в некоторых произвольных единицах

На рис. 1 и 2 представлены гистограммы скорости счета черенковских вспышек в зависимости от галактической широты на различных галактических долготах. Можно заметить, что в большинстве случаев скорость счета падает в окрестности галактической плоскости, хотя, конечно, достоверность этих результатов не всегда достаточна. Максимальная точность была достигнута при сканировании в созвездии Кассиопея ($l^{II} = 116°$; $l^{II} = 130°$). Амплитуда эффектов здесь находится на уровне 3σ и 4σ.

Для оценки достоверности полученного результата был использован метод наложения. В этом методе интенсивности всех сканов, имеющих одну и ту же галактическую широту, суммировались с учетом их статистического веса, т. е. находилась некоторая средняя интенсивность для каждого интервала галактических широт. На рис. 3, *а* представлен результат такого суммирования. Как нетрудно заметить, в широтном интервале $-1{,}5° \lesssim b^{II} \lesssim \pm 1{,}5°$ наблюдается внестатистический спад интенсивности. Если среднюю интенсивность вне выделенного интервала принять за фон (рис. 3, *б*), то амплитуды эффектов равны: $(-0{,}62 \pm \pm 0{,}26)\%$ для интервала $-1{,}5° < b^{II} < -0{,}5°$; $(-1{,}27 \pm 0{,}26)\%$ для интервала $-0{,}5° < b^{II} < +0{,}5°$; $(-0{,}47 \pm 0{,}35)\%$ для интервала $+0{,}5° < b^{II} < +1{,}5°$. Оценка случайности трех таких отклонений дает величину 10^{-8}, что делает этот результат надежным.

Можно предположить, что этот эффект носит аппаратурный характер, связанный с повышенной яркостью ночного неба в окрестности галактического экватора. Ранее (1964 г.) Чудаков указывал на такую возможность. Правда, нами используется специальная система стабилизации режимов работы аппаратуры, которая в принципе должна это исключить, но тем не менее мы провели специальное исследование.

Была построена зависимость интенсивности счета черенковских вспышек как функция яркости ночного неба в местах сканирований. При этом были использованы записи яркости ночного неба. Чтобы не вносить искажений в исследуемую картину, интервал галактических широт от $-1{,}5°$ до $+1{,}5°$ из рассмотрения был исключен. На рис. 4 представлена эта зависимость. Как хорошо видно из рисунка, здесь нет никакой корреляции между интенсивностью скорости счета и яркостью ночного неба.

Таким образом, исключается возможность влияния ночного неба и делается вывод о том, что в направлении на галактический экватор наблюдается спад интенсивности счета черенковских вспышек в пределах галактических широт от $-1{,}5°$ до $+1{,}5°$. Причем этот спад связан с дефицитом пока еще неизвестной компоненты космических лучей в энергетической области 10^{12} *эв*.

Обсуждение результатов

В результате того, что наземные измерения широких атмосферных ливней с помощью мезонных детекторов имеют достаточно широкоугольную диаграмму направленности ($> 30°$), по-видимому, нельзя исключить анизотропию заряженной компоненты космических лучей. Хотя в то же время трудно представить всю картину с учетом присутствия межзвездного магнитного поля.

С другой стороны, если предположить, что наблюдается поглощение изотропного межгалактического фона гамма-квантов с энергией $> 10^{12}$ *эв*, то, по-видимому, основным процессом взаимодействия в этой энергетической области является рождение пар в реакциях типа:

$$\gamma + z \to z + e^+ + e^-,$$

$$\gamma + e^- \to 2e^- + e^+,$$

$$\gamma + h\nu \to e^+ + e^-,$$

$$\gamma + h\nu \to \mu^+ + \mu^-.$$

Самые грубые оценки при экстремальных значениях плотности межзвездного газа и теплового излучения звезд дают величину коэффициента поглощения не более 10^{-2}, что, конечно, не может объяснить результаты наблюдений.

Таким образом, вопрос о природе анизотропии космических лучей в направлении на галактический экватор остается открытым.

В заключение автор благодарит А. А. Степаняна, Б. М. Владимирского и Ю. И. Нешпора за ценные обсуждения полученного результата.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Kniffen D. A., Hartman R. C., Thomson D. J., Fichtel C. E.* Astrophys. J. Letters, 1973, **186**, L 105.
2. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 29.
3. *Fazio G. G., Helmken H. F., Rieke G. H., Weeks T. C.* Acta phys. Acad. scient. hung., 1970, **29**, suppl. 1, 115.
4. *Crindlay G. E., Helmken H. F.* 14th Intern. Cosmic Ray Conf., v. 1, 1975, p. 89.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЪЕКТОВ ТИПА BL Lac

Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов

Приводятся результаты пятицветных наблюдений линейной поляризации оптического излучения некоторых объектов типа BL Lac, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории в 1969—1975 гг. на 2,6-*м* телескопе с одноканальным поляриметром, работающим в режиме счета фотонов.

Сопоставление всех имеющихся в нашем распоряжении данных о поведении их поляризации и яркости в оптическом и радиодиапазонах показывает, что им свойственна высокая (до 30%) и переменная во времени линейная поляризация, почти не зависящая от длины волны. Для большинства изучавшихся объектов характерно отсутствие корреляции между изменениями оптической и радиояркости. Иногда значительные и быстрые (за несколько суток) изменения поляризации происходят при сохранении постоянства оптического потока. В некоторых случаях (OJ 287, апрель 1975 г.) наблюдались квазипериодические изменения параметров поляризации с характерным циклом ~ 8 суток, что согласуется с полученными ранее Кинманом результатами. Быстрые циклические изменения поляризации при постоянстве общего потока могут быть объяснены изменением проекции магнитного поля на картинную плоскость при вращении излучающего объема.

STUDY OF LINEAR OPTICAL POLARIZATION OF SOME OBJECTS OF BL LAC TYPE, by *N. M. Shakhovskoy*, *Yu. S. Efimov*.— Linear optical polarization of some objects of BL Lac type was studied at the Crimean astrophysical observatory in 1969—1975. A single-channel photon-counting polarimeter at the 2.6 m telescope ha been used. Observations have been carried out in five spectral regions separated by the broad-band glass filters.

Comparison of all data on polarization and optical and radio brightnesses indicatess their high (up to 30 per cent) and variable with time polarization with little if any dependence on the wavelenght. A lack of correlation between polarization and both radio and optical flux variations is a characteristic feature of the objects under consideration. Significant and rapid changes in polarization on time scale of several days occur sometimes with no marked variations of flux. For OJ 287 quasi-periodic polarization variations with the cycle period of about 8 days were observed (1975, April). That agrees with previous Kinman's conclusions on the 1972 observations of the objects. Rapid cycle variations in polarization when the general flux is constant may be due to the change of magnetic field projected geometry when rotating a radiant volume.

В последние пять лет была выявлена и изучена особая группа внегалактических объектов, получивших (по типичному представителю) название «объектов типа BL Lac» или «лацертид». Эти объекты характеризуются следующими основными свойствами (см. обзор Кинмана [1]).

1. Отсутствие сильных эмиссионных линий в оптической области спектра. У некоторых объектов могут быть слабые абсорбционные линии.

2. Звездообразный (или почти звездообразный) вид на фотографиях. У некоторых объектов удается зарегистрировать слабое гало, суммарная яркость которого обычно составляет малую долю от яркости ядра.

3. Сильная и быстрая переменность потока излучения в оптическом и радиодиапазоне, особенно на сантиметровых и миллиметровых волнах.

4. Высокая и сильно переменная линейная поляризация оптического излучения.

5. Плоские или инверсные радиоспектры, часто с максимумом в области ~ 1 *Гц*.

Отсутствие сильных эмиссионных линий в спектрах объектов типа BL Lac долгое время не давало возможность определить их расстояния и светимости. Но в последнее время у нескольких объектов удалось обнаружить слабые линии поглощения, в основном образующиеся в галактиках, связанных с этими объектами, и измерить их красные смещения [2—5]. Величины этих красных смещений заключены в пределах от 0,031 для B2 1101 + 38 до 0,424 для PKS 0735 + 178. Таким образом, внегалактическая природа «лацертид» уже не вызывает сомнений. Согласно Кинману и др. [1, 3, 5], отличие их от других внегалактических объектов, таких, как квазары и активные ядра галактик, связано в основном с большой яркостью активного ядра с чисто непрерывным спектром по сравнению со звездной и газовой составляющими. По-видимому, очень высокие величины линейной поляризации, наблюдающиеся у объектов типа BL Lac, также связаны с высокой абсолютной и относительной светимостью их активного ядра, дающего поляризованное излучение.

Тот факт, что в объектах типа BL Lac переменное «нетепловое» излучение активного ядра проявляется в наиболее чистом виде, вместе со сравнительно высокой видимой яркостью многих объектов этого типа, делает их весьма удобными для детального исследования свойств этого излучения. Большая и сильно переменная линейная поляризация их оптического излучения благоприятствует изучению ее поведения в связи с изменением других характеристик: блеска, потока и поляризации в инфракрасном и радиодиапазонах и т. п., с целью выяснения физической природы излучения в разных спектральных областях и механизмов его переменности.

Предварительное сообщение о результатах проведенных в Крымской астрофизической обсерватории в 1969—1972 гг. наблюдений линейной поляризации четырех объектов типа BL Lac было опубликовано ранее [6]. Ниже публикуются все наблюдения семи объектов, выполненные в 1969—1975 гг., и проводится обсуждение полученных результатов.

Наблюдения

Все наши наблюдения линейной поляризации объектов типа BL Lac выполнены с помощью фотоэлектрического поляриметра, работающего по методу счета фотонов [7], на 2,6-*м* телескопе им. акад. Г. А. Шайна. В 1969—1972 гг. наблюдения проводились в фокусе Несмита; в 1973—1975 гг. — в фокусе Кассегрена. Наблюдения велись в пяти спектральных интервалах (полосах) *U*, *B*, *V*, *O*, *R* с эффективными длинами волн, равными соответственно 0,363, 0,434, 0,545, 0,619 и 0,744 *мкм*. Некоторые объекты наблюдались также без фильтров во всей полосе чувствительности мультищелочного фотокатода ($\lambda_{эф} \approx 0{,}50$ *мкм*). Инструментальная поляризация учитывалась по наблюдениям стандартных звезд с малой поляризацией; точность ее учета составляет 0,1—0,2% для наблюдений в фокусе Несмита и 0,03—0,05% для наблюдений в фокусе Кассегрена. Большинство наблюдений выполнены с диафрагмой диаметром 10″; иногда использовались диафрагмы 5″ и 15″.

Наблюдения 1969—1973 гг. обработаны на ЭВМ «Минск -14» и ЕС-1020; наблюдения 1974—1975 гг. обрабатывались вручную. Подробные данные о методике наблюдений и их обработке приведены в [7—9].

Сводка всех наших наблюдений линейной поляризации объектов типа BL Lac дана в табл. 1. В ее столбцах последовательно приведены: календарная дата наблюдений; средний момент наблюдения в юлианских днях;

Таблица 1

Дата	J.D. 2440000+	Фильтр	N	ΔT, сек	n_*, имп/сек	R	$p \pm \sigma_{0p}$, %	$\theta° \pm \sigma_{0\theta}$	Примечание
				BL Lac					
15.VIII 1969 г.	449,48	б/ф	4	200	1900	7,8	7,0±0,3	145±1	
	,52	»	5	250	1620	6,8	5,6 0,3	140 2	
	,51	*B*	8	400	156	0,9	5,9 0,9	148 4	
	,50	*V*	4	200	446	2,5	5,7 0,6	145 5	
	,49	*R*	4	200	445	2,4	5,8 0,9	145 5	
29.VII 1970 г.	797,47	*B*	8	400	130	0,9	17,2 1,1	12 2	
	,48	*V*	8	400	310	1,5	17,9 0,6	12 1	
	,49	*R*	8	400	334	1,4	13,4 0,6	11 1	
30.IX	860,24	*B*	12	600	116	2,3	14,8 0,7	41 3	
	,36	*V*	8	400	318	3,4	16,5 0,7	41 1	
	,37	*R*	8	400	335	3,1	12,6 0,5	40 1	
25.X	883,30	б/ф	9	450	2560	5,9	14,5 0,1	3 0,3	
	,32	*B*	5	250	213	3,7	16,4 0,5	5 1	
	,33	*V*	6	300	565	5,2	15,7 0,5	2 1	
	,34	*R*	6	300	581	5,4	13,3 0,4	3 1	
3.VII 1975 г.	2597,44	*B*	8	1240	140	1,8	16,5 0,6	83 1	
10.VIII	2635,40	*V*	8	1240	204	2,2	8,2 0,5	81 2	
				OJ 287					
8.II 1972 г.	1356,41	*U*	12	600	416	11,9	10,6±0,4	126±0,9	
	,38	*B*	9	450	1650	32,1	10,2 0,2	125 0,5	
	,39	*V*	6	300	2455	30,7	9,8 0,2	125 0,6	
	,40	*R*	8	400	1570	21,1	7,6 0,2	125 0,7	
21.II	1369,36	*U*	8	400	304	6,9	3,4±0,5	91±4,6	Луна
	,37	*B*	8	400	1280	9,2	4,7 0,2	89 1,5	
	,38	*V*	6	300	1985	11,0	4,6 0,2	88 1,4	
	,39	*R*	8	400	1260	10,4	5,0 0,2	90 1,4	
13.III	1390,36	*B*	6	300	927	18,3	2,1 0,3	66 4	
	,37	*V*	6	400	1475	14,4	2,6 0,3	70 3	
	,38	*R*	8	400	967	8,3	3,1 0,3	75 2	
20.III	1397,32	*V*	6	300	1645	12,8	7,2 0,2	75 1	
	,33	*R*	8	400	1075	10,5	7,1 0,3	75 1	
7.XI	1629,61	*B*	8	400	561	9,5	5,5 0,4	86 2	
	,62	*V*	8	400	739	7,2	6,1 0,3	88 1,6	
	,63	*R*	7	350	602	5,0	5,2 0,4	82 2	
13.XII	1665,49	*B*	12	600	447	7,5	11,2 0,3	91 1	
	,50	*V*	8	400	581	5,5	11,1 0,4	91 1	
	,52	*O*	9	450	456	5,7	10,9 0,4	90 1	
	,54	*R*	18	900	318	2,3	9,4 0,4	89 1,4	
14.XII	1666,59	*B*	8	400	551	7,8	7,3 0,4	88 1,6	Циррусы
	,60	*V*	8	400	752	4,3	7,8 0,4	95 1	
	,62	*O*	12	600	446	3,0	8,1 0,4	92 1,5	
	,63	*R*	14	700	474	1,9	6,9 0,4	87 2	
24.I 1973 г.	1707,36	*B*	12	600	471	4,3	10,5 0,4	103 1	Луна
	,38	*V*	8	400	869	5,9	11,5 0,3	104 1	
	,40	*O*	8	400	630	4,4	10,1 0,4	103 1	
	,39	*R*	8	400	585	3,1	8,7 0,4	102 1,4	
25.I	1708,39	*B*	9	450	481	3,5	9,9 0,4	106 1,5	Луна
	,40	*V*	8	400	783	3,9	9,6 0,4	106 1	
	,42	*O*	9	450	469	2,7	10,0 0,5	103 1,4	
	,43	*R*	12	600	571	2,2	8,2 0,4	102 1,4	

Таблица 1 (продолжение)

Дата	J.D. 2440000+	Фильтр	N	ΔT, сек	n_*, имп/сек	R	$p \pm \sigma_{0p}$, %	$\theta° \pm \sigma_{0\theta}$	Примечание
9.II 1973 г.	1723,44	*B*	12	600	528	4,4	16,1±0,4	87±0,6	
	,46	*V*	8	400	855	5,5	15,8 0,3	88 0,6	
	,49	*O*	8	400	497	3,8	15,5 0,4	88 1	
	,47	*R*	12	600	599	3,6	12,9 0,3	88 1	
11.III	1754,44	*B*	9	450	334:	1,3	10,4 0,7	118 2	
	,46	*V*	10	500	296:	0,8	10,1 0,8	117 2,4	Циррусы
19.XI	2006,56	*B*	12	600	240:	1,4	11,0 0,7	45 2	Луна, циррусы
3.III 1974 г.	2110,52	б/ф	8	1243	456	0,8	19,0 0,3	84 0,5	Луна
26.III	2133,28	»	4	619	268:	0,8	28,4 0,7	90 1	Циррусы
19.XI	2371,58	*B*	8	1239	173	2,9	17,7 0,5	67 1	
	,60	*O*	8	1239	127	1,4	18,2 0,7	67 1	
21.XII	2403,59	*B*	8	1239	140:	0,6	14,5 0,6	59 1	Циррусы
	,61	*V*	3	464	162:	0,9	14,6 0,9	62 2	
7.III 1975 г.	2479,45	*B*	4	620	62:	0,9	30,2 1,4	83 1,4	
8.III	2480,36	*B*	6	930	186	3,7	26,6 0,5	83 0,6	Циррусы
	,38	*O*	6	930	163	2,3	25,2 0,6	83 0,7	
4.IV	2507,33	*B*	8	1240	162	3,3	7,3 0,5	58 2	
	,35	*V*	6	930	223	2,4	6,9 0,5	59 2	
7.IV	2510,31	*B*	8	1240	175	3,0	5,2 0,5	102 2,6	
	,29	*V*	6	930	212	2,1	5,1 0,5	104 3	
8.IV	2511,30	*B*	8	1242	44:	0,6	7,9 1,4	115 5	Циррусы
11.IV	2514,32	*B*	9	1396	41:	1,0	14,0 1,2	101 2	Циррусы
12.IV	2515,39	*B*	12	1862	69	0,8	13,2 0,9	94 2	
15.IV	2518,30	*B*	12	1862	97	1,0	7,0 0,6	84 2,6	
16.IV	2519,31	*V*	12	1860	155	0,5	7,3 0,7	80 2,6	Луна
W Com = ON 231									
21.II 1972 г.	1369,51	б/ф	16	800	296	1,0	8,2±0,6	80±2	
	,53	*B*	12	600	32	0,8	12,2 2,4	81 5,6	
14.III	1391,47	б/ф	16	800	299	1,0	7,0 0,6	79 2,5	
9.II 1975 г.	2453,60	*V*	12	1860	124	1,5	9,2 0,5	125 2	
4.IV	2507,46	б/ф	6	930	254	1,0	8,7 0,6	70 2	
B2 1215+30									
14.III 1972 г.	1391,38	б/ф	8	400	643	2,1	7,2±0,4	147±2	
	,40	*B*	18	900	84	1,3	8,4 1,0	154 3	
	,43	*V*	16	800	146	1,6	6,0 0,8	139 4	
20.III	1397,52	б/ф	9	450	610	2,7	5,0 0,4	149 2	
9.II 1975 г.	2453,55	*V*	6	930	194	2,3	7,5 0,5	160 2	
10.III	2482,47	*V*	4	620	98	0,8	3,7 1,2	173 9	
7.IV	2510,49	*B*	8	1240	87	1,8	3,1 0,8	152 7	
AP Lib = PKS 1514—24									
16.V 1972 г.	1454,36	б/ф	9	450	1364	2,9	1,0±0,3	28±9	$z = 70°$
B2 1101+38									
17.VI 1974 г.	2216,36	*V*	4	620	907:	2,9	1,9±0,3	148±4	
	,38	б/ф	2	310	3468:	4,8	1,3 0,2	145 4,6	

Таблица 1 (окончание)

Дата	J.D. 2440000+	Фильтр	N	ΔT, сек	n_*, имп/сек	R	$p \pm \sigma_{0p}$, %	$\theta^\circ \pm \sigma_{0\theta}$	Примечание
9.II 1975 г.	2453,44	U	6	930	530	32,0	6,2±0,2	178±1	
	,42	B	4	620	1545	26,5	5,7 0,2	177 1	
	,46	R	6	930	665	17,1	4,4 0,2	175 1,4	
7.III	2479,44	B	4	620	860:	12,5	1,8 0,2	168 4	Циррусы
	,46	O	4	620	823:	9,4	1,5 0,2	172 5	
9.III	2481,34	B	8	1240	328:	4,2	0,6 0,3	44 15	
	,32	V	4	620	566:	3,9	0,7 0,4	48 14	Циррусы
7.IV	2510,35	B	6	930	927	17,0	3,7 0,2	5 1,5	
	,36	O	6	930	730:	11,4	3,5 0,2	10 2	
8.IV	2511,34	B	8	1240	776:	8,9	3,7 0,2	16 1,4	
11.IV	2514,40	B	11	1705	202:	5,3	5,8 0,3	11 1,6	Циррусы
16.VI	2519,35	B	4	620	928	4,0	3,5 0,3	9 2	Луна
	,37	O	6	930	745	3,1	3,1 0,3	18 2	
19.V	2552,32	B	6	930	1306	5,1	4,2 0,2	8 1	Луна
	,33	V	4	620	1759	5,3	4,6 0,2	5 1	
PKS 0735+178									
9.II 1975 г.	2453,39	V	8	1240	220:	1,9	27,5∓0,5	149±0,5	
8.III	2480,32	V	6	930	191	2,1	23,8 0,6	138 1	
	,34	O	6	930	119	1,9	24,0 0,7	138 1	
4.IV	2507,28	V	6	930	266	2,7	17,6 0,4	142 1	
8.IV	2511,27	V	1	155	187	1,4	15,6 1,3	147 2	

обозначение фильтра (полосы); количество независимых измерений объекта N; суммарная продолжительность наблюдений объекта ΔT; средняя скорость счета импульсов от объекта n_*; отношение скорости счета импульсов от объекта и от фона (с учетом темнового тока) R; средняя степень поляризации p и ее внутренняя квадратичная ошибка σ_{0p}, найденная по статистике зарегистрированных импульсов от объекта и от фона; позиционный угол плоскости поляризации θ^0 (в градусах) и его внутренняя средняя квадратичная ошибка $\sigma_{0\theta}$; примечания.

В [8, 9] показано, что средние квадратичные ошибки σ_{0p} хорошо соответствуют внутренним ошибкам, найденным по разбросу параметров поляризации в каждой серии последовательных наблюдений, и имеют более высокую статистическую надежность. Поэтому в табл. 1 везде даны именно значения σ_{0p}.

Анализ наблюдений

1. BL Lac = VRO 42.22.01. Этот объект, являющийся прототипом всего класса, активно изучается свыше 5 лет (с 1968—1969 гг.). Фотографии объекта показывают наличие слабой оболочки, простирающейся до 20—30″ от ядра. Оук и Ганн [2] нашли, что в спектре оболочки имеются слабые абсорбционные детали, дающие $z = 0{,}07$; однако в [10] эти результаты не были подтверждены. Заметный вклад галактики с $V = 16^m5$ в общий блеск системы подтверждается анализом зависимостей между блеском и показателями цвета системы [1] и данными фотометрии с разными диафрагмами [11].

Блеск BL Lac показывает наиболее быстрые изменения среди всех объектов этого типа. По Кинману [1], среднее изменение блеска за одни сутки составляло $0^m{,}29$ в 1968—1969 гг. и $0^m{,}15$ в 1970—1972 гг. Анализ

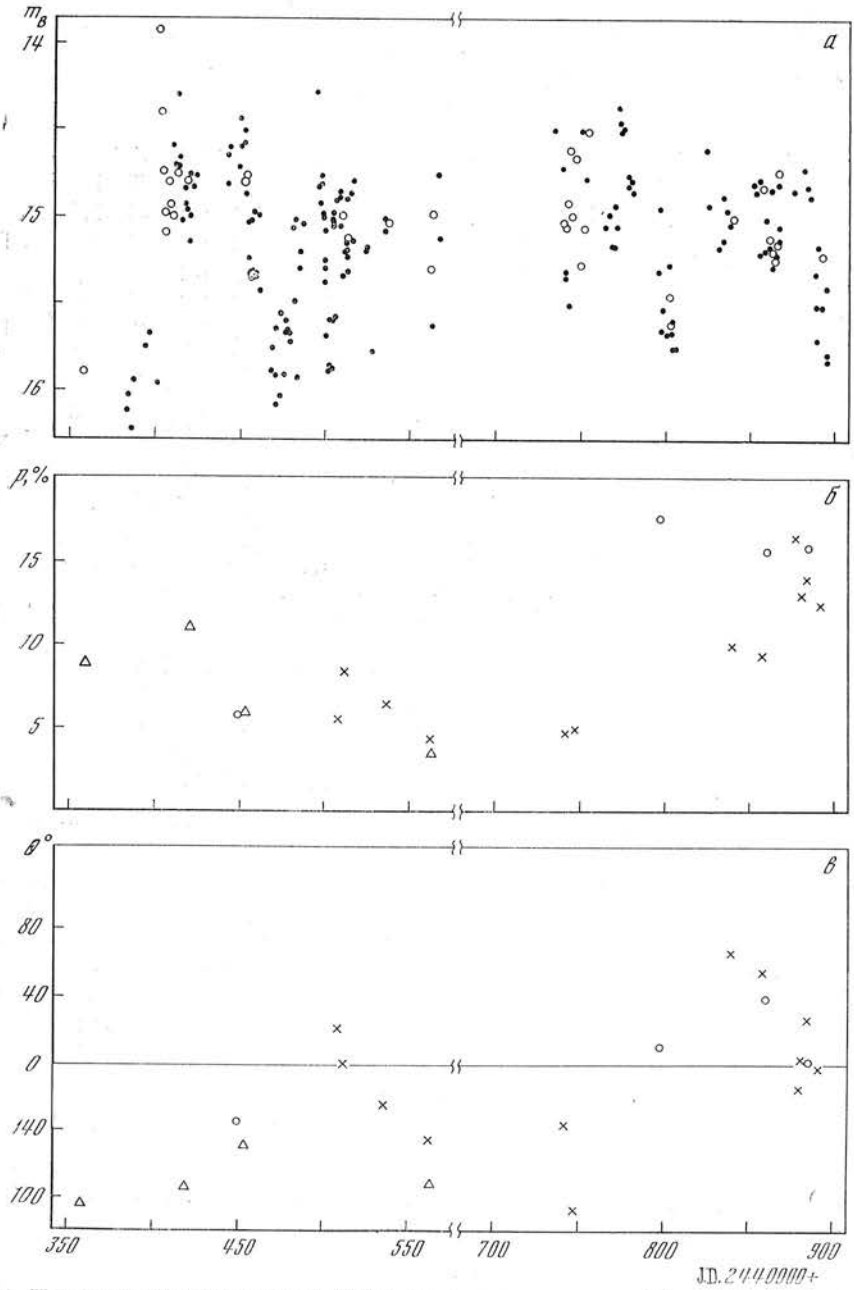


Рис. 1. Изменения блеска в полосе B (*а*), степени поляризации (*б*) и позиционного угла плоскости поляризации (*в*) BL Lac в 1969—1970 гг.

а: кружки — фотоэлектрические наблюдения из [12—16], точки — фотографические наблюдения из [17—19]; *б* и *в*: треугольники — наблюдения Висванатана [12], крестики — наблюдения Домбровского и др. [13], кружки — данные табл. 1

старых фотографий дает амплитуду изменения блеска в пределах $12^m_{,}4$—$16^m_{,}3$.

Поляризационные наблюдения BL Lac наиболее активно проводились в 1969—1970 гг. Кроме наших наблюдений (см. табл. 1), за этот период опубликованы наблюдения Висванатана [12] и В. А. Домбровского и др. [13]. Ход изменений степени поляризации и позиционного угла по этим данным показан на рис. 1. Там же приведены графики изменения блеска

BL Lac в синих лучах по фотоэлектрическим [12—16] и фотографическим [17—19] наблюдениям.

Из рис. 1, а также из неопубликованных наблюдений Кинмана, анализ которых дан в [1], можно сделать следующие выводы о свойствах линейной поляризации излучения BL Lac.

1. Степень поляризации изменяется от 4 до 18%; имеются значительные изменения поляризации за время порядка 2—3 суток.

2. Наряду со степенью поляризации существенно изменяется положение плоскости поляризации; соответствующая амплитуда позиционного угла порядка 150°.

3. Отсутствует какая-либо корреляция между изменениями параметров поляризации и блеска (см. также рис. 3 в [1]).

Как уже отмечалось в [6, 12], параметры поляризации оптического излучения у BL Lac практически не зависят от длины волны. Некоторое уменьшение поляризации в полосе R ($\lambda_{эф} = 0{,}744$ *мкм*), заметное в наших наблюдениях, вероятно, носит инструментальный характер. Однако не исключено, что по крайней мере в некоторые моменты этот эффект связан с увеличением в полосе R относительного вклада гало в регистрируемый поток.

2. OJ 287. Этот объект, из-за своей высокой видимой яркости в 1971—1972 гг. и большой (свыше 3^m) амплитуды переменности, привлек к себе внимание многих наблюдателей. На снимках объект выглядит практически звездообразным; однако Кинману [1] удалось обнаружить следы очень слабой оболочки, простирающейся на 5″ от ядра. Считая, что эта оболочка является галактикой, аналогичной связанной с BL Lac и другими подобными объектами, Кинман [1, 3] пришел к заключению, что красное смещение OJ 287 должно быть не менее 0,20, а его абсолютная яркость может быть сравнимой или превосходить абсолютную величину ярчайших квазаров как в оптическом, так и в инфракрасном и радиодиапазонах.

В 1971—1972 гг. наблюдалось сильное и продолжительное увеличение потока излучения OJ 287 во всех диапазонах длин волн; максимальный блеск его в полосе B достигал $12^m{,}5$. В период поярчания, особенно в январе—апреле 1972 г., было выполнено большое число измерений потока и поляризации в оптическом и радиодиапазонах. Подробный анализ этих наблюдений (в том числе и наших наблюдений, опубликованных в [6]) проведен Кинманом и др. [20]. Было найдено, что как оптический, так и радиопоток на сантиметровых (короче 4,5 *см*) волнах испытывает заметные флуктуации с характерным временем порядка суток; быстрые изменения радиопотока не коррелируют с изменениями оптического излучения. Автокорреляционный анализ показал наличие 8-дневной квазипериодичности в изменениях как блеска, так и линейной поляризации в оптической области. Максимальные величины поляризации в 1971—1972 гг. составляли 12—15%.

С конца 1971 до 1974 г. блеск OJ 287 почти монотонно ослабевал, а в 1974—1975 гг. показывал лишь небольшие колебания около $V = 15^m{,}5$. Одновременно падал и поток излучения этого объекта на миллиметровых волнах [20] и в инфракрасной области с $\lambda = 10{,}5$ *мкм* [21].

Наши наблюдения линейной поляризации OJ 287, выполненные в сезоны 1972—1973 гг. и 1973—1974 гг., приведены на рис. 2 вместе с фотоэлектрическими наблюдениями блеска, полученными Лютым [22] и Кикучи и др. [23]. Более ранние наблюдения вошли в сводку Кинмана и др. [20] и изображены на фиг. 6 в [20]. Из рис. 2 следует, что по мере ослабления блеска OJ 287 наблюдался рост средних значений степени поляризации; в начале 1974 г. поляризация достигла почти 30%. Между изменениями степени поляризации и позиционного угла имеется слабая корреляция.

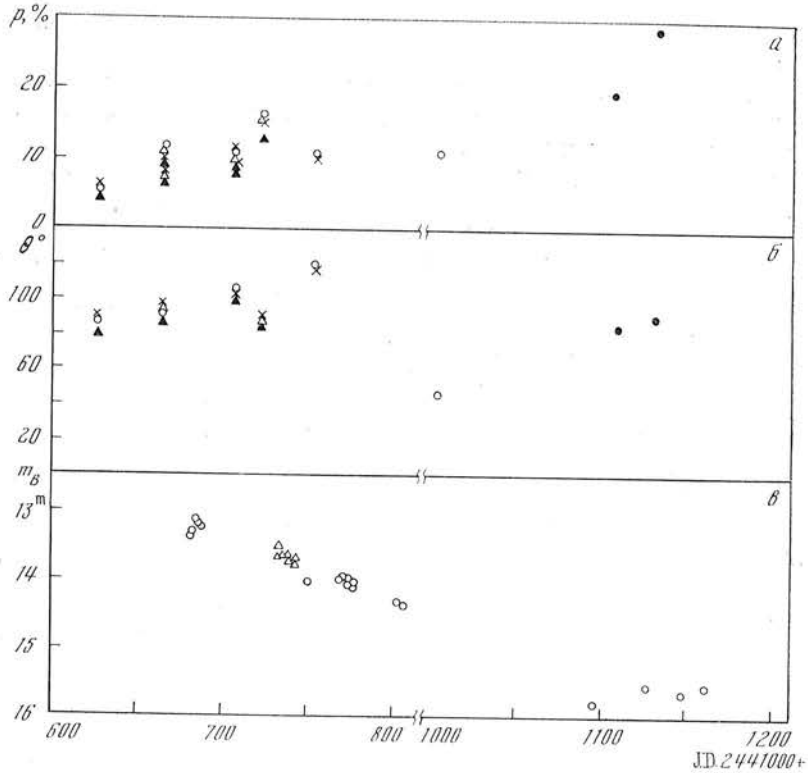


Рис. 2. Изменения степени поляризации (*а*), позиционного угла плоскости поляризации (*б*) в 1972—1974 гг. и изменения блеска (*в*) у OJ 287 в 1973—1974 гг.

а, *б*: светлые кружки — *B*, крестики — *V*, светлые треугольники — *O*, темные треугольники — *R*, темные кружки — без фильтра; *в*: кружки — фотоэлектрические наблюдения Лютого [22], треугольники — Кикучи и др. [23]

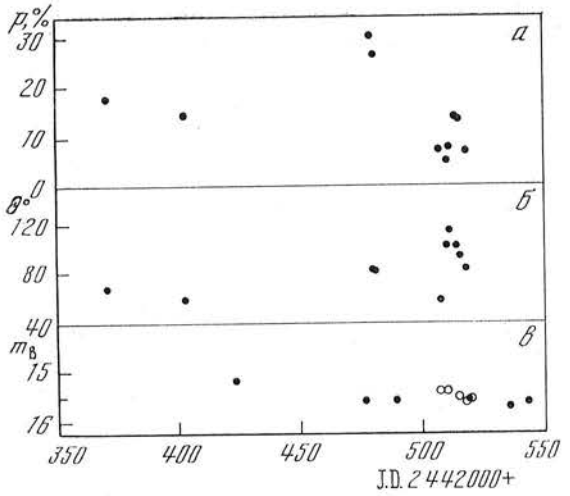
В апреле 1975 г. в Крымской астрофизической обсерватории были проведены комплексные фотометрические, поляризационные и радионаблюдения OJ 287. При этом в ночи, когда наблюдалась линейная поляризация, блеск объекта в полосах *B* и *V* оценивался по сумме отсчетов во всех каналах поляриметра привязкой к звезде сравнения *f* по карте В. М. Лютого [22]. Для этой звезды Лютый определил $V = 14^m,70$ и $B - V = +0^m,45$. Результаты наших фотометрических наблюдений приведены в табл. 2. Кроме того, В. В. Прокофьевой и др. проводилась фотометрия OJ 287 с помощью телевизионной установки КАО [24]. Радионаблюдения OJ 287 велись на волне 1,35 *см* Ефановым и др. с помощью 22-метрового радиотелескопа РТ-22; результаты их приводятся в [25].

На рис. 3 показан общий ход изменения параметров поляризации OJ 287 для сезона 1974—1975 гг. вместе с изменениями блеска по [22] и по данным из табл. 2. Рис. 4 дает детальный ход этих же величин в период

Таблица 2

Дата, 1975 г.	J.D. 2440000+	*B*	*B*—*V*	Дата, 1975 г.	J.D. 2440000+	*B*	*B*—*V*
4.IV	2507,30	$15^m,40$	$+0^m,35$	12.IV *	2515,39	15,52	—
7.IV	2510,27	15,40	+0,31	15.IV	2518,28	15,63	+0,40
				16.IV	2519,28	15,60	+0,36

* Наблюдения с диафрагмой 15″. Все остальные наблюдения сделаны с 10″-диафрагмой.



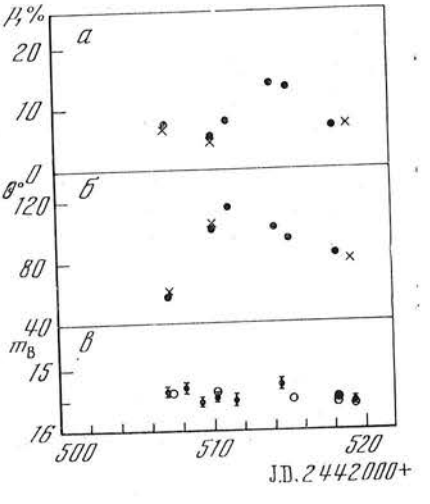


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для сезона 1974—1975 гг.

Светлые кружки — данные табл. 2

Рис. 4. То же, что и на рис. 2, в период комплексных наблюдений в апреле 1975 г.

а, *б*: темные кружки — *B*, крестики —*V*; *в*: темные кружки — фотоэлектрические наблюдения Лютого [22], светлые — данные табл. 2, точки — телевизионные наблюдения В.В. Прокофьевой и др.

комплексных наблюдений в апреле 1975 г. Из рисунков видно, что в 1974—1975 гг. блеск OJ 287 менялся довольно слабо; заметно общее ослабление блеска от $15^m,2$ до $15^m,7$, на которое наложены небольшие флуктуации порядка $0^m,1$—$0^m,2$. В апреле 1974 г. (по фотоэлектрическим наблюдениям) изменения блеска не превышали $0^m,2$. В тот же период (март-апрель 1975 г.) наблюдались изменения степени поляризации от 30 до 5% и позиционного угла — от 60 до 120°. Наблюдения в апреле 1975 г. показывают корреляцию между изменениями степени поляризации и позиционного угла.

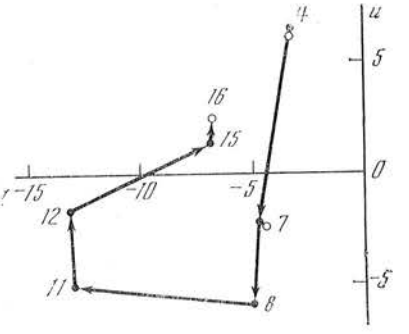


Рис. 5. Диаграмма нормированных параметров Стокса $q = p\cos 2\theta$, $u = p\sin 2\theta$ по наблюдениям OJ 287 в апреле 1975 г.

Темные кружки — наблюдения в полосе *B*, светлые — в полосе *V*. Стрелками соединены наблюдения в последовательные даты (даты обозначены цифрами)

Смысл этой корреляции раскрывается на рис. 5, на котором приведена диаграмма изменения нормированных параметров Стокса q и u. Конец вектора линейной поляризации описывает на этой диаграмме почти замкнутую кривую со временем обхода порядка 7—9 дней. Это время близко к квазипериоду 8 дней, найденному Кинманом и др. [20] из автокорреляционного анализа наблюдений 1972 г. Интересно отметить, что в апреле 1975 г. радиопоток OJ 287 менялся с близким характерным временем.

Итак, анализ наблюдений линейной поляризации оптического излучения OJ 287 приводит к следующим выводам.

1. Отсутствие корреляции между изменениями блеска и поляризации, общее для всех объектов данного типа, дополняется случаями значительных изменений поляризации при почти постоянном блеске.

2. У объекта наблюдаются квазипериодические колебания линейной поляризации (а по [20] и блеска) с характерным циклом порядка 8 дней. Иногда в течение такого цикла вектор поляризации описывает замкнутую кривую.

3. Максимальные значения степени поляризации могут достигать 30 %. Столь большие степени поляризации наблюдались только тогда, когда блеск объекта был близок к минимальному.

4. Параметры поляризации оптического излучения не показывают зависимости от длины волны.

3. ON 231 = B2 1219 + 28 = W Com. Этот радиоисточник, отождествленный с переменной звездой W Com, изучен существенно хуже, чем BL Lac и OJ 287. Наши наблюдения линейной поляризации, выполненные в 1972 г., показаны на рис. 6 вместе с относящимися к тому же сезону наблюдениями Штриттматтера и др. [26]. В этот период степень поляризации менялась в пределах 3—8 %; позиционный угол менялся довольно мало. В 1975 г. поляризация была около 9 %, а позиционный угол изменялся более чем на 50° (см. табл. 1).

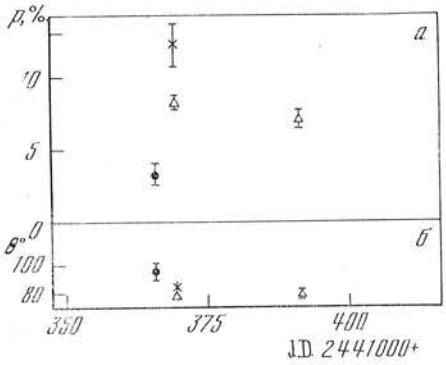
4. B2 1215 + 30 = ON 325. Подобно предыдущему, данный объект также изучен довольно мало. Сопоставление наших наблюдений с данными из [26] показывает, что в 1972 г. степень поляризации менялась в интервале 5—7 %, позиционный угол — от 120 до 150°. В 1975 г. поляризация менялась от 7,5 до 3 %, а угол — от 150 до 170° (рис. 7).

5. AP Lib =PKS 1514—24. Южный объект AP Lib на фотографиях выглядит диффузным. Согласно [4] гало с размером 16″ вносит свыше 90 % света в диафрагме 7″ в полосе V. Красное смещение, найденное по линиям поглощения галактики, равно 0,049 [4]. Из-за большого южного склонения условия наблюдения объекта в Крыму весьма неблагоприятны; единственное наблюдение в мае 1972 г., вместе с данными из [26] показывает, что степень поляризации изменяется от 5 до 1 %, а позиционный угол — от 140 до 28° (см. рис. 8).

6. B2 1101 + 38 = Маркарян 421. Радиоисточник B2 1101 + 38 отождествлен с галактикой $m_B \approx 13^m$, входящей в каталоги Цвикки и Маркаряна. Линейная поляризация объекта измерялась В. А. Гаген-Торном и и Е. В. Семеновой [27] и Ульрих и др. [5], где по линиям поглощения в гало галактики определено красное смещение $z = 0{,}031$.

По данным [5, 27], линейная поляризация в 1973—1974 гг. изменялась от 0,5 до 6 %; позиционный угол менялся от 150 до 5°. Наши наблюдения 1975 г. (рис. 9) дают ту же амплитуду изменения степени поляризации и и несколько большую для позиционного угла (170—40°). Характерное время изменения поляризации — порядка одного-двух дней. Сравнение наших наблюдений за 17.VI 1974 г. с данными Ульрих и др. [5] за следующую дату указывает на хорошее согласие данных наблюдений как для степени поляризации, так и для позиционного угла. Из наших наблюдений следует, что у B2 1101 + 38 степень поляризации может заметно уменьшаться с ростом длины волны (см. табл. 1, данные за 9.II 1975 г.). По-видимому, это объясняется ростом с длиной волны вклада неполяризованного излучения относительно яркой галактики в общее регистрируемое излучение.

7. PKS 0735 + 178 = OJ 158 = VRO 17.07.02. Подробное исследование оптического излучения данного объекта проведено Карсвеллом и др. [3]. По абсорбционным линиям Mg II ($\lambda_0 = 2798$ Å) найдено красное смещение $z = 0{,}424$— наибольшее из измеренных для объектов этого типа. Там же приведены результаты фотометрических и поляризационных



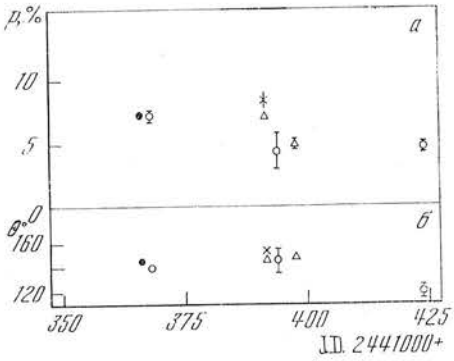


Рис. 6. Изменения степени поляризации (*а*) и позиционного угла плоскости поляризации (*б*) у ON 231=W Com в 1972 г.

Темные кружки — наблюдения Штриттматтера и др. [26] без фильтра и в полосе *B* соответственно; крестики и треугольники — наши наблюдения в тех же полосах. Вертикальные черточки указывают величины среднеквадратичных ошибок

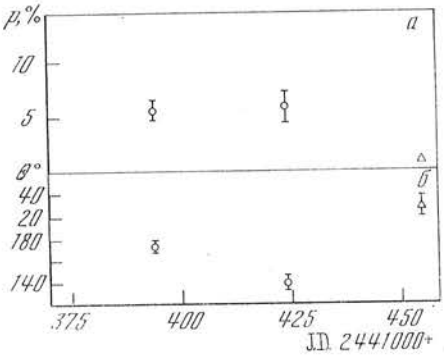


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для ON 325 = B2 1215 + 30

Темные и светлые кружки — наблюдения Штриттматтера и др. [26]

Рис. 8. То же, что и на рис. 6 и 7, для PKS 1514 — 24 = AP Lib

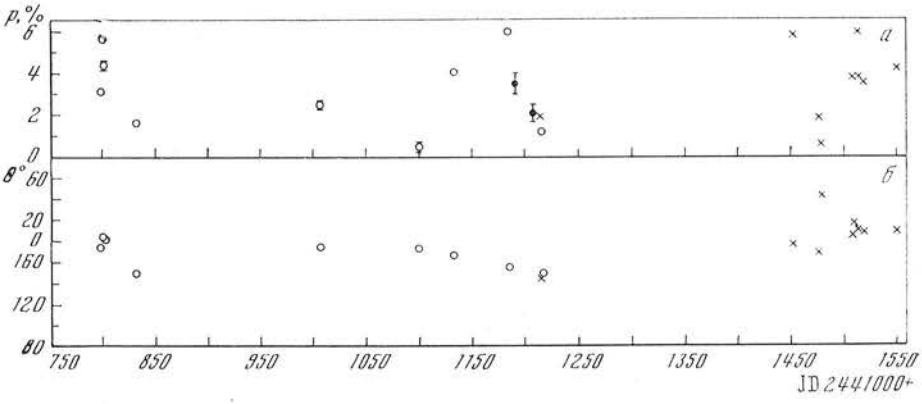


Рис. 9. Изменения степени поляризации (*а*) и позиционного угла плоскости поляризации (*б*) у B2 1101 + 38 = Маркарян 421

Крестики — наши наблюдения 1975 г.; светлые кружки — данные Ульрих и др.[5]; темные кружки — данные Гаген-Торна и Семеновой [27]

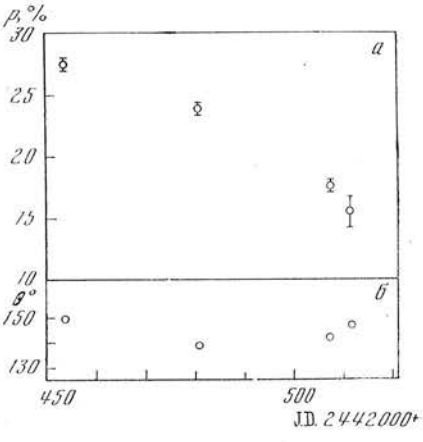


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, для PKS 0735 + 178 по нашим наблюдениям

наблюдений, выполненных в 1972—1973 гг. Блеск объекта в полосе B менялся в пределах $15{,}3—16^m{,}7$; степень поляризации — от 5 до 31 % (!), а позиционный угол от 170°=—10° до 115°. Скорость изменения блеска у PKS 0735 + 178 (средняя суточная вариация звездной величины) сравнима с аналогичной величиной для OJ 287. Отмеченные свойства объекта по ряду параметров — расстоянию и светимости, максимальной величине поляризации — являются экстремальными для всех объектов типа BL Lac и делают крайне желательным его возможно более детальное изучение.

Наши наблюдения (рис. 10) показывают, что в феврале—апреле 1975 г. наблюдалось плавное уменьшение степени поляризации от 28 до 16 %. Позиционный угол плоскости поляризации при этом менялся довольно слабо — от 150 до 137°. Интересно отметить, что эти значения позиционного угла находятся вне интервала его изменений в 1972—1973 гг.

Заключение

В результате анализа линейной поляризации оптического излучения объектов типа BL Lac (как по данным наших наблюдений, так и по данным наблюдений других авторов) мы приходим к следующим выводам о свойствах их излучения.

1. Всем объектам этого типа присуща большая и переменная как по величине, так и по направлению линейная поляризация. Максимальные величины поляризации — до 30 % — свойственны в основном тем объектам (OJ 287, PKS 0735 + 178), у которых вклад излучения протяженной оболочки пренебрежимо мал, а абсолютная яркость ядра особенно высока. Столь большие значения степени поляризации требуют, в рамках синхротронной модели, очень высокой степени упорядоченности магнитного поля в области образования оптического излучения.

2. Параметры поляризации оптического излучения почти не зависят от длины волны. Небольшое падение степени поляризации с ростом длины волны может наблюдаться у тех объектов (например, B2 1101 + 38), у которых доля излучения активного ядра в полном излучении сравнительно невелика и заметно уменьшается в длинноволновой области.

3. Изменения блеска и параметров поляризации почти не коррелируют между собой. Иногда (OJ 287, 1975 г.) наблюдаются большие изменения величины и направления поляризации при почти постоянном блеске.

4. Параметры поляризации (степень поляризации и позиционный угол, или нормированные параметры Стокса) не показывают взаимной корреляции на длительных интервалах времени. Однако в некоторые периоды наблюдается взаимосвязь между изменениями этих параметров. Иногда (OJ 287, апрель 1975 г.) эта связь вызвана систематическим вращением вектора линейной поляризации. Характерный период таких изменений для OJ 287, близкий к 8 дням, по-видимому, является достаточно устойчивым.

Ранее Кинманом и др. [20] было показано, что быстрые колебания радио- и оптического излучения OJ 287 не удовлетворяют распространенной модели расширяющихся облаков релятивистских электронов [28]. Отмеченное выше наличие больших изменений поляризации при отсутствии изменений блеска также не укладывается в рамки такой модели. Действительно, постоянство блеска свидетельствует о неизменном числе релятивистских электронов, излучающих в данной области спектра. Тогда единственной причиной изменения линейной поляризации по направлению и величине может быть изменение видимой геометрии магнитного поля в области генерации излучения и, в частности, среднего направления и величины поперечной к лучу зрения составляющей поля. Такие изменения могут быть следствием, например, вращения некоторого объема в области возникновения излучения (аналог модели «наклонного ротатора»). Существование 8-дневного квазипериода у OJ 287 и цикличное изменение вектора

линейной поляризации у этого объекта в апреле 1975 г. как будто бы подтверждает подобную грубую модель.

Авторы выражают благодарность Г. А. Козловой за помощь в обработке наблюдений на ЭВМ и Т. Д. Кинману, В. М. Лютому, В. А. Ефанову, Н. С. Нестерову, В. В. Прокофьевой за сообщение результатов их наблюдений до публикации.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Kinman T. D.* In: Variable stars and stellar evolution. Sherwood and Plaut (Eds.). (IAU Sympos., N 67), 1975.
2. *Oke J. B., Gunn J. E.* Astrophys. J. Letters, 1974, **189**, L 5.
3. *Carswell R. F., Strittmatter P. A., Williams R. E., Linman T. D., Serkowski K.* Astrophys. J. Letters, 1974, **190**, L 101.
4. *Disney M., Peterson B. A.,Rodgers A. W.* Astrophys. J. Letters, 1975, **194**, L 79.
5. *Ulrich M.-H., Kinman T. D., Lynds C. R., Rieke G. H., Ekers R. D.* Astrophys. J., 1975, **198**, 261.
6. *Ефимов Ю. С., Шаховской Н. М.* Астрон. цирк., 1972, № 710, 2.
7. *Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **45**, 90.
8. *Ефимов Ю. С., Шаховской Н. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **50**, 68.
9. *Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **54**, 99.
10. *Baldwin J. A., Burbidge M. E., Robinson L. B., Wampler E. J.* Astrophys. J. Letters, 1975, **195**, L 55.
11. *Kinman T. D.* Astrophys. J. Letters, 1975, **197**, L 49.
12. *Visvanathan N.* Astrophys. J., 1973, **179**, 1.
13. *Домбровский В. А., Бабаджанянц М. К., Гаген-Торн В. А., Гудкевич С. М.* Астрофизика, 1971, **7**, 417.
14. *Bertaud Ch., Wlerick G., Veron P., Dumortier B., Bigay J., Patural G., Duruy M., Saevsky P.* Astron. and Astrophys., 1973, **24**, 357.
15. *Milone E. F.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1972, **84**, 723.
16. *Rasine R.* Astrophys. J. Letters, 1970, **159**, L 99.
17. *Bertaud Ch., Wlerick G., Veron P., Dumortier B., Duruy M., Saevsky P.* Astron. and Astrophys. Suppl., 1973, **11**, 77.
18. *Romano G.* Mem. Soc. astron. Ital., 1971, **42**, 57.
19. *Tritton K. P., Brett R. A.* Observatory, 1970, **90**, 110.
20. *Kinman T. D., Wardle J. F. C., Conklin E. K., Andrew B. H., Harvey G. H., Macleod J. M., Medd W. J.* Astron. J., 1974, **79**, 349.
21. *Rieke G. H., Kinman T. D.* Astrophys. J. Letters, 1974, **192**, L 115.
22. *Лютый В. М.* Бюл. «Переменные звезды», 1976, **20**, 243.
23. *Kikuchi S., Tabara H., Mikami Y., Kawano N., Kawajiri N., Ojima T., Tomino K., Daishido T., Konno M.* Publ. Astron. Soc. Japan, 1973, **25**, 555.
24. *Прокофьева В. В., Ерлексова Г. Е., Голландский О. П., Абраменко А. Н.* Наст. том, с. 28.
25. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Наст. том, с. 68.
26. *Strittmatter P. A., Serkowski K., Carswell R., Stein W. A., Merrill K. M., Burbidge E. M.* Astrophys. J. Letters, 1972, **175**, L 7.
27. *Гаген-Торн В. А., Семенова Е. В.* Астрон. цирк., 1974, № 838, 1.
28. *Laan H. van der.* Nature, 1966, **211**, 1131.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 298=IC 1182-4

Л. П. Метик, И. И. Проник

Приведены результаты исследования фотометрической структуры галактики Маркарян 298=IC 1182-4 в узких фильтрах ($\lambda_{эф}$ =3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å). Показано, что в голубых и фиолетовых лучах около ядра галактики имеются конденсации. Конденсации и центральное тело образуют вытянутую структуру в направлении хорошо известной голубой струи этой галактики (рис. 1). Получены распределение энергии и звездные величины центрального тела и конденсации *c* галактики Маркарян 298 (рис. 1).

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF THE GALAXY MARKARIAN 298=IC 1182-4, by *L. P. Metik, I. I. Pronik*.— Photometric structure of the galaxy Markarian 298 = IC 1182-4 has been investigated using eight narrow band filters (λ_{eff} 3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 and 7400 Å). It is shown that near the nucleus of the galaxy there are condensations in blue and violet rays. The condensations and the central body form an extended structure in the direction of well-known blue jet of this galaxy (fig. 1). Spectral energy distribution and stellar magnitudes of the central body and condesation *c* of the galaxy Markarian 298 been obtained (fig. 1).

Галактика Маркарян 298 = IC 1182-4 давно отмечена, как резко выраженная пекулярная система. На рис. 1 эта галактика воспроизведена из [1], где она в свою очередь была переснята с карт Паломарского атласа. Согласно Стоктону, который систематизировал весь ранее полученный материал по исследованию системы IC 1182-4, она имеет центральное сгущение *a*, звездообразные детали *c*, *d* и *e* и диффузную струю, самая яркая часть которой *b* как бы вытекает (или втекает) из центрального тела *a*. На снимке, полученном Бааде на 200″ телескопе [2], видно, что с противоположной струе *b* стороны от центрального сгущения *a* имеется слабое свечение S-образной формы. Там же можно заметить, что струя *b* неравномерна по яркости и что она тянется до детали *e*, усиливая свою яркость вблизи детали *c* и деталей *d* и *e*. Сравнение рис. 1, *а* и *б* показывает, что струя и детали *d* и *e* голубые. Впервые на это обстоятельство обратили внимание В. А. Амбарцумян и Р. К. Шахбазян [3].

В 1969 г. Маркарян причислил IC 1182-4 к группе галактик с ультрафиолетовым континуумом [4]. Он оценил ее фотографическую величину $m_{pg} = 15^m.0$. Саржент отнес ее к типу сейфертовских галактик, имеющих в спектре ядра широкие яркие эмиссионные линии; им найдено ее красное смещение $z = 0{,}034$ и абсолютная величина $M_{pg} = -20^m.4$ [5]. По фотометрическим наблюдениям Видмана [6] в системе *UBV* оказалось, что Маркарян 298— одна из самых красных среди объектов Маркаряна.

О природе и эволюции системы IC 1182-4 существуют самые разнообразные мнения. Амбарцумян считает, что IC 1182-4 принадлежит к типу галактик M 87, известной эллиптической галактики с выбросом синхротронной природы [7]. Спектральные исследования Бербиджей [8] и Стоктона

[1] показали, что диффузная струя галактики — это обычная газовая туманность, наиболее яркие части которой имеют плотность до $5 \cdot 10^2$ *см*$^{-3}$. Стоктон причислил IC 1182-4 к группе E-галактик, обладающих голубыми конденсациями. Бербиджи и Хойл [8] считают, что эта галактика вместе с группой других галактик в Геркулесе является примером происходящей в настоящее время конденсации вещества в межгалактическом пространстве. Б. А. Воронцов-Вельяминов вслед за Амбарцумяном и Арпом развивает идею о фрагментации центральных областей галактик. Он считает, что IC 1182-4 является примером системы, где группа голубых карликовых галактик была выброшена из центрального тела [9].

Мы исследовали эту галактику по просьбе Б. Е. Маркаряна по фотографиям в разных фильтрах. Снимки Маркарян 298 получены И. И. Проник на 2,6-*м* телескопе им. академика Г. А. Шайна с ЭОПом и фильтровой приставкой [10]. Эффективные длины волн установки $\lambda_{эф} = 3600$, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å. На рис. 2 приведены кривые реакции использованной нами фотометрической системы из [10] в интервалах длин волн, где возможно излучение в эмиссионных линиях. Для абсолютной калибровки мы фотографировали звезду HD 143705 ($V = 7^m_{,}98$, $B - V = 0^m_{,}60$, $U - B = 0^m_{,}09$, G0 V [11,12]). Наблюдения галактики и звезды были проведены 25—26.VI, 26—27.VI и 28—29.VII 1971 г. За три ночи было получено 30 негативов галактики и 30 негативов с внефокальными изображениями звезды с экспозициями от 16^s до 7^m в разных фильтрах. Все фотографии были обработаны на регистрирующем микрофотометре в прямых интенсивностях и частично на микрофотометре МФ-2. Плотности фотографических изображений на негативах галактики оказались удовлетворительными только для области центрального тела галактики *a* и сгущения *c* (см. рис. 1). По каждому из снимков центрального тела *a* галактики было получено по два взаимно перпендикулярных фотометрических разреза, ориентирами для которых служили близкие звезды. Направления разрезов показаны стрелками на рис. 1, *б*. Из рисунка видно, что направление одного из разрезов почти точно совпадает с направлением диффузной голубой струи *b*. Для сгущения *c* было получено по одному фотометрическому разрезу на каждом негативе. Ориентиром для этих разрезов служило изображение центрального тела *a*.

На рис. 3 представлены относительные интенсивности $I(\lambda)$ галактики Маркарян 298 в фотометрических разрезах в различных фильтрах, отне-

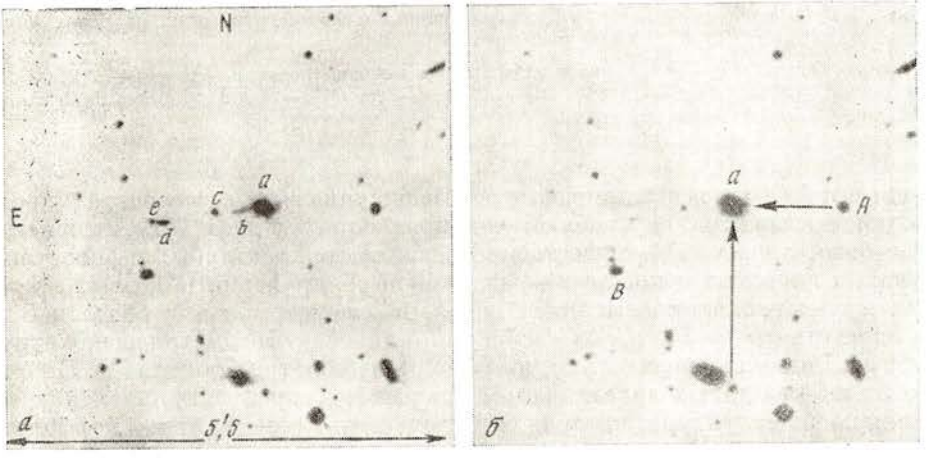


Рис. 1. Карты для отождествления галактики Маркарян 298 = IC 1182-4, полученные в [1] с карт Паломарского атласа

а — в голубых, *б* — в синих лучах. *a*, *b*, *c*, *d*, *e* — конденсации системы IC 1182-4; *A*, *B* — звезды для отождествления

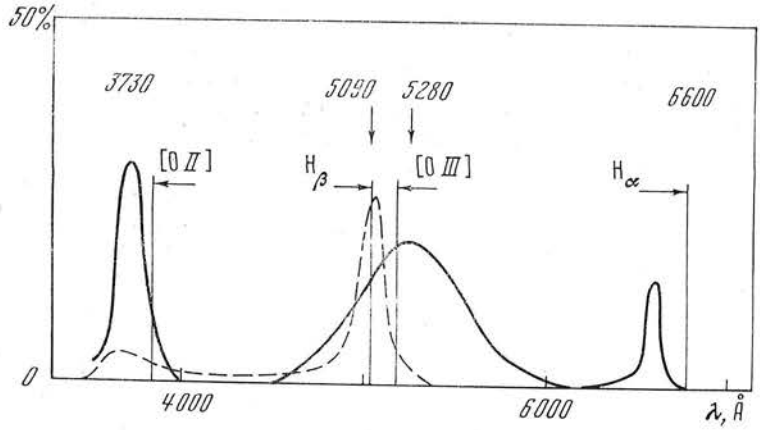


Рис. 2. Кривые реакции фильтров из [9], в которых можно ожидать излучение в эмиссионных линиях

Вертикальными линиями показано положение эмиссионных линий с учетом красного смещения галактики Маркарян 298

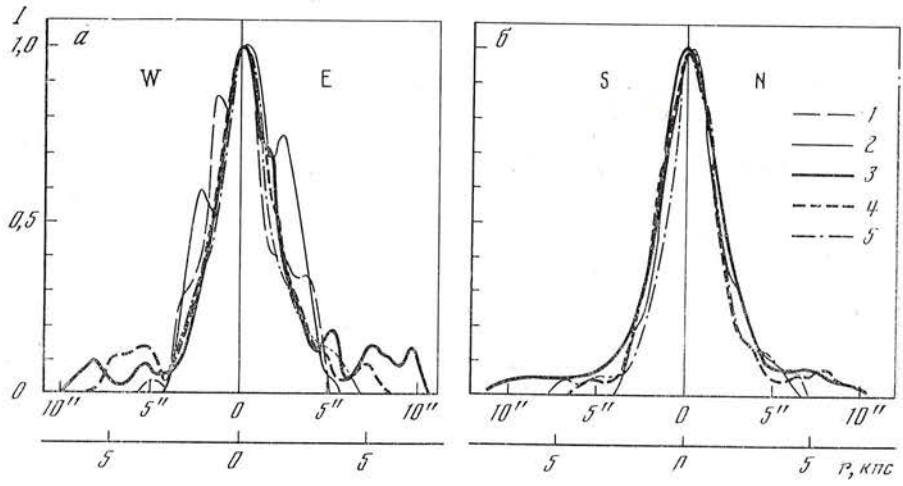


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения в фотометрических разрезах галактики Маркарян 298 в разных фильтрах

По оси абсцисс отложены расстояния в секундах дуги и килопарсеках; *а* — разрез — WE, *б* — разрез — SN. *1* — 3600 Å (1), *2* — 3730 (2), *3* —4400 (4), *4*—5280 (3), *5*—7400 Å (3) , здесь в скобках указано число использованных негативов

сенные к $I\ (\lambda)_{max}$ в каждом фильтре. Из рисунка видно, что разрез, проходящий через центральную область в направлении выброса (WE), и перпендикулярный к нему (SN) существенно различаются в голубых и фиолетовых лучах, а в желтых и красных—различий не обнаружено. В желтых и красных лучах галактика выглядит довольно симметричной в области 8″ ~ ~ 5 *кпс* (при $H = 75$ *км/сек/Мпс*) и напоминает по фотометрической структуре эллиптические галактики, как это и предполагал Стоктон [1]. Но в голубых и фиолетовых лучах в фотометрическом разрезе в направлении WE обнаружена структура, которая свидетельствует о пекулярном морфологическом типе этой галактики. Разрешающая сила нашей установки ~ 1″,5. Поэтому из данных рис. 3 можно сделать вывод, что около ядра, размер которого меньше 1″,5 или 1,0 *кпс*, наблюдаются голубые образования, размер которых меньше 1″,5 или 1,0 *кпс*. Голубые конденсации, обнаруженные нами около центра галактики Маркарян 298 по фотометрическому разрезу

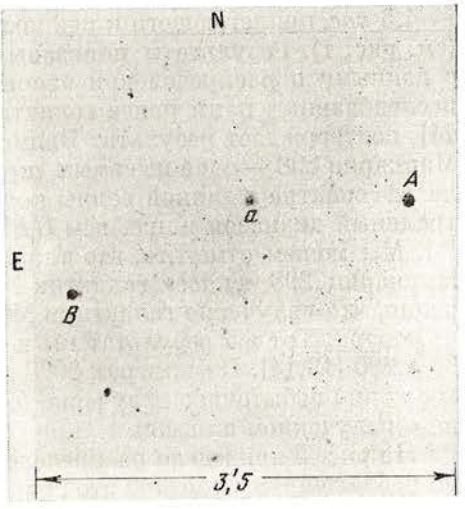
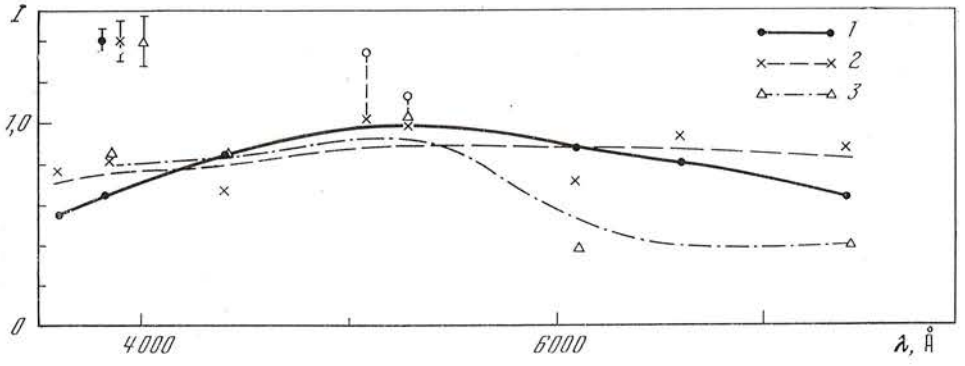


Рис. 4. Фотография центрального тела *a* (см. рис. 1) галактики Маркарян 298 в фильтре 4400 Å

A и *B* — звезды для отождествления с картой (рис. 1)

Рис. 5. Относительное распределение энергии в спектре Маркарян 298

1 — центральной области размером 6″ или 4 *кпс*, *2* — кольца около центральной области шириной 2″ или 1,5 *кпс*, *3* — детали *c* (рис. 1). В левом верхнем углу показаны среднеквадратичные ошибки определения среднего значения относительных интенсивностей



WE, никак не проявляются на разрезе SN. Отсюда можно сделать заключение, что голубые конденсации вместе с центральным сгущением образуют вытянутую структуру в направлении диффузной струи *b*, представляя собой ее продолжение внутри центрального тела *a*. Интересно, что голубое образование, расположенное со стороны диффузного выброса около ядра галактики (назовем его E-образованием), ярче голубого образования, расположенного на запад от ядра галактики (назовем его W-образованием). Наибольшая яркость E-образования наблюдается в области 3730 Å и 4400 Å, а W-образования — в области 3600 Å, а может быть, и в более коротковолновой области спектра. На рис. 4 показана фотография центрального тела *a* в фильтре 4400 Å. На нем хорошо видна E-конденсация около ядра галактики.

На рис. 3 также видно, что яркая центральная область галактики Маркарян 298, имеющая размер 10″, или 7 *кпс*, окружена слабым ореолом, размеры которого в разных лучах не одинаковы. Наибольшей яркости и размера ореол достигает в фильтре 4400 Å, где он прослеживается до 20″ или 14 *кпс*. В синих и красных лучах нам не удалось его обнаружить. Диффузный выброс *b* (см. рис. 1) мы измерить не смогли: его поверхностная яркость более чем на порядок слабее поверхностной яркости центрального тела *a* галактики Маркарян 298.

Калиброванные и исправленные за атмосферную экстинкцию интенсивности фотометрических разрезов затем освобождались от влияния межзвездного поглощения по данным Видмана [6]. После этого здесь фотометрический материал был использован для определения распределения энергий излучения центральной области галактики размером ~6″, или

$\sim$ 4,5 *кпс*, прилегающего к ней кольца размером 2″, или 1,5 *кпс*, и детали *c* (см. рис. 1). Результаты показаны на рис. 5. Сравнение данных рисунка с данными о распределении энергии в излучении центральных областей исследованных нами ранее галактик Маркарян 34, 42, 69, 205 и 290 [13, 14] подтверждает результат Видмана [6]: центральная область галактики Маркарян 298 — одна из самых «красных» среди галактик Маркаряна в области спектра с длиной волны короче 5000 Å. Употребляемый нами спектральный диапазон шире, чем *UBV* диапазон, использованный Видманом [6]. Мы можем отметить, что в красной области спектра от 6000 до 7400 Å Маркарян 298 «синее» галактик Маркарян 34, 69 и 205. Из рис. 5 также видно, что излучение галактики Маркарян 298 становится «синее» наружу от центра. Тот же результат мы получили и в случае галактик Маркарян 34 и 290 [13,14]. В фильтрах 5090 и 5280 Å в спектре галактики Маркарян 298 видно избыточное излучение (светлые кружки на рисунке). Оно связано с излучением эмиссии в линиях H_β и [O III] в ядре галактики [5].

На рис. 5 приведено распределение энергии в спектре детали *c*. Согласно наблюдениям Стоктона это сгущение не имеет линий в видимой области спектра и в то же время не выглядит особенно голубым [1]. Поэтому его природа не совсем ясна. Спектральное распределение энергии, полученное нами, показывает, что деталь *c*, яркая в сине-зеленой области спектра, заметно слабеет в области длин волн 6000—7000 Å. Она может состоять из звезд ранних спектральных классов с очень узкими линиями в спектре.

По фотометрическим разрезам после калибровки их при помощи внефокальных изображений звезды и учета атмосферной экстинкции по электроспектрофотометрическим наблюдениям Бурнашева были вычислены звездные величины галактики Маркарян 298 в разных диафрагмах и звездная величина детали *c*. Средняя квадратичная ошибка определения среднего значения составляет $\pm 0^m,1$. Результаты для центрального тела галактики Маркарян 298 представлены в табл. 1. Там же для сравнения приведены оценки яркости галактики по данным других авторов. Из таблицы видно, что по совокупности имеющихся данных наблюдений центральная

Таблица 1

Сравнение звездных величин галактики Маркарян 298, полученных разными авторами

Размер	m_{pg}, Маркарян [4] до 1969 г.	m_{4400}, Метик и Проник VI и VII 1971 г.	*B*, Видман [6] II и XI 1972 г.
15″×15″	15^m	$16^m,7$	$16^m,20$
16″×20″			
20″×20″		$15^m,5$	

Таблица 2

Абсолютные величины конденсаций системы Маркарян 298 = IC 1182-4

Объект по рис. 1	M_{pg}	Источник
d	$-16^m,8$	[1,3]
e	−16,4	[1,3]
c	−16,9	
Центральное тело		
a	−20,5	[1,3]

область галактики Маркарян 298 не показала изменений яркости, превышающих несколько десятых звездной величины.

Звездная величина детали *c* в фильтре 4400 Å оказалась равной $18^m,9 \pm 0^m,1$. В табл. 2 мы поместили абсолютные величины отдельных деталей системы Маркарян 298 = IC 1182-4. Из таблицы видно, что около гигантской центральной галактики наблюдается система карликовых галактик или сверхассоциаций. По ранее известным данным и результатам наших исследований — все эти галактики-спутники или сверхассоциации голубые.

Заключение

1. Полученная нами фотометрическая структура галактики Маркарян 298 показывает, что она принадлежит к особому классу галактик, в желтых и красных лучах не отличающихся от эллиптических, а в голубых и фиолетовых лучах имеющих яркие конденсации. Эти конденсации располагаются по обе стороны от ядра в том же направлении, что и голубая струя и все внешние конденсации-спутники системы Маркарян 298 = IC 1182-4.

2. Спектр внутренних конденсаций напоминает спектр звезд ранних спектральных классов или выброса синхротронной природы типа известного «выброса» галактики M 87 [15]. Эти конденсации могут представлять собой выброс и контрвыброс из ядра галактики. На периферии их продолжают с одной стороны струя *b*, с другой — S-образное свечение [1,2,8].

3. В настоящее время нельзя сказать окончательно, выброшены голубые конденсации из центрального тела или они сконденсировались из межгалактической или межзвездной среды, окружающей галактику. Если принять гипотезу конденсации межгалактической или межзвездной среды в длинной трубке около центрального тела галактики, как это предполагали Бербиджи и Хойл [8], то по нашим данным получается, что трубка, в которой происходит конденсация вещества, имеет свое начало у ядра галактики и «действует» не только вне, но и внутри центрального тела.

Интересно, что аналогичные вытянутые структуры, «действующие» в двух противоположных направлениях около ядер галактик и имеющие свое продолжение на периферии, наблюдаются у радиокомпонент галактик [16]. Вполне возможно, что эти структуры в радио- и оптической областях обусловлены источниками одной природы, отличающимися только по величине энергии.

4. В [14] нами были рассмотрены галактики Маркарян 290 и NGC 1275. Оказалось, что галактика Маркарян 298 имеет близкую к ним фотометрическую структуру: они симметричны в желтых и красных лучах и содержат голубые конденсации около ядер. Яркое центральное тело погружено в слабый ореол. Такая фотометрическая структура делает этот морфологический тип галактик Маркаряна близким к морфологическому типу квазаров и объектов типа BL Lac. Все эти галактики обладают сейфертовскими ядрами. Интересно также, что все три галактики имеют спутники, только в случае Маркарян 298 — это голубые объекты, а в случае Маркарян 290 и NGC 1275 — объекты, состоящие из звезд очень поздних спектральных классов.

Мы приносим глубокую благодарность К. К. Чуваеву за предоставленную аппаратуру для наблюдений, В. И. Пронику за обсуждения, Н. В. Киселевой и Л. И. Филатовой за изготовление рисунков.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Stockton A.* Astrophys. J., 1972, **173**, 247.
2. *Burbidge G., Burbidge M.* Astrophys. J., 1959, **130**, 629.
3. *Амбарцумян В. А., Шахбазян Р. К.* Докл. АН АрмССР, 1957, **25**, 185.
4. *Маркарян Б. Е.* Астрофизика, 1969, **5**, 581.
5. *Sargent W. L. W.* Astrophys. J., 1972, **173**, 7.
6. *Weedman D. W.* Astrophys. J., 1973, **183**, 29.
7. *Ambartsumian V. A.* Transactions of the IAU, v. 11, B. London — New York, Acad. Press, 1962, p. 185.
8. *Burbidge E., Burbidge G., Hoyle F.* Astrophys. J., 1963, **138**, 873.
9. *Воронцов-Вельяминов Б. А.* Внегалактическая астрономия. М., «Наука», 1972, с. 439.
10. *Проник И. И., Чуваев К. К.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 219.
11. *Eggen O. J.* Astron. J., 1964, **69**, 570.
12. *Priser J. B.* Publ. Astron. Soc. Pacific., 1966, **78**, 474.
13. *Метик Л. П., Проник И. И.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **52**, 65.
14. *Метик Л. П., Проник И. И.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **55**, 188.
15. *Проник В. И., Проник И. И., Чуваев К. К.* Астрон. ж., 1967, **44**, 965.
16. *Fomalount E. B., Miley G. K.* Nature, 1975, **257**, 99.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

СВЕЧЕНИЕ ПОТОКА БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ГАЗ И МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ШИРОКИХ ЛИНИЙ В ЯДРАХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. И. Проник

С целью поиска механизма образования широких линий в ядрах сейфертовских галактик обсуждается предложенный Птаком и Стонером [1] механизм перезарядки быстрых протонов. Эффективность механизма максимальна, если покоящийся газ нейтральный. В условиях ядер сейфертовских галактик, где имеется сильное поле L_c-излучения, нейтральный газ может быть только в очень плотных ($n_H \sim 10^{10}$ *см*$^{-3}$) облаках или оболочке. Рассчитано ионизационное и температурное равновесие плотного газа, возбуждаемого потоком быстрых протонов. Показано, что в такой модели свечение потока в крыльях линии H_α на порядок слабее центральной узкой компоненты H_α-линии, излучаемой покоящимся плотным газом. При некоторых «натяжках» атомных параметров излучение потока в линии H_α может сравниться с излучением покоящейся среды, но оно принципиально не может быть доминирующим. Поэтому, для того чтобы объяснить наблюдаемые интенсивные крылья и слабый центральный узкий максимум водородных линий, необходимо наличие дополнительного механизма (например, электронное рассеяние), перекачивающего излучение из узкой линии в широкие крылья.

EMISSION OF THE SUPERTHERMAL PROTONS PASSING THROUGH A NEUTRAL GAS AND THE BROAD HYDROGEN LINES IN SEYFERT GALAXIES, by *V. I. Pronik*.— The radially streaming particle model with a charge transfer mechanism proposed by Ptak and Stoner [1] for interpretation of broad emission lines in Seyfert galaxies is discussed. The charge transfer mechanism is the most effective when the fast protons are passing through a neutral gas. In the Seyfert nuclei with a strong L_c-radiation field, neutral gas may exist only in a very dense ($\sim 10^{10}$ cm^{-3}) clouds or envelope. Ionization and thermal equilibrium of a gas exited by fast protons is calculated. It is shown that the broad H_α-emission caused by fast protons will be weaker by an order than the narrow H_α-line emitted by ambient gas or, by some streching a point, it will be comparable with the latter, but it can not be dominant on principle. Therefore, in order to interpret the observed line profiles with intensive wide wings and narrow weak central component it is necessary to suggest an additional mechanism (for instance electron scattering) pumping over radiation from central component of the line to wide wings.

Для объяснения широких линий в ядрах сейфертовских галактик Птак и Стонер [1] предложили механизм перезарядки быстрых протонов. Суть механизма заключается в том, что радиальный поток быстрых протонов, который в нестационарных ядрах галактик, по всей вероятности, имеется, двигаясь сквозь покоящийся слабо ионизованный газ, в результате перезарядки будет излучать водородные линии со сдвигом по частоте, соответствующим проекции скорости потока (протона) на луч зрения. Сечение перезарядки сильно зависит от скорости протона: перезарядка начинает

играть заметную роль только тогда, когда быстрый протон затормозится до скорости ~ 5000 *км/сек* и достигает максимума при скорости протона, близкой к скорости электрона в атоме (~ 2200 *км/сек*). Таким образом, в случае сферической симметрии потока ширина линии у основания не должна зависеть от начальной скорости (энергии) протонов, если только она больше 5000 *км/сек* ($E_0 > 120$ *кэв*). Любопытно, что именно такую ширину (8000—10 000 *км/сек*) имеют у основания водородные линии практически всех сейфертовских галактик.

Однако механизм перезарядки быстрых протонов встречается с двумя серьезными трудностями. Главная из них — это низкая излучательная способность движущегося протона: при самых благоприятных условиях протон за все время торможения может излучить не более 100 квантов в линии H_α. Вторая трудность заключается в том, что движущийся сквозь нейтральный газ радиальный поток протонов обязательно вызовет интенсивное свечение покоящегося газа, которое в случае отсутствия электронного рассеяния должно наблюдаться в узких водородных линиях, наложенных на широкую эмиссию, обусловленную излучением самого потока. Вопрос заключается в том, какое максимально выгодное для механизма соотношение между излучением этих двух сред может обеспечить более или менее реальная модель. С этой целью рассчитывается ионизационное и температурное равновесие газовой оболочки, возбуждаемой потоком быстрых протонов, тормозящихся в этой оболочке до тепловых скоростей.

Выбор модели. Плотность газа, тормозящего быстрые протоны

Излучение газа, возбуждаемого потоком быстрых протонов, как и излучение атомов самого потока, были рассчитаны Птаком [2] с целью объяснения крутого бальмеровского декремента, наблюдаемого в NGC 4151. Полученное им хорошее согласие вычисленного (3,3 : 1 : 0,34) и наблюдаемого (3,36 : 1 : 0,33) декрементов $H_\alpha : H_\beta : H_\gamma$ подтверждает высказываемое многими авторами предположение об ударном возбуждении газа. Согласно этим же расчетам для поддержания пятидесятипроцентной ионизации газа с электронной плотностью $N_e \approx 10^4$ *см*$^{-3}$ и температурой $T_e \approx 10^{4\circ}$ K необходим поток протонов с плотностью 0,4 *см*$^{-3}$, если начальная энергия их равна 25 *кэв* ($v_0 = 2200$ *км/сек*). При такой плотности и начальной энергии полное время торможения частицы равно $1{,}5 \cdot 10^5$ *сек*.

Количество квантов, испущенных быстрыми протонами в линии H_α, в 2,5 раза (а в линиях H_β и H_γ в 3 раза) меньше H_α-квантов, испущенных покоящимся газом. Последнее уже говорит о том, что вычисленный контур водородных линий в такой модели не будет похожим на наблюдаемый в NGC 4151, поскольку в наблюдаемом контуре основная доля излучения (80—90 %) приходится на широкие крылья. Далее, для объяснения наблюдаемой ширины линии у основания (8000—10 000 *км/сек*) *начальной* скорости протонов $v_0 = 2200$ *км/сек* недостаточно; ее необходимо увеличить в три раза. Это приведет к существенному увеличению пути пробега протона $l \sim v_0^3$, а следовательно, и к увеличению количества ионизованного газа, из-за чего вклад излучения быстрых протонов в общее излучение системы станет еще меньшим. Рассчитанную Птаком модель ядра с чисто ударным возбуждением газа вряд ли можно считать приемлемой еще и по другой причине: при начальной энергии протона 25 *кэв* и плотности газа 10^4 *см*$^{-3}$ длина пути торможения протона (или радиус зоны ионизации газа) меньше чем $3 \cdot 10^{13}$ *см*. При этом полное количество рекомбинаций водорода во всем объеме в единицу времени равно $6 \cdot 10^{37}$, в то время как светимость ядра NGC 4151 в центральной узкой компоненте линии H_α составляет несколько единиц 10^{51} *квант/сек*.

Из общих соображений видно, что эффективность механизма перезарядки тем больше, чем ниже степень ионизации тормозящего газа.

В модели, предложенной Птаком и Стонером [1], радиальный поток быстрых протонов, идущих от центрального источника, также тормозится в разреженном газе с плотностью $N_e \approx 10^4 \div 10^5$ *см*$^{-3}$, в котором возникают запрещенные линии [O II], [O III], [Ne III] и др. Поэтому, естественно, они не могли принять очень низкую ионизацию этого газа. Однако, как уже было сказано выше, даже при низкой плотности ионизация газа в зонах [O II], [O III] не может быть обусловлена быстрыми протонами, идущими от единого центрального источника, из-за их короткого пути пробега; большое же количество источников, рассеянных по всему объему, не в состоянии объяснить наблюдаемой переменности линий. Таким образом, мы приходим к следующей картине. Для того чтобы механизм перезарядки вносил максимальный вклад в излучение широких крыльев, торможение быстрых протонов должно происходить в очень плотном и практически нейтральном газе, локализованном в небольшом объеме. Нижнюю границу плотности тормозящего газа получим из условия, чтобы длина пути торможения протона была существенно больше толщины слоя газа, ионизованного L_c-излучением. Мощность источника L_c-излучения можно грубо оценить, если наблюдаемый в ультрафиолетовой области континуум экстраполировать до частот лаймановского континуума. Для NGC 4151 и NGC 1275 такая экстраполяция приводит к следующему значению потока $F_{912\text{Å}}$ на границе лаймановского предела на расстоянии 1 *пс* от центрального точечного источника:

$F_{912\text{Å}} \approx 5 \cdot 10^{-12}$ *эрг/см*$^2 \cdot$ *сек* $\cdot$ *гц*, для NGC 4151;

$F_{912\text{Å}} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-11}$ *эрг/см*$^2 \cdot$ *сек* $\cdot$ *гц*, для NGC 1275.

Если плотность газа $\sim 10^4$ *см*$^{-3}$, то радиус зоны ионизации вокруг источника такой мощности составит более 10 *пс*, что на много порядков превышает длину тормозного пути протона. Для того чтобы торможение протона происходило почти в нейтральном газе, плотность газа должна быть не ниже 10^{10}—10^9 *см*$^{-3}$, так как только тогда толщина слоя радиативно ионизованного газа будет намного меньше длины пути, проходимого протоном (с увеличением плотности газа толщина радиативно ионизованного слоя падает как N^{-2}, в то время как длина пути протона уменьшается как N^{-1}).

Плотность и степень ионизации атомов в потоке. Ионизационное и температурное равновесие тормозящего покоящегося газа

Поскольку практически вся энергия частиц потока уходит на ионизацию и нагрев тормозящего газа, то даже в том случае, когда поле L_c-излучения полностью отсутствует, тормозящий газ не может быть совсем нейтральным: в нем установится ионизационное и температурное равновесие, определяемое плотностью газа, а также плотностью и энергией потоковых частиц. При наличии механизма перезарядки ионизационное равновесие установится также и для атомов в потоке. Уравнение ионизационного равновесия покоящегося газа можно записать следующим образом:

$$\rho f_+ \mathrm{H}^0 \sigma_p v + \rho\,(1 - f_+)\mathrm{H}^0 \sigma_\text{н} v + \mathrm{H}^0 N_e q_\text{ion} + \rho f_+ \mathrm{H}^0 \sigma_\text{tr} v = \\ = \rho\,(1 - f_+)\,\mathrm{H}^+ \sigma_\text{tr} v + N_e \mathrm{H}^+ \alpha_T. \qquad (1)$$

Здесь ρ, v — плотность и скорость атомов в потоке, f_+ — доля времени, в течение которого атом потока находится в ионизованном состоянии, или доля ионизованных атомов; σ_p, $\sigma_\text{н}$ — сечения ионизации атома водорода протоном и нейтральным атомом соответственно; σ_tr — сечение перезарядки; q_ion — вероятность ионизации атома водорода электронным ударом; α_T — коэффициент рекомбинации на все уровни; H^0 и H^+ — количество нейтральных и ионизованных атомов водорода в газе.

В левой части уравнения (1) записано количество ионизаций в единице объема газа за 1 *сек*, обусловленное быстродвижущимися протонами, нейтральными атомами потока, тепловыми электронами, и количество протонов, появившееся в результате перезарядки. Считается, что поток не несет электрического заряда, т. е. в потоке наряду с протонами с той же скоростью движутся и электроны, так что $n_e = n_p$. Уравнение ионизационного равновесия для атомов, движущихся в потоке, выглядит так:

$$\rho\,(1 - f_+)v\,[H^+\sigma_p + N_e\sigma_e + \mathrm{H}^0\sigma_{\mathrm{H}} + \mathrm{H}^+\sigma_{\mathrm{tr}}] = \rho f_+ \mathrm{H}^0\sigma_{\mathrm{tr}} v. \qquad (2)$$

В левой части (2) записано количество ионизаций нейтральных атомов потока в результате соударений с покоящимися протонами, электронами и нейтральными атомами газа, а также в результате захвата электрона тепловым протоном; в правой — количество электронных захватов быстрыми протонами. Рекомбинациями свободных электронов на движущиеся протоны можно пренебречь, поскольку сечение перезарядки на четыре порядка больше сечения рекомбинации, к тому же в слабо ионизованном газе свободных электронов меньше, чем нейтральных атомов. При больших скоростях протона $v > 5000$ *км/сек*, когда сечение перезарядки близко к нулю, рекомбинации, возможно, играют доминирующую роль в ионизационном равновесии потока, однако скорость рекомбинаций здесь по-прежнему на четыре порядка меньше скорости перезарядки в конце пути протона. А так как время торможения протона от начальной скорости до $v \approx 5000$ *км/сек* отличается от времени полного торможения не более чем на два порядка, то общее число рекомбинаций на всем пути все еще в сотни раз меньше числа актов перезарядки.

Третьим уравнением, связывающим параметры потока и покоящегося газа, является уравнение энергетического баланса для свободных электронов. Энергия протонов передается свободным электронам главным образом посредством кулоновского взаимодействия и во время ионизации нейтральных атомов ударом протона. Количество энергии, теряемой протонами в единице объема за 1 *сек* в результате упругих столкновений с электронами, равно

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi \mathrm{H}^+\rho e^4 f_+ \ln\Lambda}{m_e v} = 5{,}26\cdot 10^3\,\frac{\mathrm{H}^+\rho f_+}{v}\ [\text{эв}/\text{см}^3\cdot\text{сек}],$$

где $\ln\Lambda$ — фактор Дебая, учитывающий экранировку иона электростатической поляризацией плазмы.

Теоретическая оценка количества энергии, теряемой при одном неупругом столкновении с нейтральным атомом водорода (ионизационные потери), дает величину, равную 50 *эв* (энергия, затраченная на образование одной пары ионов). Однако экспериментальное значение этой же величины, полученное для протонов, движущихся в воздухе [3], равно 35 *эв*. Поскольку потенциалы ионизации азота и кислорода весьма близки к водородному, то для дальнейших расчетов используем последнее значение, как более надежное. Часть энергии (13,6 *эв*) уходит на преодоление потенциала ионизации, поэтому каждый раз, при появлении новой пары ионов им сообщается энергия ε, равная ~ 20 *эв* (во время перезарядки энергия иону не сообщается).

Уравнение энергетического баланса, таким образом, запишется [1]:

$$5{,}26\cdot 10^3\,\frac{\mathrm{H}^+\rho f_+}{v} + \mathrm{H}^0\rho v\varepsilon\,[f_+\sigma_p + (1 - f_+)\,\sigma_{\mathrm{H}}] = N_e H^0\left[\sum_2^\infty q_n E_n + q_{\mathrm{ion}} I_0\right], \qquad (3)$$

[1] Здесь не учтены коллективные взаимодействия потока заряженных частиц и свободных электронов газа.

где $\varepsilon = 20$ *эв*; q_{ion}, q_n — вероятности ионизации и возбуждения водорода ударом с основного состояния; I_0 и E_n — потенциалы ионизации и возбуждения, выраженные в электронвольтах. В правой части уравнения записана энергия, теряемая свободными электронами на возбуждение и ионизацию нейтральных атомов водорода. Уравнение (3) перепишем в виде

$$f_+ v \frac{\rho}{N_e}\left\{\frac{5{,}26\cdot 10^3}{v^2}\frac{\text{H}^+}{\text{H}^0} + \varepsilon\left[\sigma_p + \frac{1-f_+}{f_+}\sigma_{\text{н}}\right]\right\} = \sum_2^\infty q_n E_n + q_{\text{ion}} I_0. \tag{4}$$

Из уравнений (1) и (2) находим

$$f_+ v \frac{\rho}{N_e}\left[\sigma_p + \frac{1-f_+}{f_+}\sigma_{\text{н}} + \sigma_{\text{tr}} - \frac{1-f_+}{f_+}\frac{\text{H}^+}{\text{H}^0}\sigma_{\text{tr}}\right] = \frac{\text{H}^+}{\text{H}^0}\alpha_T - q_{\text{ion}}, \tag{5}$$

$$\frac{1-f_+}{f_+} = \frac{\sigma_{\text{tr}}}{\text{H}^+/\text{H}^0(\sigma_p + \sigma_e + \sigma_{\text{tr}}) + \sigma_{\text{н}}}. \tag{6}$$

Разделив теперь (4) на (5), получим уравнение, связывающее электронную температуру и степень ионизации газа:

$$\frac{\dfrac{5{,}26\cdot 10^3}{v^2}\dfrac{\text{H}^+}{\text{H}^0}}{\sigma_p + \sigma_{\text{tr}} + \dfrac{1-f_+}{f_+}\left(\sigma_{\text{н}} - \dfrac{\text{H}^+}{\text{H}^0}\sigma_{\text{tr}}\right)} + \varepsilon\frac{\sigma_p + \dfrac{1-f_+}{f_+}\sigma_{\text{н}}}{\sigma_p + \sigma_{\text{tr}} + \dfrac{1-f_+}{f_+}\left(\sigma_{\text{н}} - \dfrac{\text{H}^+}{\text{H}^0}\sigma_{\text{tr}}\right)} =$$

$$= \frac{\sum\limits_2^\infty q_n E_n + q_{\text{ion}} I_0}{\dfrac{\text{H}^+}{\text{H}^0}\alpha_T - q_{\text{ion}}}. \tag{7}$$

Сечение перезарядки, а следовательно, и параметр f_+ очень сильно зависит от скорости протона, поэтому рассмотрим моноэнергетический поток протонов и отдельно область газа, где скорости протонов больше 5000 *км/сек*, и область газа, где $4000 > v > 1000$ *км/сек*. При $v > 5000$ *км/сек* $\sigma_{\text{tr}} = 0$, поэтому $f_+ = 1$. Для каждой из двух областей газа сечения σ_p, σ_e и $\sigma_{\text{н}}$, σ_{tr} считаются постоянными и не зависящими от скорости протона. Численные значения их взяты из [1], а вероятности возбуждения и ионизации водорода электронным ударом — из [4].

Расчеты проводились следующим образом. За исходный параметр принималась T_e (задавалось несколько значений температуры от 20 до 6 тысяч градусов). Для каждой температуры из уравнения (7) находилась степень ионизации газа H^+/H^0, а из уравнения (5) — отношение ρ/N_e. Оба отношения определяются только энергетикой системы поток — газ и от плотности газа не зависят. Результаты этих вычислений приведены в табл. 1. В табл. 2 приведены значения параметров, которые зависят от общей плотности газа; это концентрация протонов в газе H^+, плотность атомов в потоке ρ и характерное время торможения атомов потока τ для N (H) $= 10^{10}$ *см*$^{-3}$. При электронной температуре газа выше 10 000° К, когда соответствующая ей степень ионизации довольно высока, быстрые протоны теряют свою энергию главным образом из-за кулоновского взаимодействия со свободными электронами, в этом случае время торможения определяется как

$$\tau_e = \frac{m_e m_p v_0^3}{12\pi e^4 N_e f_+ \ln\Lambda}.$$

При низкой температуре и низкой ионизации газа доминирующими являются ионизационные потери, следовательно, они определяют время

Таблица 1

$T_e \cdot 10^{-3}$, °К	H^+/H^0		f_+	ρ/N_e	
	$\bar{v} = 10^9 \frac{см}{сек}$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8 \frac{см}{сек}$
20	14,7	13,4	0,96	$4{,}14 \cdot 10^{-6}$	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$
15	2,2	1,9	0,77	$3{,}25 \cdot 10^{-6}$	$7{,}8 \cdot 10^{-6}$
10	0,16	0,221	0,348	$4{,}18 \cdot 10^{-7}$	$1{,}46 \cdot 10^{-6}$
8	0,0128	0,036	0,166	$3{,}97 \cdot 10^{-9}$	$3{,}0 \cdot 10^{-7}$
6	$7{,}9 \cdot 10^{-5}$	0,0003	0,118	$3{,}0 \cdot 10^{-10}$	$3{,}38 \cdot 10^{-9}$

Таблица 2

$T_e \cdot 10^3$, °К	H^+, $см^{-3}$		ρ, $см^{-3}$		τ, сек	
	$\bar{v} = 10^9 \frac{см}{сек}$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8 \frac{см}{сек}$
20	$0{,}9363 \cdot 10^{10}$	$0{,}932 \cdot 10^{10}$	$0{,}3876 \cdot 10^3$	$0{,}391 \cdot 10^6$	25	1,13
15	$0{,}6875 \cdot 10^{10}$	$0{,}655 \cdot 10^{10}$	$0{,}2237 \cdot 10^5$	$0{,}51 \cdot 10^5$	29	3,82
10	$0{,}138 \cdot 10^{10}$	$0{,}182 \cdot 10^{10}$	$0{,}5768 \cdot 10^3$	$0{,}266 \cdot 10^4$	32	29
8	$0{,}0126 \cdot 10^{10}$	$0{,}035 \cdot 10^{10}$	$0{,}500 \cdot 10^1$	$1{,}05 \cdot 10^2$	33	75
6	$7{,}885 \cdot 10^5$	$3{,}0 \cdot 10^6$	$0{,}236 \cdot 10^{-3}$	$1{,}0 \cdot 10^{-2}$	33	85

Примечание. $N(H) = 10^{10}$ $см^{-3}$.

торможения

$$\tau_н = \frac{m_p v_0}{H^0 \varepsilon \left[f_+ \sigma_p + (1 - f_+) \sigma_н \right]}.$$

Зная время торможения протонов и используя приведенную в [1] зависимость излучательной способности (H_α-квантов) быстрого протона от степени ионизации газа [1], мы находим количество H_α-квантов, излучаемых быстрым протоном в единицу времени. Средняя наблюдаемая светимость ядер сейфертовских галактик в широких крыльях линии H_α составляет $\sim 10^{52}$ *квант/сек*. Отсюда определяем количество быстрых протонов, одновременно находящихся в ядре, а разделив его на плотность атомов в потоке, находим объем и массу потока и тормозящей среды. Все эти величины, а также масса газа, приносимого потоком в течение одного года, приведены в табл. 3.

Обсуждение результатов

Как показывают расчеты, степень ионизации газа, возбуждаемого потоком быстрых протонов, и отношение плотности протонов в потоке к электронной плотности газа сильнее всего зависят от электронной температуры газа, слабее — от скорости протонов в потоке и совсем не зависят от плотности газа. Не зависит от плотности газа также и величина dM/dt — изменение массы газа за счет «застревающих в нем» протонов. Объем, в котором происходит торможение потока, обратно пропорционален квадрату плотности тормозящего газа, а время торможения протонов и масса тормо-

[1] Перезарядка происходит только при $v < 5 \cdot 10^8$ *см/сек*; поэтому, если $v_0 \gtrsim 5 \times \times 10^8$ *см/сек*, то степень ионизации газа H^+/H^0 является единственным параметром, определяющим полное количество квантов, которое способен излучить один протон за все время торможения.

зящего газа обратно пропорциональны плотности. Поэтому пересчитывать данные табл. 2 и 3 для других значений плотности нет надобности.

Ни один из параметров, численные значения которых приведены в табл. 2 и 3, нельзя сравнить с наблюдениями. Тем не менее можно утверждать, что первые два варианта модели ядра с потоком быстрых протонов и температурой газа $T_e = 20$ и $15 \cdot 10^{3}$° К, хотя и обеспечивают (по условию) необходимое излучение в широких крыльях линии H_α, не реальны, ибо масса застревающих в газе протонов за год не может превышать массу тормозящего газа. Мало вероятно также, чтобы в ядрах галактик имел место последний вариант модели ($T_e = 6000$° К) по причине очень большой массы тормозящего плотного газа, хотя наблюдаемые оценки массы ядер крайне неуверенны. Правда, как сказано выше, масса тормозящего газа обратно пропорциональна его плотности, которая неизвестна и здесь принята 10^{10}, поэтому при таком выборе модели остается неопределенность. Любопытно, что наиболее удовлетворительный, с точки зрения соотношения масс потока и тормозящего газа, вариант модели имеет место при самом тривиальном значении электронной температуры 8000—10 000° К.

Однако соотношение масс плотного газа и застревающего в нем потока быстрых частиц — не единственный критерий правдоподобности модели. Другим критерием является соотношение светимости в линиях, излучаемых движущимися атомами потока и покоящимся газом. Последний, как бы ни был слабо ионизован, в водородных линиях будет излучать очень интенсивно. Чтобы оценить количество H_α-квантов, излучаемых в единицу времени тормозящим газом, подсчитаем число рекомбинаций на третий уровень атома водорода. Значения величин $H^+ N_e C_3 \cdot V$ приведены в табл. 3. Напомним, что по условию все варианты модели обеспечивают светимость в широких крыльях линии H_α, равную 10^{52} *квант/сек*. Совсем неожиданным явилось то, что вариант модели, наиболее удовлетворительный с точки зрения соотношения масс потока и газа, оказался также и наиболее приемлемым с точки зрения соотношения светимости потока и покоящегося газа. Однако даже в этом случае интенсивность узкой компоненты H_α-линии, излучаемой плотным газом, на порядок больше интенсивности широкой компоненты, излучаемой быстрыми атомами потока. Этот результат не зависит от плотности газа.

Поскольку в рамках используемых нами уравнений при «разумных» значениях атомных параметров не существует таких условий, при которых излучение атомов, имеющих начальную скорость $\geqslant 5000$ *км/сек*, было бы меньше или сравнимо с излучением покоящегося газа, то был поставлен следующий вопрос: насколько надо изменить параметры ε и σ_{tr}, чтобы такое условие имело место?

При низкой степени ионизации и низкой T_e, когда для движущегося атома основными являются ионизационные потери, степень ионизации тормозящего газа обратно пропорциональна величине ε — энергии, сообщаемой паре ионов в момент их образования. Теоретическое и экспериментальное значение ε относятся к движущемуся протону. Здесь же, из-за перезарядки, более 90% времени движущийся атом находится в нейтральном состоянии, поэтому ионизация газа производится фактически нейтральными атомами, вследствие чего величина ε может иметь другое значение. Чтобы ответить на поставленный выше вопрос, был повторен весь расчет с $\varepsilon = 100$ *эв*, $v = 2200$ *км/сек*, $\sigma_p = 1{,}75\ \pi a_0^2$, $\sigma_H = 0{,}35\ \pi a_0^2$ и $\sigma_{tr} = 6\pi a_0^2$ (значения сечений при скорости, равной атомной единице или 2200 *км/сек*). Результаты вычислений для $T_e = 8000$ и 6000° К приведены в табл. 4. Из таблицы видно, что при том же расходе массы на корпускулярное излучение, равном 2,5 $M_{\odot/\text{год}}$, и приемлемых значениях массы нейтрального газа свечение этого газа становится сравнимым со свечением потока.

Таблица 3

$T_e \times 10^{-3}$, °K	H_α, $\frac{фотон}{протон \cdot сек}$		Полное количество быстрых протонов $\int_V \rho dV$		Объем газа V, $см^{-3}$		$\frac{dM}{dt}$, $M_\odot/год$		$M_{газа}$, $M_\odot$		Число рекомбинаций на 3-й уровень в газе, $сек^{-1}$	
	$\bar{v} = 10^9 \frac{см}{сек}$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8$	$\bar{v} = 10^9$	$\bar{v} = 3 \cdot 10^8 \frac{см}{сек}$
20	0,024	0,53	$4,167 \cdot 10^{53}$	$1,88 \cdot 10^{52}$	$1,08 \cdot 10^{49}$	$4,8 \cdot 10^{46}$	$4,3 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^2$	90	0,4	$2,3 \cdot 10^{55}$	$1 \cdot 10^{54}$
15	0,103	0,103	$9,7 \cdot 10^{52}$	$9,7 \cdot 10^{52}$	$4,34 \cdot 10^{48}$	$1,9 \cdot 10^{48}$	87	640	36	15	$6,3 \cdot 10^{54}$	$2,5 \cdot 10^{55}$
10	0,75	0,50	$1,33 \cdot 10^{52}$	$2 \cdot 10^{52}$	$2,3 \cdot 10^{49}$	$7,5 \cdot 10^{48}$	10,8	17	190	60	$1,8 \cdot 10^{54}$	$9,2 \cdot 10^{54}$
8	3,03	1,333	$3,3 \cdot 10^{51}$	$7,5 \cdot 10^{51}$	$6,6 \cdot 10^{50}$	$7,1 \cdot 10^{49}$	2,5	2,5	$5,5 \cdot 10^3$	570	$4,5 \cdot 10^{53}$	$4,1 \cdot 10^{54}$
6	3,03	1,176	$3,3 \cdot 10^{51}$	$8,4 \cdot 10^{51}$	$1,4 \cdot 10^{55}$	$8,5 \cdot 10^{53}$	2,5	2,5	$1,17 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^{53}$	$4,1 \cdot 10^{54}$

Таблица 4

$T_e \times 10^{-3}$, °K	$\frac{H^+}{H^0}$	f_+	$\frac{\rho}{H^+}$	H^+	ρ	τ	H_α, $\frac{фотон}{протон \cdot сек}$	$\int_V \rho dV$	V, $см^3$	$M_{газ}$, $M_\odot$	$\frac{dM}{dt}$, $M_\odot/год$	Число рекомбинаций на 3-й уровень в газе, $сек^{-1}$
8	0,005	0,061	$1,608 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^7$	8,04	3,16	31,6	$3,16 \cdot 10^{50}$	$3,93 \cdot 10^{50}$	314	2,4	$0,72 \cdot 10^{52}$
6	$2,8 \cdot 10^{-5}$	0,055	$1,141 \cdot 10^{-9}$	$2,8 \cdot 10^5$	$3,19 \cdot 10^{-4}$	3,23	30,9	$3,23 \cdot 10^{50}$	$1,012 \cdot 10^{54}$	$8,1 \cdot 10^6$	2,4	$0,5 \cdot 10^{52}$

Примечание. $\varepsilon = 100$ *эв*; $\bar{v} = 2,2 \cdot 10^8 \frac{см}{сек}$; $\sigma_{tr} = 6$; $\sigma_p = 1,75$; $\sigma_H = 0,35$ в ед. $8,8 \cdot 10^{-17}$ $см^2$.

Заключение

В настоящее время слишком мало известно о массах ядер галактик и совсем ничего не известно об их эволюции, поэтому нельзя сказать, насколько правдоподобна величина изменения массы ядра в 2,5 $M_\odot$/год. Неизвестно также количество нейтрального газа. О его существовании в ядрах можно только догадываться: при большой плотности линия 21 *см* не излучается, а оцениваемая из наблюдений масса 10^6—10^7 $M_\odot$ не может находиться в малом объеме и представлять собой горячую плазму или ионизованный газ. Поэтому ни количество плотного газа, требуемого для торможения протонов до тепловых скоростей, ни величина dM/dt не могут служить аргументом «за» или «против» механизма перезарядки.

Механизм перезарядки, в том виде как он представлен Птаком и Стонером [1], не в состоянии объяснить наблюдаемые профили водородных линий в спектрах ядер сейфертовских галактик, потому что возбуждаемое потоком быстрых частиц свечение среды (центральный узкий максимум линий) в любом случае будет во много раз превышать излучение потока (широкая компонента профиля). При некоторых «натяжках» параметров ε и σ_{tr} излучение потока может сравниться с излучением покоящегося газа, однако оно принципиально не может быть доминирующим по той причине, что каждый акт перезарядки с последующим излучением кванта в крыле линии приводит к появлению покоящегося протона, который рано или поздно рекомбинирует и излучит квант, не смещенный по частоте.

Существуют, однако, обстоятельства, которые, вообще говоря, могут несколько изменить положение.

1. Возможно, что заселение разных уровней в процессе перезарядки существенно отличается от заселения этих же уровней при обычной рекомбинации.

2. При большой плотности покоящегося газа и заметной непрозрачности его в линиях бальмеровской серии возможно рассеяние квантов на свободных электронах, что приведет к расширению центрального максимума в контуре водородной линии, возникшего в плотном газе. В этом случае перезарядка уже не играет такой роли, как в модели Птака и Стонера, однако она все еще нужна для объяснения неровностей или отдельных максимумов, наблюдаемых далеко от центральной частоты на сглаженных электронным рассеянием широких крыльях линий.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Ptak R., Stoner R. E.* Astrophys. J., 1973, **185**, 121.
2. *Ptak R.* Astrophys. J., 1970, **162**, 425.
3. Основные формулы физики. Под ред. Мензела. Перев. с англ. М., ИЛ, 1957.
4. *Гершберг Р. Е., Шноль Э. Э.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **50**, 122.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ С ИЗБЫТКОМ КОРОТКОВОЛНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ПЕРЕМЕННОСТЬ НА ВОЛНЕ 1,35 *см*

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров

Приведены результаты наблюдений на волне 1,35 *см* около 60 внегалактических объектов с избытком излучения в сантиметровом диапазоне или известных как переменные. Наблюдения выполнены при помощи 22-метрового радиотелескопа КАО АН СССР в 1974—1975 гг. с чувствительностью не хуже $0{,}13\cdot10^{-26}$ *вт·м*$^{-2}$·*гц*$^{-1}$.

Отмечается быстрый подъем в спектре галактики 3C 111 в миллиметровом диапазоне волн. Измерены потоки от галактик № 42, 69 и 99 из списка Маркаряна.

Приведены данные о переменности радиоизлучения 19 объектов, причем для 11 из них за интервал времени $>$ 1,5 лет. Отмечается возможная переменность квазаров с наибольшими красными смещениями OQ 172 и OH 471.

Исследована быстрая переменность 11 радиоисточников, у OJ 287, 3C 273, 3C 279, BL Lac и 3C 454.3 зарегистрированы вариации плотностей потоков за несколько дней. Изменения радиоизлучения OJ 287 и 3C 273 сравниваются с изменениями в оптическом диапазоне. Возможны флуктуации потока OJ 287 за доли суток.

FLUX DENSITIES OF EXTRAGALACTIC OBJECTS WITH SHORT WAVELENGTH RADIOEMISSION EXCESS AND THEIR VARIABILITY AT WAVELENGTH 1.35 cm, by *V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov*.— The observational results at $\lambda = 1.35$ cm for about 60 extragalactic objects with the centimeter radioemission excess or known as variable are reported. The observations have been made with the aid of Crimean Astrophysical Observatory 22-m radiotelescope with the sensitivity better than $0.13\cdot10^{-26}$ W m^{-2} Hz^{-1}.

A large increase in the spectra of galaxy 3C 111 in mm waverange is pointed out. The radioemission from galaxies listed by Markarian as N 42, 69 and 99 is detected.

Variability data for 19 objects are given. For 11 objects flux density variations are monitored in the range of 1.5 years. OH 471 and OQ 172 quasars with largest redshifts are suspected as variable.

The rapid variations are considered for 11 sources and for OJ 287, 3C 273, 3C 279, BL Lac and 3C 454.3 short term variations, during several days, are found. These variations are compared with those in optical range. The fluctuations of the radioflux of OJ 287 during fractions of a day are possible.

Как известно, почти все внегалактические радиоисточники с плоскими или возрастающими спектрами в сантиметровом диапазоне длин волн, т. е. имеющие оптически плотные компоненты, являются переменными, причем активность их часто возрастает с уменьшением длины волны. Наблюдения переменных источников в миллиметровом диапазоне, следовательно, могут быть более информативными для изучения физических условий в ядрах галактик и квазарах. Тем не менее систематических наблюдений таких объектов на волнах короче 1,95 *см* очень мало [1,2]. Ниже приводятся результаты наблюдений внегалактических радиоисточников на волне 1,35 *см*, выполненные на 22-метровом радиотелескопе РТ-22 КАО АН СССР в де-

кабре 1974 г., а также в апреле и октябре 1975 г. Были измерены потоки ряда квазаров и галактик, в основном имеющих избыток в радиоизлучении к $\lambda = 2{,}8$ *см* [3], или уже известных как переменные на других длинах волн, а также некоторых галактических источников.

Угловое разрешение РТ-22 на $\lambda = 1{,}35$ *см* составляло $\sim 2'{,}5$ по половинной мощности. При наблюдениях применялся радиометр с мазером на входе в качестве усилителя высокой частоты. Чувствительность радиотелескопа с этим радиометром составляла 0,7 ед. потока (1 ед. потока $= 10^{-26}$ *вт·м*$^{-2}$·*гц*$^{-1}$) при постоянной выхода радиометра 1 *сек*. Регистрация выходного сигнала осуществлялась в цифровом и аналоговом виде. Накопление его для улучшения соотношения сигнал/шум производилось при помощи электронного усреднителя [4].

При наблюдениях источников с пиковыми плотностями потоков $> 1{,}5$ ед. потока их координаты сначала уточнялись прохождением через источник главного лепестка диаграммы направленности антенны. После этого измерялись средние температуры антенны при установке ее на источник в течение 30 *сек* («источник»), и при установке антенны на расстоянии $\sim 8'$ от источника в течение такого же времени («фон»). Для учета дрейфа выходного сигнала вследствие различных причин обычно применялась последовательность «фон»—«источник»—«фон». Количество таких серий измерений зависело от потока от источника. Антенная температура источника определялась как разность между средними температурами антенны в положениях «источник» и «фон». Объекты с плотностями потоков $< 1{,}5$ ед. потока наблюдались так же, но без предварительного уточнения координат. Точность наведения радиотелескопа на источник в этом случае, определенная по наблюдениям сильных радиоисточников, составляла 10—15″ ночью и до 20″— днем.

Плотности потоков источников определялись относительно DR-21, Юпитера и Сатурна. Для DR-21 была принята плотность потока $S = 19{,}5 \pm 0{,}6$ ед. потока [5], а для Юпитера и Сатурна были приняты яркостные температуры $138 \pm 3{,}5°$ K (среднее взвешенное [6—8]) и $128 \pm 5{,}5°$ K [9] соответственно. Согласно нашим измерениям принятые величины согласуются между собой с точностью до 1 %.

В табл. 1 приведены плотности потоков радиоисточников, измеренные в основном в апреле 1975 г. Названия источников даны по Паркскому или 3С каталогам. Указаны типы объектов (Г — галактика, К — квазар, H II — зона ионизованного водорода, ОСН — остаток сверхновой звезды), плотности потоков от них со среднеквадратичными ошибками в ед. потока. Для источников, не являющихся точечными для диаграммы направленности РТ-22, в скобках даны их потоки с учетом размеров для гауссова распределения радиояркости. Размеры источников нами определялись непосредственно по записям прохождения диаграммы направленности антенны через них, а для 3С 270 и 3С 405 необходимые сведения о распределении радиояркости были заимствованы из [3] и [10] соответственно.

Среднеквадратичные ошибки плотностей потоков оценивались по многократным наблюдениям ряда источников в различные дни. Ошибка, обусловленная шумами системы, равна 0,13 ед. потока для 30 *сек* интегрирования. Ошибки вследствие других факторов (неточность установки телескопа, изменения усиления антенны при изменении высоты объекта над горизонтом или со временем, неточность учета поглощения и др.) составляли 2,7 % измеряемой величины для потоков $> 1{,}5$ ед. потока. Для меньших потоков вносятся дополнительно 2,5—5 % из-за ошибок наведения. Кроме того, учтена неопределенность плотностей потоков калибровочных источников (~ 3 %).

Среди внегалактических радиоисточников в табл. 1 только квазар 3С 196 и галактики 3С 123, 3С 218 и 3С 353, по-видимому, на волнах $< 2{,}8$ *см* имеют спектры со спектральными индексами $\alpha = d\,(\lg S)/d\,(\lg \lambda)$, возрастающими при уменьшении длины волны. Остальные имеют плоские ($\alpha \sim$

Таблица 1

Источник	Тип объекта	Плотность потока, 10^{-26} *вт·м*$^{-2}$·*гц*$^{-1}$	Источник	Тип объекта	Плотность потока, 10^{-26} *вт·м*$^{-2}$·*гц*$^{-1}$
0048—09	Г	1,66±0,25	1656+05		1,93±0,14
0106+32		0,47±0,09	3C 353	Г	4,58±0,24 (7,61)
0333+32		1,00±0,13	3C 371	Г	2,52±0,15
0336—01	К	2,22±0,13	3C 380	К	3,01±0,24
3C 111	Г	7,30±0,48	3C 390.3	Г	2,31±0,15
3C 123	Г	3,34±0,20	3C 405	Г	40,6±2,8 (60,6)
0605—08		2,20±0,13	2005+40	К ?	2,98±0,18
OH 471	К	0,64±0,08	2128—12	К	2,22±0,14
0735+17	К ?	2,81±0,15	2134+004	К	6,49±0,40
0736+01	К	2,03±0,13	2216—03	К	3,25±0,18
3C 196	К	1,14±0,13	2227—08	К	1,14±0,11
0834—20	К	3,05±0,18	2345—16	К	1,41±0,12
3C 207	К	1,24±0,17	Марк 42	Г	0,90±0,13
3C 216		1,20±0,17	Марк 69	Г	0,31±0,08
3C 245	К	1,00±0,08	Марк 99	Г	1,12±0,13
3C 270	Г	1,51±0,11 (6,33)	3C 58	ОСН	6,91±0,29 (23,7)
3C 218	Г	3,08±0,18	W 3	H II	23,1±1,40 (42,1)
3C 275.1	К	0,66±0,08	W 29	H II	10,8±0,60 (58,0)
1252+11	К	1,13±0,11	W 31	H II	23,3±1,40 (42,0)
3C 286	К	1,25±0,12	W 48	H II	10,6±0,60 (11,5)
OQ 172	К	0,48±0,07	3C 144	ОСН	177,1±6,9 (393)
1548+05		2,02±0,14	3C 461	ОСН	98,3±3,5 (268)
1555+00		0,85±0,10	NGC 7027	H II	7,96±0,41

~ 0) или возрастающие спектры ($\alpha < 0$). Особенно интересно увеличение плотности потока N-галактики 3C 111 с 4,39 ед. потока на $\lambda = 2{,}8$ *см* до 7,30 ед. потока на $\lambda = 1{,}35$ *см*. Такой вид спектра в этом диапазоне волн наблюдается также и у известной радиогалактики NGC 5128 (Cen A) [11]. Исследование переменности 3C 111 в сантиметровом диапазоне [12] показало небольшую переменность его центральной компоненты на волне 6 *см*. На $\lambda = 1{,}35$ *см* в период с апреля по октябрь 1975 г. поток от 3C 111 оставался практически постоянным.

Измеренные нами потоки от двух квазаров с наибольшими красными смещениями OQ 172 ($z = 3{,}53$) и OH 471 ($z = 3{,}40$) могут свидетельствовать о переменности их радиоизлучения на $\lambda = 1{,}35$ *см*, поскольку отличие приведенных в табл. 1 значений потоков для них от полученных в [13] на этой же длине волны существенно превышает ошибки измерений.

У трех галактик Маркаряна из пяти, наблюдавшихся нами, обнаружено заметное радиоизлучение, причем, как нам известно, у Маркарян 69 и 99 впервые. Рассчитанные радиосветимости всех трех галактик ($23{,}5 \cdot 10^{22}$; $101{,}5 \cdot 10^{22}$; $8{,}6 \cdot 10^{22}$ *вт·гц*$^{-1}$ для Маркарян 42, 69 и 99 соответственно при постоянной Хаббла $H = 75$ *км·сек*$^{-1}$·*Мпс*$^{-1}$) оказались несколько выше светимостей других галактик Маркаряна на $\lambda = 70$ *см* [14]. При расчетах были использованы красные смещения, приведенные в [15—17].

В табл. 1 указаны также потоки от источника 2005+40, обнаруженного недавно на сантиметровых волнах [18], и от некоторых галактических источников радиоизлучения.

Плотности потоков 19 радиоисточников с заметными изменениями радиоизлучения в период наблюдений приведены в табл. 2 с указанием типа объекта и эпохи наблюдений. Потоки для 11 из них, интервал наблюдений которых превышал 1,5 года, нанесены на рис. 1 в зависимости от времени с привлечением наших результатов из [19]. Вертикальными отрезками на

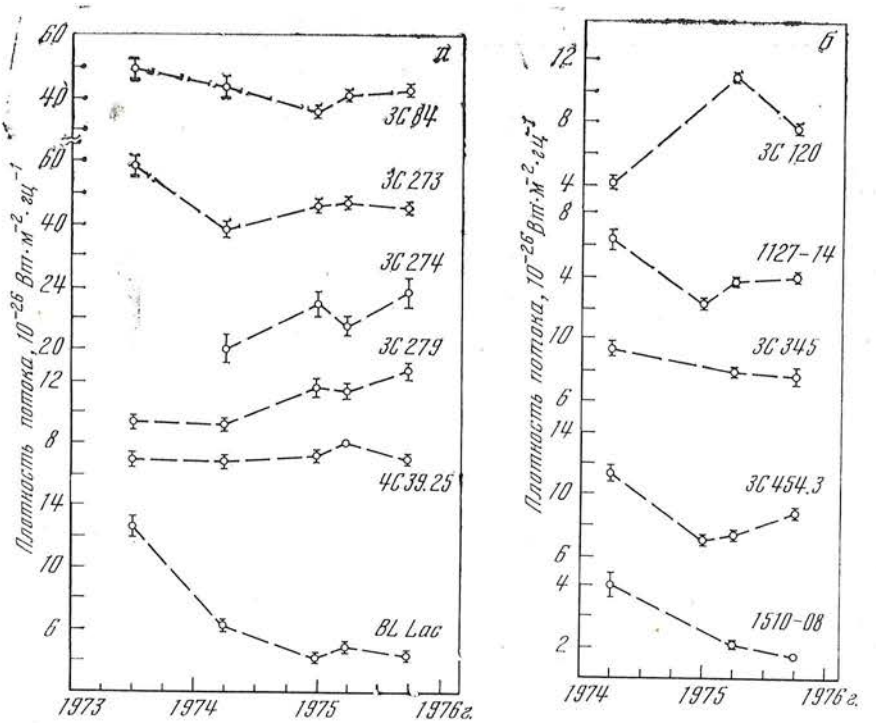


Рис. 1. Медленные изменения потоков радиоизлучения внегалактических объектов на $\lambda = 1{,}35$ *см*

а — в период 1973—1975 гг., *б* — в период 1974—1975 гг.

рис. 1 показаны среднеквадратичные ошибки. Там, где они не нанесены, величина ошибок сравнима с размером кружка. Здесь в ошибках не учтена неопределенность потоков источников сравнения.

Характер переменности всех источников на рисунке в основном соответствует характеру переменности их на близких длинах волн [1,20]. Однако необходимо отметить повышенную активность в период наших наблюдений у 3C 120, 1127—14 и 3C 273 по сравнению с наблюдавшейся в 1970—1972 гг. на $\lambda = 9{,}5$ *мм* [1]. Кроме того, наши данные вместе с результатами наблюдений, приведенными в [1], указывают на значительную переменность миллиметрового радиоизлучения галактики 3C 274.

Только для BL Lac в настоящее время имеются опубликованные наблюдения в период, перекрывающийся с нашим, хотя и на довольно далеких длинах волн 31 и 74 *см* [21]. Создается впечатление, что на $\lambda = 1{,}35$ *см* изменения потока BL Lac происходят почти в противофазе с изменениями на 31 и 74 *см*.

Открытым в настоящее время остается и вопрос о типичности быстрых (в течение нескольких суток) вариаций потоков радиоизлучения переменных источников. Например, в [22] на $\lambda = 11$ *см* у некоторых объектов такие колебания были обнаружены, а на $\lambda = 2{,}8$ *см* у тех же источников они отсутствовали [23].

Поиск быстрых вариаций потоков радиоизлучения наиболее интенсивных источников приведенных в табл. 2, был проведен в марте-апреле 1975 г. Источники OJ 287 и 3C 273 наблюдались одновременно и в оптическом диапазоне [24, 25]. Для 11 объектов результаты радионаблюдений за этот период нанесены на рис. 2. Сплошными прямыми линиями указаны средние значения потоков источников в период наблюдений. Штриховыми обозначены возможные изменения потоков некоторых источников, а вертикальными отрезками — среднеквадратичные ошибки.

Таблица 2

Источник	Тип объекта	Плотность потока, $10^{-26} вт \cdot м^{-2} \cdot гц^{-1}$		
		1975,0	1975,25	1975,75
0106+01	К		1,30±0,20	2,58±0,12
3C 84	Г	36,4±1,5	41,9±0,80	43,2±1,6
NRAO 150	К		13,67±0,16	16,1±0,40
3C 120	Г		10,95±0,17	7,76±0,30
OJ 287		8,60±0,30	4,40±0,15	
4C 39.25	К	7,20±0,30	7,98±0,18	7,00±0,25
1055+01	К	3,27±0,12	1,99±0,08	
1127—14	К	2,30±0,30	3,80±0,20	4,08±0,16
3C 273	К	46,2±1,7	47,2±1,0	45,8±1,8
3C 274	Г	23,0±0,8	21,6±0,6	23,7±0,9
3C 279	К	11,60±0,5	11,40±0,5	12,7±0,5
OQ 208	Г	1,22±0,12	1,56±0,15	
1510—08	К		2,09±0,08	1,70±0,06
3C 345	К		7,90±0,18	7,70±0,35
1730—13	Г		4,12±0,12	3,31±0,10
2145+06	К		1,65±0,10	3,40±0,10
3C 446	К	3,40±0,10	4,31±0,12	
BL Lac	Г	4,14±0,25	4,90±0,30	4,29±0,23
3C 454.3	К	7,10±0,30	7,36±0,23	8,80±0,30

Как видно на рис. 2, потоки от 3C 84, NRAO 150, 3C 111, 3C 120, 3C 274 и 4C 39. 25 в период наблюдений были постоянными с точностью до ошибок измерений (2,7 %). Изменения потоков наблюдались у OJ 287, 3C 273, 3C 279, BL Lac и, возможно, у 3C 454.3.

Быстрые изменения потоков у 3C 120 и 4C 39.25 не были обнаружены на сантиметровых волнах [22, 23]. Возможно, что вариации радиоизлучения в течение нескольких дней у этих источников отсутствуют на $\lambda \geqslant 1{,}35$ *см*.

Высокая активность BL Lac в широком диапазоне длин волн общеизвестна [26], и наши результаты подтверждают это. Однако быстрые изменения радиоизлучения BL Lac, по-видимому, отсутствуют на дециметровых волнах [21]. И у 3C 279 и 3C 454.3 быстрые изменения потока отмечались на $\lambda = 3{,}5$ *см* [27], но отсутствовали на 11 *см* [22]. Поэтому возможно, что быстрые флуктуации присущи только коротковолновому излучению 3C 279, BL Lac и 3C 454.3.

Быстрое и значительное увеличение потока зарегистрировано у квазара 3C 273. Через 6 дней после начала всплеска поток уменьшился до прежнего уровня в 47 ед. потока. Необходимо отметить, что увеличение потока радиоизлучения 3C 273 совпало во времени со значительным уменьшением его оптической яркости [24]. Флуктуации интенсивности излучения этого объекта отмечались неоднократно в сантиметровом диапазоне [27, 28], но в апреле 1974 г. в течение 15 дней быстрая переменность у 3C 273 на $\lambda = 1{,}35$ *см* не была обнаружена [19]. По-видимому, 3C 273 бывает активным только в отдельные моменты.

В изменениях радиоизлучения OJ 287 в период наблюдений заметна 8-дневная периодичность, отмеченная для вариаций оптических параметров Стокса в [29]. Сравнение наших данных с оптическими наблюдениями [25] показало некоторую корреляцию изменений радиопотока и поляризованного оптического излучения OJ 287: около минимума радиоизлучения наблюдался максимальный процент оптической поляризации. Оптическая яркость его в это время изменялась незначительно.

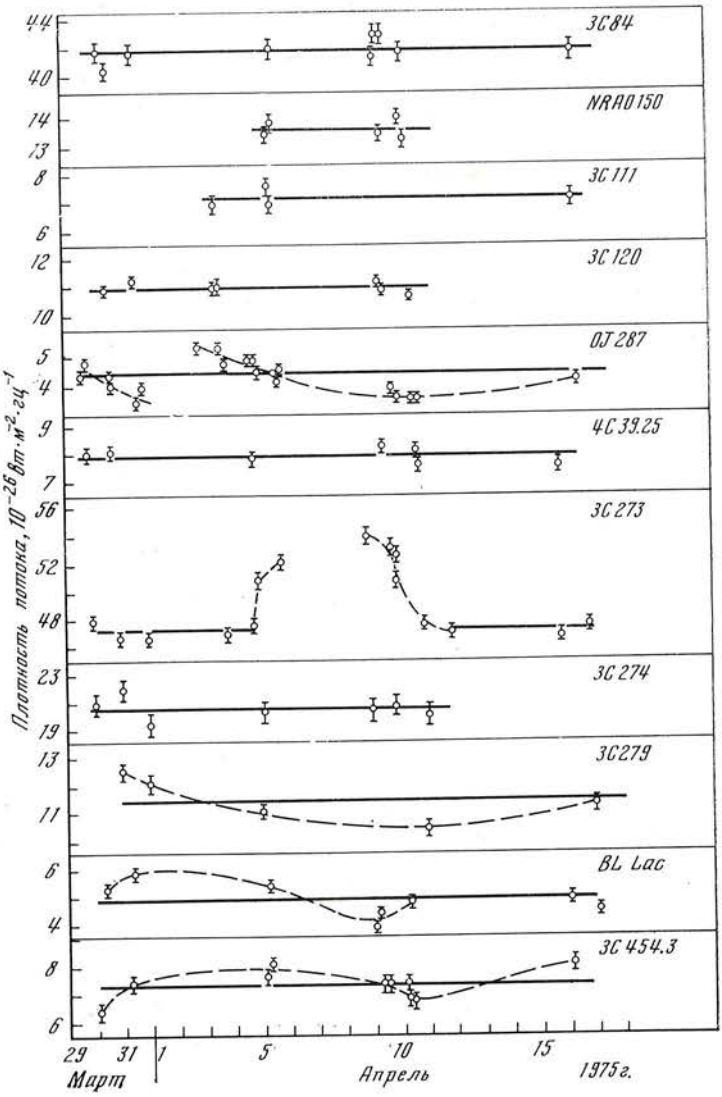


Рис. 2. Зависимость от времени потоков радиоизлучения внегалактических объектов на волне 1,35 *см* в марте — апреле 1975 г.

В [29—31] было показано, что для OJ 287 характерны и более быстрые флуктуации интенсивности излучения в течение долей суток как в радио-, так и в оптическом диапазонах. На $\lambda = 1{,}35$ *см* не было замечено таких значительных изменений потока, какие отмечались в [30] на сантиметровых, а в [31] на миллиметровых волнах и в оптическом диапазоне. Для 9 пар наблюдений OJ 287 со средним интервалом между ними $\Delta t = 0{,}14$ дня (3,5 часа) получена относительная среднеквадратичная разность $\sigma_1 = 0{,}093$. Для 16 пар наблюдений других источников со средним $\Delta t = 0{,}14$ дня относительная среднеквадратичная разность составила $\sigma_2 = 0{,}055$. Величина σ_2 дает нам оценку относительной среднеквадратичной разности двух близких наблюдений OJ 287, обусловленную ошибками измерений, поскольку ошибка вследствие собственных шумов системы пренебрежимо мала. Согласно F-распределению отношение $(\sigma_1/\sigma_2)^2 = 2{,}85$ статистически значимо при уровне значимости 5%. Формально это означает, что и на $\lambda = 1{,}35$ *см* могут быть быстрые флуктуации потока OJ 287

с временным интервалом в несколько десятых долей суток, но амплитуда их составляет всего несколько процентов потока.

В заключение выражаем благодарность С. Л. Домнину и И. Д. Стрепко за участие в наблюдениях.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Dent W. A., Hobbs R. W.* Astron. J., 1973, **78**, 163.
2. *Fogarty W. G., Epstein E. E., Montgomery J. W., Dworetsky M. M.* Astron. J., 1971, **76**, 537.
3. *Kellerman K. I., Pauliny-Toth I. I. K.* Astron. J., 1973, **78**, 828.
4. *Ефанов В. А., Корсенский В. А., Корсенская Е. С.* Наст. том., стр. 134.
5. *Ulich B. L., Codgell J. R., Davis I. H.* Icarus, 1973, **19**, 59.
6. *Wrixon G. T., Welch W. J., Tornton D. D.* Astrophys. J., 1971, **169**, 171.
7. *Jones D. E.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1972, **84**, 434.
8. *Janssen M. A., Welch W. J.* Icarus, 1973, **18**, 502.
9. *Wrixon G. T., Welch W. J.* Icarus, 1970, **13**, 163.
10. *Yip Ka Bing W., Seietstad G. A.* Astrophys. J., 1972, **177**, 291.
11. *Kellermann K. I.* Astrophys. J., 1974, **194**, L 135.
12. *Fanaroff B. L.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1974, **166**, 1.
13. *Gearhart M. R., Kraus J. D.* e. a. Nature, 1974, **249**, 743.
14. *Tovmassian H. M., Terzian Y.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, **86**, 649.
15. *Видман Д. В., Хачикян Э. Е.* Астрофизика, 1969, **5**, 13.
16. *Sargent W. L. W.* Astrophys. J., 1970, **159**, 765.
17. *Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф., Маркарян Б. Е.* Астрофизика, 1970, **6**, 357.
18. *Adgie R. L., Palmer H. P., Penston M. V.* Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1975, **170**, 31.
19. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **54**, 159.
20. *Dent W. A., Kapitzky J. E., Kojoian G.* Astron. J., 1974, **79**, 1232.
21. *Stannard D., Treventon A. M., Porcas R. W.* Nature, 1975, **255**, 384.
22. *Wills B. J.* Astrophys. J., 1971, **169**, 221.
23. *Harvey G. A., Andrew B. H., MacLeod J. M., Medd W. J.* Astrophys. Letters, 1972, **11**, 147.
24. *Кувшинов В. М.* и др. Письма в Астрон. ж. (в печати).
25. *Шаховской Н. М.* и др. Наст. том, с. 39.
26. *Andrew B. H.* e. a. Astrophys. J., 1974, **191**, 51.
27. *Горшков А. Г., Моисеев И. Г., Согласнов В. А.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **45**, 176.
28. *Pauliny-Toth I. I. K., Kellermann K. I.* Astrophys. J., 1966, **146**, 634.
29. *Kinman T. D.* e. a. Astron. J., 1974, **79**, 349.
30. *Kikuchi S.* e. a. Publ. Astron. Soc. Japan, 1973, **25**, 555.
31. *Epstein E. E.* e. a. Astrophys. J., 1972, **178**, L 51.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

РОЛЬ ФОНОВОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОЛЕЙ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ПЯТЕН В ОБЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ СОЛНЦА

В. А. Котов, Н. Н. Степанян, З. А. Щербакова

Рассмотрено влияние фоновых магнитных полей, определенных по синоптическим H_α-картам [5], магнитных полей активных областей и пятен на общее поле Солнца, измеренное в КАО для периода 6.VI — 15.IX 1974 г.

Коэффициент корреляции между общим полем и фоновым полем равен 0,87. Влияние полей активных областей и пятен на общее поле мало, за исключением редких случаев, когда их вклад может быть сравним с результирующим магнитным потоком от всего Солнца. Сделано заключение, что фоновые поля доминируют в общем магнитном поле.

CONTRIBUTION OF THE BACKGROUND MAGNETIC FIELD AND FIELDS OF ACTIVE REGIONS AND SPOTS TO THE SOLAR MEAN FIELD, by *V. A. Kotov, N. N. Stepanyan, Z. A. Scherbakova.*— For the period June 6 — September 15 1974, the background magnetic fields determined from synoptic H_α-charts [5], the magnetic ields of active regions and spots were used to study their influence on the mean field measured at Crimea for the Sun seen as a star.

It is found that mean field and background field are highly correlated ($R = 0{,}87$). The influence of magnetic fluxes produced by active regions and spots on the mean field is small except some rare cases when this contribution can be comparable with the resulting magnetic flux of the Sun. We conclude that the background fields are dominant in the solar mean field.

Систематические измерения общего магнитного поля Солнца как звезды проводятся в Крымской астрофизической обсерватории с 1968 г. А. Б. Северный и другие авторы [1—4] установили четкую связь общего поля Солнца с секторной структурой межпланетного магнитного поля. Вместе с тем, было показано, что между общим полем и результирующим магнитным потоком от пятен практически нет никакой связи; не обнаружена также какая-либо корреляция между распределением флоккулов на диске Солнца и общим магнитным полем. На основе анализа измерений общего поля Солнца как звезды за 1968—1969 гг. А. Б. Северный [3] пришел к заключению, что оно должно определяться магнитными потоками от обширных площадей, занимающих около 80 % поверхности Солнца и не связанных с активными областями. Магнитные поля таких областей назовем фоновыми полями.

В настоящее время мы располагаем наблюдательными данными, позволяющими провести количественные оценки вклада фоновых полей, магнитных полей активных областей и пятен в общий магнитный поток, идущий от всего видимого диска Солнца.

1. Наблюдательный материал

Исходным материалом нам послужили наблюдения пяти типов:
1) измерения общего магнитного поля Солнца в целом (как звезды);
2) результирующие магнитные потоки фоновых полей;
3) магнитные поля активных областей;
4) магнитные поля групп пятен;
5) наблюдения яркостей и площадей кальциевых флоккулов.

Все указанные данные относятся к периоду 6 июня — 15 сентября 1974 г.

Остановимся подробнее на каждом из пяти типов наблюдений.

Общее магнитное поле Солнца с 1970 г. измеряется на малом башенном солнечном телескопе. Метод регистрации общего поля изложен в [1]. Для таких наблюдений используются только плоские зеркала телескопа, направляющие параллельный пучок света от Солнца сразу на входную щель спектрографа. При этом вклад каждого участка солнечного диска в сигнал магнитографа определяется яркостью этого участка (с учетом потемнения диска к краю) и весовой функцией, определяемой телескопом (близкой к единице). Измеряется продольная компонента магнитного поля, усредненного по видимой полусфере Солнца, или, иначе говоря, перевес магнитного потока одной полярности над потоком противоположной полярности, отнесенный к единице поверхности видимого диска. Общее магнитное поле ($H_{\odot}$) регистрируется по линии Fe I λ5250 Å; величина сигнала, записанного по «немагнитной» линии Fe I λ5124 Å, принимается за истинный нуль магнитографа. При времени интегрирования 15 *мин* для λ5250 и 15 *мин* для λ5124 достигается внутренняя точность измерений примерно ±0,15 *гс* [1].

Фоновые магнитные поля. Для определения магнитного потока от фоновых полей мы воспользовались синоптическими картами, дающими распределение протяженных областей со слабыми полями N- и S-полярности по поверхности Солнца. Такие карты строятся на основе H_{α}-наблюдений [5]. Пример синоптической карты для июня 1974 г. приведен на рис. 1.

Синоптические карты были разделены на зоны, определяемые долготными интервалами в 13°,5 (1 день) и интервалами ±50° по широте (от экватора). Для каждой такой зоны определялась разность площадей (ΔS), занятых полями N- и S-полярности. При предположении, что фоновое поле имеет одинаковую абсолютную величину напряженности по всей поверхности, результирующий поток от каждой такой зоны будет пропорционален разности площадей ΔS.

Чтобы найти, какая зона на поверхности Солнца дает основной вклад в общее поле, был вычислен коэффициент корреляции между значением общего поля для каждого дня и результирующим потоком фонового поля в центральной зоне Солнца, имеющей ширину 1, 3, 5, . . ., 13 дневных долготных интервалов. Результат представлен на рис. 2. Наибольший коэффициент корреляции ($R = 0{,}87$) приходится на центральную зону шириной в 5 дневных долготных интервалов, что соответствует ~70° по долготе. Это согласуется с результатом [4], полученным для корреляции межпланетного поля с фотосферными полями, определенными по магнитограммам. Поэтому все приводимые ниже данные, как для фоновых полей, так и для магнитных полей активных областей и пятен, представляют собой результирующие магнитные потоки, определенные для каждого дня по центральной зоне Солнца в интервале ±40° по долготе. Для фоновых полей эту величину обозначим $\Phi_{фон}$ и будем ее выражать в максвеллах. В качестве средней напряженности фонового поля примем, согласно [4], значение 2,5 *гс*.

Магнитные поля активных областей определялись по магнитограммам, публикуемым на каждый день в [5]. Одна из таких карт-магнитограмм

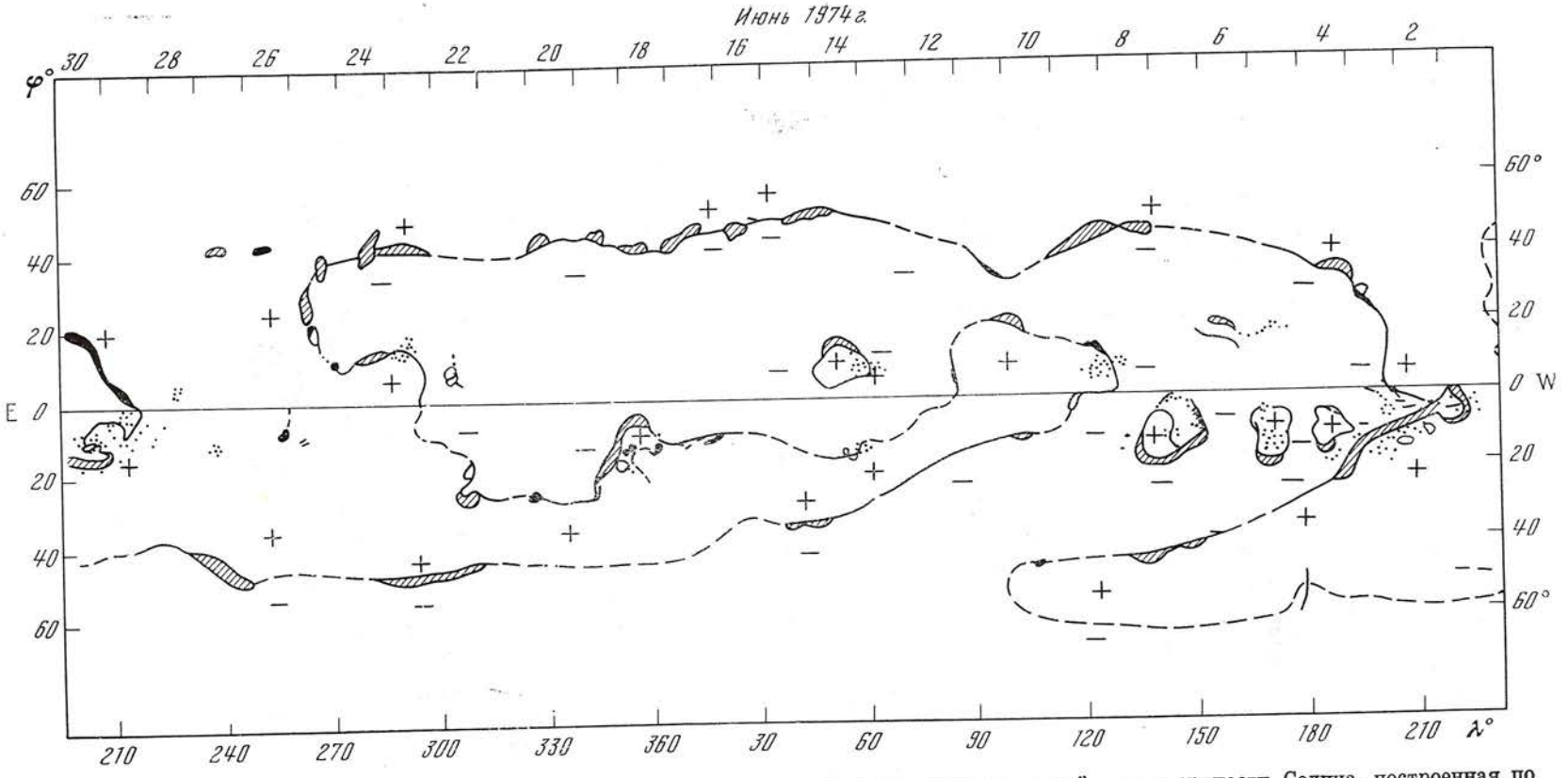


Рис. 1. Синоптическая карта за июнь 1974 г. [5], представляющая распределение фоновых полей по поверхности Солнца, построенная по H_α-наблюдениям

приведена на рис. 3. По увеличенным изображениям карт для каждого дня подсчитывался результирующий магнитный поток активных областей, находившихся в зоне ±40° от центрального меридиана. Подсчет для каждой активной области проводился отдельно для N (+) и S (—) полей по формуле

$$\Phi_{N,S} = S_k H_k + \sum_{n=1}^{k-1} (S_{k-n} - S_{k-n+1}) H_{k-n},$$

где k — максимальное число изогаусс (от 1 до 5) в данной активной области; S_{k-n} — площадь, ограниченная изогауссой с номером $k-n$; H_{k-n} — напряженность поля, соответствующая данной изогауссе. Раз-

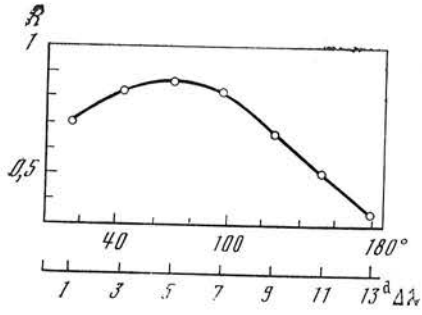
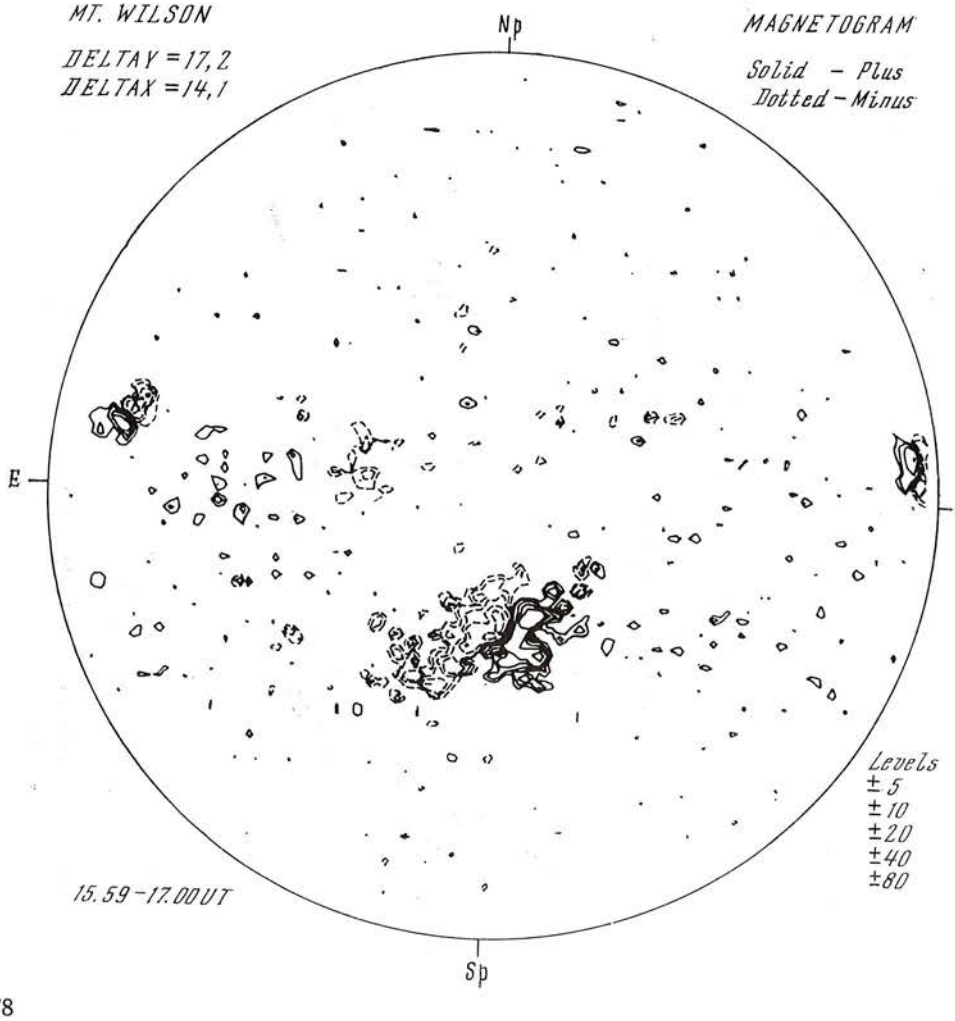


Рис. 2. Изменение коэффициента корреляции общего поля Солнца ($H_\odot$) и результирующего потока фонового поля ($\Phi_{фон}$) в зависимости от ширины ($\triangle\alpha$) центральной зоны Солнца, для которой определен $\Phi_{фон}$

Рис. 3. Пример магнитограммы из [5], по которой определялся результирующий магнитный поток от активных областей в центральной зоне Солнца (± 40°)



ности магнитных потоков N- и S-полярности для всех активных областей исследуемой зоны суммировались. Эта сумма, выраженная в максвеллах, принималась за результирующий поток активных областей $\Phi_{а.о}$.

Магнитное поле групп пятен. Для каждого дня по наблюдениям магнитных полей пятен в Крымской астрофизической обсерватории определялись потоки N- и S-полярности от всех пятен, находившихся в зоне $\pm 40°$ по долготе. Как и в [3], эти величины вычислялись по формуле

$$\Phi_п = 0{,}15 \sum_i S_i H_i,$$

где S_i — площадь i-го пятна из зоны $\pm 40°$; H_i — максимальная напряженность магнитного поля в нем, взятая со знаком полярности. Коэффициент 0,15 учитывает уменьшение магнитного поля в пятне от центра к полутени. Значения $\Phi_п$ выражались также в максвеллах.

Мощность флоккулов. Под этим термином мы понимаем выражение

$$M_{фл} = \sum_i I_i S_i,$$

где S_i — площадь флоккула в миллионных долях полусферы, а I_i — яркость флоккула в условных единицах. Обе величины брались из [5] для каждого дня для всех флоккулов в зоне $\pm 40°$.

2. Результаты

Все перечисленные выше типы наблюдений приведены на рис. 4. По горизонтальной оси, общей для всех графиков, отложены даты и номера оборотов (по Кэррингтону). По оси ординат — величины $H_\odot$, $\Phi_{фон}$, $\Phi_{а.о}$, $\Phi_п$ и $M_{фл}$.

Простой просмотр этих графиков выявляет четкий период, равный обороту Солнца, 27^d в величине общего поля и потока фонового поля и менее четкий — в потоке поля активных областей, пятен и мощности флоккулов.

Видно, что взятый нами период 1974 г. характеризовался наличием четкой двухсекторной структуры общего поля Солнца. Это подтверждается автокорреляционными кривыми для $H_\odot$ и $\Phi_{фон}$, показанными на рис. 5. Первый пик автокорреляции соответствует периоду 27^d. Такая стабильность общего поля получалась и для других лет, например для 1968 г. [1, 2], когда преобладала 4-секторная структура поля.

Результирующий поток фонового поля был прослежен нами с сентября 1973 г. по ноябрь 1974 г. И для всего этого периода характерно длительное (в течение 4—6 оборотов) существование одних и тех же структур. В то же время результирующие потоки активных областей и пятен существенно меняются от оборота к обороту.

Обратим внимание на графики фонового магнитного потока, потока активных областей и мощности флоккулов. Легко видеть, что в июне максимум положительного (N-полярности) фонового потока смещен влево от максимума мощности флоккулов. Это соответствует на Солнце тому, что большой яркий флоккул расположен к востоку от зоны максимального фонового потока и максимального потока от активных областей, которым, в свою очередь, соответствует область, почти свободная от флоккулов. Таким образом, наличие максимума на кривой $\Phi_{а.о}$ в том же месте, что и на кривой $\Phi_{фон}$, отражает лишь наличие в этом месте Солнца мелких флоккулов с полями того же знака, что и фоновые поля. Это можно рассматривать просто как некоторое усиление фонового поля за счет мелких активных областей, поскольку в больших флоккулах потоки N- и S-полярности в основном взаимно компенсируются. Об этом же говорит отрицательный коэффициент корреляции между $M_{фл}$ и $\Phi_{а.о}$ ($R = -0{,}34$) и вид кросс-корреляционной кривой $M_{фл} - \Phi_{а.о}$ на рис. 6.

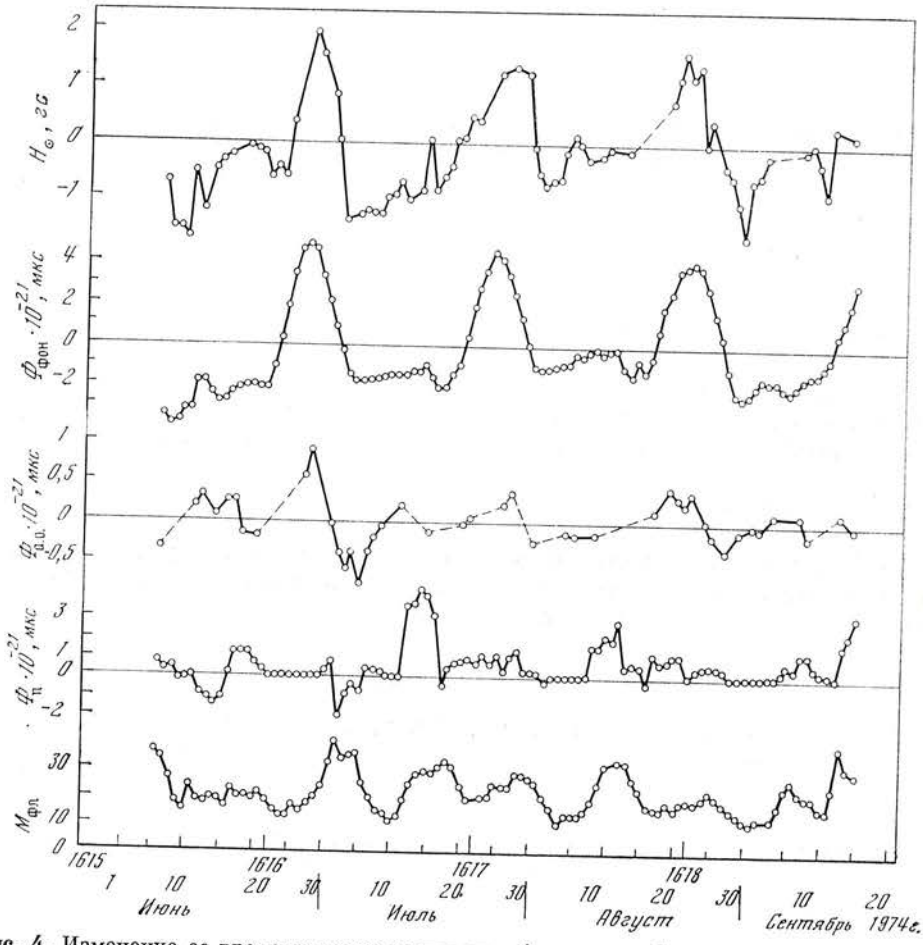


Рис. 4. Изменение со временем напряженности общего поля Солнца как звезды ($H_\odot$), результирующего магнитного потока фоновых полей ($\Phi_{фон}$), результирующего магнитного потока от активных областей ($\Phi_{а.о}$), результирующего магнитного потока пятен ($\Phi_п$) и изменение мощности флоккулов ($M_{фл}$)

Были определены также коэффициенты корреляции напряженности общего поля $H_\odot$ с потоками $\Phi_{фон}$, $\Phi_{а.о}$ и $\Phi_п$. Такое сравнение правомерно, так как напряженность $H_\odot$ отличается от общего магнитного потока Солнца на постоянный коэффициент, который определяется эффективной площадью, вносящей наибольший вклад в сигнал магнитографа.

Результаты вычислений представлены в таблице.

Корреляция	R	σ
$H_\odot - \Phi_{фон}$	0,87	$\pm 0,027$
$H_\odot - \Phi_{а.о.}$	0,75	$\pm 0,075$
$H_\odot - \Phi_п$	0,11	$\pm 0,097$

Кроме того, были построены кросс-корреляционные кривые для каждой пары графиков рис. 4. Такие кривые для кросс-корреляции $H_\odot$ — — $\Phi_{фон}$ и $H_\odot - \Phi_п$ показаны на рис. 7. Как видим, наибольшая корреляция ($R = 0,87$) имеет место между общим полем $H_\odot$ и фоновым потоком

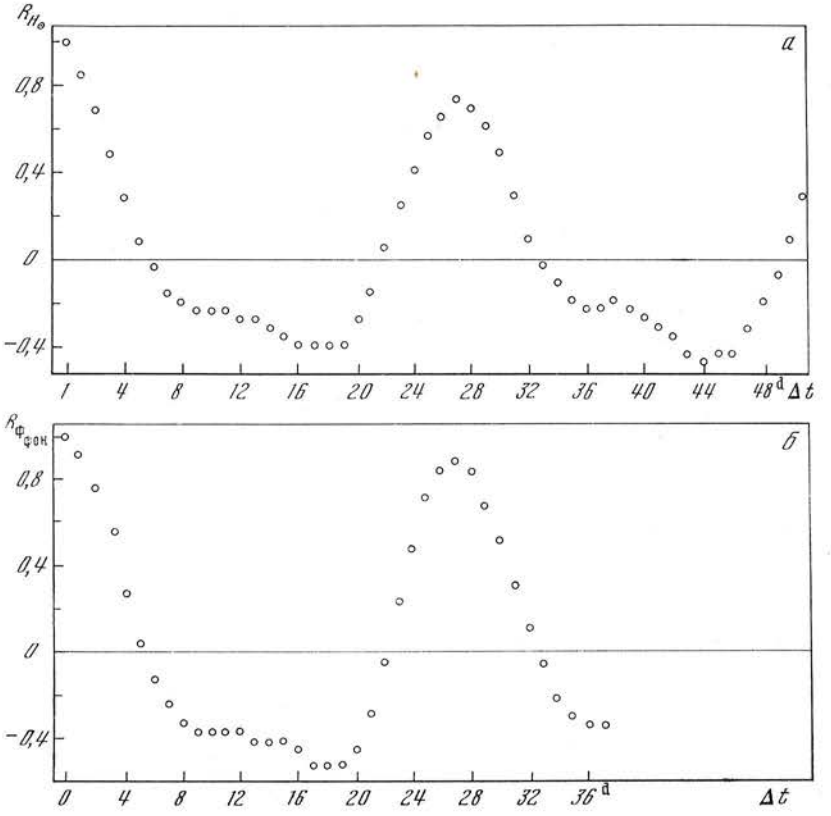


Рис. 5. Автокорреляционные кривые для $H_\odot$ (*а*) и для $\Phi_{фон}$ (*б*)

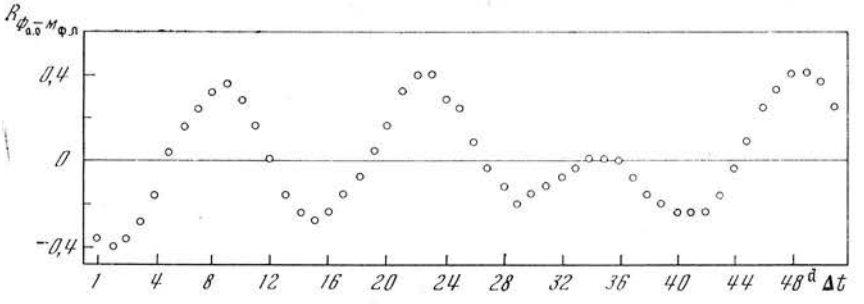


Рис. 6. Кросс-корреляционная кривая $\Phi_{а.о} - M_{фл}$

$\Phi^{\Phi}{}_{он}$. С потоком от пятен общее поле практически не коррелирует — вывод полученный ранее в [1, 3].

Обратимся к величинам отдельных составляющих магнитного поля. В большинстве случаев фоновые поля дают наибольший результирующий поток, однако в некоторых, сравнительно редких случаях потоки от активных областей и пятен могут быть сравнимы по величине с потоком фонового поля и даже иногда превосходить его — в случаях, когда поток от фонового поля весьма мал. На рис. 8 представлено изменение со временем суммарного магнитного потока фоновых полей, полей активных областей и пятен (Φ_Σ и $\Phi_{фон}$). Как видно, общая картина мало меняется при переходе от фонового потока к суммарному, хотя отдельные детали в поведении общего поля, по-видимому, теперь могут быть объяснены наличием, например, пятна (случай *а* на рис. 8) или несбалансированным потоком активной области (случай *б*).

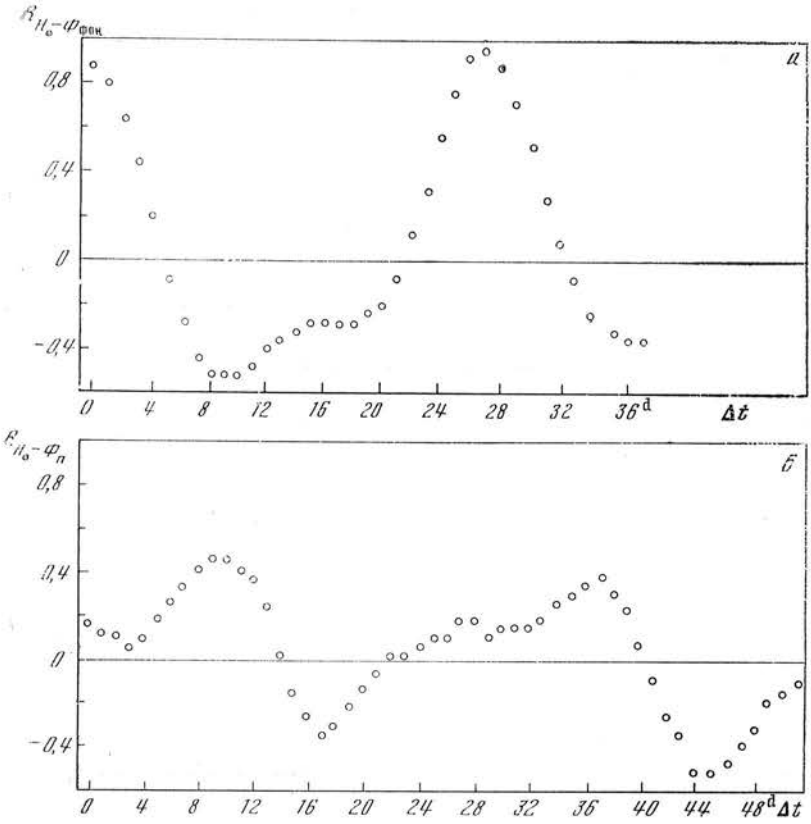


Рис. 7. Кросс-корреляционные кривые $H_\odot - \Phi_{фон}$ (*а*) и $H_\odot - \Phi_п$ (*б*)

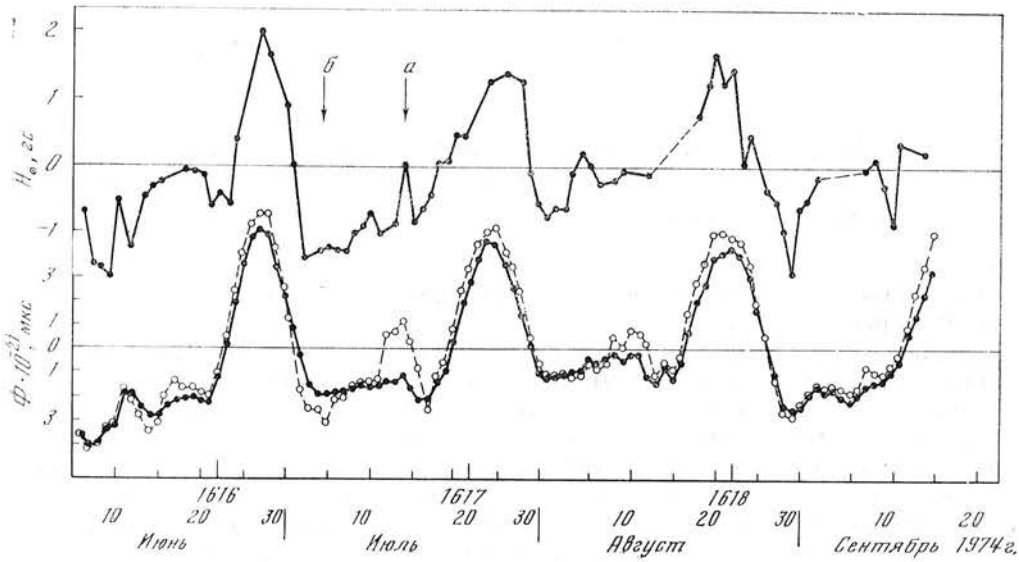


Рис. 8. Изменение со временем суммарного магнитного потока ($\Phi_{фон} + \Phi_{а.о} + \Phi_п$) — светлые кружки и штриховая линия на нижнем графике — по сравнению с потоком фоновых полей — темные кружки и сплошная кривая на нижнем графике

Верхний график — общее поле Солнца ($H_\odot$)

Выводы

Из проведенного нами анализа можно сделать заключение, что в рассмотренный период времени, охватывающий 4 месяца 1974 г.,

1) общее поле Солнца в основном определялось фоновыми полями центральной зоны Солнца ($\pm 40°$ по долготе);

2) коэффициент корреляции общего поля $H_{\odot}$ с магнитным потоком фоновых полей очень высок, $R = 0{,}87$;

3) результирующий магнитный поток от активных областей и пятен лишь в некоторых случаях может давать существенный вклад в общее поле Солнца, причем в периоды, когда общее поле слабо.

Наше исследование оставляет открытым вопрос, являются ли фоновые поля, а вместе с ним и общее поле Солнца, некоторым феноменом солнечного магнетизма, не зависящим от других, более короткоживущих проявлений активности, или они являются, например, результатом диффузии хвостовых частей активных областей, как это предполагается в [6].

Авторы приносят свою искреннюю благодарность Б. А. Бурнашовой за вычисления, проведенные на ЭВМ ЕС-1020.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Severny A. B.* Nature, 1969, **224**, N 5214, 53.
2. *Severny A. B.*, *Wilcox J. M.*, *Scherrer P. H.*, *Colburn D. S.* Solar Phys., 1970, **15**, 3.
3. *Severny A. B.* Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, **12**, 363.
4. *Scherrer P. H.* A study of the mean solar magnetic field. SUIPR Rept, N 554. Stanford Univ., 1973.
5. Solar geophys. data. NOAA, 1974, N 360—363, pt 1.
6. *Tuominen J.* Astrophys. Letters, 1972, **10**, 175.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ПЕРЕСТРОЙКА ХРОМОСФЕРНОЙ СЕТКИ В ОКРЕСТНОСТЯХ РАЗВИВАЮЩЕЙСЯ ГРУППЫ ПЯТЕН

Л. Г. Карташова

Исследовалась структура хромосферной сетки по наблюдениям в центре и крыльях линии H_α в окрестностях развивающихся групп пятен. Получены следующие результаты.

1. В развивающейся активной области ячейки хромосферной сетки заметно сплющены в направлении от центра группы пятен.

2. Деформация (сплющивание) ячеек передается от центральных частей активной области к периферийным на расстояния, по крайней мере, в 200 тыс. *км* со скоростями от 400 до 500 *м/сек*. Распространение деформации ячеек сопровождается появлением деталей волоконной структуры во все более удаленных местах активной области.

3. В то время когда магнитный поток группы максимален в активной области, наблюдается: а) наибольшая сплющенность ячеек хромосферной сетки; б) отдельные участки границ сетки в крыльях H_α становятся заметно более темными и контрастными и образуют несколько контуров вокруг группы пятен, середины соответствующих ячеек нередко ярчают, контурам границ сетки в крыльях H_α соответствуют контуры волоконных структур, наблюдаемых в центре H_α.

4. Наблюдаемые изменения в хромосферной сетке можно, по-видимому, объяснить двумя причинами: а) увеличением магнитного потока группы и б) распространением магнитного поля пятен в окружающую хромосферу.

EVOLUTION OF THE CHROMOSPHERIC NETWORK DURING DEVELOPMENT OF ACTIVE REGIONS, by *L. G. Kartashova*. — Evolution of the chromospheric network in developing active regions were studied on the basis of observations made in core and wings of the H_α line. A diameter of image is 50 mm, with 2 arc sec resolution on the filtergrams. It is shown that.

1. In the developing active region the most of the chromospheric cells contracted in the direction to the spot group.

2. Deformations of the cells propagates with the velocity about 400—500 m/sec from center of region outwards up to the distance more than 2×10^5 km;

3. When magnetic flux reaches maximum value: a) cells around spot group are most contracted; b) boundary of chromospheric network around spots group forms rowes which are settled approximately perpendicular to the directions of fibriles, interior of the corresponding cells became brighter.

4. It is supposed that all these changes in the chromospheric network are resulted from a) the increase and b) the expansion of the sunspot magnetic flux.

В районе проявления группы пятен структура хромосферы претерпевает значительные изменения (см., например, [1, 2]). В [1], изучая эти изменения, мы большее внимание уделили моменту появления первых деталей активной области. Здесь же мы исследуем перестройку в хромосферной сетке, происходящую на более поздних стадиях развития активной области, иногда вплоть до исчезновения пятен. Хромосферная сетка изучается в окрестностях групп пятен, значительно более мощных, чем в [1] (класса D — E по цюрихской классификации).

Материалы наблюдений

Наблюдения нескольких активных областей были проведены на коронографе Крымской астрофизической обсерватории с помощью интерференционно-поляризационного фильтра «Halle», центрированного на линию H_α, с полосой пропускания 0,5 Å и с наибольшим возможным удалением в крыло линии на $\pm$ 1 Å. Активные области фотографировались в течение примерно десяти часов ежедневно с интервалами от 10 *мин* до 2 *ч*. Каждая серия наблюдений включала в себя поочередное фотографирование активной области на различных расстояниях от центра линии. Диаметр изображения Солнца на пленке составлял 50 *мм*. Разрешение на фильтрограммах было не хуже чем 2″. Каждая активная область наблюдалась, по крайней мере, пять дней, начиная в основном со второго дня после появления пятен.

Анализ наблюдательных данных

1. Общие сведения об основных деталях, наблюдаемых в центре и крыльях линии H_α, в развивающихся активных областях. На рис. 1 приведены фотографии одной из развивающихся активных областей, к которым мы неоднократно будем обращаться как в этом, так и в следующих разделах. Фотографии были получены в основном в синем крыле H_α (—0,5 Å) в течение пяти дней, с 11 по 15.XII 1974 г. Для 13.XII, когда наблюдалось наибольшее развитие активной области, приведены фотографии, полученные в красном (+0,5 Å) и близком синем (—0,3 Å) крыльях H_α. Каждой фотографии на этом рисунке соответствует эскиз с наиболее важными для дальнейшего рассмотрения деталями хромосферной сетки.

При просмотре фотографий активных областей можно заметить, что хромосферная сетка наиболее отчетливо видна в крыле на расстоянии примерно $\pm$0,5 Å от центра H_α. Наиболее контрастные темные узелки на границах сетки прослеживаются при удалении дальше в крыло, вплоть до $\pm$1 Å (см., например, детали *1* на эскизах на рис. 1, *б*, *в*). При сравнении же фотографий одного и того же участка около пятна, снятых на различных расстояниях вблизи центра H_α, можно видеть, что при переходе от H_α $\pm$ 0,5 Å к центру линии большинство наиболее темных узелков на границах сетки переходят в волоконца, вытянутые в направлении от пятна. Правда, наиболее мощные волоконца наблюдаются не только в центре, но и в далеком крыле H_α, хотя там они значительно короче. Это укорачивание заметно и при сопоставлении фотографий, полученных даже в сравнительно близких частях крыла линии H_α (см. волоконца на фотографиях на рис. 1, *в*, *г*, *д*). Чем ближе к пятнам, тем длиннее и гуще как темные, так и яркие наблюдаемые волоконца.

Поскольку центр H_α соответствует большим высотам в хромосфере, а крыло — более глубоким слоям, удлинение структур при переходе от крыла линии к ее центру можно интерпретировать как изменение наклона волоконец с высотой.

2. Развитие границ главных ячеек активной области. Вывод, сделанный в конце предыдущего раздела, относится прежде всего к узелкам-волоконцам, непосредственно окружающим пятна. Такие узелки-волоконца сопутствуют пятнам всегда. Согласно нашему исследованию [1], в начальной стадии развития пятен эти узелки отождествлялись с границами ячеек, в которых появлялись пятна. Эти ячейки мы называли главными ячейками активной области. По аналогии с [1] будем называть скопления темных и ярких узелков вокруг пятен границами главных ячеек. На эскизах на рис. 1 границы главных ячеек указаны тонкими стрелками.

На примере группы № 181 (нумерация по «Солнечным данным»), фотографии которой приведены на рис. 1, *а* — *ж*, проследим эволюцию границ главных ячеек в процессе развития группы пятен. Кривые

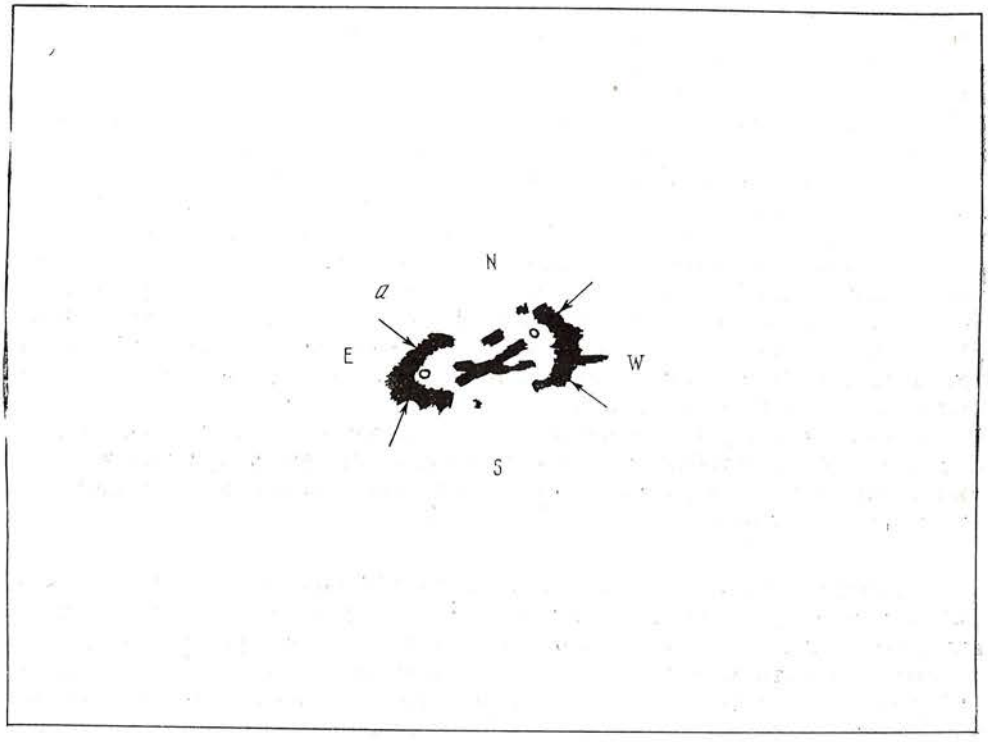
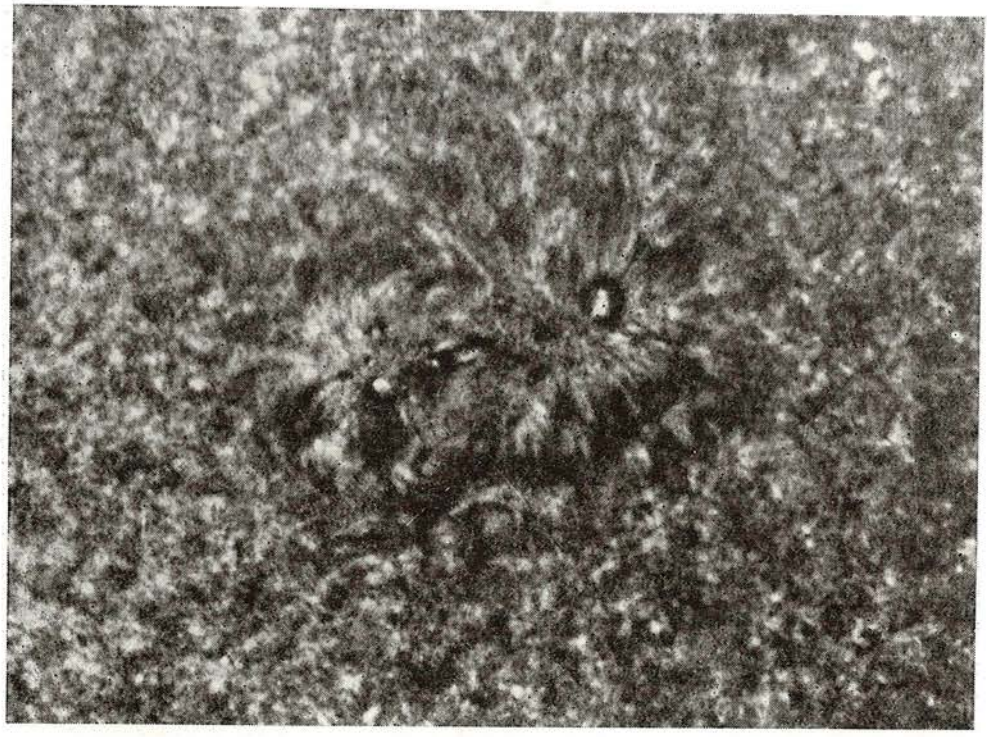


Рис. 1. Фотографии одной из развивающихся активных областей, полученные в крыльях линии H_α в 1974 г., и соответствующие им эскизы некоторых деталей хромосферной сетки

а — 11.XII, —0,5 Å;



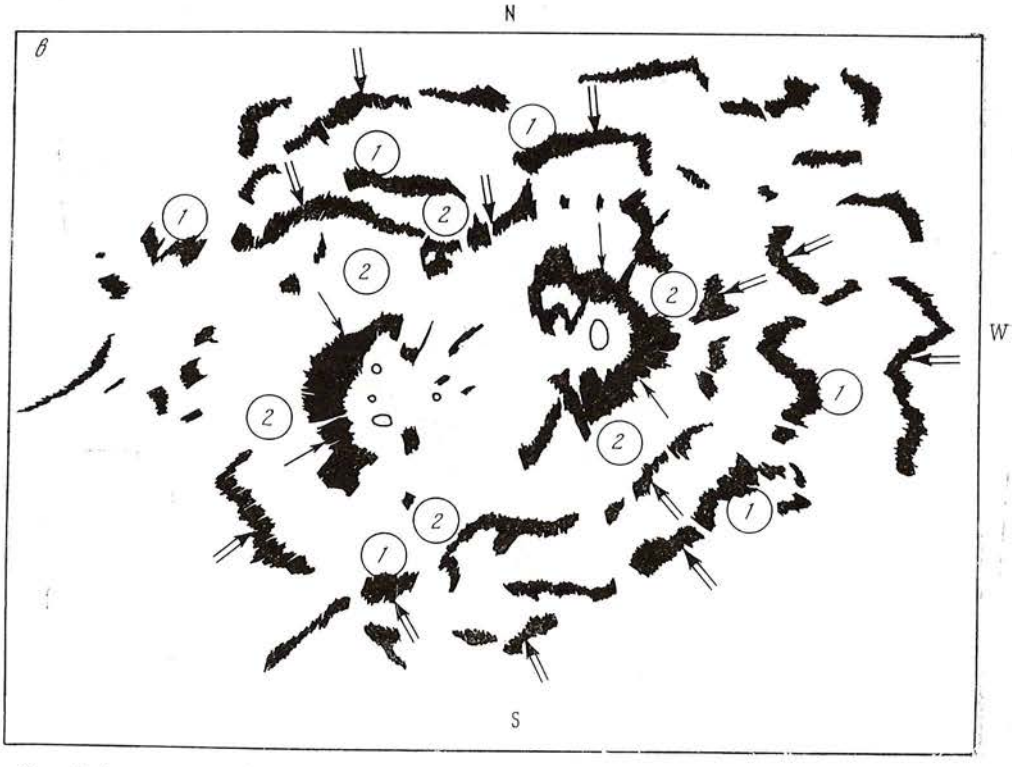
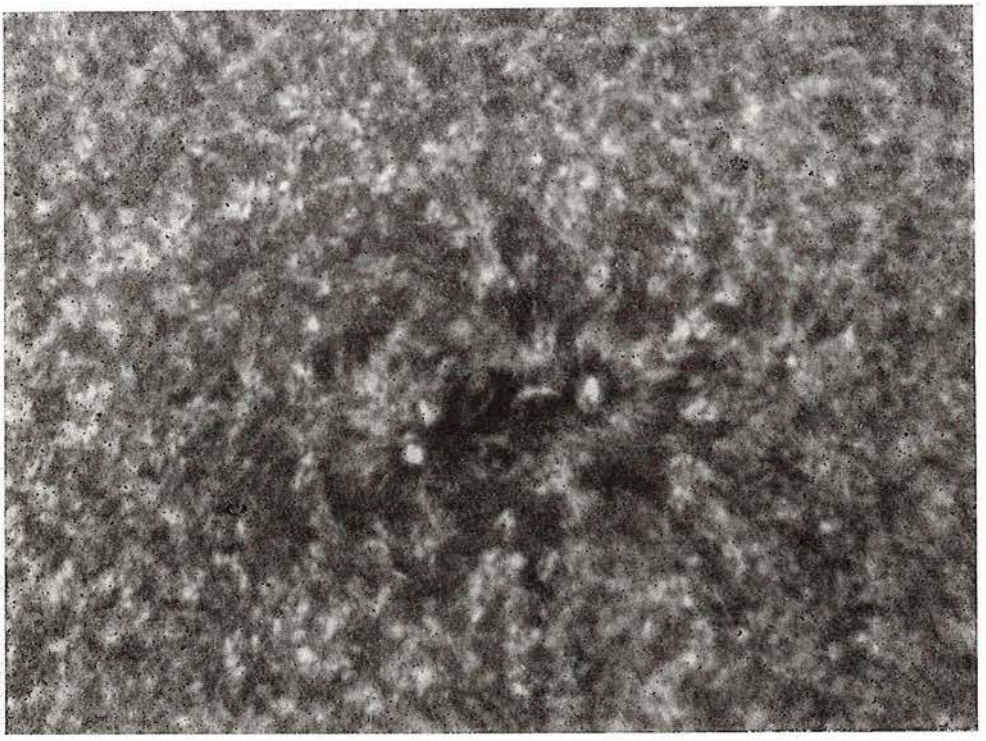


Рис. 1 (продолжение)
в — 13.XII,—0,5 Å;



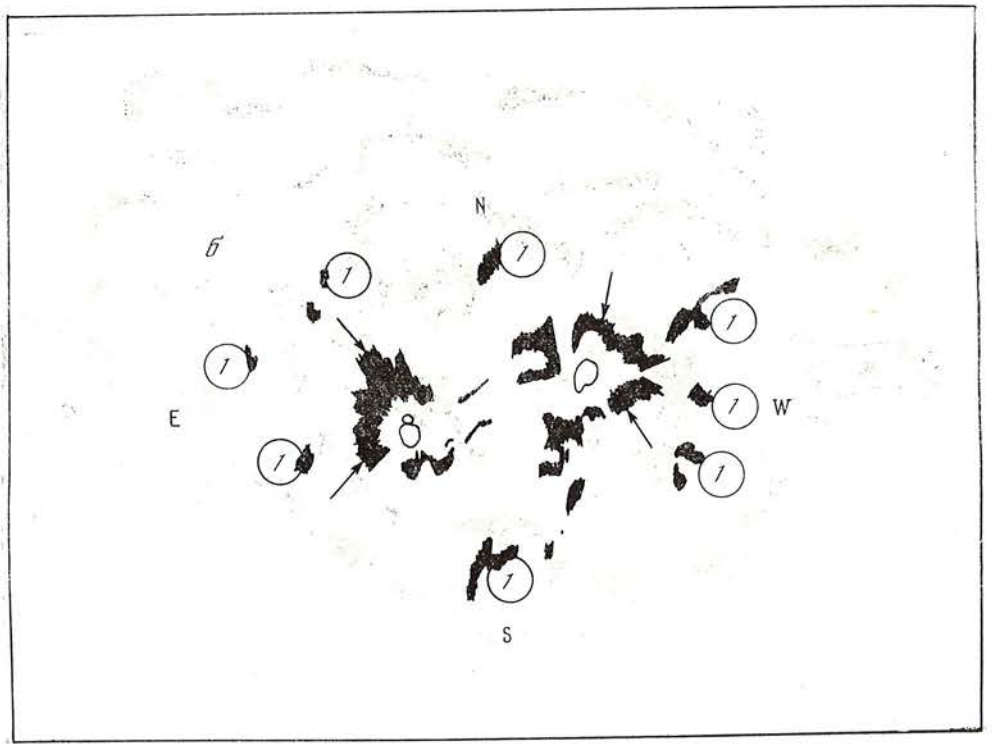
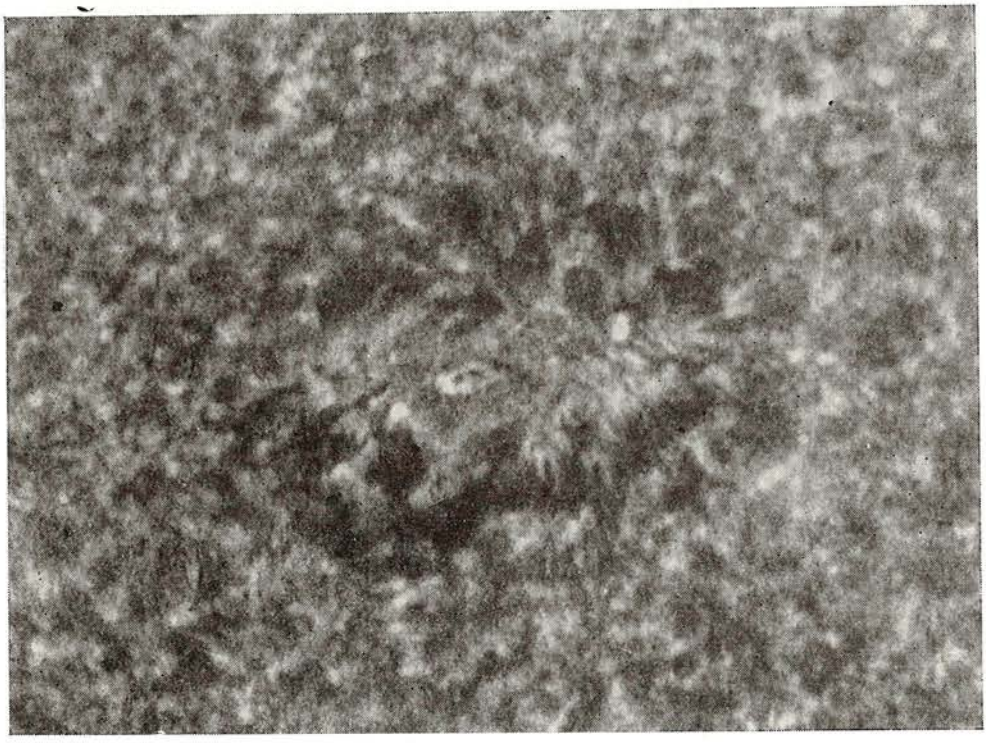


Рис. 1 (продолжение)

б — 12.XII,—0,5 Å;



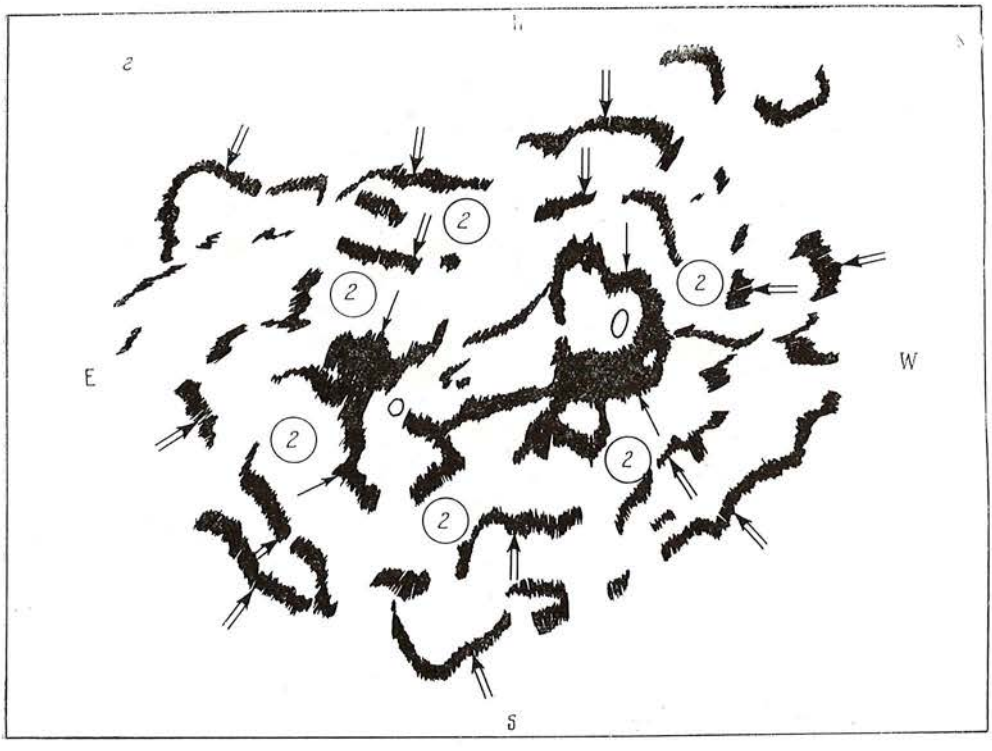


Рис. 1 (продолжение)
г — 13.XII, +0,5 Å;

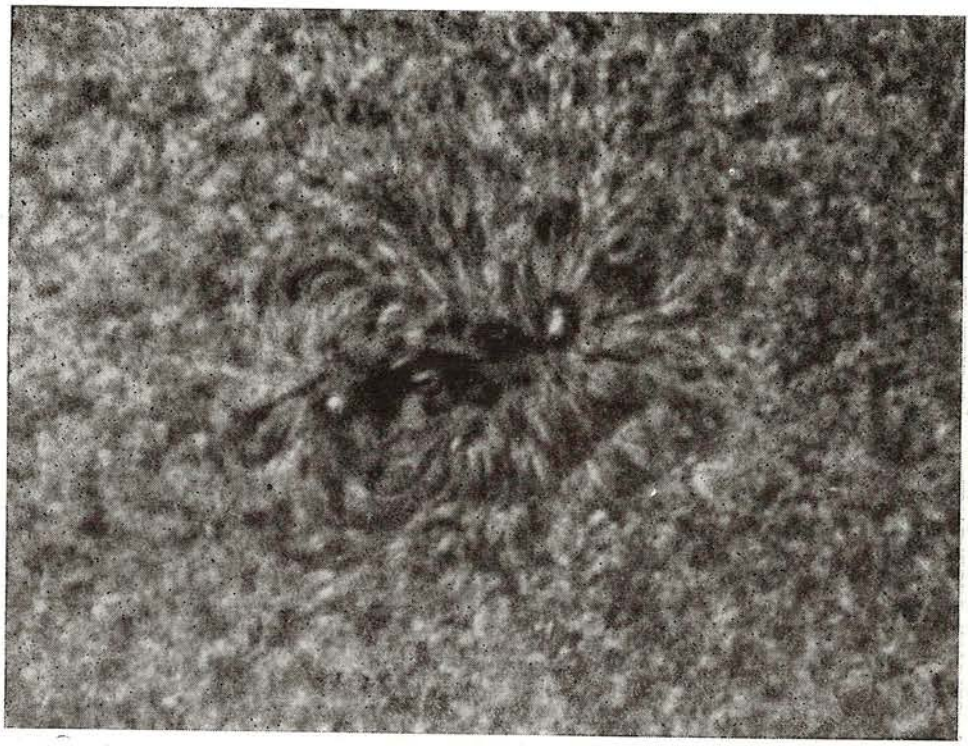
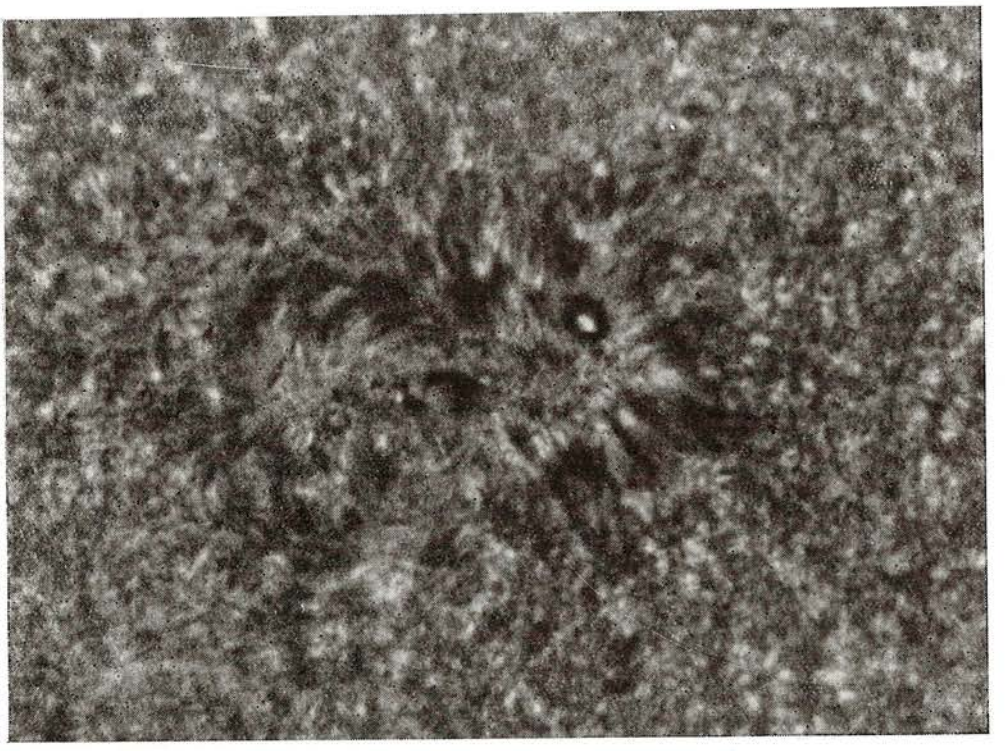


Рис. 1 (продолжение)
д — 13.XII,—0,3 А;



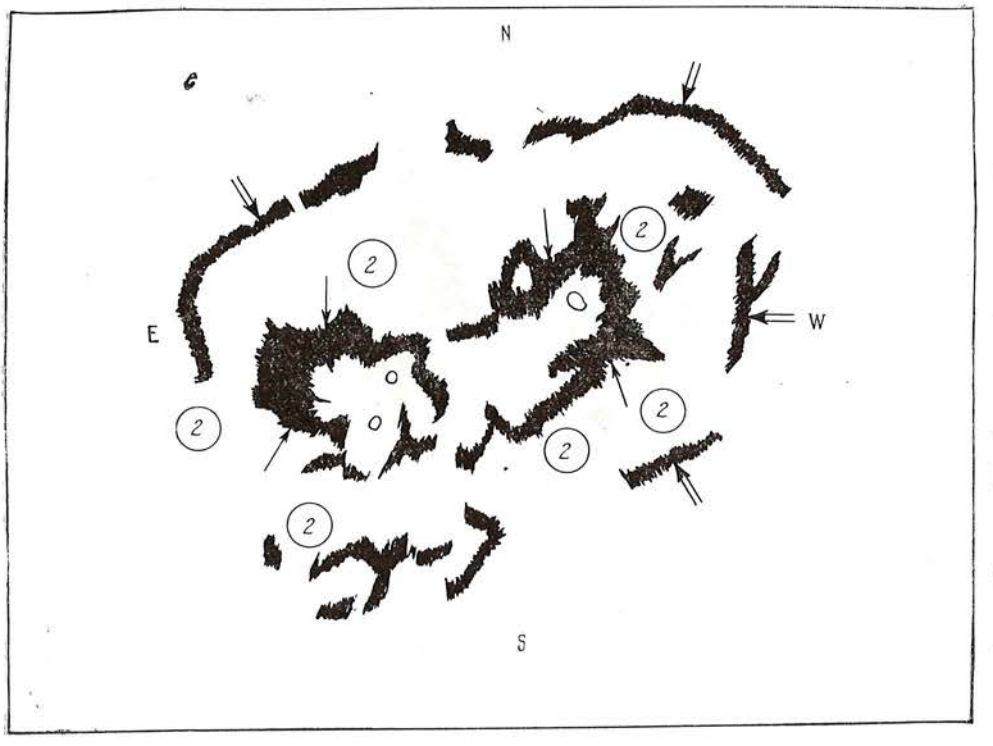
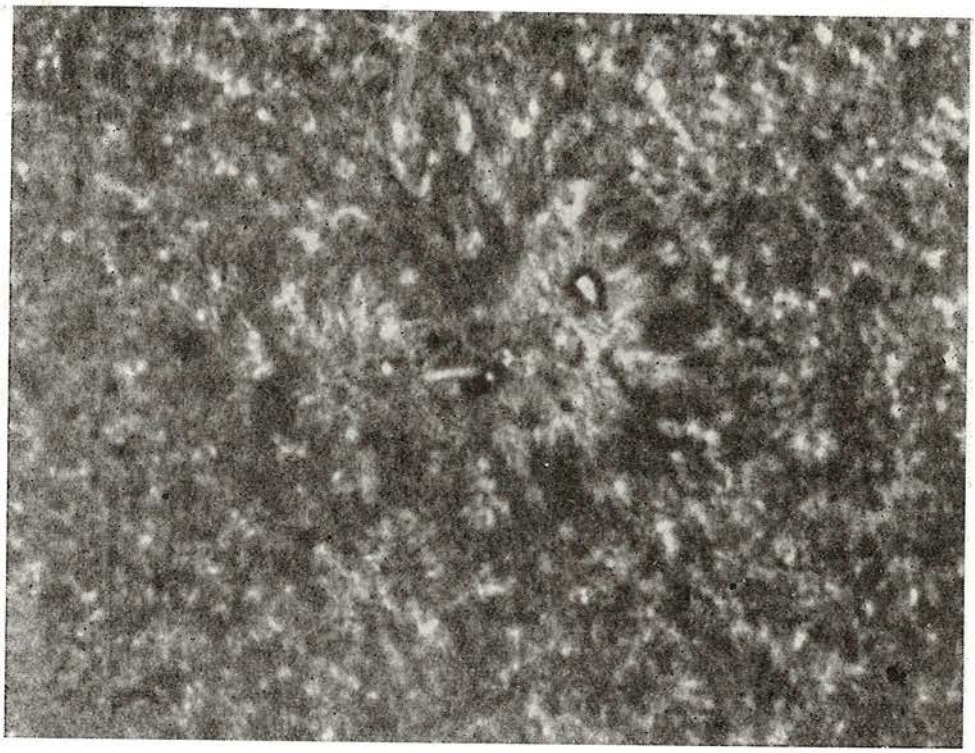


Рис. 1 (продолжение)
e — 14.XII,—0,5 Å;



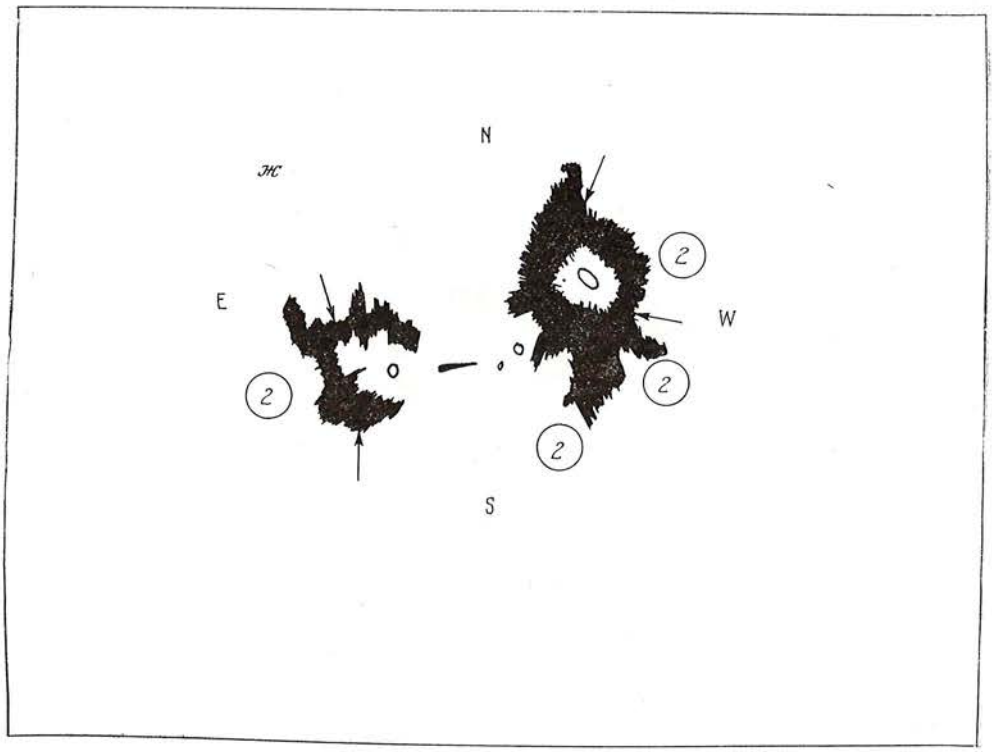


Рис. 1 (окончание)
ж — 15.XII,—0,5 Å

изменения магнитного потока и площади пятен в этой группе даны ниже, на рис. 3. Величины магнитного потока определены на основе значений напряженностей магнитного поля пятен, опубликованных в «Солнечных данных». Площади группы пятен взяты там же. Как видно из рис. 3, магнитный поток в данной группе растет до 13.XII, затем он резко падает. На фотографии на рис. 1, *а* заметно, что в начальной стадии развития группы узелки на границах главных ячеек видны менее четко, чем на большинстве границ соседних участков хромосферной сетки. С ростом группы границы главных ячеек быстро уплотняются. Пятна как бы «обрастают» темными и яркими узелками (см. стрелки на эскизах рис. 1, *б — ж*). С уменьшением магнитного потока группы после 13.XII ослабление границ главных ячеек и близлежащих к ним участков хромосферной сетки, как мы видим, не наблюдается. Напротив, границы хромосферной сетки вблизи пятен уплотняются. Аналогичная картина наблюдается и в других активных областях. Интересно, что в процессе эволюции границы главных ячеек иногда утолщаются настолько, что после исчезновения пятна в крыльях H_α мы наблюдаем площадку из плотно «упакованных» узелков.

Утолщение границ главных ячеек уже после прекращения роста магнитного потока группы и даже при его уменьшении, вероятно, можно объяснить накоплением магнитных узелков, движущихся от границ полутени к границам хромосферной сетки, наблюдаемых на стадии распада пятен в [3, 4].

Тот факт, что на начальной стадии развития группы границы главных ячеек заметно слабее окружающей сетки, может быть следствием сильной прижатости магнитных силовых линий к поверхности на данной стадии развития [5]. Из-за этого может происходить некоторое «размазывание» структур. С развитием активной области магнитные силовые линии становятся более вертикальными, а узелки менее вытянутыми и более четкими.

3. Особенности хромосферной сетки в развивающейся активной области и волоконная структура. В районе появления группы пятен хромосферная сетка, как известно (см., например, [1, 6]), усиливается. Область, занимаемая усиленной хромосферной сеткой, растет. Это видно и на фотографиях одной из исследуемых групп на рис. 1, *а — г*.

Перестройка хромосферной сетки вокруг развивающейся активной области самым тесным образом связана с формированием волоконной структуры, наблюдаемой в центре H_α. Основная часть волоконец примыкает к узелкам на границах главных ячеек (см. фотографии на рис. 1, *в*, *г*, *д*). В пределах распространения этих волоконец наблюдаются наиболее значительные перемены в структуре хромосферной сетки. Обычно в направлении самых длинных и густых волоконец границы хромосферной сетки местами размываются и постепенно исчезают. Вероятно, поэтому ячейки здесь наиболее крупные. В местах же со слабо развитой волоконной структурой ячейки хромосферной сетки видны, как правило, менее четко и имеют меньшие размеры. Волоконца от границ главных ячеек можно проследить иногда на протяжении двух ячеек хромосферной сетки.

В местах касания волоконец с границами ячеек контраст узелков обычно заметно увеличен. Такой участок сетки иногда становится заметным и в центре линии H_α, а именно — появляется группа ярких узелков.

В момент наибольшего развития группы границы хромосферной сетки вокруг нее выстраиваются обычно в виде контуров [1]. Если обратиться к фотографиям на рис. 1 (13.XII), то можно заметить, что в данном случае границы хромосферной сетки образуют, по крайней мере, два контура (см. широкие стрелки на эскизах на рис. 1, *в—д*). В других исследуемых активных областях мы наблюдаем не более чем три контура. Интересно отметить, что одновременно с образованием характерных контуров границ хромосферной сетки середины соответствующих им ячеек иногда стано-

вятся заметно более яркими, чем в невозмущенной хромосферной сетке, как бы «очищаясь» от темных узелковых структур (см. области *2* на эскизах на рис. 1, *г*). Еще в [7] говорилось о существовании вокруг группы пятен ярких элементов, которые, по-видимому, можно отождествить с поярчавшими серединами ячеек хромосферной сетки.

Контурам границ хромосферной сетки в крыле H_α соответствуют контуры волоконец, наблюдаемых вблизи центра линии (см. широкие стрелки на рис. 1, *д*). Как видно на рис. 1, *д*, волоконца, соответствующие контурам, значительно мельче наблюдаемых на границах главных ячеек. Еще более мелкие волоконца наблюдаются и на больших расстояниях от пятен. Таким образом, многоярусной структуре границ хромосферной сетки в крыльях H_α (включая и границы главных ячеек) соответствует многоярусная волоконная структура, наблюдаемая лучше всего в центре линии.

Интересно заметить, что контуры бывают видны наиболее четко обычно в тех направлениях, где волоконная структура расположена радиально по отношению к пятнам (см. контуры на рис. 1, *д*). Причем волоконца располагаются приблизительно перпендикулярно соответствующим участкам контуров. Направление же волоконец в активной области, как известно [8], совпадает с направлением магнитных силовых линий, так что образование контуров хромосферной сетки происходит, по-видимому, под действием магнитного поля развивающихся пятен. К сказанному уместно добавить, что образование контуров границ хромосферной сетки, а также поярчание середин соответствующих ячеек наблюдается обычно в дни наибольшего развития группы, т. е. когда магнитный поток группы максимален. Вокруг группы пятен № 181 контуры наблюдаются наиболее четко 13.XII 1974 г. (см. рис. 1, *в—д*). Как уже отмечалось, магнитный поток группы достигает в этот день наибольшей величины (см. ниже, рис. 3). С уменьшением магнитного потока группы контуры становятся менее четкими (широкие стрелки на рис. 1, *е*) и спустя некоторое время на их месте наблюдается обычная хромосферная сетка (см. рис. 1, *ж*). Яркость середины соответствующих ячеек постепенно приближается к яркости середины ячеек в невозмущенной хромосферной сетке. 15.XII можно выделить лишь несколько ярких мест (области *2* на рис. 1, *в*, *г*, *е*, *ж*).

Итак, изменения в хромосферной сетке, происходящие вокруг группы, мы связывали с изменением магнитного потока, а также с образованием волоконной структуры активной области. Волоконца же совпадают по направлению с магнитными силовыми линиями, и чем ближе к пятнам, тем они мощнее. Поэтому возникновение волоконец в том или ином месте активной области можно связывать с распространением магнитных силовых линий поля пятен. На основании сказанного можно, по-видимому, сделать вывод, что перестройка хромосферной сетки происходит под действием расширяющегося поля пятен.

4. Исследование формы ячеек хромосферной сетки в развивающейся активной области. Мы попытались построить детальную картину деформации ячеек хромосферной сетки в зависимости от удаления от пятен и в связи с развитием группы пятен.

Для этой цели из всего наблюдательного материала были отобраны фильтрограммы трех развивающихся активных областей, наиболее изолированных от соседних групп. Считалось, что воздействие магнитного поля на ячейки, равноудаленные от ближайших к ним пятен, приблизительно одинаково. Поэтому ячейки в активной области разбивались по рядам вокруг группы пятен. Ячейки, непосредственно прилегающие к главным, относились к первому ряду. В следующий ряд входили ячейки, примыкающие к ячейкам первого ряда, и т. д. (см. рис. 2). Ячейки хромосферной сетки исследовались до пятого ряда включительно. Такое ограничение обусловлено, главным образом, размерами кадра на пленке, а также наличием соседних активных областей. Для оценки деформаций мы измеряли

Рис. 2. Пример распределения ячеек хромосферной сетки по рядам вокруг группы пятен

Римскими цифрами указан номер ряда, к которому была отнесена данная ячейка. Стрелками показаны направления измерения двух диаметров ячеек ($D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$)

два диаметра каждой ячейки. Один диаметр брался вдоль направления от центра группы ($D_{\parallel}$), другой — перпендикулярно этому направлению ($D_{\perp}$, см. рис. 2). Измерения ячеек проводились на эскизах хромосферной сетки, зарисованных при увеличении в шестнадцать раз. Эскизы сделаны с фотоснимков активных областей в H_{α} $\pm 0{,}5$ Å. Пример эскиза активной области приведен на рис. 2. Размеры ячеек хромосферной сетки измерялись при удалении от центра диска не более чем на 65—70°. Все значения $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ исправлялись за эффект геометрической проекции. Измерения проводились в основном один раз для каждого дня наблюдений, так как изменения размеров ячеек становятся существенными обычно лишь на следующий день. Ячейки в активной области, как известно [6, 1], особенно устойчивы.

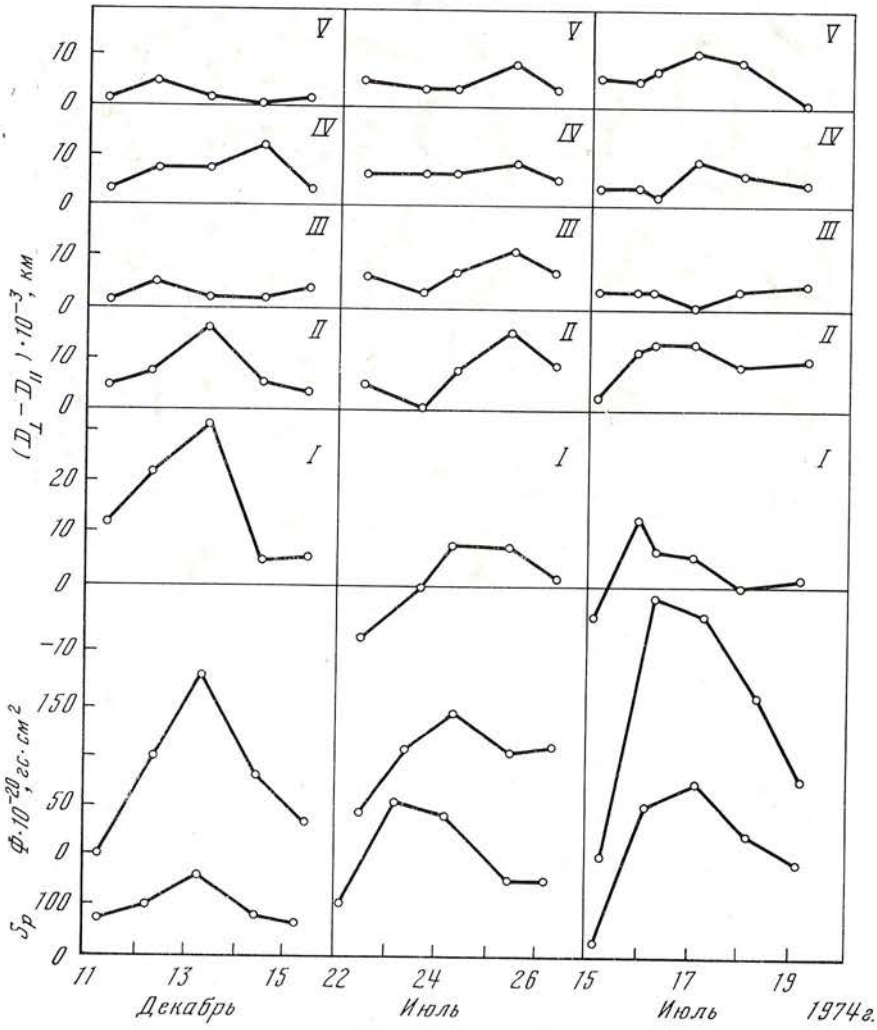


Рис. 3. Изменение со временем разности $D_\perp - D_\parallel$ для различных рядов ячеек хромосферной сетки в развивающихся активных областях

Римскими цифрами указан номер ряда. Внизу показано изменение с овременем магнитного потока Φ и площади пятен групп S_p (в миллионных долях полусферы)

Для каждого ряда ячеек определялись средние значения $\overline{D}_\parallel$ и $\overline{D}_\perp$. Оказалось, что на всех рассматриваемых расстояниях от группы пятен практически всегда выполняется соотношение $\overline{D}_\perp \geqslant \overline{D}_\parallel$, т. е. ячейки хромосферной сетки в развивающейся активной области в основном как бы «сплющены». Иногда на ранних стадиях развития активной области ячейки в первом ряду сначала вытягиваются (т. е. $\overline{D}_\parallel \geqslant \overline{D}_\perp$), а затем уже сплющиваются. Наибольшая сплющенность ячеек наблюдается в первых двух рядах ячеек хромосферной сетки и в момент наибольшего развития группы. На рис. 3 приведены кривые изменения со временем разностей ($\overline{D}_\perp - \overline{D}_\parallel$) в каждом ряду ячеек исследуемых активных областей. Там же приведены значения магнитного потока группы пятен и величины площади группы пятен для каждого дня наблюдений. Из сравнения кривых на рисунке явно видно, что деформация ячеек хромосферной сетки в первом и втором рядах тесно связана с изменением магнитного потока группы. В более далеких рядах эта связь ослабевает.

На рис. 4 приведены изменения $\overline{D}_\perp$ и $\overline{D}_\parallel$ со временем для I—V рядов ячеек тех же групп. Внизу, как и на рис. 3, приведены кривые изменения

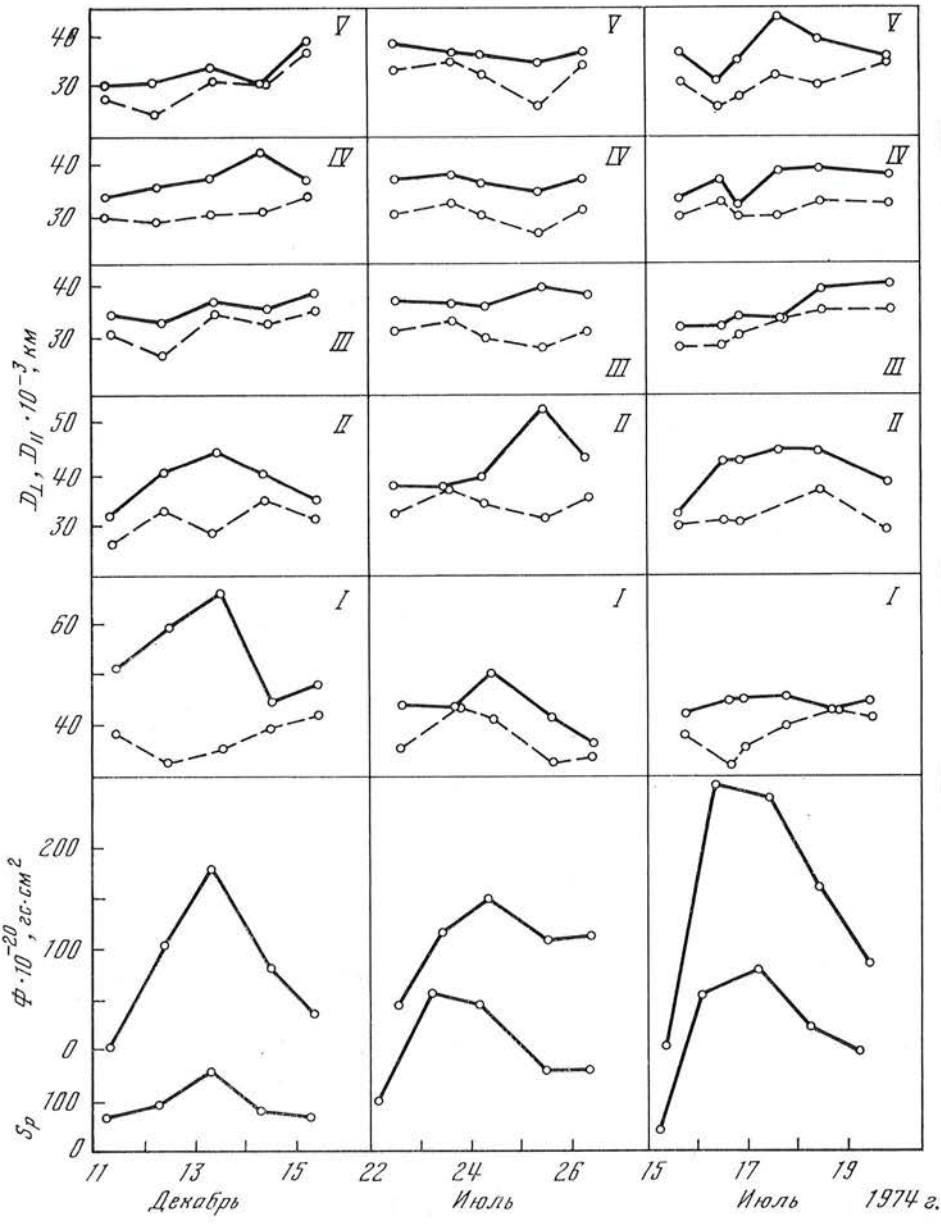


Рис. 4. Изменение со временем $D_\perp$ (сплошные кривые) и $D_\parallel$ (штриховые) в развивающихся активных областях

магнитного потока и площади групп. Оказалось, что значения $\overline{D}_\perp$ в первом и даже во втором ряду ячеек хромосферной сетки изменяются почти синхронно с изменением магнитного потока групп пятен. Местами во втором и следующих рядах заметно запаздывание в изменениях $\overline{D}_\parallel$ и $\overline{D}_\perp$ относительно первого ряда ячеек. $\overline{D}_\perp$ часто изменяется в противофазе с величиной $\overline{D}_\perp$. Следовательно, можно говорить не только о вытягивании ячеек за счет увеличения $\overline{D}_\perp$, но и о сжатии $\overline{D}_\parallel$ в процессе роста группы пятен. Далее из рис. 5, где показано изменение $\overline{D}_\perp$ и $\overline{D}_\parallel$ в зависимости от ряда ячеек, видно, что деформация ячеек передается от внутренних частей активной области к внешним. Однако характер передачи деформации от одного ряда к другому в различных активных областях различен. В случае

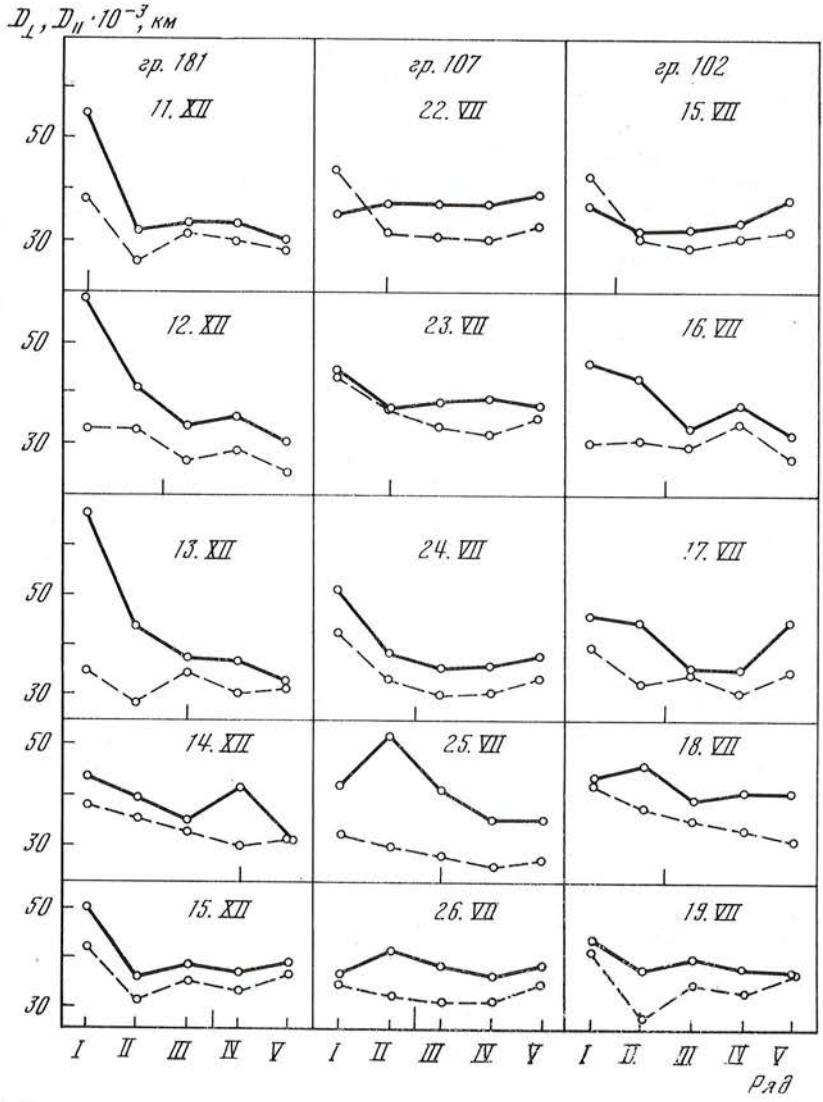


Рис. 5. Изменение величин $D_\perp$ и $D_\parallel$ в развивающихся активных областях в зависимости от номера ряда ячеек хромосферной сетки (1974 г.)

Вертикальными черточками на осях абсцисс показаны границы распространения со временем волоконной структуры в данной активной области

группы № 181 возмущение передается от первого ряда ячеек до четвертого (расстояние от пятен примерно $14 \cdot 10^4$ *км*) за трое суток. Примерно за то же время возмущение передается, по крайней мере, до пятого ряда (примерно $20 \cdot 10^4$ *км*) в случае гр. 107. В гр. 102 заметная деформация ячеек распространяется как будто не дальше второго ряда (примерно $8 \cdot 10^4$ *км*). Из-за сравнительно близкого соседства других активных областей изменения $\overline{D}_\parallel$ и $\overline{D}_\perp$ в четвертом-пятом рядах в гр. 102 не принимаются во внимание. В гр. 181 15.XII заметно резкое преобладание величин $\overline{D}_\parallel$ и $\overline{D}_\perp$ в первом ряду по сравнению с другими рядами. Возможно, это связано с тем, что к утру 16.XII магнитный поток группы резко возрос. По-видимому, началось распространение нового возмущения.

Штрихом на оси абсцисс на рисунке показана граница распространения волоконной структуры активной области. Отсюда видно, что по мере распространения деформации ячеек волоконная структура также распростра-

няется на все бо́льшую площадь, проникая во все более удаленные ряды хромосферной сетки. Распространение же волоконной структуры можно интерпретировать как расширение магнитного поля, т. е. распространение деформации ячеек может быть следствием распространения магнитного поля в окружающую хромосферу.

По кривым на рис. 5 мы определили скорости распространения деформации ячеек. В одном случае (группа № 181) она оказалась равной 400 *м/сек*, в другом (группа № 107) — 440 *м/сек* и в третьем (группа № 102) — 480 *м/сек*. Скорости во всех трех случаях оказались одного порядка. Интересно, что эти скорости близки к средней скорости (примерно 200 *м/сек*) расширения холмов магнитного поля в фотосфере, полученной С. И. Гопасюком в [9]. Это может служить дополнительным подтверждением высказанного нами предположения о деформации ячеек под действием расширяющегося магнитного поля пятен. Из всего сказанного можно сделать следующий вывод: наблюдаемая деформация ячеек и распространение этой деформации во внешние части активной области, возможно, есть следствие увеличения магнитного потока группы и распространения магнитного поля пятен в окружающую хромосферу.

Основные выводы

Исследования показали, что от развивающихся пятен распространяется возмущение со скоростями от 400 до 500 *м/сек*, проникающее в окружающую хромосферу до расстояний, по крайней мере, в 200 тыс. *км*. Возникновение этого возмущения, по-видимому, обусловлено двумя причинами: 1) увеличением магнитного потока пятен и 2) распространением магнитного поля пятен в окружающую хромосферу. В результате возмущающего действия группы пятен в окружающей хромосфере происходят значительные изменения в структуре хромосферной сетки, а именно:

1) ячейки хромосферной сетки существенно сплющиваются;

2) середины ячеек вблизи пятен нередко становятся более яркими, а отдельные участки границ хромосферной сетки заметно более темными и контрастными, чем в невозмущенной хромосферной сетке;

3) из деталей границ этой усиленной хромосферной сетки в крыле H_α вокруг группы пятен образуются своеобразные контуры, которым в центре H_α соответствуют контуры волоконных структур.

Утолщение границ главных ячеек в процессе их эволюции, возможно, частично связано также с расширением магнитного поля пятен.

В заключение приношу глубокую благодарность Н. Н. Степанян, Т. Т. Цапу и С. И. Гопасюку за ценные замечания при обсуждении статьи.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Карташова Л. Г.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 108.
2. *Bumba V.*, *Howard R.* Astrophys. J., 1965, **141**, N 4, 1492.
3. *Harvey K.*, *Harvey J.* Solar Phys., 1973, **28**, N 1, 61.
4. *Sheeley N. R.* Solar Phys., 1969, 9, N 2, 347.
5. *Bappu M. K. V.*, *Grigorjev M. V.*, *Stepanov V. E.* Solar Phys., 1968, **4**, N 4, 409.
6. *Rogers E. H.* Solar Phys., 1970, **13**, N 1, 57.
7. *Дубов Э. Е.* Астрон. ж., 1967, **44**, вып. 2, 342.
8. *Цап Т. Т.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 200.
9. *Гопасюк С. И.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 56.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

О ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПО КРУГУ ИЗЛУЧЕНИИ НАД БИПОЛЯРНЫМИ ГРУППАМИ ПЯТЕН НА ВОЛНЕ 1,35 *см*

И. Г. Моисеев

Приведены результаты исследования (с помощью 22-метрового радиотелескопа КАО АН СССР) поведения поляризованной по кругу компоненты излучения локальных источников повышенной яркости на волне 1,35 *см*, связанных с биполярными группами пятен при прохождении их по диску Солнца. Источники поляризованного по кругу излучения сохраняются над головной и хвостовой частями группы пятен при прохождении групп по диску Солнца, направление вращения вектора поляризации не изменяется при прохождении групп через центральный меридиан. Степень круговой поляризации источников доходит до 18%.

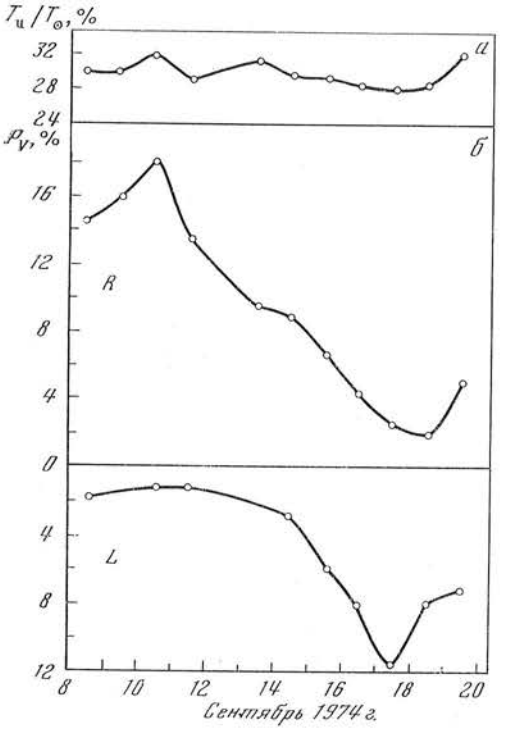
ON THE CIRCULAR POLARIZED RADIOEMISSION OVER THE BIPOLAR GROUPS OF SUNSPOTS AT 1,35 cm, by *I. G. Moiseev*. — The behaviour of circularly polarized component of radioemission at $\lambda = 1{,}35$ cm connected with bipolar sunspots groups is considered during their passage across the disk of the Sun. The polarization can reach 18% and it usually remains unchanged, and the sense of polarization also remains the same while central meridian passage.

На 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в сентябре 1974 г. были проведены наблюдения поляризованного радиоизлучения активных областей на Солнце на волне 1,35 *см* Угловое разрешение радиотелескопа $\theta_{0,5}$ составляло 2′,5. Радиополяриметр с ферритовыми модуляторами на входе позволял регистрировать разность $(R - L)$ между компонентами циркулярно поляризованного излучения с правым и левым направлением вращения одновременно с полной $(R + L)$ интенсивностью излучения. Высокочастотная часть приемника располагалась во вторичном фокусе антенны (использовалась система Кассегрена). Калибровка поляризационного канала осуществлялась по генератору шума с преобразователем поляризации. Эффект паразитной модуляции системы не превышал 0,1 %. Наблюдения заключались в получении радиоизображения Солнца с последующим многократным сканированием радиотелескопом в двух перпендикулярных направлениях через максимумы интенсивности обнаруженных локальных источников.

В период наблюдений по диску Солнца проходили две биполярные группы пятен, положение которых почти совпадало по долготе; по нумерации бюллетеня «Солнечные данные» — группы № 131 и 132. Группа № 131 находилась на широте N 9°, а группа № 132 — на широте S 12°. Обе группы пересекли центральный меридиан Солнца 15.IX. Эти группы наблюдались ежедневно во все время нахождения их на солнечном диске с 8 по 22.IX. С обеими группами были связаны локальные источники повышенного радиоизлучения, полная интенсивность которых достигала ~30% от уровня невозмущенного Солнца.

На рис. 1, *а* и 2, *а* приведены графики изменения интенсивности интегрального излучения локальных источников (превышение температуры источника над уровнем невозмущенного Солнца) над группами пятен № 131 и 132 соответственно в зависимости от положения их на диске Солнца. Как видно из графиков, интенсивность излучения источника, связанного с группой № 131, почти не изменялась по мере прохождения по диску Солнца, а источник, связанный с группой № 132, показывает некоторую направленность в излучении; интенсивность его излучения имеет максимум при нахождении вблизи центрального меридиана и несколько спадает при удалении от центрального меридиана. На записях, без учета сглаживающего эффекта диаграммы направленности радиотелескопа, источники интегрального излучения имели один максимум, который располагался между головной и хвостовой частями группы пятен. Угловое разрешение радиотелескопа ($\theta_{0,5} = 2',5$) не позволяло определить, имеет ли источник максимумы излучения над головной и хвостовой частями. В обеих группах пятен магнитные поля головных частей имели северную полярность, а хвостовых — южную. Напряженность магнитного поля головной части группы пятен № 131 доходила до 3300 *гс* (по бюллетеню «Солнечные данные»), а хвостовой — до 2400 *гс*. Напряженность магнитного поля группы № 132 была несколько ниже — у головной ее части она достигала 2400 *гс*, а у хвостовой — 1500 *гс*.

При появлении групп пятен вблизи восточного края солнечного диска над обеими группами можно было заметить по два источника поляризованного по кругу излучения с разным направлением вращения вектора поляризации и различной степенью круговой поляризации.



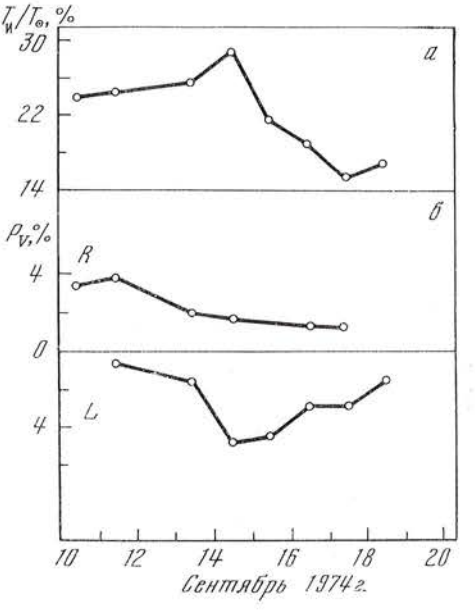


Рис. 1. Изменение интегральной интенсивности (*а*) и степени круговой поляризации (*б*) излучения источников повышенной яркости на волне 1,35 *см*, связанных с группой пятен № 131, в зависимости от положения группы на солнечном диске (центральный меридиан группа пересекла 15.IX)

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для группы пятен № 132

Степень круговой поляризации излучения источника определялась согласно известному выражению

$$P_V = (R - L)/(R + L),$$

где R и L — интенсивность составляющих радиоизлучения источника, поляризованных по правому и левому кругу. Их разность автоматически регистрировалась поляриметром. Полная интенсивность $R + L$ определялась как превышение интенсивности излучения источника над интенсивностью излучения невозмущенного Солнца. При определении степени поляризации излучения источников их угловые размеры предполагались одинаковыми в поляризованном и интегральном излучении.

По положению источники поляризованного по кругу излучения можно было отождествить с головными и хвостовыми частями групп пятен. Направление вращения вектора поляризации в источниках соответствует преобладанию необыкновенной волны, если учитывать полярность магнитного поля над головными и хвостовыми частями групп пятен.

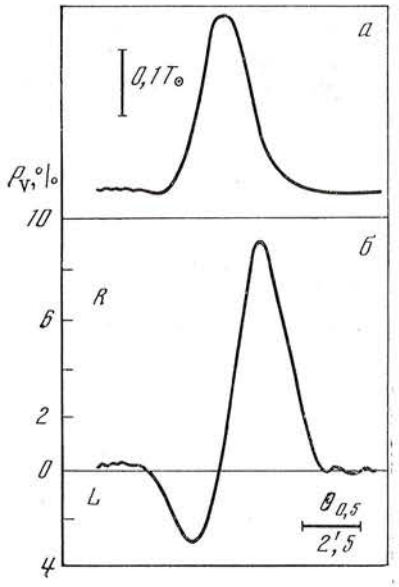
По мере прохождения групп пятен по солнечному диску степень поляризации источников радиоизлучения, связанных с группами пятен, изменялась.

На рис. 1, *б* и 2, *б* приведены графики изменения степени поляризации источников (связанных с группами пятен № 131 и 132 соответственно) в зависимости от их положения на диске Солнца.

По графикам можно проследить, что в обеих группах источники с правым направлением вращения вектора поляризации, находящиеся над головными частями групп пятен, в восточной части солнечного диска имеют степень поляризации выше, чем источники с левым вращением вектора поляризации, связанные с хвостовыми частями групп. Степень поляризации источника поляризованного по правому кругу излучения, связанного с головной частью группы пятен № 131, по мере ее отхода от восточного лимба повышается, достигая в максимуме 18% между 60 и 70° восточной гелиодолготы, далее интенсивность поляризованного излучения постепенно спадает, однако источник остается заметным при продвижении группы пятен до западного лимба. Степень поляризации источника поляризованного по левому кругу излучения, связанного с хвостовой частью группы 131, остается почти постоянной до ~30° восточной гелиодолготы. Далее интенсивность поляризованного по левому кругу излучения начинает возрастать, достигает максимума ~12% вблизи 30° западной гелиодолготы, после чего уменьшается по мере приближения группы к западному лимбу солнечного диска.

На рис. 3 и 4 приведены записи сканирования диаграммой радиотелескопа локального источника радиоизлучения, связанного с группой пятен № 131. Запись на рис. 3 получена за день до пересечения группой центрального меридиана (14.IX), запись на рис. 4 — на следующий день (16.IX) после прохождения группой центрального меридиана. Из записей можно заметить, что источники поляризованного по кругу излучения над головной и хвостовой частями группы пятен сохраняются до прохождения группой центрального меридиана и после прохождения его, причем направление вращения вектора поляризации у источников не изменяется при прохождении группой центрального меридиана Солнца. Таким же образом ведут себя источники поляризованного по кругу излучения, связанные с группой пятен № 132, как это можно заметить из рис. 2, *б*, т. е. источники поляризованного по кругу излучения над головной и хвостовой частями группы сохраняются до и после прохождения группой центрального меридиана и направление вращения вектора поляризации у источников не изменяется при прохождении центрального меридиана.

Наличие двух источников поляризованного по кругу излучения над биполярными группами пятен отмечалось также и на более коротких волнах [1—4].



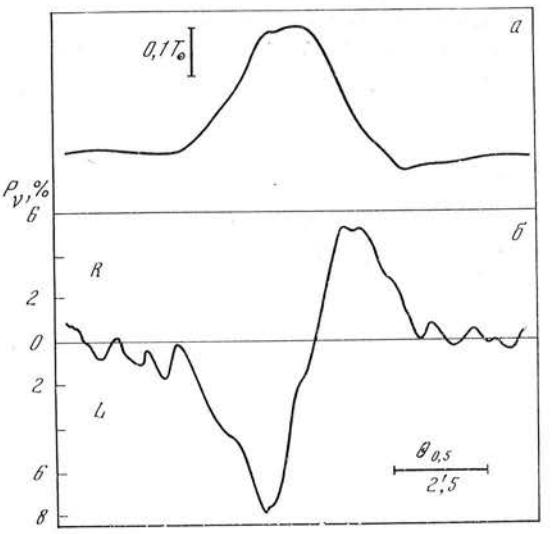


Рис. 3. Запись сканирования локального источника, связанного с группой пятен №131 за день до прохождения группой центрального меридиана (14.IX 1974 г.)

а — интегральное излучение; *б* — поляризованное по кругу излучение

Рис. 4. Запись сканирования локального источника, связанного с группой пятен №131, на следующий день после прохождения группой центрального меридиана (16.IX 1974 г.)

а — интегральное излучение, *б* — поляризованное по кругу излучение

В работе [4] подробно исследовались источники поляризованного по кругу излучения над биполярной группой на волне 8 *мм*. Там также показано, что и на волне 8 *мм* при прохождении группой центрального меридиана источники поляризованного по кругу излучения сохраняются над головной и хвостовой частями группы и направление вращения вектора поляризации у источников не изменяется.

На рис. 5 приведен график зависимости максимальных значений степени круговой поляризации радиоизлучения активных областей на Солнце в зависимости от длины волны по данным из [3, 4] и настоящей работы. Интересно отметить, что эта зависимость близка к λ^2.

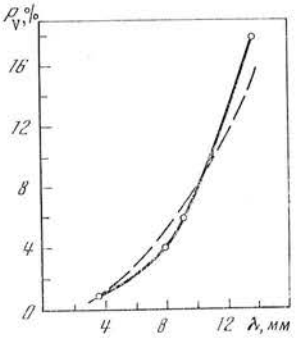


Рис. 5. Изменение максимальных значений степени круговой поляризации радиоизлучения активных областей на Солнце в зависимости от длины волны

Сплошная кривая — данные на волнах 3,5 и 9 *мм* взяты из [3], на 8 *мм* — из [4] и на 1,35 *см* — из настоящей работы; штриховая кривая — зависимость от λ

В заключение следует отметить, что в миллиметровом диапазоне длин волн, вплоть до волны 1,35 *см*, направление вращения вектора поляризации источников поляризованного по кругу излучения не изменяется при прохождении источниками центрального меридиана Солнца. Направление вращения вектора поляризации в источниках соответствует преобладанию необыкновенной волны, если учитывать полярность магнитных полей

в пятнах, с которыми связаны источники. Степень круговой поляризации излучения источников на $\lambda = 1{,}35$ *см* доходит до 18%.

Приношу глубокую благодарность В. А. Ефанову и Н. С. Нестерову за помощь в наблюдениях и обработке экспериментального материала.

Декабрь 1975 г.

Литература

1. *Хангильдин У. В.* Астрон. ж., 1964, **51**, № 2, 302.
2. *Kundu M. R.* Solar radio astronomy. N. Y., Intersci., 1965, p. 235.
3. *Edelson S.*, *Mayfield E. B.*, *Shimabukuro F. J.* Nature. Phys. Sci., 1971, 232, N 30, 82.
4. *Ефанов В. А.*, *Моисеев И. Г.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 58.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ТОРОИДАЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ОТ ТОЧКИ ВХОДНОЙ ЩЕЛИ СПЕКТРОМЕТРА

В. К. Прокофьев

По схеме, предложенной в [3], проведен расчет хода лучей от точки входной щели спектрометра, дифрагированных различными элементами тороидальной дифракционной решетки, имеющей 2400 *штр/мм* при широкой вариации углов падения и дифракции и сагиттального радиуса кривизны. Установлены простые зависимости (13) и (14) ширины контура спектральной линии от углов падения и дифракции. Прослежена деформация контуров при изменении сагиттального радиуса кривизны. Показано, что расчет для трех крайних точек поверхности решетки в горизонтальном и вертикальных сечениях позволяет определить основные параметры спектрального изображения: спектральную ширину и астигматическую кривизну.

THE SPECTRAL IMAGE FROM THE POINT AT THE ENTRANCE SLIT OF A SPECTROMETER BY THE TOROIDAL DIFFRACTION GRATING, by *V. K. Prokof'ev*.— The calculation of the path of rays from one point at the entrance slit of a spectrometer diffracted by various elements of a concave toroidal diffraction grating was made with aid the computer and exact formulae given in [3]. These calculations was made for the grating with 2400 grooves per mm, with wide variations of the angles of incidence (5° to 46°) and diffraction (— 23° to + 23°) and sagittal radius r (500 mm to 344 mm). Simple dependences (13) and (14) were given for the width of spectral lines on the angles of incidence and diffraction. The deformation of the figure of the spectral lines was investigated with the change of the sagittal radius. The main parameters of the spectral images (spectral width and astigmatic curvature) could be obtained with the calculation for three points of the grating: two — from the both sides of the middle zone of the acting surface of the grating, and one — from the upper point of this surface.

Настоящая работа является развитием исследований, изложенных в [1]. Целью ее было изучение действия отдельных элементов дифракционной решетки с тороидальной поверхностью, установление на основании этого путей для нахождения оптимальной монтировки решетки на круге Роуланда, обеспечивающей приемлемую астигматическую высоту спектральных линий и достаточно хорошее спектральное разрешение. Ограничимся задачей регистрации ультрафиолетового спектра звезд в области λ 1000—3500 Å применительно для целей внеатмосферной астрономии. Как было указано в [1], для снижения астигматизма целесообразно применение тороидальных дифракционных решеток.

Будем считать, что изображение звезды дается на щели спектрометра при помощи питающей оптики телескопа с относительным отверстием 1 : 10. Для упрощения исследований примем это изображение в виде математической точки, лежащей в плоскости симметрии оптической системы.

Задачами исследования были:

1) определить контур изображения этой точки для разных длин волн спектра, его ширину (что дает величину спектрального разрешения) и длину в зависимости от углов падения и дифракции;

2) проследить деформацию контура при изменении радиуса кривизны тороидальной поверхности, а также выяснить, какую долю в формирование контура вносят отдельные части действующей поверхности дифракционной решетки.

1. Методика исследований

Для решения указанных задач можно было бы использовать приведенные в [2] аналитические выражения для различных видов аберраций тороидальной дифракционной решетки. Однако при этом теряется наглядность представлений о вкладе отдельных элементов решетки в общую кар-

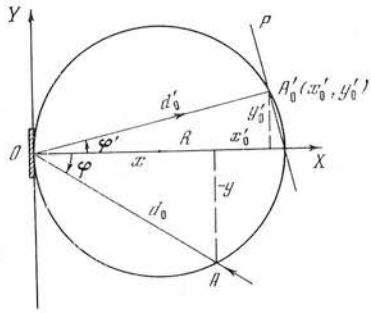


Рис. 1. Оптическая схема установки решетки на круге Роуланда

тину построения изображения. Мы избрали более наглядный прием — метод геометрического расчета при помощи ЭВМ хода лучей от точки входной щели, дифрагированных отдельными элементами поверхности решетки; при этом в фокальной поверхности получаем некоторое распределение точек в пределах спектрального изображения для различных длин волн. Такой прием учитывает по существу все особенности действия конкретной дифракционной решетки.

Схема такого расчета дана в [3]. Рассмотрим ее применительно к нашей задаче.

На рис. 1 представлен ход лучей для решетки, установленной на круге Роуланда. Ось OX направлена по нормали к решетке в ее вершине. Ось OY ей перпендикулярна, касательна в вершине решетки и перпендикулярна направлению штрихов решетки. Ось OZ параллельна штрихам решетки. Условимся ход лучей на решетку и от нее рассматривать в направлении от отрицательных значений ординаты y к положительным.

Пусть A — точка входной щели, AO — нулевой луч, идущий в вершину решетки, OA_0' — дифрагированный нулевой луч.

Будем считать угол падения φ всегда положительным, а угол дифракции φ' положительным, когда дифрагированный луч лежит выше оси OX. Формула дифракции в этом случае имеет вид

$$\sin\varphi - \sin\varphi' = k\lambda N. \tag{1}$$

Порядок спектра $k > 0$, примем $k = 1$. N — число штрихов в 1 *мм*.

Следует отметить, что тороидальная поверхность может быть образована двумя способами. Первый — вращение дуги радиуса R вокруг оси, параллельной OY, с центром, соответствующим сагиттальному радиусу r, «тороид Y» по терминологии, предложенной в [3]. Второй — вращение дуги радиуса r вокруг оси, параллельной оси OZ, с центром, соответствующим меридиональному радиусу R, «тороид Z».

Изложенные ниже расчеты проводились для тороида Y. Как будет показано далее, для нашего случая при размерах наделенной поверхности

решетки 50×50 *мм* и $R = 500$ *мм* разница для этих двух типов тороидов незначительна.

Расчет ведется в следующем порядке.

1. Задаемся координатами точки входной щели x, y, z. В нашем случае точечный источник лежит в плоскости XOY и

$$x = R\cos^2\varphi, \quad y = -R\sin\varphi\cos\varphi, \quad z = 0. \tag{2}$$

2. Задаемся координатами y_i и z_i точки на поверхности решетки. Координата x_i этой точки вычисляется из формы поверхности решетки. Так, для тороида Y (см. [3])

$$x_i = r - \sqrt{(r-\eta)^2 - z_i^2}, \text{ где } \eta = R - \sqrt{R^2 - y_i^2}. \tag{2a}$$

При $r = R$ формулы (2а) переходят в формулу для сферической решетки. Для тороида Z величина x_i, вычисленная по соответствующим формулам, приведенным в [3], совпадает с вычисленной для тороида Y в пределах величин второго порядка малости относительно y_i/R и z_i/r.

Далее определяем расстояние d_i между точкой входной щели и точкой на поверхности решетки

$$d_i = \sqrt{(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2 + (z_i - z)^2}$$

и направляющие косинусы падающего луча

$$a_{x_i} = \frac{x_i - x}{d_i}, \quad a_{y_i} = \frac{y_i - y}{d_i}, \quad a_{z_i} = \frac{z_i - z}{d_i}. \tag{3}$$

3. Определяем направляющие косинусы нормали к заданной точке тороидальной поверхности решетки

$$n_{x_i} = \frac{R-\eta}{R}\,\frac{r - x_i}{r-\eta}, \quad n_{y_i} = -\frac{y_i}{R}, \quad n_{z_i} = -\frac{R-\eta}{R}\,\frac{z_i}{r-\eta}. \tag{4}$$

Направляющие косинусы нормали к такому же элементу поверхности тороида Z отличаются лишь в пределах $\pm 0{,}06\%$ для крайних точек заштрихованной поверхности решетки. Это вносит весьма незначительные изменения в результаты расчета. Отметим, что была поставлена задача определения поперечных аберраций $\delta y_i'$ и $\delta z_i'$ — отклонений от прохождения нулевого луча с точностью до 0,1 *мкм*. Контрольный расчет для тороидов обоих видов показал, что разница не превосходит 1 *мкм*.

4. Находим составляющие единичного вектора $\mathbf{p}$, определяющего направление штрихов решетки в точке (x_i, y_i, z_i). Этот вектор всегда лежит в плоскости, параллельной плоскости XOZ, и в вершине решетки параллелен штрихам решетки:

$$\begin{aligned} p_{x_i} &= -\frac{n_{z_i}}{\sqrt{n_{x_i}^2 + n_{z_i}^2}} = -n_{z_i}\frac{R}{R-\eta}, \quad p_{y_i} = 0, \\ p_{z_i} &= \frac{n_{x_i}}{\sqrt{n_{x_i}^2 + n_{z_i}^2}} = n_{x_i}\frac{R}{R-\eta}. \end{aligned} \tag{5}$$

5. Определяем вспомогательный единичный вектор $\mathbf{q} = \mathbf{n} \times \mathbf{p}$; его составляющие имеют вид

$$\begin{aligned} q_{x_i} &= n_{y_i}p_{z_i} = -\frac{n_{x_i}y_i}{R-\eta}, \quad q_{y_i} = n_{z_i}p_{x_i} - n_{x_i}p_{z_i} = -\frac{R-\eta}{R}, \\ q_{z_i} &= -n_{y_i}p_{x_i} = -\frac{n_{z_i}y_i}{R-\eta}. \end{aligned} \tag{6}$$

6. Вводим в рассмотрение направление дифрагированного луча в точке (x_i, y_i, z_i) поверхности решетки в виде параметра ε, имея в виду изменение

величины e_0 — расстояния между соседними штрихами решетки, измеряемого по поверхности решетки (по технологии нанесения штрихи являются равноотстоящими в плоскости, перпендикулярной оси OX). Этим параметром мы вводим в расчет конкретную длину волны спектра

$$\varepsilon = \frac{k\lambda}{e_0} \mid q_{y_i} \mid = k\lambda N \mid q_{y_i} \mid 10^{-7}, \tag{7}$$

здесь длина волны дана в единицах Å.

7. Определяем скалярные произведения

$$(\mathbf{a}\cdot\mathbf{n}) \text{ и } (\mathbf{a}\cdot\mathbf{q}), \tag{8}$$

связывающие направление падающего луча с нормалью решетки в точке падения с вектором $\mathbf{q}$.

8. После этого можем вычислить направляющие косинусы дифрагированного луча

$$\begin{aligned} a'_{x_i} &= a_{x_i} + \varepsilon q_{x_i} + Q n_{x_i}, \\ a'_{y_i} &= a_{y_i} + \varepsilon q_{y_i} + Q n_{y_i}, \\ a'_{z_i} &= a_{z_i} + \varepsilon q_{z_i} + Q n_{z_i}, \end{aligned} \tag{9}$$

где $Q = \sqrt{(\mathbf{a}\cdot\mathbf{n})^2 - 2\varepsilon(\mathbf{a}\cdot\mathbf{n}) - \varepsilon^2} - (\mathbf{a}\cdot\mathbf{n})$.

9. Расстояние d'_i между точкой (x_i, y_i, z_i) поверхности решетки и точкой пересечения дифрагированным лучом плоскости P (см. рис. 1) определяется выражением

$$d'_i = \frac{(y'_0 - y_i)\sin\varphi' + (x'_0 - x_i)\cos\varphi'}{a'_{y_i}\sin\varphi' + a'_{x_i}\cos\varphi'}, \tag{10}$$

где $x'_0 = R\cos^2\varphi'$, $y'_0 = R\sin\varphi'\cdot\cos\varphi'$ — координаты точки на круге Роуланда, в которую приходит дифрагированный нулевой луч. Плоскость P перпендикулярна этому лучу, что соответствует условиям фотоэлектрической регистрации спектра.

10. После этого координаты y'_i, z'_i точки A'_i пересечения данным дифрагированным лучом плоскости P (рис. 2) будут

$$y'_i = y_i + d'_i a'_{y_i}, \quad z'_i = z_i + d'_i a'_{z_i}. \tag{11}$$

На рис. 2 точка A'_i является проекцией на плоскость XOY расчетной точки, лежащей выше или ниже этой плоскости, поэтому координата z'_i здесь не показана.

Плоскость P наклонена к оси OY под углом φ', поэтому численная величина составляющей поперечной аберрации δ_{y_i} в этой плоскости определяется выражением

$$\delta'_{y_i} = (y'_i - y'_0)/\cos\varphi'. \tag{11а}$$

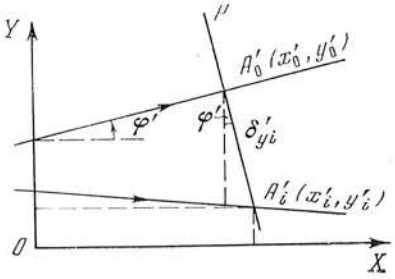
Для составляющей поперечной аберрации по оси Z имеем

$$\delta z'_i = z'_i - z'_0. \tag{11б}$$

В нашем случае источник находится в точке входной щели при $z = 0$, поэтому $z'_0 = 0$, и тогда $\delta z'_i = z'_i$.

Такова схема вычислений.

Задание координат y_i и z_i точек поверхности решетки производилось двумя способами. Как сказано выше, освещение щели спектрометра производится телескопом с относительным отверстием 1 : 10. Поэтому на штрихованной поверхности решетки имеем освещенный овал при условии использования полностью всей светосилы телескопа (рис. 3). Вписывание



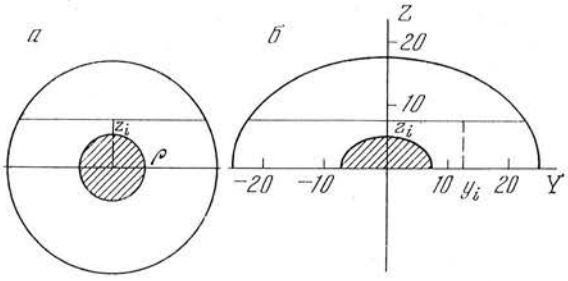


Рис. 2. Схема получения составляющей $\delta y_i'$ поперечной аберрации в плоскости P

Рис. 3. Освещение поверхности решетки

а — сечение падающего пучка лучей на решетку; *б* — действующая поверхность решетки

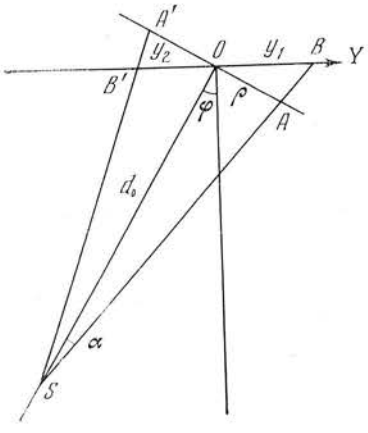


Рис. 4. Определение частей большой оси эллипса освещенной поверхности решетки

штрихованной поверхности решетки в этот овал приводит к потере до 30% энергии, что при работе в коротковолновой области спектра является нежелательным.

На схеме рис. 4 S — точка входной щели; на расстоянии d_0 от нее мы имеем освещенный круг радиуса $\rho = d_0 \operatorname{tg} \alpha$, где величина $2\operatorname{tg} \alpha = 0{,}1$ определяется относительным отверстием телескопа и освещающего решетку пучка света. Этот круг на поверхности решетки дает овал, который является эллипсом с малой полуосью $a = \rho$ и большой полуосью $b = \rho/\cos \varphi$. В действительности центр этого эллипса несколько смещен относительно вершины O решетки. Сохраняя вершину решетки в качестве начала системы координат на поверхности решетки, необходимо учесть это смещение. Используя величину относительного отверстия, для двух частей большой оси эллипса имеем

$$y_1 = \rho \frac{\cos \alpha}{\cos(\varphi + \alpha)} = \frac{\rho}{\cos \varphi (1 - \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \varphi)}$$

или, считая $\operatorname{tg} \alpha$ достаточно малой величиной,

$$y_1 = \rho \frac{1 + \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \varphi}{\cos \varphi} = \rho k_1.$$

Соответственно для второй части y_2 получаем

$$y_2 = -\rho \frac{\cos \alpha}{\cos(\varphi - \alpha)} = -\rho \frac{1 - \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \varphi}{\cos \varphi} = -\rho k_2.$$

Коэффициенты k_1 и k_2 мы используем для преобразования каждой хорды круга диаметра 2ρ, расположенной на высоте z_i от плоскости симметрии решетки (рис. 3):

$$y_{i,1} = \sqrt{\rho^2 - z_i^2} \cdot k_1; \quad y_{i,2} = -\sqrt{\rho^2 - z_i^2} \cdot k_2. \tag{12}$$

По существу при этом мы допускаем некоторое незначительное превышение величин $y_{i,1}$ и $y_{i,2}$ при увеличении z_i, так как уменьшается эффек-

тивная величина угла α, под которым видна из центра входной щели хорда круга на высоте z_i. Учет этого изменения приводит к выражению для коэффициентов k_1 и k_2:

$$k_{1,2} = \frac{1}{\cos\varphi}\left[1 \pm \operatorname{tg}\alpha \cdot \operatorname{tg}\varphi \cdot \sqrt{1-\left(\frac{z_i}{\rho}\right)^2}\right].$$

Знаки + и — относятся к значениям k_1 и k_2 соответственно.

Малая ось эллипса также смещена в сторону от вершины решетки O; однако отклонение величины этой оси от значения 2ρ практически мало и мы его не учитываем.

Для расчета хода лучей необходимо задать координаты точек на поверхности решетки в пределах ее действующего отверстия. Были приняты два варианта.

Первый: задаются величина ρ (см. рис. 3) и последовательные значения ординаты z_i в пределах от 0 до численного значения радиуса ρ. Координата y_i вычислялась по формуле (12). Такой способ задания точек поверхности решетки приводил к расчету по обводу эллипса и давал контур фигуры, представляющей дифракционное изображение точки входной щели для каждой конкретной длины волны. Ширина этого изображения при $z_i' = 0$ дает нам спектральный интервал, занимаемый этим изображением, а высота — астигматическую длину изображения, точнее, половину длины, так как при расчете мы использовали только положительные значения z_i; однако это ограничение не снижает полноты представления о характере всего изображения.

При другом варианте действующая поверхность решетки, являющаяся площадью эллипса (см. рис. 3), разбивалась на квадраты через 1 *мм* по оси Y для каждой хорды, задаваемой величиной z_i также через 1 *мм*. Дополнительно в этом случае исключалась центральная часть эллипса, соответствующая виньетированию вторичным зеркалом телескопа кассегреновского типа.

С целью некоторого сокращения объема вычислительного материала расчет велся также только для верхней половины эллипса.

Этот второй способ расчета дает нам распределение следов лучей, дифрагированных разными элементами решетки, в плоскости изображения. Распределение плотности этих следов по изображению позволяет оценить энергетическую значимость отдельных элементов решетки в формировании изображения. При большом числе точек (в расчетах использовано до 700 элементов) такое распределение дает достаточно полное представление о характере изображения.

Конкретные расчеты проведены для решеток с $N = 2400$ *штр/мм* для области спектра 4000—5000 Å. Эти расчеты остаются справедливы и для решеток с другими значениями N при условии изменения спектрального диапазона в соответствии с условием $N \cdot \lambda = \text{const}$. Например, для решеток с $N = 1200$ и области спектра 8000—10000 Å.

Рассмотрены три случая расположения спектра: 1) спектр разделен на две части: область 4000—2000 Å в спектре 1-го порядка, а область 2000—1000 Å в спектре 2-го порядка; 2) участок длин волн 3500—1000 Å расположен целиком в спектре 1-го порядка; 3) более коротковолновая область спектра 500—2500 Å при углах падения $< 35°$, включая схемы, близкие к нормальному падению.

Расчеты выполнены при следующих значениях r, φ и λ:

1. $r = 344{,}4$ и 356 *мм* при $\varphi = 46°03'$, в этом случае на нормали к решетке имеем 3000 Å и стигматические точки у 2500 и 3500 Å, участок спектра между 4000 и 2000 Å расположен симметрично относительно центра кривизны решетки.

2. $r = 344{,}4$ с изменением угла падения φ в пределах от 45° до 35° для длин волн на участке спектра 2000—4000 Å, цель — исследовать рас-

пределение точек в изображении и его деформацию при изменении угла падения.

3. r в пределах от 500 до 375 *мм* для интервала длин волн 500 Å — —3500 Å с целью исследования влияния различных значений сагиттального радиуса кривизны на форму изображения и широких вариаций угла падения на ширину изображения.

Прежде чем перейти к анализу результатов расчета, остановимся на двух частных случаях.

Первый случай $z_i = 0$, y_i меняется через 1 *мм* в пределах большой оси освещенной части решетки; назовем эту зону решетки *нулевой зоной*. В этом случае, как следует из (2а),

$$x_i = R - \sqrt{R^2 - y_i^2};$$

этот вывод справедлив для обоих типов тороида, Y и Z.

Из всех последующих формул схемы расчета радиус кривизны r сагиттального сечения выпадает, и результат расчета при использовании этой нулевой зоны определяется только меридиональным радиусом кривизны R; расчет, таким образом, сохраняет силу и для сферической вогнутой дифракционной решетки.

Легко видеть из приведенных в разделе 1 формул, что в этом случае $a_{z_i} = 0$, $n_{z_i} = 0$, $a'_{z_i} = 0$, т. е. луч падающий, нормаль в точке падения и луч дифрагированный лежат в плоскости XOY.

Следы дифрагированных лучей распределяются на некоторой линии в плоскости XOY и определяют в соответствии с (11а) поперечные аберрации $\delta y'_i$ для средней части изображения, линейную ширину Δl и величину $\Delta\lambda$ спектрального интервала, обеспечиваемого значениями R, φ и φ'.

Второй случай. $y_i = 0$, z_i меняется в пределах величины малой оси освещенной части решетки. В этом случае для обоих типов тороида $x_i = r - \sqrt{r^2 - z_i^2}$ определяется только радиусом кривизны тора. Как можно видеть, в дальнейших формулах радиус R везде исключается и результаты расчета будут определяться только сагиттальным радиусом r. Нормаль в точке падения луча на решетку в этом случае лежит в плоскости XOZ. Для дифрагированных лучей величины a'_{z_i} и n_{z_i} отличны от нуля. Поэтому в результате расчета мы получим некоторое распределение точек в вертикальном направлении; как увидим далее, это будет средняя линия изображения.

2. Ширина спектральной линии в плоскости симметрии вогнутой дифракционной решетки

Сводка результатов расчета ширины Δl линий приведена в табл. 1 (для углов падения $\varphi \geqslant 35°$) и табл. 2 (для углов падения $0 < \varphi \leqslant 30°$). Результаты даны в микрометрах в плоскости, перпендикулярной дифрагированному лучу. Здесь же даны для каждого случая значения углов дифракции φ'.

Расчеты проводились с точностью до 0,1 *мкм*, таким образом, точность величин Δl оценивается в 0,2 *мкм*.

На рис. 5 представлены в качестве примера две кривые Δl для углов падения 35° и 40°. По оси ординат справа дана шкала в единицах ангстрем при обратной линейной дисперсии 8,33 Å/*мм*, слева — шкала в микрометрах. Зависимость $\Delta l = f(\varphi, \varphi')$ симметрична относительно оси $\varphi' = 0$.

С целью иллюстрации этого свойства на рисунке нанесены непосредственно вычисленные точки и их зеркальные отображения относительно оси $\varphi' = 0$. Как видно из рисунка, вычисленные точки и их зеркальные

отображения хорошо укладываются на общую кривую параболической формы с минимумом Δl_0 при $\varphi' = 0$, что соответствует минимальным аберрациям на нормали к решетке, в ее центре кривизны.

Зависимость Δl_0 от угла падения выражается в смещении кривых в направлении увеличения Δl_0 при увеличении угла φ.

Таблица 1

λ, Å	φ = 35°	36,°9	38°	39°	40°	41°	42°	43°	43°50′	45°	φ = 46°03′
1100	φ′ = 18°03 Δl = 31,4										
1500	φ′ = 12°33 Δl = 28,2										
2000	φ′ = 5°37 Δl = 25,7	6°9 29,0	7°8 31,4	8°6 33,4	9°37 35,5	10°14 37,7	10°9 40,0	11°65 42,5	12°27 44,6		
2200	φ′ = Δl =				6°6 34,6		8°11 39,1				
2500	φ′ = — 1°5 Δl = 25,2	0° 28,2	0°9 30,1	1°68 32,0	2°45 34,0	3°2 36°0	3°97 38,0	4°7 40,3	5°3 42,3	6°15 45,1	6°9 47,4
2600	φ′ = Δl =				1°07 33,9	1°83 35,8	2°6 37,9				
3000	φ′ = — 8°42 Δl = 26,6	—6°9 29,1	—6°0 30,9	—5°2 32,5	—4°44 34,2	—3°67 36,1	—2°9 38,0	—2°2 39,9	—1°57 41,7	—0°73 44,4	0° 46,5
3200	φ′ = Δl =				—7°2 34,9	—6°42 36,6	—5°67 38,5				
3500	φ′ = — 15°45 Δl = 29,8	—13°9 31,9	—13°0 33,5	—12°16 34,9	—11°67 36,4	—10°6 38,0	—9°84 39,7	—9°1 41,5	—8°5 43,0		
4000	φ′ = — 22°73 Δl = 35,4 Δl_0 = 25,1	—21°1 37,0 28,2	—20°14 38,1 30,1	—19°3 39,4 31,9	—18°5 40,6 33,8	—17°7 42,1 35,8	—16°9 43,7 37,8	—16°15 44,5 39,8	—15°5 46,3 41,7	—14°65 48,5 44,4	—13°9 50,2 46,5

Таблица 2

λ, Å	φ = 5°	10°	15°	20°	25°	φ = 30°
363,15	φ′ = 0° Δl = 0,4					
500	φ′ = —1°,88 Δl = 0,4	3°,08 2,0	7°,98 5,4	12°,83 10,9	17°,62 18,2	22°,33 27,8
723,53	φ′ = Δl =	0° 1,8				
1000	φ′ = —8°,79 Δl = 1,92	—3°,80 2,1	1°,08 4,2	5°,86 8,83	10°,52 14,4	15°,07 22,3
1500	φ′ = —15°,83 Δl = 5,2	—10°,74 4,0	—5°,87 4,9	—1°,03 7,7	3°,59 12,4	8°,05 19,3
1761	φ′ = Δl =				0° 12,3	
2000	φ′ = —23°,13 Δl = 10,9	—17°,84 7,9	—12°,78 7,4	—7°,93 8,9	—3°,29 12,4	1°,15 18,0
2500	φ′ = —30°,85 Δl = 19,4	—25°,24 14,4	—19°,95 11,8		—10°,22 14,2	—5°,74 18,6
	Δl_0 = 0,4	1,8	4,2	7,6	12,3	17,9

Кривые Δl, представленные на рис. 5, являются четными относительно углов φ'. Приведенные в табл. 1 и 2 данные достаточно хорошо могут быть представлены эмпирической зависимостью

$$\Delta l - \Delta l_0 = 130\,(1 - \cos\varphi'), \tag{13}$$

где величины Δl и Δl_0 выражены в микрометрах; отклонения отдельных точек от прямой (13) не превосходят 0,4 *мкм*.

В нижней строке табл. 1 и 2 приведены найденные значения Δl_0 для углов падения от 0° до 46°. Величина Δl_0 подчиняется подобной же зависимости от $\cos\varphi$, как и величина $\Delta l - \Delta l_0$ от $\cos\varphi'$, однако численный

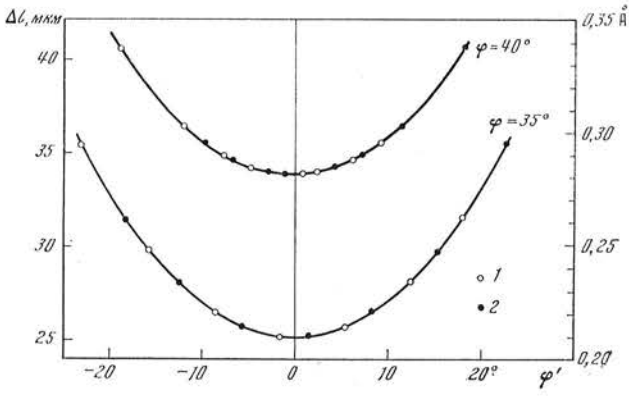


Рис. 5. Ширина Δl изображения в зависимости от углов падения φ и дифракции φ'

1 — непосредственно вычисленные точки, *2* — их зеркальные отображения в оси $\varphi' = 0$

коэффициент является переменной величиной вместе с изменением угла φ. Эмпирическая зависимость имеет в этом случае следующий вид:

$$\Delta l_0 = (100 + 1{,}135\,\varphi)\,(1 - \cos\varphi)\ \textit{мкм} \tag{14}$$

и в пределах точности ($\pm$ 0,2 *мкм*) достаточно хорошо представляет вычисленные значения.

В итоге совокупность формул (13) и (14) представляет изменение ширины спектральной линии (Δl) в широком диапазоне изменений углов падения φ (от 0 до 46°) и углов дифракции φ' (в пределах от —30 до +30°). Это позволяет оценивать спектральную ширину изображения точки входной щели при рассмотрении различных вариантов установок вогнутых дифракционных решеток на круге Роуланда.

Зависимости величин $\Delta l - \Delta l_0$ и Δl_0 от углов φ и φ' в виде формул (13) и (14) даны для частного случая, когда длина нулевой зоны решетки, определяемая относительным отверстием оптики питающего телескопа, равна 50 *мм*. Рассмотрим, как изменятся эти зависимости при другой длине нулевой зоны, например равной 40 *мм* или 30 *мм*, что соответствует уменьшению относительного отверстия до 1 : 12,5 и 1 : 16,7 соответственно. На рис. 6 в качестве примера приведена зависимость величины Δl от длины нулевой зоны для $\lambda = 2000$ Å и $\varphi = 41°$ для $R = 500$ *мм* (нижняя кривая). Эта кривая и ей подобные показывают, что при уменьшении длины нулевой зоны ($2y_i$) ширина изображения Δl быстро уменьшается: почти в 2 раза при уменьшении длины нулевой зоны до 40 *мм* и почти в 5 раз при уменьшении до 30 *мм*.

Анализ результатов расчетов для точек нулевой зоны в интервале углов падения от 40 до 45° показывает, что характер зависимостей (13) и (14) от углов φ' и φ остается, изменяются только численные коэффициенты. Так, для ширины зоны $2y_i = 40$ *мм* в эти формулы входит дополнительный множитель 0,51, а для ширины $2y_i = 30$ *мм* — множитель 0,21.

Приведенные выше выводы сделаны на основании расчетов для решетки с $R = 500$ *мм*. Как изменятся эти выводы для решеток с другим радиусом кривизны, увеличенным в n раз? Если мы при этом увеличим в n раз также

и длину нулевой зоны решетки, т. е. величину $2y_i$, то, как легко видеть из формул, приведенных в разделе 1, соответственно увеличатся все расстояния: координаты точки щели x, y, расстояния d_i и d'_0 и координаты точки изображения для нулевого луча x'_0 и y'_0. Однако при этом останутся без изменений направляющие косинусы падающего и дифрагированного лучей, а также составляющие векторов **n**, **p** и **q**. В соответствии с (11а) величина $\delta y'_i$ поперечной аберрации и ширина Δl изображения увеличатся в n раз, спектральная же ширина $\Delta\lambda$ при этом останется без изменений, так как увеличивается линейная дисперсия.

На рис. 6 верхняя кривая дает ход ширины Δl в зависимости от увеличенной вдвое длины нулевой зоны для решетки с $R = 1000$ *мм* (верхняя шкала).

Однако пропорциональное с R увеличение размера заштрихованной поверхности вогнутой дифракционной решетки не всегда возможно из

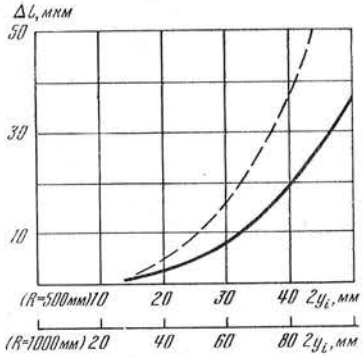


Рис. 6. Ширина Δl изображения в зависимост пот величины действующей поверхности решетки $2y_i$ ($\lambda = 2000$ Å, $\varphi = 41°$)

Нижняя кривая — для $R = 500$ *мм*, верхняя кривая — для $R = 1000$ *мм*

технологических соображений, особенно при больших значениях R. Это видно хотя бы из перечня изготовляемых у нас вогнутых дифракционных решеток, приведенного в [3]. Поэтому при увеличении R неизбежно уменьшение ширины решетки, а тем самым и величины Δl, что будет приводить к уменьшению спектральной ширины изображения.

Все изложенные выводы сделаны для точки входной щели, однако в действительности для внеатмосферного телескопа изображение звезды не является точкой, а имеет некоторые размеры, определяемые качеством изготовления оптики телескопа, а также дифракцией. Кроме того, по различным соображениям входная щель спектрометра имеет конечную ширину a, сравнимую с размерами изображения звезды. Эта входная щель имеет угловые размеры $d\varphi = a/R\cos\varphi$. Угловые размеры ее геометрического изображения определяются из (1): $d\varphi' = d\varphi\cdot\cos\varphi/\cos\varphi'$, а линейные размеры в плоскости P (см. рис. 1) $a' = d\varphi'\cdot R\cos\varphi'$. Легко видеть, что в этом случае $a' = a$.

Если принять во внимание, что ширина изображения каждой точки входной щели равна Δl, то полная ширина изображения входной щели составит $a + \Delta l$ и определит, строго говоря, размеры выходной щели спектрометра и полный спектральный интервал, регистрируемый такой выходной щелью. Отсюда следует, что нецелесообразно иметь $\Delta l > a$, при этом ухудшается спектральная чистота регистрируемого участка спектра, если выходная щель равна по ширине входной. Поэтому необходимо подбирать такие схемы, для которых $\Delta l \leqslant a$; на возможность этого указывают рис. 5 и зависимости (13) и (14).

3. Астигматический характер изображения точки входной щели

Астигматическое действие вогнутой дифракционной решетки определяется ее элементами, лежащими вне нулевой зоны. Как выше было указано, мы ограничиваемся расчетами только для верхней половины дейст-

вующей поверхности решетки, т. е. для $z_i > 0$. В результате расчета мы получим поэтому только половину изображения, верхнюю или нижнюю в зависимости от положения сагиттальной фокальной кривой.

Максимальное значение $2z_i = 0{,}1d_0$ соответствует вершине освещенного эллипса на решетке. На рис. 7 в качестве примера показан вид спектральной линии (контур *1*), даваемый сферической вогнутой решеткой при $\varphi = 35°$ для $\lambda = 2000$ Å, полученный при расчете по обводу верхней половины эллипса. В середине этой фигуры штриховой линией показано положение следов дифрагированных лучей от элементов вертикальной зоны ($y_i = 0$) с координатами z_i от 0 до максимального значения — средняя линия изображения. Точка входной щели с $z = 0$, как видим из рисунка, превращается в линию, имеющую заметную кривизну; на рисунке эта кривизна сильно преувеличена за счет растянутого масштаба по оси $\delta y_i'$. Средняя линия контура позволяет оценить достаточно приближенно радиус кривизны изображения. Так, для контура *1* мы имеем координаты его вершины $z_i' = 8{,}6$ *мм* и $\delta y_i' = -0{,}150$ *мм*, что дает радиус кривизны 245 *мм*.

Контуры *2—5* на рис. 7 дают вид спектральных линий для той же длины волны и $\varphi = 35°$, но с последовательно уменьшающимся сагиттальным радиусом кривизны r от 500 до 344,4 *мм*. Вся совокупность этих пяти контуров иллюстрирует типичное действие тороидальной поверхности решетки.

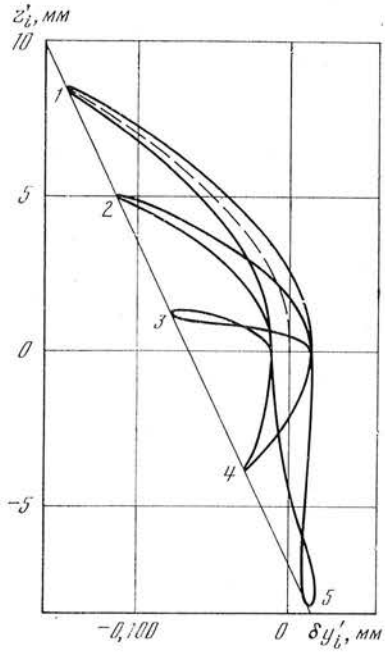
Это действие заключается в систематическом уменьшении координат z_i' и $\delta y_i'$ вершин контуров при увеличении тороидальной кривизны поверхности решетки с переходом через нуль. Значение $z_i' = 0$ соответствует стигматической точке, однако при этом остается довольно значительная величина поперечной аберрации $\delta y_i'$; контур не стягивается в пределы ширины, рассмотренной в разделе 2. Подробнее характер изображения в стигматической точке рассмотрим ниже. Сейчас остановимся на общем ходе изменений контура при изменении радиуса кривизны r.

В табл. 3 приведены полученные в результате расчетов координаты z_i' (в *мм*) и $\delta y_i'$ (в *мкм*) точек контуров от краев эллипса при высоте $z_i = 20$ *мм* горизонтальной зоны освещенной части решетки. Полная высота (полуось) эллипса в данном случае ($\varphi = 35°$) составляет 20,48 *мм*. Использование зоны $z_i = 20$ *мм* не вносит сколько-нибудь существенных изменений в последующие выводы.

Таблица 3

r, *мм*	λÅ = 1100	1500	2000	2500	3000	3500
500	$\delta y_i' = -198{,}6$ $z_i' = 9{,}55$	−169,3 8,76	−136,4 8,76	−105,3 8,04	−73,8 8,47	−39,1 9,16
460	$\delta y_i' = -165{,}5$ $z_i' = 5{,}96$	−139,4 5,70	−111,8 5,03	−86,8 4,88	−61,2 5,26	−31,2 6,17
420	$\delta y_i' = -118{,}6$ $z_i' = 3{,}14$	−98,4 2,07	−80,2 1,29	−65,4 1,12	−49,7 1,56	−28,3 2,62
405,16	$\delta y_i' = -96{,}4$ $z_i' = 1{,}67$	−79,3 0,54	−65,9 −0,29	−56,6 −0,47	−46,2 −0,02	−29,4 1,12
375	$\delta y_i' = -40{,}2$ $z_i' = -1{,}67$	−31,9 −2,94	−31,9 −3,88	−37,1 −4,08	−40,8 −3,56	−36,3 −2,30
344,4	$\delta y_i' = 36{,}9$ $z_i' = -5{,}66$	31,4 −7,11	12,2 −8,34	−15,3 −8,57	−40,9 −7,96	−55,7 −6,50

Примечание. $\varphi = 35°$, $R = 500$ *мм*.



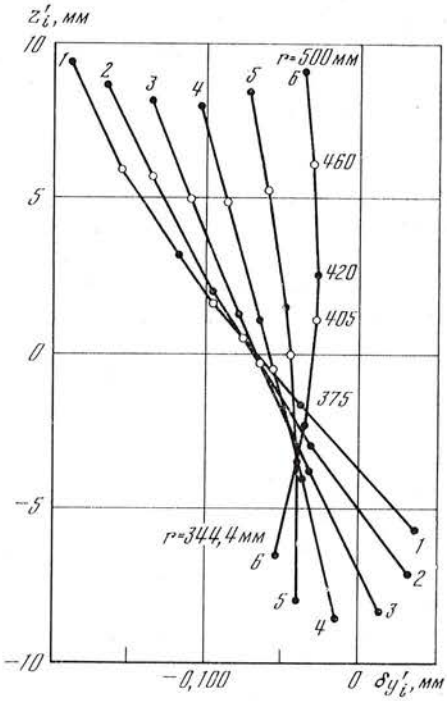
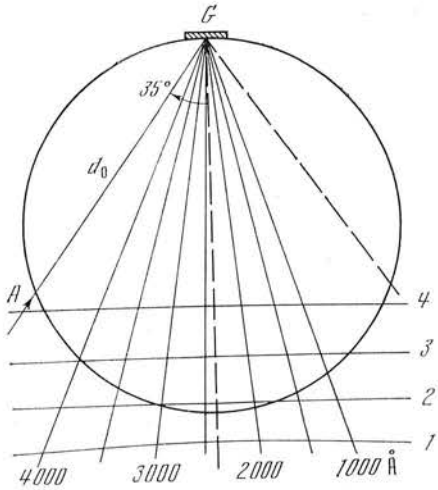


Рис. 7. Форма спектральных линий для $\lambda = 2000$ Å и $\varphi = 35°$ для разных значений r

1 — $r = R = 500$ *мм*; *2* — $r = 460$ *мм*; *3* — $r = 420$ *мм*; *4* — $r = 375$ *мм*; *5* — $r = 344{,}4$ *мм*

Рис. 8. Изменение положения вершин контуров линий при изменении r от 500 *мм* (верхние точки) до 344,4 *мм* (нижние точки) для разных длин волн

1—1100 Å, *2*—1500 Å, *3* —2000 Å, *4* — 2500 Å, *5* —3000 Å, *6*—3500 Å; $\varphi = 35°$



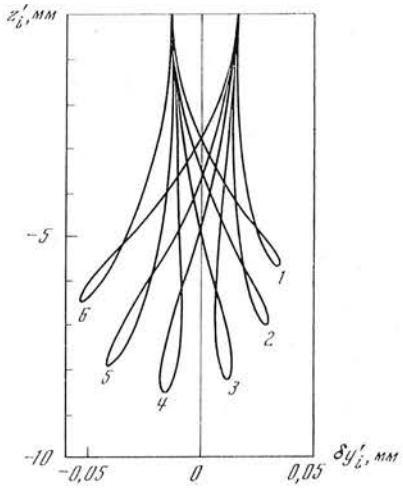


Рис. 9. Схема расположения спектра при $\varphi = 35°$

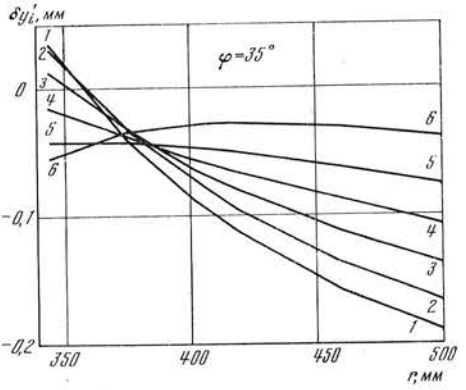
Положение сагиттальных фокальных кривых: *1* — $r = 420$ *мм*, *2* — $r = 405$ *мм*, *3* — $r = 375$ *мм* *4* — $r = 344{,}4$ *мм*

Рис. 10. Контуры при $r = 344{,}4$ *мм* и $\varphi = 35°$

1—1100 Å, *2*—1500 Å, *3*—2000 Å, *4*—2500 Å, *5* —3000 Å, *6*—3500 Å

Рис. 11. Зависимость $\delta y_i'$ от r при $\varphi = 35°$ для разных длин волн

1—1100 Å, *2*—1500 Å, *3*—2000 Å, *4*—2500 Å, *5*—3000 Å, *6*—3500 Å



На рис. 8 показано изменение положения крайних точек средних линий в системе координат z_i' и $\delta y_i'$ для разных длин волн. Верхние точки приведенных на этом рисунке кривых соответствуют сферической решетке; далее идут точки для последовательно уменьшающихся значений сагиттального радиуса r, проходящего значения 460; 420; 405; 375; 344,4 *мм* (нижние точки).

На рис. 9 дана схема расположения сагиттальных фокальных кривых и положение некоторых спектральных линий для рассматриваемого здесь случая ($\varphi = 35°$).

Изменение знака координаты z_i' соответствует положению сагиттальной кривой вне круга Роуланда ($z_i' > 0$) или внутри ($z_i' < 0$). Изменение знака координаты $\delta y_i'$ соответствует изменению знака кривизны линии; при $\delta y_i' = 0$ контур линии симметричен относительно оси z_i' — происходит своеобразное спрямление контура линии.

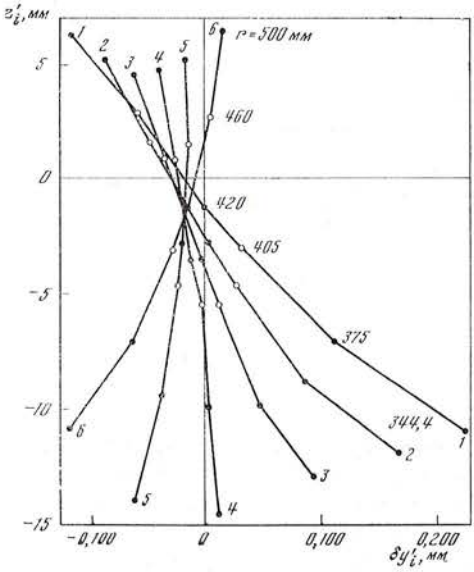
В качестве примера на рис. 10 показаны рассчитанные контуры линий в интервале длин волн 1100—3500 Å для $\varphi = 35°$ и $r = 344{,}4$ *мм*, соответствующие нижним точкам кривых на рис. 8.

Следует отметить, что координата z_i' вершины астигматического контура линии (что то же самое и высота линии, равная $2z_i'$) легко может быть определена на основании формул (3) — (7), приведенных в [1], в зависимости от максимальной высоты зоны z_i освещенной части решетки, отношения R/r меридионального и сагиттального радиусов кривизны, а также углов падения φ и дифракции φ':

$$z_i' = z_i\left[1 + \frac{\cos\varphi'}{\cos\varphi} - \frac{R}{r}\cos\varphi'(\cos\varphi' + \cos\varphi)\right]. \qquad (15)$$

Мы видим, что z_i' линейно зависит от R/r и обращается в нуль при $r = R\cos\varphi\cdot\cos\varphi'$ (условие (17), приведенное в [1]). Зависимость от длины волны входит через угол дифракции φ'. При пропорциональном изменении радиусов кривизны R и r величина, стоящая в квадратных скобках, не меняется. Значение множителя z_i определяется относительным отверстием осветительной системы спектрометра; в нашем случае $2z_i = 0{,}1R\cos\varphi$. Таким образом, при $R/r = \text{const}$ астигматическая длина изображения определяется только меридиональным радиусом кривизны.

Зависимость смещения $\delta y_i'$ вершины линии от изменения r, φ и φ' не столь проста. На рис. 11 представлено изменение $\delta y_i'$ в зависимости от r при $\varphi = 35°$. Из приведенных здесь кривых мы видим, что для области длин волн 1100—2000 Å наблюдается спрямление контуров (пересечение кривых с осью r при $\delta y_i' = 0$) при значениях r в пределах 353—359 *мм*. По-видимому, и для длины волны 2500 Å возможно спрямление при $r \approx 353$ *мм*. Что же касается больших длин волн (участок 3000—3500 Å), то приведенные кривые имеют даже тенденцию к удалению от $\delta y_i' = 0$.



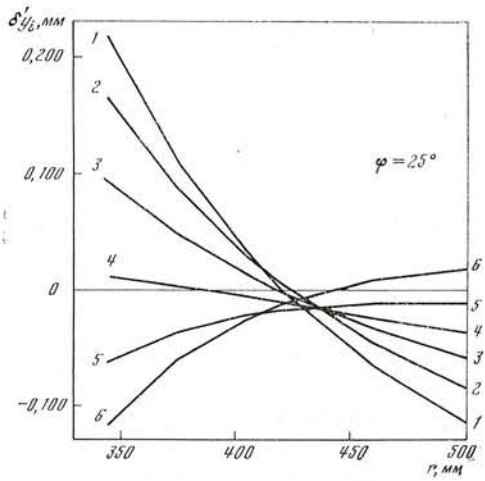


Рис. 12. Изменение положения вершин контуров линий при $\varphi = 25°$ при изменении r от значения $r = 500$ *мм* (верхние точки) до значения $r = 344{,}4$ *мм* (нижние точки) для разных длин волн

1—500 Å, *2*—1000 Å, *3*—1500 Å, *4*—2000 Å, *5*—2500 Å, *6*—3000 Å

Рис. 13. Зависимость $\delta y_i'$ от r при $\varphi = 25°$ для разных длин волн

1—500 Å, *2*—1000 Å, *3*—1500 Å, *4*—2000 Å, *5*—2500 Å, *6*—3000 Å

Если обратиться к рис. 9, то можно прийти к выводу, что спрямление контуров возможно лишь при положительных или близких к нулю значениях угла дифракции.

Кривые рис. 11 показывают также, что имеется область значений r (около $r = 375$ *мм*), для которой величина $\delta y_i'$ практически одинакова для всех длин волн и находится в пределах 30—40 *мкм*. Это может представить некоторый практический интерес, так как позволяет в спектрометре использовать одну ширину выходной щели в 40—50 *мкм* для всего участка спектра между 1100 и 3500 Å.

Подобное исследование проведено также и для угла падения $\varphi = 25°$. В табл. 4 приведены численные данные для положения вершин астигматических контуров (координаты $\delta y_i'$, z_i'). На рис. 12 эти данные представлены графически в системе координат $\delta y_i'$, z_i' (подобно рис. 8 для $\varphi = 35°$). Смещение вершины контура (величины $\delta y_i'$) в зависимости от радиуса кривизны r дано на рис. 13 (подобном рис. 11).

Характер кривых для двух углов падения 25° и 35° подобен, однако узел пересечения кривых для $\varphi = 25°$ сместился в сторону больших значений r, вместо $r = 375$ *мм* для $\varphi = 35°$ стал при $r = 430$ *мм*. Одновременно для этого узла уменьшилась абсолютная величина $\delta y_i'$, узел расположился в пределах от 0 до —20 *мкм* вместо прежних: от —30 до —40 *мкм*. Можно думать, что для других углов падения $\varphi < 25°$ произойдет еще большее смещение в сторону увеличения r и уменьшения $|\delta y_i'|$. Наоборот, при углах падения $\varphi > 25°$ этот узел пересечения кривых будет смещаться в сторону меньших значений r при увеличении абсолютной величины $|\delta y_i'|$ (возрастание искривления астигматического контура).

Как было указано выше, наличие такого узла пересечения кривых представляет практический интерес и расположение его для $\varphi = 25°$ является выгодным. Действительно, как следует из рис. 13, при $r = 430$ *мм* величина $\delta y_i'$ (смещение вершины контура относительно положения нуле-

Таблица 4

r, *мм*	$\lambda = 500$ Å	1000	1500	2000	2500	3000
500	$\delta y_i' = -113{,}0$	−82,5	−58,2	−36,3	−12,3	17,8
	$z_i' = 6{,}32$	5,13	4,54	4,52	5,10	6,25
460	$\delta y_i' = -66{,}0$	−45,2	−33,0	−23,7	−11,6	8,4
	$z_i' = 2{,}83$	1,48	0,80	0,78	1,44	2,76
420	$\delta y_i' = 0{,}6$	5,6	−0,5	−10,6	−17,1	−12,9
	$z_i' = -1{,}32$	−2,87	−3,65	−3,67	−2,92	−1,40
405,16	$\delta y_i' = 32{,}2$	29,3	13,8	−5,8	−21,6	−25,3
	$z_i' = -3{,}06$	−4,70	−5,53	−5,55	−4,76	−3,15
375	$\delta y_i' = 111{,}8$	87,8	48,4	3,6	−36,2	−61,0
	$z_i' = -7{,}05$	−8,88	−9,80	−9,82	−8,94	−7,15
344,4	$\delta y_i' = 220{,}6$	166,4	92,7	12,1	−62,1	−117,5
	$z_i' = -11{,}81$	−13,87	−14,91	−14,94	−13,94	−11,92

Примечание. $\varphi = 25°$, $R = 500$ *мм*.

вого луча) находится в очень узких пределах, всего лишь в 10 *мкм*. Если учесть еще ширину контура Δl в его середине (см. табл. 2), то мы приходим к заключению, что для всего спектра в интервале 500—3000 Å можно использовать одну выходную щель шириной 25—30 *мкм*, что обеспечивает спектральное разрешение $\Delta\lambda \approx 0{,}20 \div 0{,}25$ Å.

4. Распределение плотности точек в пределах изображения

Будем считать, что эффективность решетки во всех частях ее действующей поверхности одинакова. Тогда распределение точек в пределах изображения может нам дать представление о распределении энергии в этом изображении.

Детальные расчеты были выполнены для углов падения φ в пределах от 46°03′ до 40°. Рассмотрим здесь результаты для двух крайних случаев.

На рис. 14 представлены диаграммы распределения плотности точек для длин волн 4000 Å и 2500 Å для угла падения $\varphi = 46°03'$ и для 4000 Å и 2000 Å для $\varphi = 40°$. Эти диаграммы построены следующим образом. Для каждой горизонтальной зоны действующей поверхности решетки подсчитывалось число точек, приходящихся на каждый участок длиной 10 *мкм* поперечной аберрации $\delta y_i'$; это число написано в соответствующей клетке диаграммы. Общее число точек для первого случая составляет 644, а для второго ($\varphi = 40°$) — 693.

Эта диаграмма отображает астигматическую кривизну линии (смещение по координате $\delta y_i'$); смещение вершин линий в случае $\varphi = 46°03'$ почти в 3 раза больше, чем для $\varphi = 40°$.

Следует отметить, что для первых зон решетки с $z_i \leqslant 5$ число точек несколько занижено за счет выпадения центральной части действующей поверхности решетки (см. рис. 3), закрытой вторичным зеркалом телескопа.

На рис. 15 представлены инструментальные контуры спектральных линий, диаграммы которых даны на рис. 14. При этом предполагается, что выходная щель спектрометра прямолинейная. По оси ординат дано число точек, находящихся в интервале 10 *мкм*, выраженное в процентах к общему числу точек. Эти инструментальные контуры являются несимметричными вследствие кривизны спектральных изображений. Особо следует отметить контур для 2500 Å при $\varphi = 46°03'$. Положение этой спектральной линии соответствует стигматической точке установки решетки при этом

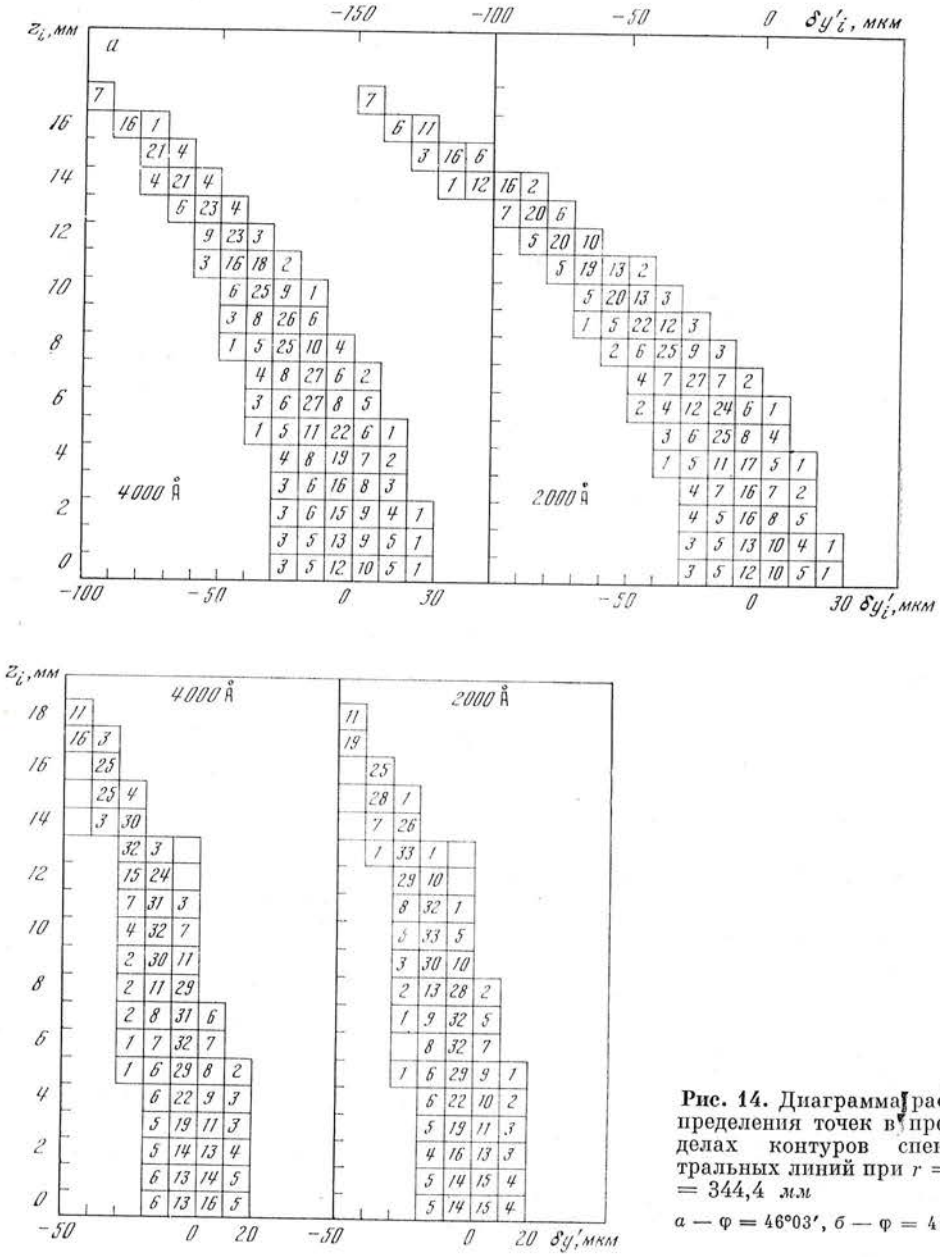
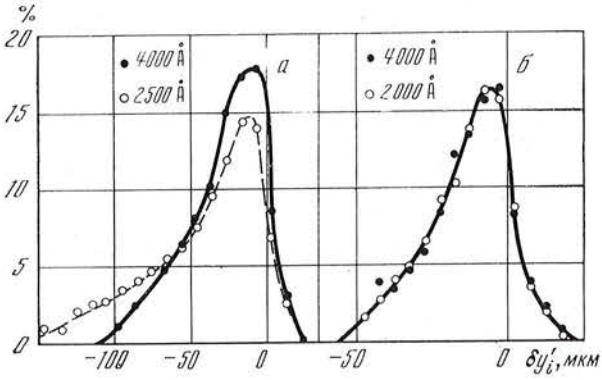


Рис. 14. Диаграмма распределения точек в пределах контуров спектральных линий при $r = 344{,}4$ *мм*

а — $\varphi = 46°03'$, *б* — $\varphi = 40$

угле падения. Как было отмечено ранее, в такой точке не происходит стягивания изображения в точку, поперечная аберрация остается довольно значительной. Не происходит также полного стягивания и по высоте.

На рис. 16 представлено распределение точек в пределах такого изображения. Точки располагаются по обе стороны плоскости симметрии решетки в пределах $\pm$ 0,2 *мм* по оси z_i', заполняя замкнутую фигуру приме рно эллиптической формы с малой осью 0,17 *мм* и большой осью 0,43 *мм*. На рис. 16 представлены точки только от верхней половины действующей поверхности решетки, замкнутая штриховая кривая представляет полный контур изображения. Номера от 1 до 17, поставленные по контуру фигуры, соответствуют точкам от $z_i = 1$ до $z_i = 17$. Инструментальный контур, определяемый распределением точек в таком изображении, представлен на рис. 15, *а* (кружки).



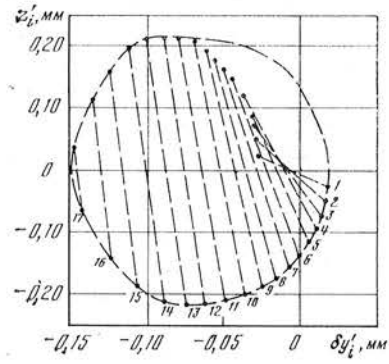


Рис. 15. Инструментальные контуры спектральных линий диаграммы рис. 14.
а — для $\varphi = 46° 03'$, *б* — для $\varphi = 40°$

Рис. 16. Распределение следов дифрагированных лучей в пределах стигматического изображения при $\varphi = 46°03'$, $r = 344{,}4$ *мм* и $\lambda = 2500$ Å

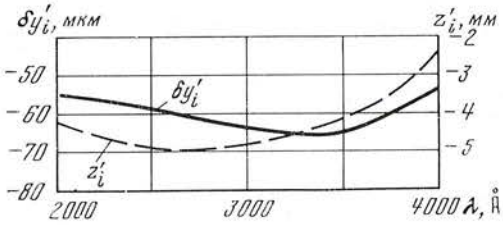


Рис. 17. Изменение поперечной аберрации $\delta y_i'$ для вершин контуров и их высоты z_i' с длиной волны при $\varphi = 40°$ и $r = 344{,}4$ *мм*

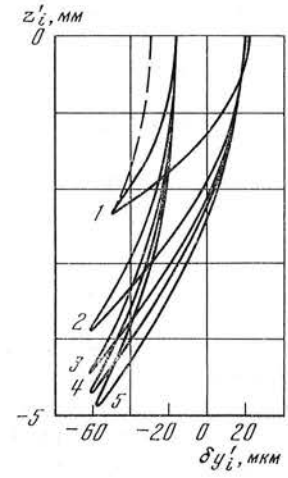


Рис. 18. Сводка контуров спектральных линий для $\varphi = 40°$ и $r = 344{,}4$ *мм* для разных спектральных линий
1—4000 Å, *2*—3500Å, *3*—3200Å, *4*—3000 Å, *5*—2500 Å

Стигматическая точка, даваемая тороидальной дифракционной решеткой, поэтому особого интереса не представляет; в этой точке астигматическая длина изображения действительно невелика, однако сохраняется значительная величина поперечной аберрации, что не приводит к повышению спектрального разрешения.

По-видимому, нет особой необходимости стремиться к получению стигматических точек. Все зависит от величины поверхности фотокатодов применяемых ФЭУ. Размеры их для вакуумной области спектра определяются возможностью использования прозрачных окон из кристаллических материалов, таких, как MgF_2, LiF и CaF_2. Диаметр таких окон для большинства ФЭУ не превосходит 10—15 *мм*. Поэтому можно допустить некоторую высоту спектральных линий в указанных пределах и искать схемы, для которых поперечные аберрации и кривизна изображений достаточно невелики.

Однако и кривизна изображений не является критической, так как возможно применение искривленных выходных щелей для отдельных участков или всего исследуемого спектра.

В качестве иллюстрации приведем схему с углом падения $\varphi = 40°$ и радиусом кривизны $r = 344{,}4$ *мм*. Здесь вся область спектра в пределах 4000 Å и 1000 Å разбита на две части: участок 4000—2000 Å регистрируется в первом порядке, а участок короче 2000 Å — во втором; таким образом,

оба эти участка накладываются друг на друга. На рис. 17 графически представлено изменение координат z_i' и $\delta y_i'$ вершин контуров спектральных линий в интервале 4000—2000 Å. Мы видим, что поперечная аберрация меняется сравнительно мало; от значения — 65,6 до —53,5 *мкм*. Астигматическая длина меняется также в небольших пределах: между значениями —2,33 *мм* и 4,91 *мм*, что дает полную длину изображения не более 9,8 *мм*. Таким образом, и кривизна изображений меняется мало. На рис. 18 представлена сводка контуров для всего спектрального интервала 4000—2500 Å.

Для участка спектра 2500—2000 Å контуры не выходят за пределы контуров *3*, *4* и *5*.

Из этого рисунка следует, что мы можем использовать для всего спектрального интервала одну искривленную выходную щель шириной 50 *мкм* для сканирования всего спектра и обеспечить спектральное разрешение 0,4 Å.

Заключение

Как следует из изложенного, для выбора оптимальной схемы установки вогнутой тороидальной дифракционной решетки на круге Роуланда важными параметрами являются: 1) наибольшая ширина Δl изображения точки входной щели в середине ее спектрального изображения и 2) астигматическая высота и кривизна этого изображения.

Для определения этих параметров достаточно провести по указанным в разделе 1 формулам расчет для трех точек поверхности решетки.

1. Расчет для двух крайних точек нулевой зоны ($z_i = 0$) действующей поверхности решетки дает величину Δl.

2. Расчет для верхней точки вертикальной зоны ($y_i = 0$) при z_i, равной максимальной высоте действующей поверхности решетки, дает положение вершины астигматического контура.

Результат расчета для этих трех точек дает полное представление о характере изображения точек входной щели.

Необходимо далее принять во внимание, что изображение объекта на входной щели занимает некоторую высоту z. Следует провести указанные расчеты для максимальной координаты z входной щели. Это приводит к смещению изображения по высоте на величину $z' = -zd_0'/d_0$.

Если z' невелико по сравнению с астигматической высотой изображения, то это мало изменит общую картину астигматических контуров, представленную в настоящем исследовании.

Автор выражает благодарность В. И. Абраменко за проведение необходимых расчетов на ЭВМ.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Прокофьев В. К.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 195.
2. *Haber H.* J Opt. Soc. America, 1950, 40, 153.
3. *Пейсахсон И. В., Тарнакин И. Н.* Ж. прикл. спектроскопии, 1964, 1, 289; 1965, 2, 218.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Том LVI, 1977 г.

ТОНКИЕ ОБЪЕКТИВЫ ИЗ ТРЕХ ЛИНЗ С УМЕНЬШЕННЫМ ВТОРИЧНЫМ СПЕКТРОМ

Г. М. Попов

Исследован вторичный спектр трехлинзовых тонких объективов, исправленных для лучей C, e, F, рассчитанный для области спектра от 3650 до 9508 Å. Изучено много систем на ЭВМ ЕС-1020 и свыше 70 лучших объективов представлены в таблице. Показано, что возможны апохроматы из обычных стекол, и приведен пример конкретной системы.

THIN OPTICAL SYSTEMS OF THREE LENSES WITH DIMINISHED SECON DARY SPECTRUM, by *G. M. Popov*.—The secondary spectrum of three-lens thin object lenses was investigated. These object-lenses were corrected for spectral lines C, e, F and were studied in the spectral region of λλ3650—9508 Å. Many systems were calculated by meens of the computer ES 1020 and above 70 best of them listed in the table. It is shown that it is possible to get apochromat lenses of common glasses and an example of concrete system is given.

Линзовые объективы широко используются для астрономических приборов-коронографов, астрометрических приборов, солнечных и планетных телескопов, а также в спектральных и других приборах. Поэтому изучение и усовершенствование подобных систем представляет большой интерес. Основным недостатком крупных существующих объективов-ахроматов является остаточная хроматическая аберрация положения или вторичный спектр. Вопросы исправления вторичного спектра для системы из двух линз изучены достаточно подробно [1, 2], и известно, что подобные объективы всегда требуют применения по крайней мере одного особого стекла либо флуорита, что ограничивает их размеры и область применения; относительное отверстие таких двухлинзовых объективов не превышает 1 : 15, что недостаточно для многих работ.

Рассмотрим возможность исправления вторичного спектра в системе из трех тонких линз, разделенных бесконечно-малыми воздушными промежутками, для наиболее употребительных стекол каталога ГОСТ 13659—68. Для зарубежных стекол этот вопрос был изучен М. Герцбергером [3], рассчитавшим несколько сотен систем, дающих совершенное исправление вторичного спектра в широкой спектральной области (3650—10 140 Å). Для небольшой группы из 17 отечественных стекол для области 4358—6563 Å этот вопрос был рассмотрен Б. Л. Нефедовым и Ю. А. Кальяновым [4]. Для трехлинзовой системы [5] можно потребовать, чтобы лучи четырех цветов пересекали ось в одной точке, пусть это будут лучи C, e, F, g. Если в фокус совмещены лучи C, e, F, то продольная хроматическая аберрация δ_g для луча g определяется формулой [5]

$$\delta_g = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ p_1 & p_2 & p_3 \\ p_1' & p_2' & p_3' \end{vmatrix} \cdot \frac{m}{\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \\ p_1 & p_2 & p_3 \end{vmatrix}}, \qquad (1)$$

где m — постоянная; p_i — относительные частные дисперсии для лучей e, F; p'_i — относительные частные дисперсии для лучей e, g; ν_i — числа Аббе; $i = 1,2,3$.

Очевидно, чтобы δ_g равнялось нулю, числитель должен быть равен нулю при отличном от нуля знаменателе. Равенство нулю числителя означает, что на диаграмме с координатными осями p и p' три точки (т. е. три стекла) должны лежать на одной прямой. Подобная диаграмма была нами изучена в [6] и показано, что существуют сотни комбинаций стекол, удовлетворяющих этому условию. Знаменатель в выражении (1) должен быть по возможности отличен от нуля, а для этого на диаграмме с координатными осями p, ν три точки не должны лежать на одной прямой. К сожалению, много стекол не удовлетворяют этому условию, и в (1) получается неопределенность вида 0/0. Эти случаи приходится исследовать посредством просчета параксиальных лучей через систему.

Исследование выполнялось в два этапа. На первом этапе производился отбор комбинаций из диаграммы p, p' для наиболее употребительных отечественных стекол и флуорита. Для каждой комбинации были рассчитаны на ЭВМ ЕС-1020 значения оптических сил линз путем решения системы известных линейных уравнений относительно оптических сил линз φ_i:

$$\sum_{i=1}^{3} \varphi_i = 1;$$

$$\sum_{i=1}^{3} \varphi_i/\nu_i = 0; \qquad (2)$$

$$\sum_{i=1}^{3} p_i\varphi_i/\nu_i = 0.$$

При этом получается система, у которой точно совмещены фокусы для лучей C, e, F и приближенно для g; далее производится вычисление продольной хроматической аберрации для разных лучей спектра от 3650 до 9508 Å. Заметим, что часто значения оптических сил линз по модулю оказываются неприемлемо большими, а потому системы, у которых сумма абсолютных величин $\sum_{i=1}^{3} |\varphi_i|$ оптических сил линз определялась больше 20, не изучаются.

На втором этапе производился расчет объективов на вторичный спектр, исправленных только для трех цветных лучей C, e, F, при этом стекла выбирались в произвольном порядке из числа наиболее употребительных стекол каталога. Диаграммы при этом не использовались, а значения оптических сил линз по-прежнему получались из решения системы (2). Всего было изучено около трех тысяч комбинаций; по-прежнему из рассчитанных систем изучались только те, у которых $\sum_{i=1}^{3} |\varphi_i| < 20$. Данные лучших в отношении вторичного спектра из полученных на первом и втором этапах систем приведены в таблице: марки стекол линз объектива, фокусные расстояния f_i линз объектива (в метрах, фокус объектива всюду 1 *м*), значения δ продольной хроматической аберрации положения (в миллиметрах) для разных лучей: i, h, G', A', 8630 и 9508 Å. Хроматизм положения для лучей C, e, F всюду строго равен нулю. В предпоследнем столбце таблицы приведена сумма $\sum_{i=1}^{3} |\varphi_i|$. Рассмотрение данных таблицы позволяет сделать следующие выводы:

1. Возможны объективы-апохроматы из обычных стекол (например, №3—12), что не отмечалось прежними исследователями (кроме нашей работы [6]). Это позволяет рассчитать и изготовить объектив большого диаметра (до

f_1	f_2	f_3	δ_i	δ_h	$\delta_{G'}$	$\delta_{A'}$	δ_{5630}	δ_{9501}	$\sum_{i=1}^{3} \lvert \varphi_i \rvert$	Номер
ЛК3	БК6	СТК12								
0,418775	0,15660	—0,12863	1,4	0,86	0,56	0,56	1,0	1,3	16,55	1
ЛК6	БК6	СТК12								
0,44274	0,12759	—0,10993	1,2	—	0,55	0,54	1,0	1,27	19,19	2
ЛК1	Ф2	Ф9								
0,35656	—0,14251	+0,19184	—3,9	0,0	0,49	1,1	2,0	2,8	15,03	3
К8	ЛФ8	Ф6								
18,32580	0,09478	—0,10738	—4,8	—0,34	0,23	1,5	3,0	4,4	19,63	4
ЛК1	ЛФ8	Ф6								
15,621	0,09813	—0,10805	—4,8	—0,3	0,23	1,4	3,0	4,4	19,51	5
ЛК1	Ф6	ТФ3								
0,18936	—0,10078	0,20710	—1,5	0,1	0,5	0,45	1,1	1,2	19,22	6
ЛК1	БФ25	ТФ11								
0,13738	—0,10699	0,32605	—8,2	—1,6	0,2	1,2	2,2	3,0	19,69	7
ЛК1	БФ25	ТФ10								
0,12178	—0,10718	0,47214	—4,9	—1,8	0,4	0,6	1,3	1,8	19,66	8
ЛК3	ЛФ8	Ф6								
18,724	0,09771	—0,10767	—4,8	—0,34	0,23	1,4	2,0	4,4	19,58	9
ЛК4	ЛФ8	Ф6								
21,403	0,09722	—0,10715	—4,8	—0,34	0,23	1,4	3,0	4,4	19,67	10
ЛК6	ЛФ8	Ф6								
20,667	0,09736	—0,10730	—4,8	—0,34	0,23	1,4	3,0	4,4	19,64	11
ЛК7	ЛФ8	Ф6								
20,539	0,09735	—0,10728	—4,8	—0,34	0,23	1,4	3,0	4,4	19,64	12
ЛК1	СТК8	ТФ2								
0,13598	—0,12066	0,51717	—1,3	0,2	0,9	0,5	1,1	2,1	17,58	13
ЛК1	СТК8	БФ28								
0,13095	—0,10598	—0,35729	—1,9	0,0	0,9	0,4	1,0	1,9	19,87	14
ЛК1	СТК8	ТФ8								
0,13032	—0,11652	0,52392	—1,7	0,0	0,9	0,5	1,1	2,1	18,16	15
ЛК1	СТК8	ТФ10								
0,14114	—0,14074	0,98059	—2,4	—0,1	0,8	0,4	1,0	1,9	15,21	16
ЛК1	СТК9	ТФ2								
0,18794	—0,19627	1,2918	—1,2	—0,2	0,5	—0,1	0,4	0,7	11,19	17
ЛК1	СТК9	БФ16								
0,23771	—0,19072	0,49109	0,4	0,3	0,6	0,0	0,5	0,8	11,49	18
ЛК3	СТК9	БФ16								
0,23011	—0,14565	0,28409	—0,9	—0,1	0,3	0,3	1,1	2,2	14,73	19
ФК1	СТК9	БФ16								
0,22553	—0,13836	0,26361	—1,7	—0,4	0,2	0,2	1,0	1,9	15,46	20
ЛК1	ОФ3	ТФ5								
0,25171	—0,27183	1,4165	0,7	0,4	0,5	—0,1	—0,2	—0,7	8,36	21
ЛК1	ОФ3	ТФ10								
0,25260	—0,28340	1,7554	0,4	0,4	0,5	—0,1	—0,2	—0,6	8,06	22
ЛК1	ОФ3	ТФ11								
0,26981	—0,28327	1,2138	—0,5	0,2	0,4	0,0	0,0	—0,3	8,06	23
ЛК3	ОФ3	ТФ2								
0,23077	—0,20118	0,61070	—0,5	0,0	0,1	0,0	0,2	0,1	10,94	24
ЛК3	ОФ3	ТФ1								
0,23501	—0,19405	0,52681	—0,3	0,0	0,1	0,0	0,0	—0,1	11,31	25
ЛК3	ОФ3	ТФ8								
0,22127	—0,19474	0,61898	—0,7	—0,1	0,0	0,0	0,1	0,0	11,27	26
ЛК3	ОФ3	БФ28								
0,24088	—0,18734	0,45734	—0,6	0,0	0,1	—0,2	—0,2	—0,4	11,68	27
ЛК7	ОФ3	ТФ1								
0,18231	—0,13774	0,36039	—0,6	0,1	0,2	0,1	0,4	—0,1	15,52	28
ЛК7	ОФ3	ТФ8								
0,16673	—0,13460	0,41129	—1,4	0,0	0,1	0,2	0,6	0,0	15,86	29

f_1	f_2	f_3	δ_i	δ_h	$\delta_{G'}$	$\delta_{A'}$	δ_{4630}	δ_{9505}	$\sum_{i=1}^{3} \lvert \varphi_i \rvert$	Номер
ЛК7	ОФ3	БФ28								
0,18897	—0,13418	0,31638	—1,0	0,1	0,1	—0,1	0,2	—0,6	15,91	30
ФК14	ОФ3	ТФ11								
0,23228	—0,23409	1,0344	—	0,0	0,1	0,0	—0,1	—0,6	9,54	31
К8	ОФ3	ТФ3								
0,17424	—0,15784	0,62638	—0,6	—0,1	0,1	0,1	0,2	0,0	13,67	32
К8	ОФ3	ТФ4								
0,17281	—0,16106	0,70313	—0,5	—0,1	0,1	0,0	0,2	0,1	13,42	33
К19	ОФ3	ТФ2								
0,17676	—0,15843	0,6044	0,0	0,0	0,0	—0,2	—0,6	—1,3	13,62	34
К19	ОФ3	ТФ1								
0,18004	—0,15451	0,52147	0,2	0,0	0,0	—0,3	—0,7	—1,5	13,94	35
К19	ОФ3	БФ28								
0,18458	—0,15092	0,45281	—0,1	0,0	0,0	—0,4	—0,9	—0,8	14,25	36
БК4	ОФ3	ТФ11								
0,19947	—0,20422	1,1320	0,3	0,4	0,3	0,0	—0,1	—0,6	10,79	37
ФК1	ОФ4	ТФ2								
0,23682	—0,20310	0,58787	—0,1	0,2	0,2	0,4	0,4	0,4	10,85	38
ФК1	ОФ4	ТФ8								
0,22656	—0,19624	0,59461	—0,4	0,1	0,1	0,3	0,3	0,4	11,19	39
ФК1	ОФ4	ТФ7								
0,22104	—0,206	0,75174	—1,2	—0,1	0,1	0,3	0,4	0,4	10,71	40
ФК1	ОФ4	БФ28								
0,24935	—0,18981	0,44288	0,0	0,2	0,2	0,2	0,1	0,0	11,54	41
ЛК1	ОФ4	ТФ11								
0,28104	—0,29675	1,23210	0,3	0,5	0,6	0,3	0,3	0,2	7,74	42
ЛК3	ОФ4	ТФ4								
0,22920	—0,21886	0,82918	—0,3	0,2	0,2	0,4	0,6	0,8	10,14	43
ЛК4	ОФ4	ТФ1								
0,17701	—0,12916	0,32303	—0,8	0,0	0,2	0,4	0,3	0,4	16,48	44
ЛК4	ОФ4	БФ28								
0,18540	—0,12674	0,28601	—1,1	0,1	0,2	0,3	0,1	—0,1	16,78	45
ЛК7	ОФ4	ТФ8								
0,18084	—0,14666	0,43697	0,3	0,6	0,4	0,8	1,2	1,0	14,64	46
ЛК5	ОФ4	ТФ1								
0,17955	—0,13040	0,32266	—0,3	0,1	0,2	0,7	1,0	1,2	16,34	47
К2	ОФ4	ТФ8								
0,18684	—0,15520	0,47829	—0,1	0,0	0,1	0,4	0,3	0,3	13,89	48
К8	ОФ4	ТФ10								
0,18523	—0,18405	0,96659	0,2	0,4	0,4	0,6	0,8	1,0	11,87	49
К19	ОФ4	ТФ10								
0,17837	—0,18097	1,0875	—0,1	0,2	0,2	0,3	0,0	—0,3	12,05	50
К19	ОФ4	ТФ11								
0,19881	—0,18845	0,78337	—1,4	—0,1	0,2	0,5	0,4	0,2	11,61	51
КФ5	ОФ4	ТФ5								
0,16903	—0,15991	0,74790	—1,9	—0,3	0,0	0,43	0,3	0,4	13,51	52
КФ5	ОФ4	ТФ8								
0,17372	—0,15197	0,54827	—0,9	0,0	0,1	0,3	0,1	0,2	14,16	53
КФ5	ОФ4	БФ28								
0,19268	—0,15106	0,41162	—0,5	0,2	0,2	0,2	—0,1	—0,2	14,24	54
ЛК6	ОФ4	Ф7								
0,21504	—0,13995	0,28610	—0,4	0,0	0,1	0,2	0,0	0,0	15,29	55
ФЛ	БК4	К3								
0,37528	—0,43687	1,60179	—1,4	0,4	0,1	—	—	—1,1	5,58	56
ФЛ	СТК7	ТБФ3								
0,39367	—0,52560	2,7592	—9,8	0,3	0,1	—	—	—0,8	4,81	57

f_1	f_2	f_3	δ_i	δ_h	$\delta_{G'}$	$\delta_{A'}$	δ_{8630}	δ_{9508}	$\sum_{i=1}^{3} \lvert \varphi_i \rvert$	Номер
ФЛ 0,39077	БФ18 —0,46667	БФ26 1,7129	—1,1	0,4	0,2	—	—	—1,1	5,29	58
ФЛ 0,37593	БФ19 —0,45765	БФ28 1,9048	—1,9	0,2	0,1	—	—	—1,1	5,37	59
ФЛ 0,39771	БФ18 —0,58352	ТФ5 5,0157	—1,2	0,4	0,1	—	—	—1,0	4,43	60
ФЛ 0,40502	Ф9 2,3052	БФ6 —0,52554	—1,7	0,3	0,1	—	—	—0,7	4,81	61
ФЛ 0,38947	ТК8 —0,49617	ЛФ11 2,2327	—1,5	0,4	0,2	—	—	—0,7	5,03	62
ФЛ 0,40160	БК4 —0,79918	ОФ4 —4,1877	—0,9	0,5	0,2	—	—	—1,1	3,98	63
ФЛ 0,39854	К15 1,7125	ТК20 —0,47776	—1,0	0,5	0,2	—	—	—0,8	5,19	64
ФЛ 0,38716	ТК20 —0,57651	ОФ3 6,5947	—1,1	0,5	0,2	—	—	0,8	4,47	65
ФЛ 0,37841	БК9 —0,34391	КФ8 0,79044	—1,6	0,4	0,1	—	—	—0,7	6,82	66
ФЛ 0,58003	БК10 0,54415	СТК9 —0,39035	—0,3	0,4	0,3	—	—	—0,4	6,120	67
ФЛ 0,51373	СТК9 —0,26783	ОФ1 0,35878	—1,3	0,2	0,3	—	—	0,4	8,47	68
ФЛ 0,39421	СТК3 —0,90138	БК12 —2,3403	—1,1	0,4	0,2	—	—	—1,0	4,07	69
ФЛ 0,38674	БК12 —0,44686	ТК16 1,5335	—1,0	0,5	0,2	—	—	—1,1	5,48	70
ФЛ 0,37549	БК4 —0,45852	К8 1,93162	—1,3	0,4	0,1	—	—	—1,1	5,36	71
К8 0,45629	ОФ3 —0,13120	БФ8 0,15552	—0,3	0,5	0,3	0,8	—	2,9	16,24	72
ТФ8 0,57184	ОФ3 —0,18396	ФК1 0,21334	—1,7	—0,4	—0,1	—0,1	—0,2	—0,4	11,87	73
БФ28 0,42534	ОФ3 —0,17769	ФК1 0,23382	—1,4	—0,3	—0,1	—0,3	—0,4	—0,9	12,26	74
БФ16 0,27724	ОФ3 —0,21335	ФК1 0,48076	3,0	1,2	0,6	0,0	0,0	—0,4	10,37	75
ТФ2 0,99382	ОФ3 —0,26082	ЛК1 0,26124	1,2	0,6	0,6	—0,1	—0,3	—0,7	8,67	76
ТФ1 0,85142	ОФ3 —0,25264	ЛК1 0,26419	1,3	0,6	0,5	—0,2	—0,3	—0,8	8,9	77
БФ28 0,73219	ОФ3 —0,2443	ЛК1 0,26827	1,1	0,6	0,5	—0,2	—0,4	—1,0	9,19	78

1 *м* и более), поскольку заготовки обычных стекол, как правило, хорошо освоены в производстве и могут быть отлиты в виде больших однородных блоков.

2. Наилучшее исправление хроматизма наблюдается у объективов, содержащих особые флинты (ОФ3, ОФ4, ОФ5), например № 25 и 31, причем № 25 имеет хорошее исправление в широкой области спектра (3650—9508Å).

3. В большинстве случаев объективы содержат две положительные и одну отрицательную линзы, но имеются объективы и с двумя отрицательными линзами, например № 63 и 69.

4. Наименьшее значение оптических сил линз имеют объективы, содержащие флоурит.

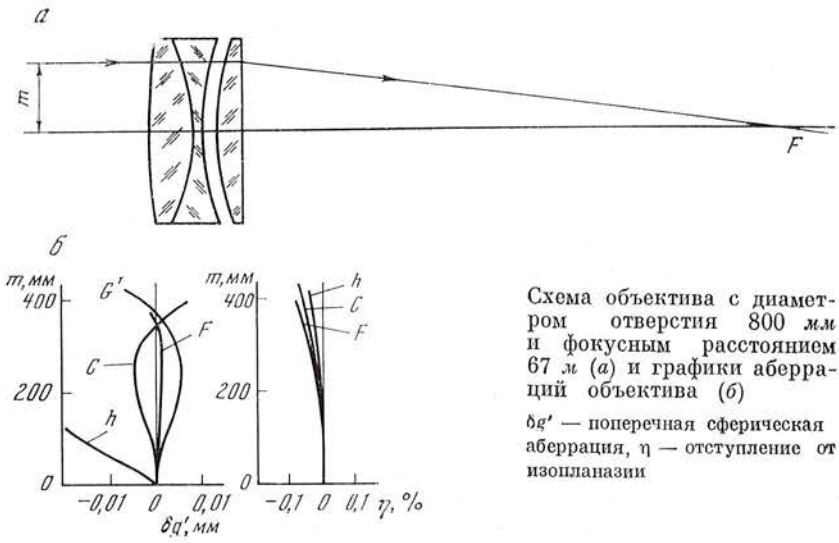


Схема объектива с диаметром отверстия 800 *мм* и фокусным расстоянием 67 *м* (*а*) и графики аберраций объектива (*б*)

$\delta g'$ — поперечная сферическая аберрация, η — отступление от изопланазии

5. Существуют объективы, имеющие как положительную, так и отрицательную хроматическую аберрацию; при их комбинировании в сложной системе можно добиться дальнейшего улучшения хроматизма.

Исследование показало также, что объективы, содержащие стекло ОФ2, непрактичны, так как обладают значительным вторичным спектром; их применение не оправдано. Трехлинзовые компоненты могут использоваться и как составная часть сложных объективов типа Петцваля, Планара и др.

Приведем пример объектива-апохромата из обычных стекол диаметром 800 *мм* при фокусном расстоянии 67 *м*, предназначенного для Башенного солнечного телескопа. Объектив содержит обычные стекла. Конструктивные элементы объектива (в миллиметрах):

$r_1 = 20000{,}0,$

$r_2 = -4357{,}76,$ $\quad d_1 = 50$ (ЛК5),

$r_3 = 5994{,}79,$ $\quad d_2 = 20$ (Ф1),

$r_4 = 5600{,}0,$ $\quad d_3 = 50$ (воздух),

$r_5 = 66513{,}7,$ $\quad d_4 = 20$ (ТФ5),

$D = 800,$ $\quad f' = 66994.$

Схема объектива и графики аберраций приведены на рисунке; очевидно хорошее исправление аберраций для широкой области спектра.

Автор признателен М. Б. Поповой и В. И. Пронику за помощь в работе, В. Комиссаровой — за составление программы для ЭВМ.

Декабрь 1975 г.

Литература

1. *Максутов Д. Д.* Астрономическая оптика. М.— Л., Гостехиздат, 1946.
2. *Чуриловский В. Н.* Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. Л., «Машиностроение», 1968.
3. *Herzberger M.* Optik, 1972, **35**, 1.
4. *Нефедов Б. Л., Кальянов Ю. А.* ОМП, 1973, **10**, 16.
5. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. ОНТИ, 1937.
6. *Попов Г. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, 236.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

МИКРОФОТОМЕТР ПРЯМЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ С ШАГОВЫМ ПРИВОДОМ

А. Б. Букач, Л. В. Границкий, В. С. Елисеев, В. Н. Комиссаров

Разработанный и изготовленный микрофотометр прямых интенсивностей с шаговым приводом имеет высокую воспроизводимость записи на бумажной ленте фотометрируемых астронегативов площадных объектов или спектров по амплитуде и координате. Это достигнуто за счет усовершенствования метода автоматического перевода пропусканий в интенсивности и применения шаговых двигателей для сканирования и протяжки бумажной ленты. Кроме этого, шаговый привод позволил осуществить привязку пропускания или интенсивностей в любой точке к координатам этой точки с точностью ± 4 *мкм*, автоматизировать процесс сканирования и существенно упростить ввод фотометрируемых данных в ЭВМ.

INTENSITY MICROPHOTOMETER WITH STEP-DRIVES, by *A. B. Bukach, L. V. Granitsky, V. S. Eliseev, V. N. Komissarov.*— We describe the microphotometer of intensities with step-drives which converts, automatically and with high accuracy, the transparency of negatives directly into the intensity. The use of step-drives allows to obtain coordinates of any point on the plate or film with the accurace ± 4 mkm and simplify the input of photometric data into the computer.

Благодаря известным преимуществам, метод фотографической регистрации широко применяется в астрофизике, спектроскопии и многих других областях науки и техники. Однако главный недостаток фотоматериалов — нелинейная зависимость почернения эмульсии от интенсивности падающего света — затрудняет использование полученных результатов для количественных расчетов. Разработан целый ряд приборов [1—4], повышающих точность и достоверность фотоэлектрической обработки астронегативов и дающих возможность ее автоматизации.

При эксплуатации этих приборов выяснилось, что они имеют недостаточную воспроизводимость регистрируемого спектра по амплитуде и координатам и требуют применения сложной электронной аппаратуры для ввода данных в ЭВМ. Запись на бумажной ленте в интенсивностях оказывалась неустойчивой [2] из-за воздействия на следящую систему самописца сигналов с нелинейного функционального реохорда, введенного вместо обычного реохорда. Возникали трудности при сравнении записей по спектрограммам, имеющим одни и те же координаты вдоль оси движения стола микрофотометра, т. е. при определении лучевых скоростей, из-за больших люфтов в редукторе, возникающих при изменении направления движения [2, 3]. Перегружалась память ЭВМ и увеличивалось время ввода и обработки данных из-за отсутствия записи в интенсивностях на бумажной ленте [3] и точной привязки измеряемой информации к координатам в каждой точке. Изготовленный микрофотометр прямых интенсивностей с шаговым приводом исключает перечисленные выше недостатки.

При разработке прибора применен усовершенствованный метод [2] автоматического перевода пропусканий в интенсивности. Самописец КСП-4 с высокоомным входом может быть использован для измерения и

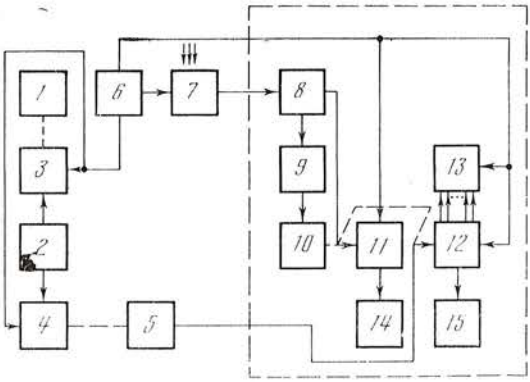


Рис. 1. Блок-схема прибора

1 — микрофотометр, *2* — блок программного управления сканированием и движением бумажной ленты, *3*, *4* — шаговые двигатели, *5* — самописец КСП-4, регистрирующий в прямых интенсивностях, *6* — блок питания, *7* — ФЭУ, *8* — схема сравнения следящей системы, *9* — усилитель самописца КСП-4, *10* — асинхронный двигатель, *11* — линейный реохорд самописца, *12* — функциональный реохорд, *13* — задатчик функционального реохорда, *14* — потенциометр компенсации темнового тока, *15* — потенциометр начальной установки характеристической кривой

регистрации фототоков, пропорциональных пропусканиям негатива. Для того чтобы этот же прибор мог служить функциональным преобразователем, преобразующим измеряемую величину по заданному закону, необходимо применять реохорд, на котором устанавливается распределение напряжения, осуществленное по этому же закону.

Как видно из рис. 1, электрический сигнал с ФЭУ, пропорциональный количеству прошедшего сквозь астронегатив света, подается на вход первого самописца, который регистрирует исследуемый спектр в пропусканиях. Одновременно с перемещением пера первого самописца двигается жестко с ним связанный токосъемник настраиваемого или функционального реохорда. Электрический сигнал, снимаемый этим токосъемником и регистрируемый вторым самописцем, пропорционален уже интенсивности обрабатываемого спектра. Сущность усовершенствования состоит в применении параллельно со штатным реохордом самописца отдельного высокоомного реохорда, имеющего 22 настраиваемых участка. Вывод с каждого участка соединен с соответствующими ползунками другого низкоомного реохорда — задатчика напряжения, используемого для выставления характеристической кривой. Это позволило избежать влияния нелинейного сопротивления реохорда на следящую систему самописца, исключить самовозбуждение, упростить наладку и конструкцию. Кроме того, появляется возможность одновременно регистрировать спектр в пропусканиях на одном самописце, а в интенсивностях — на другом.

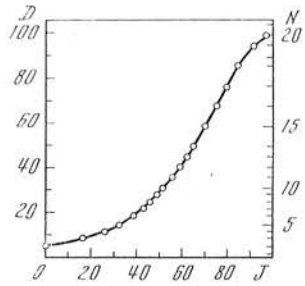


Рис. 2. Характеристическая кривая

Для удобства выставления характеристической кривой (рис. 2) каждый самописец имеет равномерные и одинаковые шкалы J и D. Характеристическая кривая выставляется по шкале J второго самописца посредством перемещения ползунков на задатчике функционального реохорда с использованием шкалы N, приведенной на рисунке, соответствующей расположению выводов на функциональном реохорде. При выставлении кривой в этом случае не происходит перераспределений потенциалов между соседними участками функционального реохорда, так как его сопротивление в 60 раз выше сопротивления задатчика напряжения. Это обстоятельство облегчает и ускоряет процесс выставления характеристической кривой, так как нет необходимости пользоваться методом последовательных приближений.

Для обеспечения точной привязки результатов измерения к длине волны λ, создания необходимых микроперемещений стола микрофотометра и для осуществления программного управления сканированием применен шаговый двигатель типа ШД-4 с шагом $H=1°,5$.

Шаг микровинта микрофотометра G II фирмы «Карл Цейс» $h = 4$ *мм*. В этом случае перемещение стола микрофотометра на один импульс равно

$$\tau_ф = \frac{H \cdot h}{360°} = \frac{4 \cdot 1{,}5°}{360°} = 0{,}016 \text{ мм}.$$

Среднеквадратичная ошибка фиксации стола микрофотометра в любой точке, исходя из паспортных данных, равна

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\overline{\Delta H^2} + \overline{\Delta h^2}} \approx \pm 4 \text{ мкм},$$

$\Delta H = \pm 3$ *мкм* — погрешность установки стола микрофотометра из-за ошибки при фиксации ротора ШД-4; $\Delta h = \pm 3$ *мкм* — люфт микровинта.

Точность привязки измеряемой информации к длине волны, равная ± 4 *мкм*, вполне удовлетворительна. Шаговый двигатель позволяет относительно просто реализовать программное управление сканированием, а значит, и вывести данные о положении стола микрофотометра на внешние устройства (перфолента, магнитная лента). Блок программного управления сканированием и движением бумажной ленты самописца (рис. 3) работает в двух режимах: ручном и автоматическом. В ручном режиме выбирается необходимый для сканирования участок спектра и ограничивается с двух сторон реперными точками.

Выбор участка производится либо визуально по фотопластинке, либо по регистрограмме, снятой с высокой скоростью. Чтобы просканировать спектр длиной 200 *мм*, необходимо 12 500 шагов, так как один шаг равен 16 *мкм*. Программный блок устроен таким образом, что можно при такой длине спектра задать 12 500 положений начальных и столько же положений конечных реперных точек. При движении стола микрофотометра ведется индикация в двоичном коде положения каретки с шагом 16 *мкм*. После прихода каретки в выбранную точку спектрограммы оператор вводит в память устройства число, соответствующее пройденному количеству шагов от концевого выключателя. Таким же образом устанавливается конечная реперная точка. После этого, при необходимости, устройство переводится в автоматический режим работы, в котором происходит автоматическая запись участка спектра, заключенного между реперными точками. Причем в прямом направлении сканирование происходит с заданными заранее скоростями движения стола и бумажной ленты, а возврат в начальную реперную точку на максимальной скорости работы шагового двигателя с отключением движения бумажной ленты. Меняя дискретно скорость движения каретки от 6 *мкм/сек* до 0,8 *мм/сек*, а скорость движения бумажной ленты от 0,3 *мм/сек* до 42 *мм/сек*, можно установить необходимый масштаб записи спектра по λ. Скорость сканирования зависит в основном от постоянной времени самописцев и градиентов интенсивностей. Проверка постоянной времени всего сигнального тракта производилась при помощи имитации дельта-функции и не превысила 0,95 *сек*.

Важной характеристикой прибора является его линейность. На рис. 4 приведена снятая экспериментально зависимость отброса пера второго самописца от изменения светового потока F, который определялся шириной щели, когда характеристическая кривая задавалась в виде прямой. Из приведенного на рис. 4 графика видно, что максимальная среднеквадратичная ошибка преобразования пропусканий в интенсивности не превышает 0,5% и определяется в основном точностью выставления характеристической кривой. В качестве иллюстрации на рис. 5 приведена запись линии H_α звезды β CrB, практически не отличающаяся от такой же записи, сделанной на микрофотометре с асинхронным двигателем. Воспроизводимость же одного и того же участка спектра значительно выше. Важно отметить, что начало сканирования во всех трех записях (рис. 5) начинается с одного и того же места благодаря применению реперных точек.

Логика управления микрофотометром выполнена на интегральных микросхемах 155-й серии с использованием печатного монтажа.

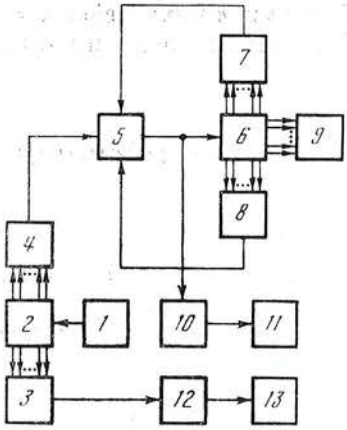


Рис. 3. Функциональная схема блока программного управления

1 — кварцевый генератор, *2* — делитель, *3* — схема установки скорости движения ленты, *4* — схема установки скорости движения каретки, *5* — схема управления реверсивным счетчиком, *6* — реверсивный счетчик, *7* — дешифратор установки начальной реперной точки, *8* — дешифратор установки конечной реперной точки, *9* — индикатор, *10*, *12* — схемы управления шаговыми двигателями, *11*, *13* — шаговые двигатели каретки и самописца

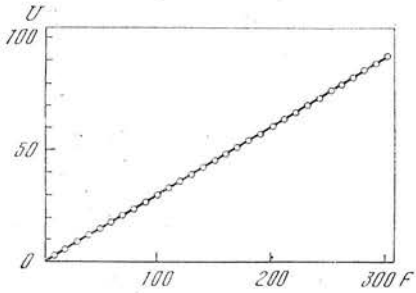
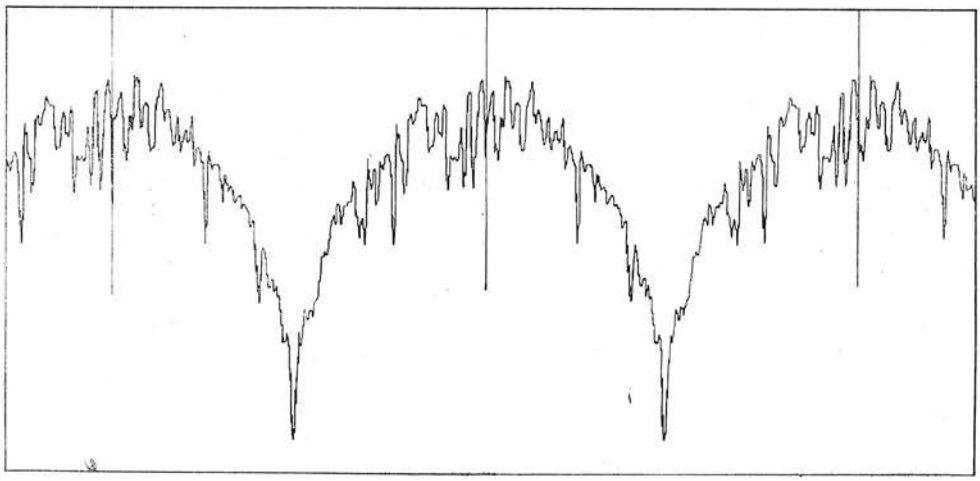


Рис. 4. График зависимости отброса пера самописца от изменения светового потока

Рис. 5. Запись линии H_α звезды β CrB

Дисперсия 12 Å/*мм*, щель микрофотометра 0,5 *мм*, масштаб 20 : 1, скорость движения каретки 52 *мкм/сек*



Эксплуатация прибора показала, что наряду с повышением точности измерений примерно на порядок повысилась производительность труда оператора. Дискретное управление создало благоприятные предпосылки для полной автоматизации процесса обработки спектрограмм путем состыковки прибора с ЭВМ.

В заключение авторы выражают признательность А. А. Боярчуку и Н. Н. Степанян за большой интерес к работе и В. К. Кочеткову, Н. М. Романенко и В. И. Багрию за изготовление отдельных узлов прибора.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Боярчук А. А.* В сб.: Новая техника в астрономии, вып. 5. М., «Наука», 1975, с. 5.
2. *Афраймович Э. Л.* и др. В сб.: Новая техника в астрономии, вып. 4, 1972, с. 45.
3. *Котляр Н. Н.* Астрон. ж., 1960, **37**, 888.
4. Методы астрономии. Сборник. Под ред. В. Н. Хилтнера. М., «Мир», 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Том LVI, 1977 г.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЦИФРОВОЙ УСРЕДНИТЕЛЬ

В. А. Ефанов, Е. С. Корсенская, В. А. Корсенский

Описана 4-канальная система первичной обработки данных радиоастрономических наблюдений непосредственно в реальном времени, выполненная на базе электронного регистратора ЭЦР-1 и электронной клавишной вычислительной машины «Искра-122». Максимальная частота опроса каналов — 10 *гц*. Количество циклов измерений — до 999. Диапазон измеряемых напряжений $\pm$ (0,001 $\div$ 9,999) *в*.

THE DIGITAL ELECTRONIC INTEGRATOR, by *V. A. Efanov, E. S. Korsenskaya, V. A. Korsensky*.— The descirption of 4-channels system of primary processing of radioastronomical observations results in real time is reported. The calculator «Iscra-122» is used as a systems processor. The maximum periodicity of questioning of channels is 10 cycles, and the maximum count is 999. The range of the voltages measurement is $\pm$ (0,001—9,999) V.

The registration of the information is carried out on the perforated slip and in a digital form.

Для выделения полезного сигнала из совокупности шумов требуется временно́е интегрирование. Постоянная времени обычно применяемых для этого RC-цепей не превышает одной-двух минут, так как дальнейшее увеличение ее приводит к недопустимому искажению результатов интегрирования [1]. Применение цифрового накапливающего устройства позволяет существенно увеличить время интегрирования и, кроме того, регистрировать результаты наблюдений в виде, удобном для последующей обработки. Процесс интегрирования в этом случае сводится к вычислению среднего значения n отсчетов:

$$\bar{a} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} a_i,$$

снимаемых через некоторые интервалы времени.

Такое усреднение оказалось возможным реализовать посредством таких простых и доступных устройств, как электронные клавишные вычислительные машины.

В КАО АН СССР разработан и изготовлен 4-канальный электронный цифровой усреднитель на базе электронной клавишной вычислительной машины (ЭКВМ) «Искра-122» [2] и широко применяемого в радиоастрономии электронного цифрового регистратора ЭЦР-1 [3].

Функциональная схема описываемого устройства приведена на рис. 1. Аналогово-цифровой преобразователь *АЦП*, коммутатор *КМ* и командный блок *КБ*, выполняющий функцию хронизатора, входят в состав ЭЦР-1. Сигналы с выходов радиометров через одинаковые промежутки времени, определяемые *КБ*, поочередно преобразуются в цифровую величину. По окончании преобразования *АЦП* вырабатывает импульс конца замера (и.к.з.). Запуск системы осуществляется кнопкой с началом на-

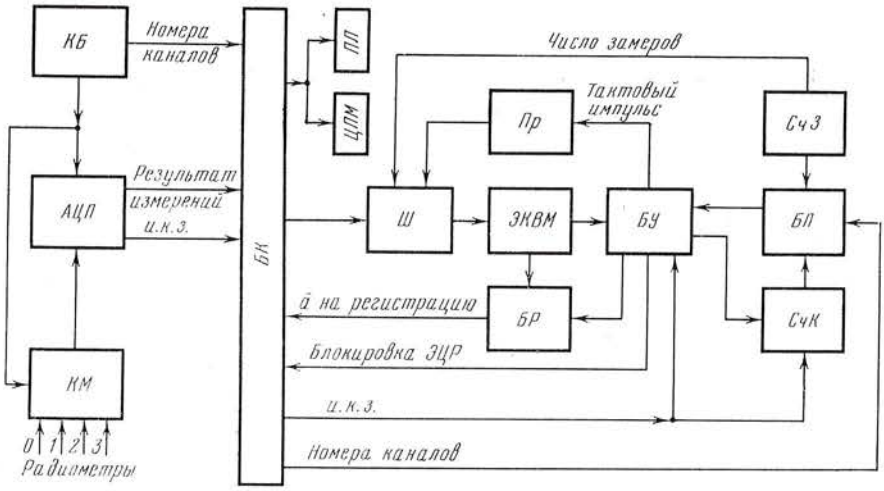


Рис. 1. Функциональная схема электронного усреднителя

КМ — коммутатор входных сигналов, *АЦП* — аналогово-цифровой преобразователь, *КБ* — командный блок, *БК* — блок ключей, *ЦПМ* — цифропечатающая машина, *ПЛ*— ленточный перфоратор, *Ш* — шифратор, *Пр* — программатор, *ЭКВМ* — электронная клавишная вычислительная машина, *БР* — буферный регистр, *БУ* — блок управления, *СчЗ* — счетчик числа замеров, *БП* — блок переключателей, *СчК* — счетчик каналов

блюдений. До момента запуска система находится в режиме «ожидания». Сигнал от кнопки разрешает поступление и.к.з. в блок управления *БУ* и счетчик каналов *СчК*. С приходом и.к.з. *БУ* вырабатывает потенциальные сигналы, разрешающие связь узлов устройства через блок ключей *БК* с ЭЦР-1. Следующий и.к.з. поступает в устройство беспрепятственно.

БК состоит из 19 диодных ключей, реализующих функцию 2-2И-ИЛИ [4], через которые на цифропечатающую машину *ЦПМ* и перфоратор *ПЛ* поступают 16 двоично-десятичных разрядов числа, 2 двоичных разряда порядка (определяющего положение десятичной запятой в числе), один двоичный разряд знака, 6 диодных ключей «И», через которые поступают и.к.з., и 5 двоично-десятичных разрядов номера канала, 25 истоковых повторителей 2УЭ841Б, служащих для согласования высокоомного выхода ЭЦР с узлами системы. Через ключи 2-2И-ИЛИ на регистрацию выводятся либо текущий результат измерения, либо среднее ($\bar{a}$) с буферного регистра *БР* в зависимости от сигналов *БУ*.

Буферный регистр необходим, так как ЭКВМ работает в квазистатическом режиме и время индикации каждого разряда меньше времени срабатывания регистрирующих устройств.

Через истоковые повторители результат измерения поступает на шифратор *Ш* и блок переключателей *БП*. Число циклов измерений подсчитывается 3-декадным счетчиком числа замеров *СчЗ*. Количество циклов измерений (до 999), номера каналов (от 0 до 3), данные которых подлежат усреднению, а следовательно, и количество каналов задаются с помощью переключателей *БП*. Добавление «1» в *СчЗ* происходит лишь после опроса всего заданного количества каналов. Это обеспечивается с помощью 2-разрядного счетчика каналов *СчК*. С приходом и.к.з., если в *СчК* записан «0», производится его предустановка в соответствии с положениями переключателей номеров каналов, т. е. запись дополнения заданного числа каналов до четырех. После занесения в регистр памяти накопленной суммы в *СчК* добавляется «1» и анализируется его состояние. Если в нем оказывается записанным «0», то в *СчЗ* добавляется «1», т. е. под циклом измерений подразумевается однократный опрос всего заданного количества каналов.

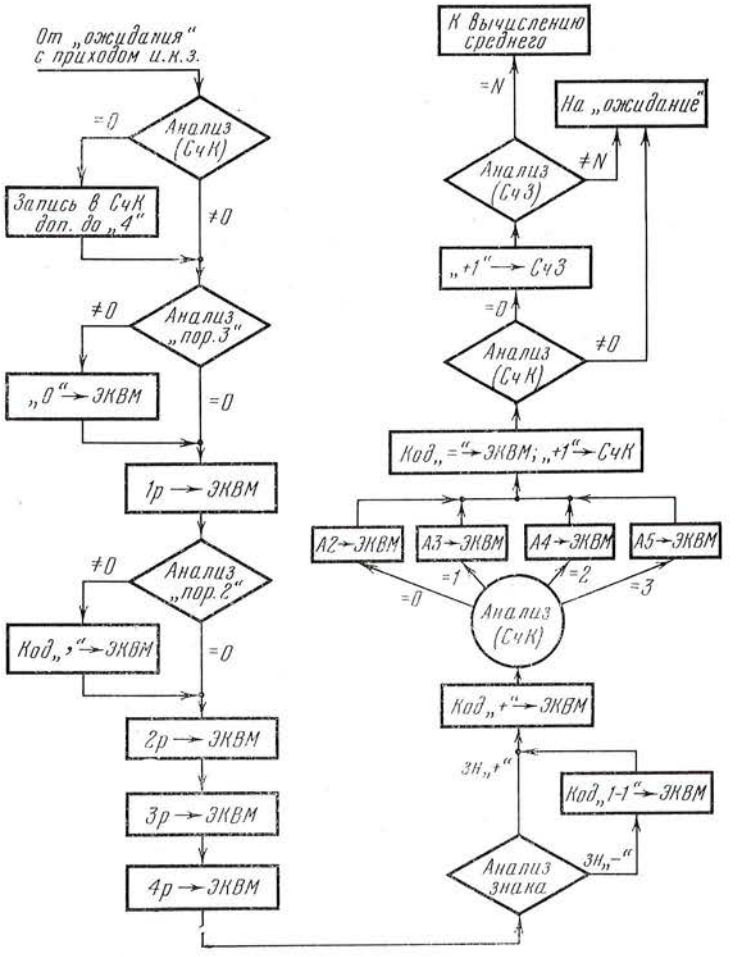


Рис. 2. Блок-схема микропрограммы «накопление»

Шифратор *Ш* служит для выдачи информации и команд в ЭКВМ в ее кодах по управляющим сигналам из программатора *Пр*.

Пр представляет собой сдвиговый регистр на 30 синхронных $j - k$ триггерах, с единичных выходов которых снимаются сигналы управления *Ш*. В качестве тактовых импульсов *Пр* использована конъюнкция рабочих сигналов машины М19 $\wedge$ 01СчИ $\wedge$ ОТгВв $\wedge$ Д17 $\wedge$ в$'_4$ [2], поступающих в режиме «ожидания» с периодом 5,6 *мсек*, а в рабочем режиме — с переменным периодом, определяемым временем выполнения той или иной команды. Это позволяет полностью использовать быстродействие ЭКВМ. Количество триггеров регистра соответствует количеству команд, которые необходимо ввести в машину для организации вычисления среднего алгебраического $\bar{a}$ ряда данных, а последовательность их соединения — очередности ввода команд. Таким образом, *Пр* реализует микропрограммный принцип управления [4], обеспечивая выполнение двух микропрограмм: накопления и вычисления среднего. Блок-схемы микропрограмм приведены на рис. 2 и рис. 3.

В рисунках использованы обозначения, принятые в [2] и [3], а также следующие: → (стрелка) означает засылку числа или команды в узел устройства; 1 р.д., 2 р.д., 3 р.д. — десятичные разряды числа циклов измерений; наименование запоминающего устройства, заключенное в скобки, означает, что имеется в виду его содержимое (записанное в нем число), N — заданное количество циклов измерений.

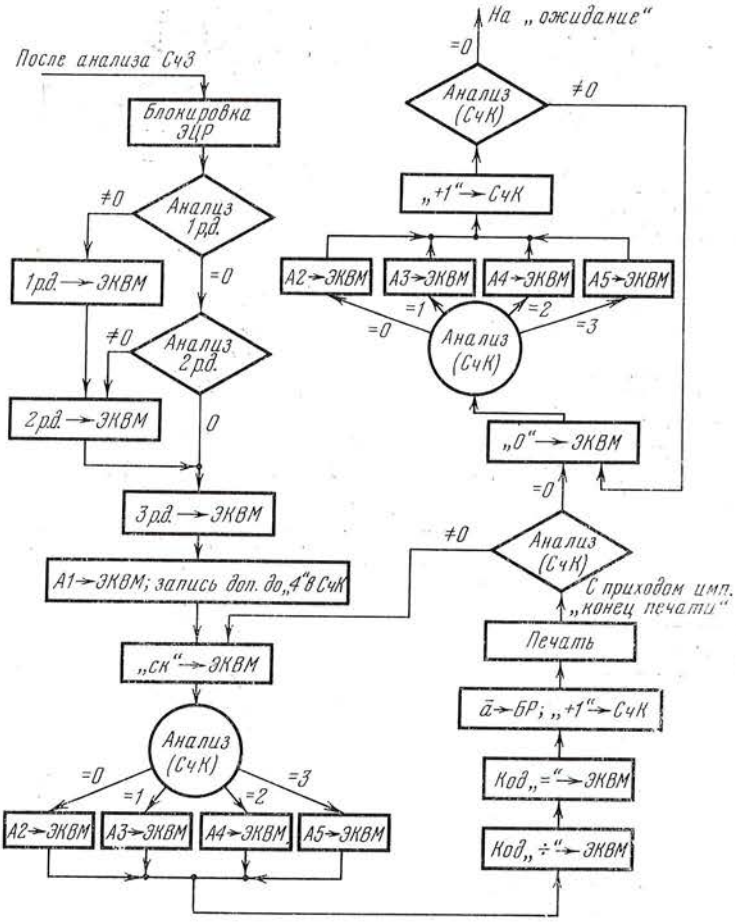


Рис. 3. Блок-схема микропрограммы «вычисление среднего»

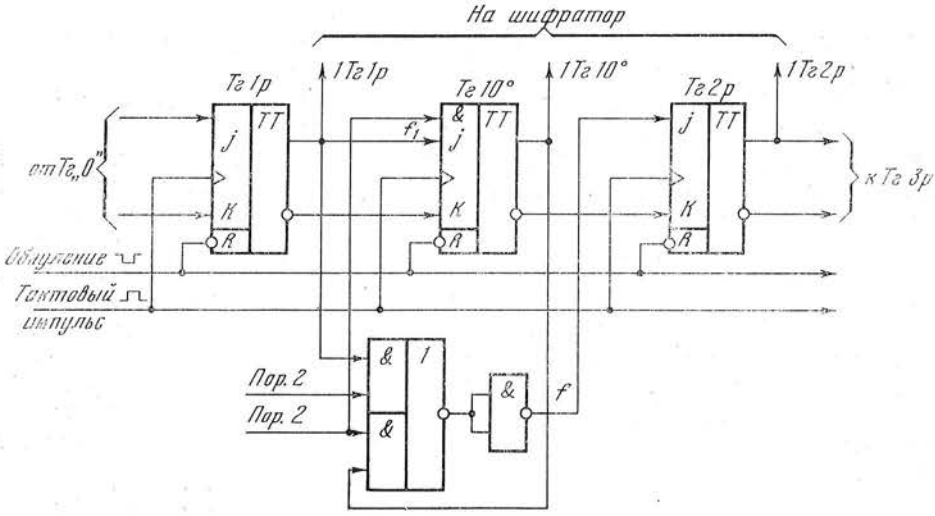


Рис. 4. Схема, реализующая анализ условия пор. 2 = «1»

Накопление результатов измерения производится в 4 регистрах памяти ЭКВМ: А2, А3, А4, А5. Обращение к регистрам памяти производится последовательно, в соответствии с кодами номеров каналов, поступающих от ЭЦР.

При равенстве числа, накопленного в *Сч3*, числу циклов, заданному переключателями, происходит переход от микропрограммы накопления к микропрограмме вычисления среднего.

Следует отметить, что анализ условий и следующие из него переходы производятся в одном такте работы *Пр* (в одной микрокоманде).

В качестве примера на рис. 4 приведена схема, анализирующая «порядок» результата измерения (в данном случае — «пор. 2»). Элементы 2-2И-ИЛИ-НЕ и 2И-НЕ реализуют булеву функцию [4]

$$\overline{f = 1\text{Тг}1\text{р} \wedge \overline{\text{пор}\,2} \vee 1\text{Тг}10^\circ \wedge \text{пор}\,2},$$

а входная логика триггера Тг10° реализует функцию

$$f_1 = \text{пор. } 2 \wedge 1\text{Тг}1\text{р}.$$

Если пор. 2 = «1» (запятая в результате измерения фиксирована после первого десятичного разряда), f_1 = «1» и с поступлением следующего после считывания первого разряда тактового импульса Тг10° перейдет в состояние «1», в ЭКВМ будет послан код запятой. В этом такте f = = «0», поэтому триггер Тг2р будет подготовлен к опрокидыванию только после установки в «1» триггера Тг10°.

Если пор. 2 = «0», инверсный сигнал $\overline{\text{пор. } 2}$ = «1» и после считывания первого разряда f_1 = «0», а f = «1». Таким образом, с приходом следующего тактового импульса Тг10° останется в состоянии «0», а Тг2р перейдет в состояние «1».

В случае работы с ЦПМ быстродействие устройства определяется быстродействием ЦПМ и составляет 0,5 *сек*, при одноканальной работе с регистрацией только на *ПЛ*, быстродействие определяется ЭКВМ и составляет ~ 100 *мсек*.

Система выполнена на интегральных микросхемах серии К155.

Описанное устройство использовалось при наблюдениях дискретных источников радиоизлучения на 22-метровом радиотелескопе КАО АН СССР в течение длительного времени.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Гольденберг Л. М.* Импульсные и цифровые устройства. М., «Связь», 1973.
2. Машина электронная клавишная вычислительная «Искра»-122». Техническое описание. Курск, 1972.
3. Электронное цифровое регистрирующее устройство ЭЦР-1. Техническое описание. Рязань, 1971.
4. *Коган Б. М.*, *Каневский М. М.* Цифровые вычислительные машины и системы. М., «Энергия», 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

ДИСКРЕТНЫЙ ФОТОГИД ПЕРЕМЕННОЙ ДОБРОТНОСТИ

П. В. Николаев, Ю. А. Сабинин, В. Н. Тюкин [1]

Рассмотрена фотоэлектрическая следящая система повышенной чувствительности, обеспечивающая требуемую точность слежения за слабыми источниками света и автоматически понижающая погрешность сопровождения объектов с ростом их яркости.

A DISCRETE PHOTOELECTRIC SYSTEM OF VARIABLE PRECISION, by *P. V. Nikolayev, Yu. A. Sabinin, V. N. Tyukin.* —In the paper there is given a description of photoelectric tracking system of greater sensitivity providing the desired precision of tracking low power light sources and automatically decreasing error of objects tracking with the brightness increase.

Создание фотоэлектрических следящих систем с пониженным порогом чувствительности, позволяющих расширить диапазон их применения и использовать как для слежения за яркими и слабыми источниками света, так и для слежения за источниками, изменяющими свою яркость в процессе их сопровождения, является актуальной задачей современного астроприборостроения. Для выявления предельно слабых сигналов с успехом применяется метод накопления [1].

В [2] описаны два варианта дискретных фотоэлектрических следящих систем с накоплением сигнала рассогласования: 1) системы с постоянным временем накопления в реверсивном счетчике числа импульсов, пропорционального величине рассогласования; 2) системы с накоплением в реверсивном счетчике постоянного числа импульсов за переменное время. Их сравнение показывает, что во втором варианте исполнения фотогид обладает более высокой точностью, однако уступает в быстродействии. Более длительный переходный процесс объясняется, во-первых, меньшей величиной шага обработки, который в данном случае не определяется рассогласованием, а равен расчетному значению допустимой погрешности гидирования или меньше его, и, во-вторых, снижением средней скорости отработки рассогласования с каждым последующим циклом, что является следствием изменения крутизны характеристики измерительного устройства из-за нелинейной зависимости времени накопления одновременно от рассогласования, скорости перемещения объекта и изменения скорости следования импульсов на нагрузке ФЭУ, обусловленной погрешностью работы блока автоматической регулировки чувствительности (АРЧ).

Блок АРЧ присутствует в обеих системах и обеспечивает возможность слежения за световыми объектами различной яркости и спектрального состава [3]. Однако при этом чувствительность фотоприемника поддерживается на постоянном уровне, соответствующем наименьшему световому потоку, что существенно снижает возможности систем в отношении точности гидирования ярких объектов.

Приведенный выше анализ показывает, что совершенствование систем

[1] Работа Ленинградского института точной механики и оптики.

с накоплением должно идти по пути создания более универсальной системы фотогидирования, работающей с высокой точностью по ярким объектам и с достаточным для выявления полезного сигнала временем накопления при работе по слабым источникам.

Известно [4], что характеристика измерителя рассогласования при использовании полудискового модулятора и ФЭУ в одноэлектронном режиме представляет собой зависимость числа импульсов Δn, накопленных в реверсивном счетчике за время накопления $\tau_н$, от относительного рассогласования ε/r (r — радиус пятна изображения в плоскости ножа модулятора) при яркости наблюдаемого объекта, характеризуемой скоростью следования импульсов на нагрузке ФЭУ от неперекрытого полудиском модулятора изображения объекта N_m, и при постоянной скорости его перемещения $\dot{\varepsilon}/r$

$$\Delta n = \frac{N_m}{\pi}\left(\frac{\varepsilon}{r}\tau_н \mp 0{,}5\,\frac{\dot{\varepsilon}}{r}\,\tau_н^2\right) = \frac{N_m}{\pi}\left(\frac{\varepsilon}{r}\tau_н \mp 0{,}5\,\frac{\Delta\varepsilon}{r}\,\tau_н\right), \qquad (1)$$

где $\frac{\Delta\varepsilon}{r} = \frac{\dot{\varepsilon}}{r}\tau_н$ — приращение рассогласования за время накопления. В приведенной формуле (справедливой для рассогласований $\varepsilon/r \leqslant 1$ при неподвижном изображении объекта и $\frac{\varepsilon}{r} = 1 \mp 0{,}5\tau_н\frac{\dot{\varepsilon}}{r}$ при его движении со скоростью $\pm\,\dot{\varepsilon}/r$) знак второго слагаемого определяется направлением перемещения изображения в поле зрения гида: знак минус соответствует его перемещению в сторону положительных рассогласований, знак плюс — в сторону отрицательных.

Представим формулу (1) в другом виде:

$$\Delta n = \frac{2}{\pi}\left(N\tau_н\frac{\varepsilon}{r} \mp 0{,}5N\tau_н\frac{\Delta\varepsilon}{r}\right), \qquad (2)$$

где $N = \frac{1}{2}N_m$ — средняя за период скорость следования импульсов при вращающемся полудиске модулятора.

Из (2) видно, что крутизна характеристики измерителя рассогласования зависит от коэффициента при первом слагаемом, а второе слагаемое определяет принципиальную погрешность, абсолютное значение которой равно

$$|\varepsilon_1| = 0{,}5\tau_н\frac{\dot{\varepsilon}}{r}. \qquad (3)$$

Таким образом, чтобы крутизна оставалась постоянной при изменении интенсивности светового потока, необходимо выполнить

$$N\tau_н = \text{const}. \qquad (4)$$

Это условие принципиально можно обеспечить двумя путями: 1) стабилизацией средней скорости следования импульсов на нагрузке фотоприемника, что осуществляется блоком АРЧ; 2) изменением времени накопления в соответствии с (4), что может быть достигнуто включением в систему контура самонастройки. Второй путь более перспективен. Он ведет, наряду с возможностью слежения за световыми источниками различной интенсивности, к сокращению времени накопления при увеличении яркости гидируемого объекта, а значит, и к автоматическому повышению точности его сопровождения (3).

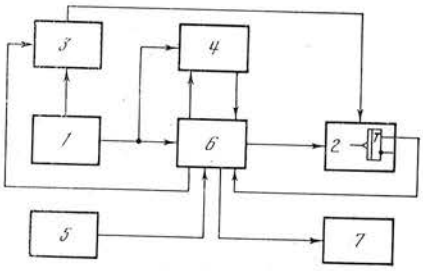
Очевидно, что при работе на линейном участке световой характеристики (зависимость скорости следования импульсов от интенсивности светового потока) в качестве контура самонастройки, анализирующего световой поток и изменяющего время накопления в соответствии с (4), может быть использован обычный счетчик постоянной емкости, на вход которо-

го подаются импульсы с нагрузки ФЭУ. Время его заполнения зависит от средней скорости следования импульсов N и равно

$$t = c/N = \tau_н, \tag{5}$$

где c — емкость счетчика, величина которой выбирается оптимальным образом исходя из минимального времени, требующегося для получения заданной точности измерения рассогласования с учетом нижнего порога чувствительности фотоприемника, и условий работы фотогида.

Рассмотрим дискретную фотоэлектрическую следящую систему, блок-схема которой приведена на рисунке. Она содержит фотоприемник *1*, включающий оптическую систему, полудисковый модулятор светового потока с генератором опорных напряжений, ФЭУ, импульсный усилитель



Блок-схема дискретной фотоэлектрической следящей системы

и дискриминатор с формирователем импульсов. Электронные схемы выделения сигналов, несущих информацию о положении объекта относительно оптической оси фотоприемника по каждой координате, выполнены идентичными и содержат: реверсивный счетчик *2* с триггером знака для получения величины и знака рассогласования; блок *3* переключения шин «суммирование» и «вычитание» реверсивного счетчика в соответствии с пространственным положением ножа модулятора с тем, чтобы определенному направлению смещения изображения объекта относительно оптической оси соответствовал определенный знак числа в счетчике; блок *4* самонастройки, определяющий режим работы; генератор *5* стандартной частоты; логическую схему *6* синхронизации и выдачи команд режима работы; исполнительный орган *7*, состоящий из электронной схемы и привода с редуктором.

Работа системы происходит следующим образом. Световой поток от объекта наблюдения, пройдя через полую ось модулятора, попадает на ФЭУ; импульсы напряжения, усиленные усилителем, пройдя амплитудный дискриминатор и формирователь, объединенные в блок *1*, поступают через логическую схему *6* на счетный вход реверсивного счетчика *2*, а также на блок *4* самонастройки, задающий время накопления. В течение времени накопления блок *3* переключения шин обеспечивает поступление импульсов на суммирование в первый и на вычитание во второй полупериоды вращения модулятора. В результате этого к концу времени накопления, кратного целому числу оборотов модулятора, в реверсивном счетчике накопится число Δn, аналитически определяемое формулой (1). С окончанием времени накопления логическая схема переводит систему в режим отработки. При этом на электронную схему исполнительного органа выдается импульс на подключение двигателя к источнику питания в соответствии со знаком Δn. Одновременно с пуском двигателя начинается считывание до нуля числа, накопленного в реверсивном счетчике, с тем чтобы двигатель был подключен на время, пропорциональное рассогласованию. Считывание производится последовательностью импульсов, снимаемых с генератора стандартной частоты путем их суммирования (если $\Delta n < 0$) или вычитания (если $\Delta n > 0$). Счетчик включается на суммирование или вычитание блоком переключения шин. По окончании считыва-

ния до нуля логическая схема выдает сигналы на отключение двигателя исполнительного органа и перевод системы снова в режим накопления. При этом заканчивается один цикл работы и начинается следующий.

Описанная выше система является беспоисковой самонастраивающейся системой, разомкнутый контур самонастройки которой путем изменения времени накопления в большом диапазоне обеспечивает инвариантность к интенсивности светового потока и вместе с тем меняет ее добротность в широких пределах. Характерная особенность такой системы состоит в автоматическом повышении точности ее работы с ростом яркости сопровождаемого объекта и превращении ее из дискретной в непрерывную при яркости, когда время накопления сигнала рассогласования становится меньше постоянной времени непрерывной части исполнительного органа.

Таким образом, использование принципа инвариантности в сочетании с идеями самонастройки позволяет получить высококачественную систему большой универсальности, которая может успешно применяться как для автоматического управления телескопами, предназначенными для работы по звездам различной величины, так и при слежении за перемещающимися объектами, яркость и скорость которых уменьшается по мере удаления и увеличивается на близких расстояниях.

Ноябрь 1975 г.

Литература

1. *Николаев П. В., Рожнова И. П., Сабинин Ю. А.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, с. 173.
2. *Кутева З. Н., Сабинин Ю. А., Николаев П. В.* В сб.: Новая техника в астрономии, вып. 4. Л., «Наука», 1972, с. 18.
3. *Буров А. Ф., Беспрозванный Н. Н., Кутева З. Н., Николаев П. В.* В сб.: Электропривод и системы управления. М.— Л., «Наука», 1966, с. 138.
4. *Кутева З. Н., Николаев П. В.* В сб.: Электропривод и системы управления. М.— Л., «Наука», 1966, с. 138.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LVI, 1977 г.

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА «ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ И МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ»

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с 17 по 21 ноября 1975 г. проходил Объединенный семинар рабочей группы по проблеме «Магнитные поля и химический состав Солнца и звезд» и участников программы «Сеть магнитографов». В работе семинара приняли участие астрофизики и инженеры 14 научных учреждений ГДР, СССР и ЧССР: ЦИСЗФ АН ГДР, Обсерватории Астрономического института АН ЧССР, КАО АН СССР, СибИЗМИРАНа, ИЗМИРАНа, ГАО АН СССР, САО АН СССР, ЛФТИ АН СССР, ГАИШа, Астрономического института АН УзССР, Астроном. ин-та АН КазССР, Астрономической обсерватории КГУ, Уссурийской обсерватории АН СССР, Обсерватории Ур. ГУ.

Семинар был посвящен инструментальным и методическим вопросам измерения магнитных полей, а также некоторым результатам, полученным с магнитографами, по магнитным полям, доплеровским скоростям и интенсивностям.

Ниже публикуются доклады участников совещания в таком виде, в каком они были присланы в редколлегию к моменту сдачи настоящего тома в печать.

НЕКОТОРЫЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА И ЗВЕЗД

А. Б. Северный
(КАО АН СССР)

Фотоэлектрические измерения магнитных полей (только о них будет речь) суть измерения поляризации, поэтому мы рассматриваем только факторы, влияющие на измерения поляризации, а также на калибровку поляризации в единицах напряженности поля H.

1. Влияние инструментальной поляризации

А. Измерения продольного поля базируются на измерениях круговой поляризации. Влияние инструмента здесь сказывается в следующем: а) превращение линейной поляризации, как самого излучения звезды так и возникающей в телескопе, в круговую (LCT-эффект); б) превращение в телескопе круговой поляризации в линейную (эффект деполяризации). Т. е. телескоп работает как фазовая пластинка и деполяризатор.

Задача — выяснить, каков ложный сигнал, возникающий при фотоэлектрических измерениях продольного поля.

Эффект LCT можно исследовать эмпирически, вращая поляроид перед входом в телескоп и измеряя при этом степень круговой поляризации α или долю линейной поляризации, переходящей в круговую. Если за-

тем известна степень и азимут линейной поляризации света звезды (а также поляризации, возникающей в телескопе) — величина x, то интересующая нас величина есть αx.

Таким способом мы исследовали величину α: а) для прямого фокуса Куде 2,6-*м* телескопа (ЗТШ), где она зависит от склонения звезды (угла $\varphi = 1/2\,(90° + \delta)$) и азимута и колеблется от 0,19 до 0,76 ($\delta = +40°$), что указывает на большой эффект в прямом фокусе Куде из-за наклонного падения; б) для поляриметра в кассегреновском фокусе ЗТШ, где она показывает характерный ход с азимутом θ: здесь LCT не более 7% из-за почти нормального падения; в) на башенном солнечном телескопе (БСТ) эффект зависит от положения зеркал и α может достигать 0,3—0,4 (как в прямом фокусе Куде при $\delta = 0°$).

Таким образом, измерения ложного сигнала круговой поляризации, возникающего от источника 100%-ной линейной поляризации, указывает, что LCT-эффект значителен в фокусе Куде ЗТШ и на БСТ и пренебрежим в кассегреновском фокусе ЗТШ, как это и следовало ожидать. (Подробности этих измерений см. в [1].)

В принципе такие же измерения можно проделать с источником круговой поляризации, измеряя сигнал ложной линейной поляризации в схеме измерения поперечных полей $H_\perp$. Однако практически это сделать нельзя, так как чувствительность к малым степеням линейной поляризации здесь почти в 10 раз ниже из-за того, что в схеме измерения $H_\parallel$ сигнал $\delta i_\parallel \sim H_\parallel$, а в схеме измерения $H_\perp$ сигнал $\delta i_\perp \sim H_\perp^2$. Так, если сравнимая с шумом величина $H_\parallel$ лучше чем 1 *гс*, то для $H_\perp$ эта величина $\sim$80—100 *гс*.

Влияние телескопа на измерения магнитных полей $H_\parallel$ можно рассчитать. Сделать это можно на примере прямого фокуса Куде ЗТШ, где луч, прежде чем попасть в магнитометр, отражается от плоского зеркала под углом $\varphi = 1/2\,(90° + \delta)$.

Сигнал круговой поляризации при отсутствии влияния инструмента, как известно, равен

$$\delta i_\parallel = J_1\,(\pi/2)\,V_0, \tag{1}$$

где V_0 — параметр Стокса падающего излучения.

Пусть β — угол между большой осью эллипса и осью X в плоскости поляризации отраженного луча от плоского зеркала Куде. Параметры Стокса I, Q, U, V излучения с учетом этого отражения определяются выражением

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = M_p\,(+45°)\,M_\delta\,(0°)\,R\,(-\alpha)\,M_z\,(0°)\,R\,(-\beta) \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \tag{2}$$

здесь $M_p\,(+45°)$ — матрица действия поляроида, $M_\delta\,(0°)$ — матрица действия фазовой пластинки, $M_z\,(0°)$ — матрица преобразования параметров Стокса при отражении, $R\,(-\alpha)$, $R\,(-\beta)$ — матрицы поворота координатной системы.

Произведя операции перемножения, получим для сигнала круговой поляризации вместо (1)

$$\delta i_\parallel = RJ_1\,(\pi/2)\,\sin 2\psi\,(Q_0 \sin\Delta \sin 2\beta + V_0 \cos\Delta) \tag{3}$$

(после разложения $\sin\delta\,(t)$ и $\cos\delta\,(t)$ в ряды и осреднения по периоду), где $\operatorname{tg}\psi = |R_p|/|R'_s|$ — отношение коэффициентов отражения, $R = 1/2\,(|R_p|^2 + |R_s|^2)$, величина $\Delta = \delta p - \delta s$ — разность фаз между отраженными p- и s-составляющими луча. Величины Δ и ψ по теории от-

ражения от металлов зависят существенно от угла φ и оптических констант слоя:

$$\operatorname{tg}\Delta = \sin Q \cdot \operatorname{tg} 2P, \qquad (4)$$
$$\cos 2\psi = \cos Q \cdot \sin 2P,$$

где

$$\operatorname{tg} 2P = \frac{n\sqrt{1+\varkappa^2}}{\sin\varphi \cdot \operatorname{tg}\varphi}, \qquad \operatorname{tg} Q = \varkappa.$$

Величины Δ и ψ можно вычислить по этим формулам, зная коэффициент отражения R, связанный с величиной коэффициента поглощения $K = \varkappa n$ соотношением

$$R = \frac{(1-n)^2 + K^2}{(1+n)^2 + K^2}. \qquad (5)$$

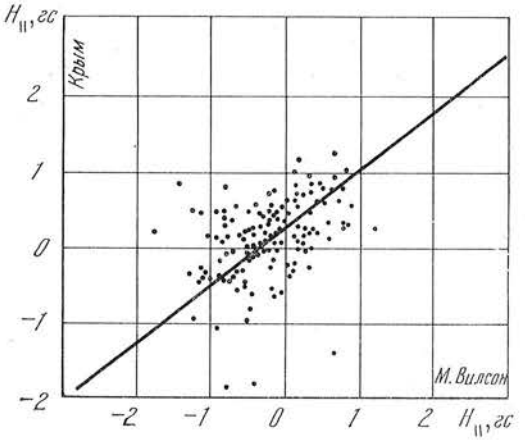
Коэффициент R находится из измерений (0,854), K — измеренная ранее величина (она мало меняется для разных Al-слоев), равная 4,10, что по (5) дает n (0,725); с этим n и $\varkappa = K/n$ можно найти ψ и Δ. Найденные таким образом Δ отлично совпадают с измерениями (см. [1, с. 31]).

Мы видим, что сигнал продольного поля искажен 1) из-за члена с Q_0, который представляет собой *часть линейной поляризации, превращенной в круговую*, т. е. — действие LCT-эффекта, и 2) из-за множителя $\sin 2\psi \cos\Delta$ при V_0, характеризующего ослабление сигнала из-за превращения части круговой поляризации в линейную (эффект деполяризации).

Член с Q_0 может появиться из-за наличия $H_\perp$ ($\gamma \neq 0$; в этом случае профиль линии асимметричный). Это будет заметно при фотосканировании линии одной щелью или при фотографических измерениях магнитных полей — картина, хорошо известная наблюдателям магнитных полей Солнца и звезд.

В солнечных магнитографах с двумя щелями член с Q_0 исчезает, так как он имеет один и тот же знак в синем и красном крыльях и модуляция $\pm\lambda/4$ в режиме вычитания сигналов приводит к его уничтожению. Однако если член с Q_0 возникает не только по причине наличия его в падающем свете, а и по причинам инструментальным (например, предварительная линейная поляризация на целостатном и дополнительном зеркалах на БСТ, резонансная поляризация света, рассеянного в линии), то член с Q_0 не будет исчезать для двухщелевого магнитометра, а будет иметь составляющую, одинаковую в обоих крыльях и в непрерывном спектре. Дело будет обстоять так, как если бы к обеим σ_1- и σ_2-компонентам прибавилась постоянная величина, одинаковая в обоих крыльях. Это тоже дает асимметричную линию, что также не сказалось бы на сигнале, если бы такая линия стояла неподвижно относительно щелей, установленных симметрично по отношению к невозмущенной λ_0. Однако компенсатор будет держать асимметричную линию так, чтобы $I_{\mathrm{I}} = I_{\mathrm{II}}$ (яркости в каналах были равны), а это приведет к сдвигу картины в целом и появлению ложного сигнала. Это и есть miscentering effect, который применительно к солнечному телескопу в Локарно рассмотрел впервые Вир. Для очень слабых полей $H_\parallel \leqslant 100$ *гс* этот эффект, как правило, мал и пренебрежим, но для полей $\sim 10^3$ *гс* и выше ошибка, как показано Виром, может достигать 30% и выше.

Достоверность измерений слабых продольных полей для Солнца различными методами показывает сравнение наших измерений $H_\parallel(\odot)$ с измерениями на обсерватории Маунт-Вилсон за последние 5 лет. Хотя инструменты совершенно различны в смысле влияния инструментальной поляризации, сравнение $H_\parallel(\odot)$ между двумя обсерваториями дает коэффициент кросс-корреляции 0,5—0,6. Рис. 1 — иллюстрация такого сопоставления для одного из периодов совместных наблюдений. Хотя имеется разброс $\sim 0{,}3 \div 0{,}5$ *гс*, в среднем соответствие удовлетворительное.



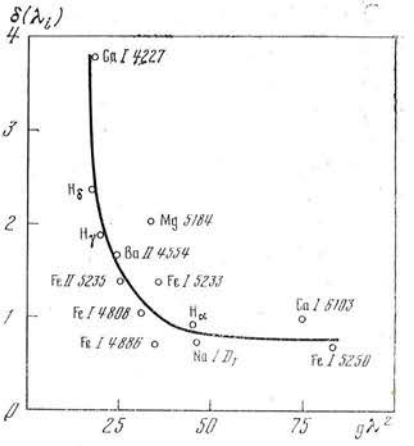


Рис. 1. Сопоставление измерений общего поля Солнца, сделанных в обсерваториях Маунт-Вилсон и КАО в 1970—1972 гг.

Рис. 2. Зависимость отношения $\delta(\lambda_i) = H_{\parallel}(\lambda_i)/H_{\parallel}$ (6103) от фактора $g\lambda^2$, полученная по разным спектральным линиям

Кривая через точки проведена «от руки»

Это означает в то же время, что инструментальная поляризация не влияет с точностью до 0,003%, хотя методы совершенно разные (разная питающая оптика и оптика спектрографа). (Заметим, что разброс 0,3—0,5 *гс* соответствует разбросу в степени поляризации $(0{,}3—0{,}5)\cdot 10^{-2}$ процента.)

В звездных магнитографах с одной щелью (сканирование петли V-параметра) член с Q_0 сохраняется и характер контура зависит не только от $H_{\parallel}$, но и от H, т. е. $H_{\parallel}/H = \cos\gamma$. Кувшинов [1, с. 55] исследовал эффект, используя для Q_0 и V_0 значения, даваемые теорией Унно: при $H = 170$ *гс*, $H_{\parallel} = 30$ *гс* ($\gamma = 80°$) асимметрия петли V ничтожная ($\sim 1{,}5\%$) и величина ложной поляризации $\sim 1\%$ мала по сравнению с собственной круговой поляризацией V_0 (γ Cyg, λ4254 Cr I). Для $H = 850$ *гс* и $H_{\parallel} = 150$ *гс* ($\gamma = 80°$) получается сильная асимметрия, хотя сам сигнал, определяемый полусуммой наибольших амплитуд петли V, остается такой же ($V_0 \cos\Delta \sin 2\psi$), как при $Q_0 = 0$, хотя член с Q_0 достигает $\sim 30\%$ от члена V_0, что составляет ~ 50 *гс*. При еще бóльших H происходит сильное перемешивание собственной круговой поляризации и поляризации из-за отражения.

Деполяризация выражается в трансформации части круговой поляризации в линейную, т. е. в уменьшении амплитуды петли V_0-параметра в $1/\sin 2\psi \cos\Delta$ раз во всех случаях двухщелевого магнитометра, когда член с Q_0 пропадает, а также в тех случаях однощелевого звездного магнитометра, когда магнитные поля не очень сильные. Так, например, для диагонального зеркала БСТ величина продольного поля должна быть увеличена за счет деполяризации в $1/\sin 2\psi \cos\Delta \simeq 1{,}058$ раза, так как Δ при $\varphi = 45°$ будет $19°5'$. Таким образом, деполяризация, как правило, не играет существенной роли.

Вывод. Инструментальная поляризация главным образом влияет на измерения $H_{\parallel}$ из-за эффекта LCT, который тем больше, чем сильнее поля и чем больше $H_{\perp}$ по сравнению с $H_{\parallel}$. Поэтому желательно иметь приемы максимального уменьшения влияния инструментальной поляризации.

Для фотоэлектрических измерений полей звезд нужны компенсационные фазовые пластинки. Однако в случае слабых полей коэффициент преобразования линейной поляризации в круговую ($k \sim \sin 2\beta \times \sin\Delta$) для данной звезды постоянен (Δ зависит только от склонения δ), но эллипс поляризации медленно меняется относительно осей модулятора

KDP, поэтому может появляться небольшой переменный ложный сигнал. Этот эффект, равно как и постоянная инструментальная поляризация δi_p, записывается в области непрерывного спектра до линии и после нее, и интерполированием можно найти ход δi_p вдоль контура. Эмпирическое исключение δi_p здесь не представляет трудности.

В случае солнечного магнитографа мы используем преимущество наличия двух взаимно ортогональных каналов (используются два луча призмы Рошона, стоящей после KDP), а именно — различными приемами можно добиваться одинакового значения магнитного поля в обоих каналах.

Практически это делается таким образом. При калибровке выставляем потенциометры яркости так, чтобы $I_1 = I_2$. Так как калибровочная пластинка работает как фильтр, то после ее устранения должно быть также $I_1 = I_2$, однако этого нет, и $I_1 \neq I_2$ из-за инструментальной поляризации (LCT-эффект). Добиваемся равенства яркостей двумя способами: а) наклоном стопы плоскопараллельных пластин и б) введением дополнительной разности фаз, добавляя или уменьшая постоянное напряжение на KDP. Наклоном стопы можно достигнуть примерного равенства $I_1 = I_2$ и равенства величины $H_\parallel$ в обоих каналах. Недостаток метода — компенсация со временем исчезает и нужно ее делать вновь.

Необходимо сделать замечание о зависимости $H_\parallel$ от используемой в работе линии. Оказывается, что имеется ход значений $H_\parallel$ с $g\lambda^2$, показанный на рис. 2 [2], который едва ли инструментального происхождения, хотя влияние поляризации резонансного типа (рассеяние в линии) здесь не изучалось. Так или иначе этот эффект требует настоятельного объяснения.

Б. Измерения поперечного поля [3]. Здесь рассмотрим только случай солнечного магнитографа. Как мы видели, превращение круговой поляризации в линейную (деполяризация) — эффект незначительный. Основное здесь — это линейная поляризация, создаваемая самим телескопом, имеется в виду также, и главным образом, поляризация естественного света на зеркалах. Она компенсируется стопой плоскопараллельных пластин.

В методе, развитом в КАО, измеряются одновременно две взаимно ортогональные компоненты $H_{\perp 1}$ и $H_{\perp 2}$, так что $H_\perp = \sqrt{H_{\perp 1}^2 + H_{\perp 2}^2}$, поэтому практически устранять инструментальную поляризацию удобно: стопка пластин (компенсатор) поворачивается вокруг двух осей так, чтобы на непрерывном спектре рядом с интересующей нас линией одновременно исчезали оба сигнала, $\delta i_{\perp 1}$ и $\delta i_{\perp 2}$. Этой компенсации хватает на ~ 2 часа непрерывной записи.

Основным источником инструментальных искажений записи $H_\perp$ здесь является рассеянный свет и его поляризация, а также собственная поляризация в линиях (эффекты немагнитной поляризации). При сбалансированной инструментальной поляризации ложный сигнал $\delta i_\perp$ возникает при:

а) рассеянии света на створках купола и оправах зеркал;

б) наличии каких-либо металлических препятствий на пути пучка (до электрооптического модулятора — ЭОМ);

в) рассеянии света в ЭОМ и на щели спектрометра, особенно в тех местах изображения, где имеется спад интенсивности: край Солнца или солнечное пятно.

Если отбросить причины а) и б), которые могут дать какой угодно (до 10^3 *гс*) сигнал, если не приняты меры предосторожности, то эффект в), с которым трудно или невозможно бороться, дает ложный сигнал до 200—300 *гс*.

Что касается собственной поляризации линии, то эффект может быть значительным, если используются сильные и, в особенности, резонансные линии. В активных областях поляризация в таких линиях достигает 1%,

что при принятом методе регистрации $H_\perp$ может дать очень большой ложный сигнал $\delta i_\perp$; пример: даже в полосе ~100 Å, содержащей H_β, поляризация излучения во всем этом интервале будет $\sim 10^{-4}$ (из-за наличия H_β), что вполне измеримо и эквивалентно нескольким сотням гаусс. Поэтому известные измерения Леруа и Дольфюса в широких спектральных интервалах не могут ничего сказать о магнитном поле.

2. Влияние ошибок калибровки

А. Солнечные поля. Теоретически сигналы поля $\delta i_\parallel \sim H_\parallel$, $\delta i_\perp \sim \sim H_\perp^2$ при малых H; когда расщепление делается сравнимым с расстоянием между двумя щелями, должно наступить насыщение, максимум, а затем, согласно расчетам, будет падение сигнала до нуля, т. е. кривые, показанные в [4]. Фактически этого нет, если судить по визуальным или фотографическим измерениям расщепления и сделанным одновременно с ними измерениям $\delta i_\parallel$ и $\delta i_\perp$ на магнитографе. Поэтому возникает необходимость иметь калибровку, свободную от этого недостатка, — *эмпирическую*. В КАО она построена на основе сравнения сигналов $\delta i_\parallel$ и $\delta i_\perp$ (записанных одновременно, при одинаковом усилении и на том же тракте) с независимо измеренными расщеплениями в 300 случаях для тех же мест различных групп пятен и мест активных областей [4]. Для данного поля $|\mathbf{H}|$, даваемого измерением расщепления, выбирался сигнал $\delta i_\parallel$ или $\delta i_\perp$, исходя из того простого соображения, что для одного и того же поля H сигнал для $H_\perp$ должен дать в ~ 10 раз меньшее (приведенное) отклонение, чем $H_\parallel$, так как магнитограф в ~10 раз более чувствителен к $H_\parallel$, чем к $H_\perp$: если $\delta i_\parallel < \delta i_\perp$, то поле заведомо поперечное (это всегда совпадает с полем, отмеченным буквой «а» при визуальных измерениях), если $\delta i_\parallel > 10\delta i_\perp$, то поле продольное. (Кроме того, были еще привлечены фотографические данные Медонской обсерватории, которые при больших H, измеренных на λ-метре, дают абсолютное поле.) Интересно, что эмпирическая калибровка неплохо согласуется с той, что получена с лабораторным магнитом. Полученные калибровочные кривые показывают, что поля по теоретической кривой сильно *занижены*: отличие до 300% от теории для $H_\parallel$ и до 150—200% для $H_\perp$.

Можно показать (см. [4]), что это расхождение нельзя объяснить: а) ни появлением ложного сигнала инструментальной поляризации из-за рассеянного света (π-компонента рассеянного света; эффект мал, не более 300 *гс*), ни влиянием изменения интенсивности фиктивной π-компоненты; б) ни расширением линии из-за увеличения входной щели спектрографа. По-видимому, существующие теории переноса в однородном поле несостоятельны и нужна теория, учитывающая неоднородности поля, которые, вообще говоря очень велики как по глубине, так и по горизонтальному направлению.

Нам кажется важным вновь исследовать инструментальные эффекты при сильных полях, где получаются очень сильные расхождения между отдельными обсерваториями, как, например, для одного и того же пятна 15—17.X 1966 г. на БСТ (Котов) и на Анакапри (Дейбнер и Лидлер). В принципе современные ЭВМ позволяют произвести аккуратный учет эффектов LCT и деполяризации при многократных отражениях и вносить соответствующие поправки.

Вывод.. Фотоэлектрический метод дает надежные результаты для слабых полей. Для сильных полей его надежность должна быть подвергнута дальнейшему изучению.

Б. О калибровке слабых полей звезд. У нас она сделана с помощью БСТ путем сканирования линии λ4254 для пятна с известной $H_\parallel$ с одной щелью, т. е. записи сигнала $\delta i_\parallel \sim V_0$ и записи сигнала калибровки с насадкой звездного телескопа ($P + \lambda/4$), дающей 100%-ную круговую поля-

ризацию. Это дает величину калибровочного сигнала (100% круговой поляризации) в гауссах. Если теперь перед записью сигнала $\delta i_{\parallel} \sim V_0$ в спектре звезды записать калибровочный сигнал (с $(P + \lambda/4)$-насадкой), то можно определить напряженность поля по амплитуде волны сигнала $\delta i_{\parallel}$. Для Солнца калибровочный сигнал 100%-ной круговой поляризации $\delta i_C = 8800$ *гс* (при поле пятна 500 *гс*). Далее нужно также учитывать, что сигнал калибровки (число гаусс) для звезд тем меньше, чем больше фактическая крутизна контура $\partial I_\lambda/\partial\lambda$ в спектре звезды по сравнению с Солнцем.

Литература

1. *Северный А. Б., Кувшинов В. М., Никулин Н. С.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 30.
2. *Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* Solar Phys., 1973, 31, 307.
3. *Северный А. Б.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 22.
4. *Северный А. Б.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, 126.

ВЛИЯНИЕ ДРОЖАНИЯ И РАССЕЯННОГО СВЕТА НА МАГНИТОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Г. Бахман, Ю. Штауде

(ЦИСЗФ АН ГДР, Потсдам)

Известно, что измеренные интенсивности на диске Солнца могут быть сильно искажены рассеянным светом. Эту функцию рассеяния можно вычислить с помощью сопоставления наблюдаемого изменения интенсивности на краю диска с истинным. Истинное изменение яркости на краю диска мы взяли из модели атмосферы, например BCA или HSRA. Изменение яркости на краю Солнца измерялось с помощью фотоэлектрического фотометра перед или после сканирования.

Если проводить наблюдения в поляризованном свете, то в нашем случае каждый параметр Стокса будет искажен рассеянным светом. Ситуация усложняется из-за временных изменений атмосферных условий, а вместе с тем и параметров, определяющих функцию рассеяния во время наблюдений.

При расчетах использовались следующие приближения.

1. Во время наблюдений функция рассеяния не изменяется. Это значит, что возможно вычислить поправки только для средних условий.

2. Рассеянный свет имеет только фотосферное происхождение и не поляризован в противоположность вкладу от дрожания.

3. Интенсивность рассеянного света можно определить с помощью итераций.

Если при измерениях рассеянный свет в тени пятна составляет 0,1 и данные не исправляются за рассеянный свет, то мы получаем $H_{\parallel}$ на фактор-два меньше истинного значения.

Подробности опубликованы в сводной статье о методических исследованиях магнитографических наблюдений в обсерватории им. Эйнштейна в Потсдаме (1975, HHI-STP, Report № 4).

ВЛИЯНИЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА МАГНИТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Ф. В. Егер, Ю. Штауде
(ЦИСЗФ АН ГДР, Потсдам)

Инструментальная поляризация (ИП) возникает главным образом вследствие отражений света от поверхностей плоских зеркал солнечного телескопа. Ее влияние на магнитографические наблюдения, а также различные возможности компенсации исследованы на примере магнитографа типа магнитографа СибИЗМИРАНа и башенного солнечного телескопа обсерватории им. Эйнштейна. Показано, что в общем влияние ИП на магнитографические наблюдения сложно, а самое худшее — неправильная центрировка линии на выходные щели магнитографа при автоматической компенсации лучевой скорости. Вследствие этого измерения дают не только ошибочную лучевую скорость, но и неправильные параметры Стокса в участках линии, где расположены выходные щели; в результате неверно регистрируются компоненты магнитного поля. Использование наклонной стеклянной пластинки исключает только ничтожную часть ИП. Точная компенсация с последующими вычислениями требует два дополнительных измерительных канала, поэтому полная инструментальная компенсация очень сложна. Учет влияния ИП комбинацией вычислительных и инструментальных методов может быть сделан более просто, если сначала исправляется центрировка линии. Это возможно при помощи двупреломляющей пластинки (юстировка и математическое описание действия которой сложны) или при помощи второй линии, нечувствительной к магнитному полю. Предлагается приближенный, просто применимый и достаточно точно работающий метод. Коротко описана возможность компенсации одновременных эффектов ИП и рассеянного света.

Детали опубликованы в журнале «Solar Physics» (1972, 27, 481; 1974, 39, 455); обзор публикуется в сводной работе о методических исследованиях магнитографических наблюдений в обсерватории Потсдам (1975, HHI-STP, Report № 4).

ВЛИЯНИЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА МАГНИТОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПРОТУБЕРАНЦАХ

В. С. Башкирцев
(СибИЗМИР АН СССР)

Рассмотрено влияние инструментальной поляризации на измерения магнитных полей в протуберанцах с помощью магнитографа в схеме с двумя фотоумножителями. Показано, что поляризующее действие телескопа при асимметричном расположении спектральной линии относительно щелей фотометра магнитографа может приводить к значительному ложному сигналу. По этой причине фотоэлектрические измерения полей в протуберанцах без учета инструментальной поляризации и без компенсатора лучевых скоростей нельзя признать корректными.

Статья опубликована в сборнике «Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца» (вып. 37, 1975, с. 72).

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА, ВОЗНИКАЮЩАЯ НА ЗЕРКАЛАХ БАШЕННОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА

В. А. Котов

(КАО АН СССР)

Компоненты вектора Стокса $\hat{\mathbf{I}}_0 = \{I_0, Q_0, U_0, V_0\}$ света, падающего на зеркала Башенного солнечного телескопа (БСТ), в результате отражения преобразуются в вектор

$$\hat{\mathbf{I}} = \hat{\mathbf{M}} \times \hat{\mathbf{I}}_0,$$

где 16 элементов матрицы $\hat{\mathbf{M}}$ определяются экспериментально или, при известных оптических константах n, k покрытий, они могут быть вычислены как функции углов падения на зеркала. Поскольку магнитографические измерения магнитного поля являются по существу измерениями зеемановской поляризации внутри спектральной линии, то для получения истинных параметров Стокса необходимо компенсировать инструментальную поляризацию (ИП); если полной компенсации не происходит, влияние ИП приходится учитывать путем довольно громоздких расчетов на ЭВМ, как это делается, например, в Потсдаме [1]. Однако такая процедура не позволяет получать истинные значения компонент поля в реальном масштабе времени; кроме того, ситуация осложняется тем, что сами оптические константы зеркал могут существенно изменяться со временем.

Инструментальная поляризация БСТ исследовалась В. Е. Степановым и А. Б. Северным [2] при разработке метода регистрации поперечных полей, в котором для компенсации линейной ИП была успешно применена стопа плоскопараллельных стеклянных пластинок. Было найдено [2, 3], что отражение от зеркал вносит дополнительную разность фаз $\Delta \lesssim 19°$ между ортогональными колебаниями; линейная поляризация, возникающая на зеркалах БСТ (а также МБСТ — Малого БСТ), находится в пределах 2—5%, а ее азимут χ, отсчитываемый от необыкновенной оси кристалла, слабо меняется в течение дня: от 35° до $\sim$ 55° (см. рис. в [3]).

При симметричном относительно щелей фотометра положении линии и «меридианном» положении целостата и Солнца (случай, не сильно отличающийся от других «рабочих» условий освещения целостата) сигналы магнитографа [3]

$$\delta_{\parallel} \approx 2F_1\left(\frac{\pi}{2}\right) V_0 \cos\Delta,$$

$$\delta_{\perp} \approx 2F_1\left(\frac{\pi}{2}\right) Q_0 \sin^2 2\psi$$

практически не искажаются ($\Delta \lesssim 12°$; $\psi \approx 45°$ — азимут восстановленной линейной поляризации, $F_1(\pi/2)$ — функция Бесселя). Когда разность фаз Δ близка к 19°, значения $\delta_{\parallel}$ и $\delta_{\perp}$ занижаются не более чем на 6% ($\cos\Delta = 0{,}94$).

Для сильных полей доминирующим является эффект расцентрирования линии (смещение линии относительно центра фотометра), приводящий к значительным систематическим погрешностям в измерении компонент поля [4]. Производимое ИП «перемешивание» поперечного и продольного зееман-эффектов мало что прибавляет к этим погрешностям, которые несколько увеличиваются или уменьшаются из-за ИП в зависимости от знака продольного поля.

При слабых полях, в частности во время регистрации полей тонкой структуры в спокойных областях и измерениях общего поля Солнца (как звезды), когда расцентрирования практически нет, эффекты ИП проявляются в том, что они могут вызывать ложное смещение нуль-пункта магнитографа, достигающее $\sim$1 *гс*. Это связано, по-видимому, с реакцией

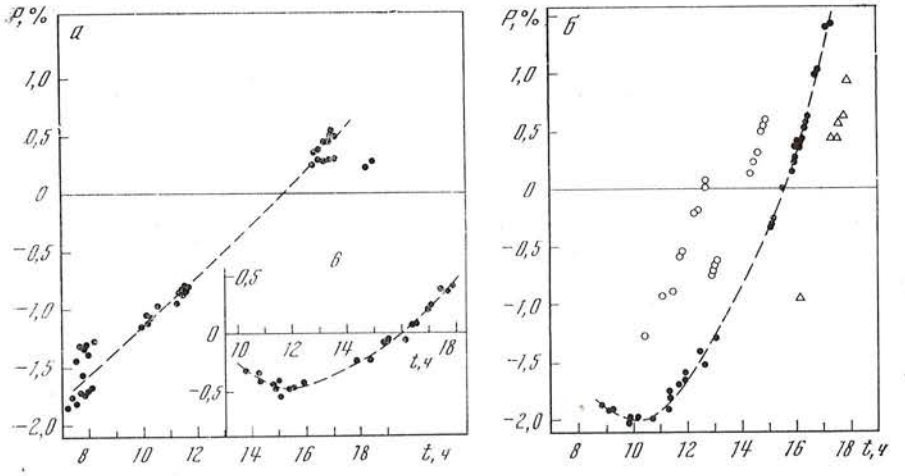


Рис. 1. Инструментальная круговая поляризация, возникающая на зеркалах БСТ и МБСТ

Штриховые линии проведены от руки; по горизонтальной оси отложено московское время; *а*— БСТ, июнь 1974 г., целостат сдвинут на 43 *см* к востоку от меридиана; *б*— МБСТ, июнь 1974 г., до алюминирования зеркал. Точки— для «меридианного» положения целостата; светлые кружки и треугольники — для целостата, сдвинутого к западу и востоку от меридиана соответственно; *в*— МБСТ, сентябрь 1974 г., после алюминирования зеркал

канала продольного поля на линейную ИП, а также с круговой ИП телескопа, которая не полностью исключается в реальной схеме магнитографа Бэбкока с двумя выходными щелями даже при оптимальных условиях.

Было установлено, что частично сдвиг нуля является результатом разбалансировки синхронно-фазового детектора. Остальная часть эффекта обусловлена, по-видимому, ИП, поскольку сдвиг нуля, регистрировавшийся по «немагнитной» линии λ 5124 при наблюдениях Солнца в параллельном пучке на БСТ, монотонно изменялся в течение дня, скажем, от +0,3 *гс* утром до —0,2 *гс* вечером. Было замечено также, что два канала магнитографа имеют, как правило, различную величину сдвига и различный ход сигнала со временем.

В связи с этим в июне 1974 г. на БСТ были выполнены измерения круговой ИП; результат представлен на рис. 1, *а*. Видно, что круговая ИП в течение дня изменяется от —1,5% до +0,5%. Для МБСТ, при сходных условиях освещения зеркал, величина поляризации оказалась примерно в два раза большей, чем для БСТ (рис. 1, *б*); однако в сентябре, сразу после алюминирования зеркал МБСТ, она уменьшилась почти в 4 раза (рис. 1, *в*), что говорит о существенном изменении со временем оптических констант покрытий зеркал и соответственно ИП.

Для устранения влияния ИП на измерения продольного магнитного поля было решено искусственно создать фазовую задержку, чтобы скомпенсировать фазовый сдвиг, вносимый телескопом; достигалось это подбором соответствующего постоянного напряжения на кристалле KDP, такого, чтобы сигнал круговой ИП, регистрируемый с одним ФЭУ, был равен нулю; такое напряжение на БСТ обычно составляло 100—300 *в* в зависимости от времени дня и установки целостата. Однако такой способ не устранял полностью влияния ИП, поскольку с течением времени сдвиг нуля магнитографа появлялся вновь, вероятно, как результат изменяющейся ИП.

Для проверки эффективности метода нами на МБСТ 22.VIII 1974 г. были сделаны два измерения общего поля Солнца: с компенсирующим напряжением и без него. Полученные результаты (таблица) показывают, что компенсирующее напряжение на KDP не дало желаемого результата

в смысле положения нуль-пункта магнитографа; на величине общего поля $H_{\parallel} = \delta_{\parallel}$ (5250) — $\delta_{\parallel}$ (5124) оно также существенно не сказалось: разность 0,26 *гс* между двумя измерениями находится в пределах точности измерений (около 20%).

λ	$W = 225$ *в*, $UT = 7^h28^m$	$W = 0$, $UT = 8^h\ 54^m$
5124	—0,68 *гс*	—0,33 *гс*
5250	+0,91 *гс*	+1,00 *гс*
Общее поле	+1,59 *гс*	+1,33 *гс*

Для изучения влияния линейной ИП сигналы магнитографа измерялись в обычном режиме регистрации $\delta_{\parallel}$, но с поляроидом P_1, установленным перед щелью спектрографа. Ориентация оси пропускания P_1 изменялась от 0 до 360°, причем положения $\alpha = 90$ и 270° соответствовали параллельности осей P_1 и P_2 (P_2 — призма Николя, стоящая за KDP). Измерения проводились по линии λ 5124, величины сигналов выражались в единицах $\delta_{\parallel}$(E — W), где калибровочный сигнал E — W при наших измерениях общего поля соответствует 1600 *гс*. Как следует из рис. 2, сигнал магнитографа для света со 100%-ной линейной поляризацией отнюдь не равен нулю, как это должно быть для идеального магнитографа. Наибольшую величину сигнал имеет при скрещенных поляроидах; асимметрия кривой и несовпадение отсчетов при $\alpha = 0$ и 180° могут быть связаны с дефектами в юстировке KDP и с погрешностями в работе компенсатора скорости (заметим, что кривая яркости, также приведенная на рисунке, практически симметрична относительно $\alpha = 180°$).

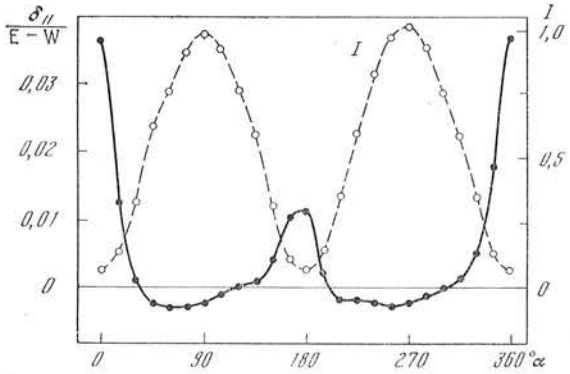


Рис. 2. Зависимость сигнала магнитографа от ориентации оси пропускания поляроида P_1, установленного перед электрооптическим модулятором (ЭОМ)

I — ход яркости спектра при вращении поляроида

Инструментальный сдвиг нуля, связанный с ИП, делает необходимым за истинный нуль магнитографа принимать величину сигнала, записанного, например, по «немагнитной» линии λ 5124 (вместо записи сигнала по «магнитной» линии при выключенном напряжении на KDP); такая процедура определения нуль-пункта введена в практику измерений общего поля Солнца как звезды, которые ведутся в КАО с 1968 г. При этих наблюдениях, несмотря на значительную ИП, удается достаточно надежно регистрировать общее поле ($\lesssim 1$ *гс*) с чувствительностью около 0,15 *гс*, что соответствует исключительно малой, около 0,003%, зеемановской поляризации в крыльях линии.

В заключение заметим, что на новом БСТ (с 1972 г.) влияние ИП должно быть различным для двух каналов магнитографа, поскольку они используют разные лучи (поляризованные взаимно перпендикулярно) на выходе электрооптического модулятора (ЭОМ). Такое различие, в смысле

поведения нулевой линии, а также некоторое систематическое различие в калибровке действительно имеет место при наблюдениях на двойном магнитографе БСТ.

Исследование эффектов, связанных с ИП на БСТ, проведено совместно с Н. С. Никулиным, А. Б. Северным и Т. Т. Цапом.

Литература

1. *Jäger F. W.* Solar Phys., 1972, **27**, 481.
2. *Степанов В. Е., Северный А. Б.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 166.
3. *Котов В. А.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **48**, 78.
4. *Котов В. А.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **44**, 77.

УЧЕТ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В. М. Кувшинов

(КАО АН СССР)

В последние пять-шесть лет интенсивное развитие получили фотоэлектрические методы регистрации круговой поляризации в узких и широких спектральных полосах у звездных объектов, таких, как пекулярные Ар- и Am-звезды, нормальные звезды, белые карлики, рентгеновские источники, квазары и др. [1—5].

Важной задачей всех поляризационных измерений, особенно малых величин, является правильный учет инструментальных эффектов, которые приводят к систематическим ошибкам и которые можно разделить на три группы: 1) эффекты, связанные с немонохроматичностью исследуемого излучения; 2) эффекты, связанные с несовершенством юстировки модулятора, и 3) эффекты, связанные с инструментальной поляризацией излучения, возникающей в системе телескопа и на оптических элементах поляриметра, расположенных до модулятора. Суммарное воздействие этих эффектов носит название LCC-эффекта (linear — to circular conversion).

Влияние инструментальной поляризации, вызванной только косым отражением от плоского диагонального зеркала, на измерения магнитных полей звезд по зееман-эффекту в спектральных линиях было рассмотрено в [2, 6]. Поэтому сейчас остановимся на эффектах, присущих как узкополосной, так и широкополосной спектрополяриметрии.

1. Эффекты, связанные с немонохроматичностью исследуемого излучения, возникают при измерениях в широких спектральных полосах B λλ3850—4950 Å и V λλ5100—5650 Å с поляриметром, установленным в кассегреновском фокусе [3]. Поэтому и калибровочные насадки $(P + \lambda/4)_B$ и $(P + \lambda/4)_V$ из-за хроматичности λ/4-пластинок не дают 100%-ного циркулярно поляризованного света и ЭОМ не работает как $\pm\lambda/4$-пластинка в этих спектральных полосах.

В случае монохроматичности исследуемого излучения интенсивность падающего на ФЭУ света в режиме записи сигналов калибровки δi_c и V-параметра δi_p имеет вид [3]

$$I_c = \frac{1}{4}(1 - \sin\delta)(I_0 + Q_0 \cos 2\gamma) \tag{1}$$

и

$$I_p = \frac{1}{2}(I_0 + Q_0 \sin 2\alpha \cdot \cos\delta + V_0 \sin\delta), \tag{2}$$

где I_0, Q_0 и V_0 — параметры Стокса исследуемого излучения; α — угол между осями системы координат, в которой задано излучение, и осями

ЭОМ; γ — угол между осью пропускания поляроида калибровочной насадки и необыкновенной осью ЭОМ; δ — фазовый сдвиг, создаваемый ЭОМ.

С учетом хроматичности $\lambda/4$-пластинки калибровочной насадки выражение для интенсивности света, падающего на ФЭУ в режиме калибровки, будет иметь вид (для простоты положим $Q_0 = 0$)

$$I_c = \frac{1}{4}(1 + \cos 2\beta \cos\Delta \cos\delta - \sin\Delta \sin\delta) I_0, \tag{3}$$

где β — угол между соответствующими осями $\lambda/4$-пластинки и ЭОМ, а Δ — сдвиг фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, создаваемый фазовой пластинкой.

Пусть

$$\Delta_\lambda = \pi/2 + \varepsilon_\lambda^0, \tag{4}$$

$$\delta_\lambda = (\pi/2 + \varepsilon_\lambda) \sin \omega t, \tag{5}$$

а угол β возьмем равным 45°. Тогда на основе соотношений (2) — (5), разлагая $\sin\delta$ и $\cos\delta$ в ряд Фурье по функциям Бесселя, получим следующее выражение для поляризации на определенной длине волны:

$$p(\lambda) = -\frac{1}{\cos\varepsilon_\lambda^0} \frac{V_0(\lambda)}{I_0(\lambda)}. \tag{6}$$

Из (6) следует, что хроматичность ЭОМ в данном случае на измеряемую поляризацию не влияет. Допустим, что $V_0(\lambda)$ и $I_0(\lambda)$ не зависят от λ, тогда

$$p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} p(\lambda)\, d\lambda = -\frac{V_0}{I_0} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{d\lambda}{\cos\varepsilon_\lambda^0}, \tag{7}$$

т. е. измеренная поляризация в широкой спектральной области $(\lambda_2 - \lambda_1)$ будет искажена в k раз, где $k = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda/\cos\varepsilon_\lambda^0$. Исследование калибровочных насадок поляриметра КАО [3] дало следующие значения для k: $k_B = 1{,}007$ и $k_V = 1{,}003$. Таким образом, влияние хроматичности $\lambda/4$-пластинок является также несущественным, и в дальнейшем оно учитываться не будет.

Как видно из выражения (2), при $Q_0 \neq 0$ хроматичность ЭОМ приводит к просачиванию линейной поляризации на основной частоте [1], т. е.

$$p = -\frac{V_0}{I_0}(\lambda_2 - \lambda_1) + K \sin 2\alpha \frac{Q_0}{I_0}, \tag{8}$$

где

$$K = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{J_1(\pi/2)\, J_1(\varepsilon_\lambda)}{J_1(\pi/2)\,(J_0(\varepsilon_\lambda) + 2J_2(\varepsilon_\lambda)) + J_1(\varepsilon_\lambda)\,(J_0(\pi/2) + 2J_2(\pi/2))}\, d\lambda. \tag{9}$$

Величина дополнительного фазового сдвига ε_λ, возникающего из-за хроматичности ЭОМ, определялась из условия, что

$$\delta_\lambda = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U_0 \tag{10}$$

(n_0 — коэффициент преломления обыкновенной волны, r_{63} — электрооптический коэффициент, U_0 — напряженность электрического поля) равно $\pi/2$ для $\lambda_{\text{eff}} = 4300$ Å и $\lambda_{\text{eff}} = 5300$ Å — центров полос B и V. При вычисле-

[1] Влиянием члена с Q_0 на сигнал калибровки δi_c можно практически всегда пренебречь, потому что, как правило, $Q_0 \ll I_0$.

нии δ_λ учитывалась зависимость n_0 [7] и r_{63} [8] от λ. Расчеты дали, что

$$K_B = -0{,}0098, \quad K_V = -0{,}0145. \tag{11}$$

Из (8) следует, что величина просачивающейся линейной поляризации p_f зависит также от позиционного угла [1] $\theta = 135° - \alpha$ падающего на ЭОМ линейно поляризованного излучения Q_0/I_0. Поэтому $K^0 = K \sin 2\alpha = -K \cos 2\theta$ будет иметь следующие значения в B и V:

$$K_B^0 = +0{,}0098 \cos 2\theta, \tag{12}$$

$$K_V^0 = +0{,}0145 \cos 2\theta,$$

и, зная значение Q_0/I_0 и θ для исследуемого объекта, легко получить величину

$$p_f = K^0 \frac{Q_0}{I_0}. \tag{13}$$

2. Рассмотрим теперь влияние ошибок в юстировке ЭОМ, заключающихся в неточной взаимной ориентации осей кристалла и поляризатора-анализатора по азимуту (под углом $\varphi = 45°$) и непараллельности Z-оси ЭОМ оптической оси пучка, на измеряемую величину круговой поляризации p.

Пусть угол между необыкновенной осью ЭОМ и осью пропускания поляризатора-анализатора $\varphi = 45° + \Delta\varphi$. Тогда в режиме записи сигналов круговой поляризации и калибровки интенсивность падающего на ФЭУ света будет равна

$$I_p = {}^1/_2\,[I_0 + (\cos 2\Delta\varphi \sin 2\alpha \cos\delta - \sin 2\Delta\varphi \cos 2\alpha) Q_0 + \\ + \cos 2\Delta\varphi \sin\delta \cdot V_0] \tag{14}$$

и

$$I_c = {}^1/_4\,(1 - \cos 2\Delta\varphi \sin\delta)(I_0 + \cos 2\gamma \cdot Q_0). \tag{15}$$

Кроме того, пусть угол между Z-осью ЭОМ и осью пучка $\psi \neq 0$. Тогда вследствие естественной анизотропии кристалла между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает немодулируемая дополнительная разность фаз

$$\Delta\delta_\lambda \approx \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{\sin^2\psi}{2} \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_e^2} n_0, \tag{16}$$

где l — длина пути света в кристалле, n_0 и n_e — коэффициенты преломления обыкновенного и необыкновенного луча, т. е.

$$\delta_\lambda = \left(\frac{\pi}{2} + \varepsilon_\lambda\right) \sin\omega t + \Delta\delta_\lambda. \tag{17}$$

На основе соотношений (14), (15), полагая $Q_0 \ll I_0$ в случае I_c, получим следующие выражения для сигналов:

$$\delta i_p = 1/2\ \cos 2\Delta\varphi\,[-\sin 2\alpha\,(C_1 \cos\Delta\delta_\lambda + C_2 \sin\Delta\delta_\lambda)\, Q_0 + \\ + (C_2 \cos\Delta\delta_\lambda - C_1 \sin\Delta\delta_\lambda)\, V_0] \tag{18}$$

и

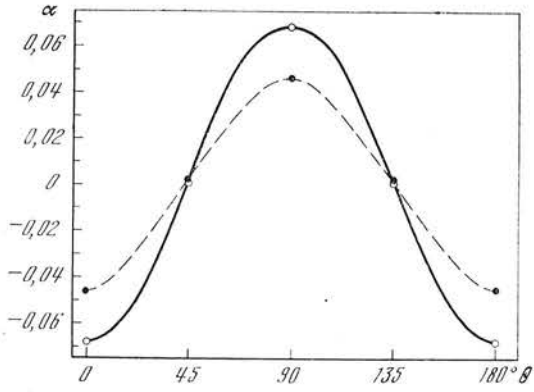
$$\delta i_c = \frac{1}{4} \cos 2\Delta\varphi\,[-(C_2 \cos\Delta\delta_\lambda - C_1 \sin\Delta\delta_\lambda)]\, I_0, \tag{19}$$

т. е.

$$p = -\frac{V_0}{I_0}(\lambda_2 - \lambda_1) + \sin 2\alpha \cdot \frac{Q_0}{I_0} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1 \cos\Delta\delta_\lambda + C_2 \sin\Delta\delta_\lambda}{C_2 \cos\Delta\delta_\lambda - C_1 \sin\Delta\delta_\lambda}\, d\lambda, \tag{20}$$

---

[1] В звездной поляриметрии угол θ отсчитывается против часовой стрелки, если наблюдатель смотрит на звезду, от направления на север в экваториальной системе координат.



Зависимость величины LCC-эффекта α от позиционного угла θ при падении на ЭОМ 100%-ного линейно поляризованного света в фильтрах B (сплошная кривая) и V (штриховая)

где

$$C_1 = J_1(\pi/2) J_1(\varepsilon_\lambda) \tag{21}$$

и

$$C_2 = J_1(\pi/2)(J_0(\varepsilon_\lambda) + 2J_2(\varepsilon_\lambda)) + J_1(\varepsilon_\lambda)(J_0(\pi/2) + 2J_2(\pi/2))$$

Как видно из выражения (20), неточная взаимная ориентация осей кристалла и поляризатора-анализатора на измеряемой поляризации непосредственно не сказывается, а непараллельность Z-оси ЭОМ и оси светового пучка вызывает, совместно с хроматичностью кристалла, просачивание линейной поляризации на основной частоте. Эта сторона LCC-эффекта является существенным источником систематических ошибок при измерении круговой поляризации в широких спектральных полосах, поэтому ее исследованию было уделено особое внимание. С этой целью перед входной диафрагмой поляриметра помещался вращающийся поляроид, и при разных позиционных углах регистрировался в фильтрах B и V ложный сигнал круговой поляризации p_{LCC}. Наблюдавшиеся при этом звезды имели нулевую линейную поляризацию. Согласно (20), в этом случае

$$p_{\mathrm{LCC}} = \sin 2\alpha \cdot \frac{Q_0}{I_0} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{C_1 \cos \Delta\delta_\lambda + C_2 \sin \Delta\delta_\lambda}{C_2 \cos \Delta\delta_\lambda - C_1 \sin \Delta\delta_\lambda} d\lambda, \tag{22}$$

где $Q_0/I_0 \approx 1$. На рисунке представлены результаты этих исследований для одного из используемых в работе кристаллов KDP: по оси абсцисс отложен позиционный угол θ, по оси ординат — величина LCC-эффекта $\alpha = p_{\mathrm{LCC}}$ при $Q_0/I_0 \approx 1$. Как видно из рисунка, максимальная величина $|\alpha|$ составляет 0,068 в фильтре B (сплошная линия) и 0,046 в фильтре V (штриховая). Таким образом, зная для исследуемого объекта величину линейной поляризации $p_\perp$ и ее позиционный угол θ, из рисунка можно определить соответствующий коэффициент α_θ и исправить измеренную круговую поляризацию на величину $\alpha_\theta p_\perp$.

3. Эффекты, связанные с инструментальной поляризацией, могут быть обусловлены: а) расположением поляриметра не на главной оптической оси телескопа, б) неоднородностью оптических свойств покрытий зеркал, в) поляризацией света на входной диафрагме поляриметра, г) работой коллимационной линзы, стоящей перед ЭОМ, как фазовой пластинки, и д) наличием косого отражения от плоского зеркала (в случае звездного магнитографа). Искажения, вносимые первыми четырьмя эффектами, существенно меньше тех, к которым приводит пятый, поэтому их учет имеет смысл лишь для измерений с поляриметром, установленным в кассегреновском фокусе. По-видимому, лучшим решением проблемы учета LCC-эффекта в целом была бы такая методика наблюдений, которая применяется в обычной электрофотометрии. При этом звезда сравнения или искусственный источник света должны иметь сходное распределение энергии и ли-

нейной поляризации, такой же, как и у исследуемого объекта, величины, и нулевую круговую поляризацию, что практически трудно осуществимо. Однако исследование ряда стандартных звезд с большой и нулевой линейной поляризацией показало, что главной причиной LCC-эффекта при измерениях с поляриметром является хроматичность ЭОМ и непараллельность Z-оси кристалла оси светового пучка, методика учета которых рассмотрена в пункте 2. Дополнительная же одновременная регистрация звезды сравнения, отвечающей фотометрическим требованиям, с нулевой линейной и круговой поляризацией позволяет еще более точно учесть LCC-эффект.

Литература

1. *Severny A. B.* Astrophys. J., 1970, **159**, L 73.
2. *Северный А. Б., Кувшинов В. М., Никулин Н. С.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **50**, 3.
3. *Severny A. B., Kuvshinov V. M.* Astrophys. J., 1975, **200**, L 13.
4. *Angel J. P. R., Landstreet J. D.* Astrophys. J., 1970, **160**, L 147.
5. *Kemp J. C., Wolstencroft R. D., Swedlund J. B.* Astrophys. J., 1972, **177**, 177.
6. *Кувшинов В. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **50**, 52.
7. *Zernike F.* J. Opt. Soc. America, 1964, **54**, 1215.
8. *Влох О. Г., Луциз-Шумский Л. Ф.* Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, **31**, 1143.

ПРОБЛЕМЫ ОСВЕЩЕНИЯ РЕШЕТКИ ПРИ СКАНИРОВАНИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ СОЛНЦА

К. Пфлюг

(ЦИСЗФ АН ГДР, Потсдам)

В Потсдаме, в солнечной обсерватории «Башня Эйнштейна», действует двухзеркальная сканирующая система, предложенная Ливингстоном (1968). В ней используются два зеркала, которые установлены так, что всегда остаются параллельны друг другу. Путем соответствующего поворота всей системы можно получать произвольное параллельное смещение пучка лучей и тем самым осуществлять желаемое сканирование. Детальное описание работы системы дано Ливингстоном. Имеющаяся в Потсдаме система представлена на рис. 1. Пучок лучей падает сначала на большое зеркало (*M1* на рис. 2; 50 *мм* × 80 *мм*), попадает затем на меньшее зеркало (*M2*; ∅20 *мм*) и, наконец, через входную щель S — на коллиматор C спектрографа. Система вращается вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, пересекающихся в средней точке поверхности зеркала *M2*, чем и осуществляется сканирование. Подобная система используется, например, в панорамном магнитографе СибИЗМИРАНа в Иркутске.

В такой системе сканирования на практике возникают некоторые проблемы, связанные с освещением решетки спектрографа, которые можно понять с помощью рис. 2. Дело заключается в том, что при наблюдении некоторой точки солнечной поверхности (которая изображается на расстоянии x от главной оси инструмента) средний луч пучка образует с главной осью угол $\varphi = x/F$, где F — фокусное расстояние главного объектива или главного зеркала O телескопа. При этом сканирующая система поворачивается от среднего положения на угол $\alpha = x/2d$, где d — расстояние между сканирующими зеркалами (300 *мм* в Потсдаме). В результате параллельно смещенный пучок входит в спектрограф под углом φ к главной оси, и при этом в коллиматоре центр светового пятна на решетке смещается на величину

$$y = x\frac{f}{F} \qquad \text{(«ошибка освещения»)},$$

где f — фокусное расстояние коллиматора. При этом предполагается, что диафрагма находится в плоскости главного объектива или главного

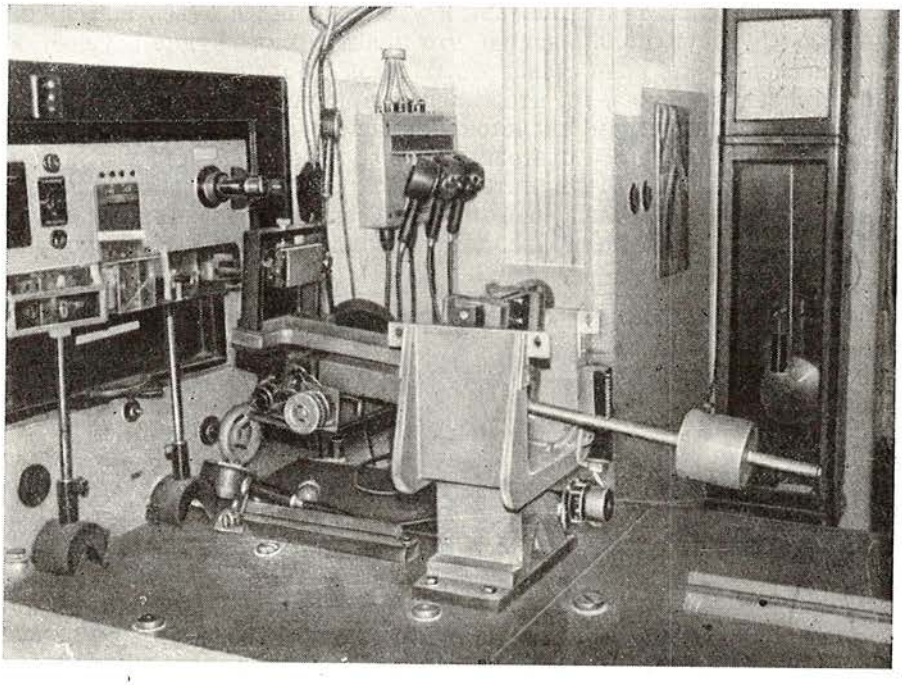


Рис. 1. Общий вид сканирующей системы солнечной обсерватории в Потсдаме

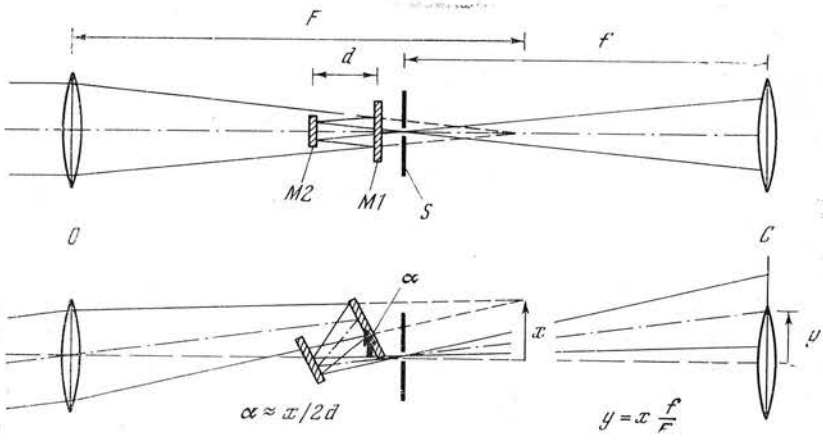


Рис. 2. Освещение решетки при использовании двухзеркальной сканирующей системы

зеркала телескопа. Далее указывается на некоторые возможности устранения «ошибки освещения» решетки.

Простейшее решение заключается в том, что диафрагму D устанавливают на расстоянии F перед главным объективом или главным зеркалом телескопа (рис. 3). В этом случае не возникает ошибок, связанных с освещением решетки, но при изображении используются разные участки главного объектива или главного зеркала. Это решение, при использовании главного зеркала (не объектива), вообще говоря, очень легко устраняет ошибки «освещения». А при использовании главного объектива это решение в большинстве случаев осуществить нельзя, так как целостат обычно расположен близко от объектива и диафрагма не может быть установлена на расстоянии F от него.

Другая возможность заключается в применении дополнительной линзы L перед сканирующей системой (рис. 4). Фокусное расстояние F_L этой

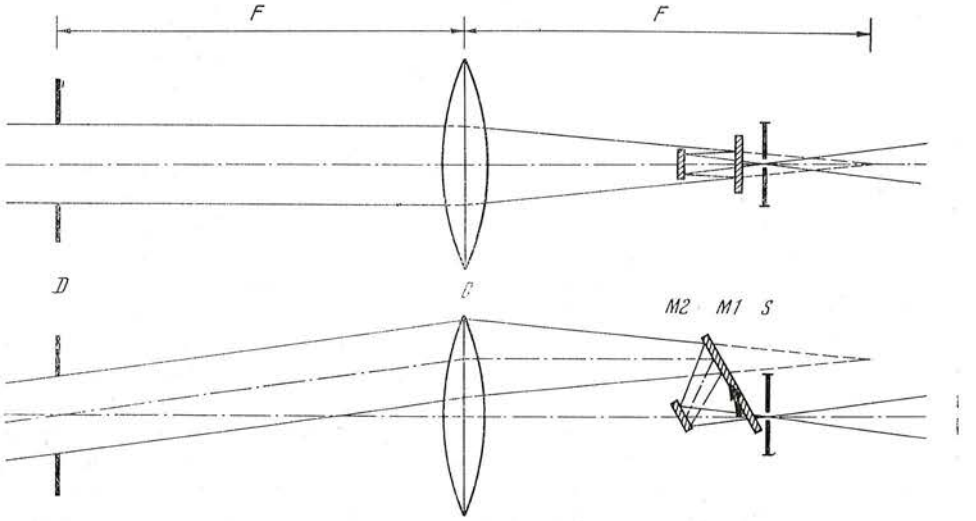


Рис. 3. Устранение неполного освещения решетки расположением диафрагмы перед объективом

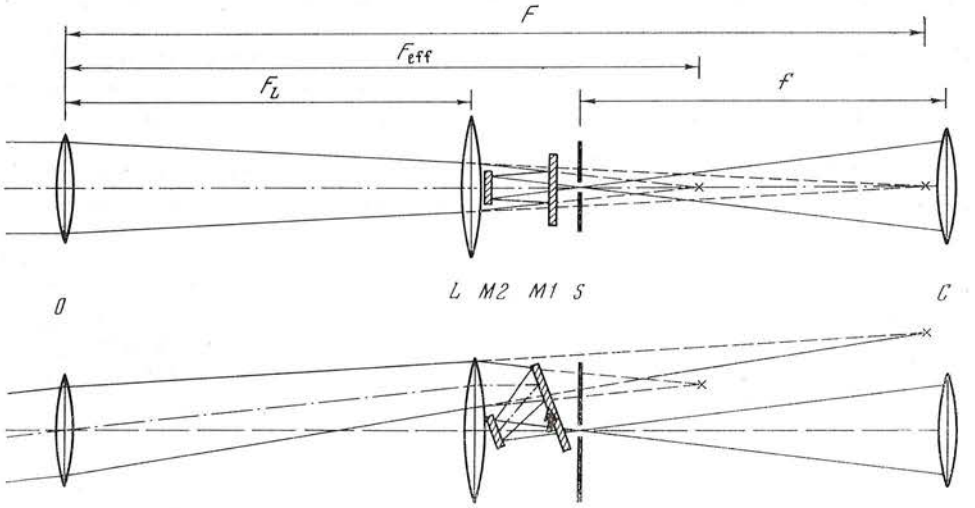


Рис. 4. Устранение неполного освещения решетки применением дополнительного объектива перед сканирующей системой

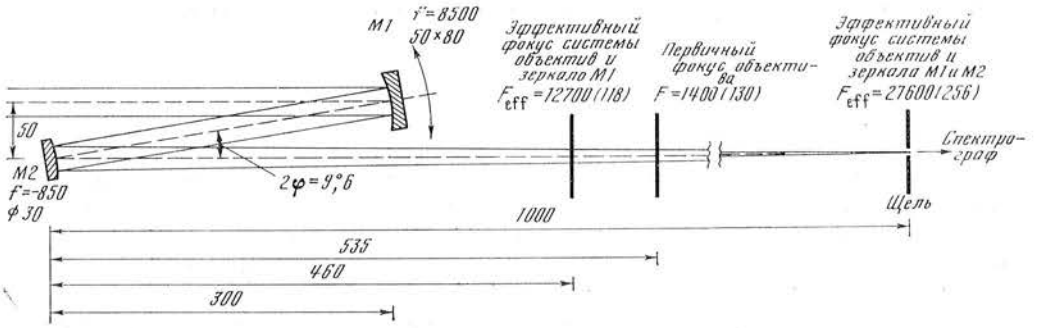


Рис. 5. Новый вариант двухзеркальной сканирующей системы

линзы должно равняться ее расстоянию от главного объектива. В этом случае все средние лучи при прохождении через сканирующую систему остаются параллельными главной оси телескопа и не порождают «ошибок освещения». Недостатком здесь является необходимость применения дополнительной линзы и уменьшение эффективного фокусного расстояния F_{eff} инструмента.

Несколько измененный вариант этого решения состоит в том, что для получения этого же эффекта применяется не дополнительная линза, а одно плоское зеркало заменяется сферическим. Простые геометрические соображения показывают, что это сферическое зеркало должно иметь фокусное расстояние, равное половине расстояния от главного объектива. Причина в том, что это зеркало подвижно, и при различных расстояниях x светового пучка от главной оси инструмента используются различные части зеркала *M1*. При этом также получается укорочение эффективного фокусного расстояния инструмента.

Чтобы избавиться от недостатка — укорочения эффективного фокусного расстояния инструмента, можно в качестве второго зеркала *M2* системы сканирования использовать выпуклое сферическое зеркало. На рис. 5 представлена осуществленная в Потсдаме система. Главный объектив имеет фокусное расстояние 14 000 *мм*, которое укорачивается благодаря первому сферическому зеркалу *M1* (фокусное расстояние + 8500 *мм*) до 12 700 *мм*. Сферическое выпуклое зеркало *M2* (фокусное расстояние —850 *мм*) обеспечивает значительное увеличение эффективного фокусного расстояния — до 27 000 *мм*. На рис. 5, наряду с расположением фокальных поверхностей элементов системы, приведены в скобках размеры возможного изображения Солнца. При определении фокусных расстояний учтено, что блендирующая диафрагма установлена приблизительно на расстоянии 3000 *мм* перед объективом.

При использовании сферического зеркала, особенно при его внеосевой установке, возникает вопрос об искажении изображения. Предложенная система просчитана при самых невыгодных условиях (внеосевой угол 13°). При этом получается, что максимальный диаметр кружка рассеяния в фокусе равен 0,11 *мм*, что соответствует 1″,5. При наших магнитографических наблюдениях берется входная щель спектрографа в два-три раза шире, чем наиболее неблагоприятный диаметр кружка рассеивания, так что представленный на рис. 5 вариант оптической системы вполне удовлетворяет поставленным требованиям.

Литература

Livingston W. C. Appl. Optics, 1968, 7, 425; Kitt Peak Nat. Contrib., N 271.

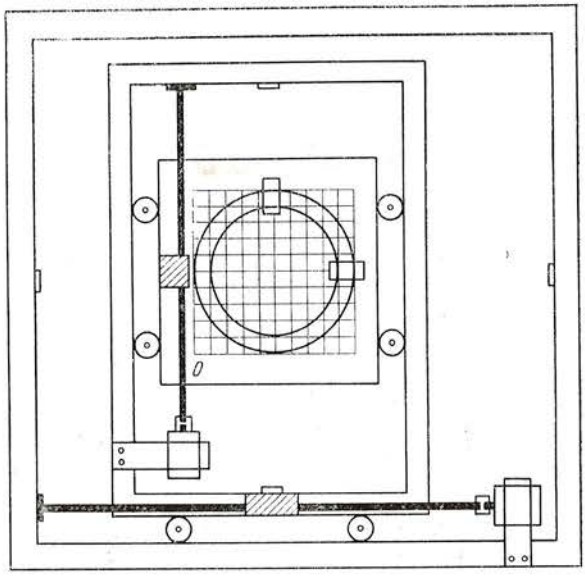
УСТАНОВКА ФОТОСЛЕЖЕНИЯ И АВТОМАТИЧЕСКОГО СКАНИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ СОЛНЦА

С. Г. Бортник

(СибИЗМИР АН СССР)

Практика показывает, что для удержания изображения Солнца с высокой точностью недостаточно тщательной юстировки монтировки и прецизионного часового ведения телескопа, ибо атмосферные возмущения, колебания башни под действием ветра и прогрев башни и оптики приводят к случайным смещениям изображения Солнца [1, 2]. Для коррекции этих смещений многие исследователи используют фотогидирование [2, 3]. Технические приемы его осуществления различны. Особенностью описываемой фотогидирующей установки является возможность

Рис. 1. Общий вид координатометра



автоматического сканирования изображения Солнца с одновременным определением декартовых координат X, Y исследуемого участка Солнца и согласованная работа с цифровой информационно-измерительной системой на базе ЭВМ [4].

В состав фотогидирующей установки входят:

1) координатометр;

2) электронный блок управления;

3) исполнительные механизмы, управляющие по осям α и δ дополнительным зеркалом целостатной установки.

Координатометр (рис. 1) состоит из площадки с экраном, на который нанесена прямоугольная система координат и установлены фотоприемники следящей системы. На экран проектируется изображение Солнца дополнительной системой телескопа. Ряд причин вызывают различие в яркости краев изображения Солнца, что приводит к снижению точности гидирования при установке фотоприемников на противоположных краях изображения Солнца. В описываемом приборе фотоприемники расположены на краю изображения Солнца с центральным углом 90°. Они нечувствительны к изменению яркости в широких пределах. С помощью шаговых двигателей площадка с экраном перемещается в двух взаимно перпендикулярных направлениях относительно основания координатометра. Начало координат задается концевыми переключателями. Цена деления на координатной сетке соответствует шагу шагового двигателя и равна 1/16 *мм* (0″,7 дуги на изображении Солнца). Установка координат и числа шагов сканирования задается с пульта электронного блока управления.

Исполнительные устройства фотогида представляют собой точные механизмы и позволяют обеспечить скорость отработки ошибки рассогласования 70″/*сек* с погрешностью 0″,1. Указанную точность не следует путать с точностью удержания края изображения Солнца, которая зависит от многих факторов, определяющих качество изображения и реально, при очень хороших условиях наблюдения, может быть равна 1″.

Регистрация эффективности фотослежения показала, что колебания отклонения изображения Солнца от заданного положения достигают ±1″ при скорости отработки 70″/*сек*. Время выборки люфтов равно 0,1 *сек*. Запись колебаний края изображения Солнца с выключенным и включенным фотогидом приведена на рис. 2. На рисунке видно, что колебания с периодом 12 *сек* и амплитудой 10″, которые были специально смоделированы, устраняются при включении фотогида.

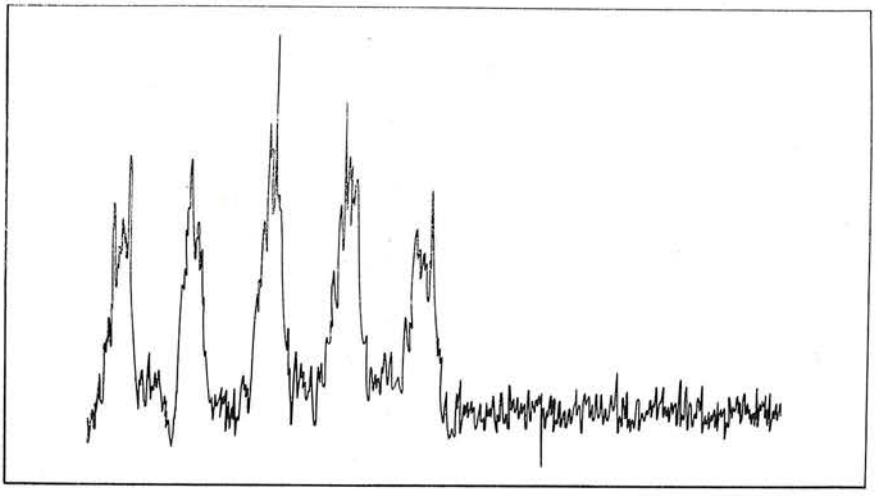


Рис. 2. Запись смоделированных колебаний края изображения Солнца без фотослежения и с включенной следящей системой

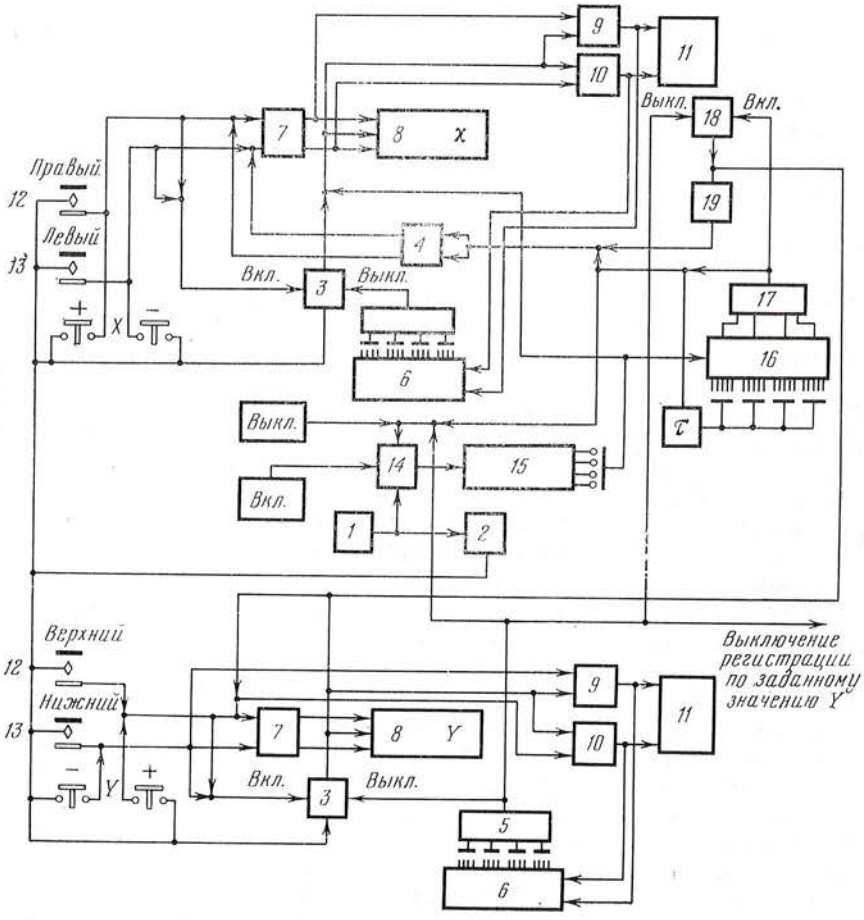


Рис. 3. Функциональная схема электронного блока управления

Функциональная схема электронного блока управления ЭБУ приведена на рис. 3.

Блок управления состоит из реверсивных двоичных и десятичных счетчиков, предназначенных для хранения величины смещения по осям X и Y позиционно-чувствительных приемников относительно некоторого положения, принятого за нулевое; схем, обеспечивающих автоматическое сканирование изображения по осям X и Y; схем изменения длины разрезов, скоростей сканирования и интервала между разрезами.

ЭБУ работает следующим образом. От генератора тактовой частоты *1* через делитель *2* поступают импульсы на динамический триггер *3*. Включение динамического триггера осуществляется с пульта управления или от концевых переключателей на координатометре, а выключение — схемой совпадения *5*. Одновременно с включением динамического триггера осуществляется установка триггера знака *7*, который задает выбранное направление движения. Десятичный реверсивный счетчик *6* состоит из четырех декад, каждая из которых имеет 10 выходов, соответствующих цифрам 0—9. Любой из выходов через переключатель, задающий число импульсов, может быть подключен к входу схемы совпадений *5*. Выходные импульсы динамического триггера поступают на вход реверсивного двоичного счетчика *8* и через схемы совпадений *9* и *10* на один из входов (определяемый состоянием триггера знака) схемы управления работой шагового двигателя *11* и на входы реверсивного десятичного счетчика *6*. Описанный узел обеспечивает вывод изображения Солнца в положение, заданное переключателями реверсивного десятичного счетчика. Перемещение подвижной площадки координатометра ограничено концевыми переключателями *12* и *13*, при замыкании которых направление движения подвижной площадки изменяется на обратное. Концевой переключатель *12*, кроме того, сбрасывает в нули показания счетчиков и производит общую начальную установку (на схеме не показано).

В режиме автоматического сканирования изображения Солнца в десятичный счетчик *16* записывается число, соответствующее выбранной длине разреза. Входы схемы совпадений *17* соединены с нулевыми выходами декад счетчика, поэтому срабатывание схемы происходит, когда разность между числом, занесенным в счетчик, и числом импульсов, поступившим на его вход, станет равной нулю. После включения динамического триггера *14* импульсы с выхода делителя *15* поступают на вход делителя *16* и одновременно на входы реверсивного двоичного *8* и десятичного *6* счетчиков числа импульсов по координате X. Когда разность между занесенным в счетчик *16* числом и поступившим на вход числом импульсов станет равной нулю, срабатывает схема совпадений *17*, выходной импульс которой: а) выключает динамический триггер *14*, в результате чего подача импульсов на входы всех счетчиков прекращается; б) переключает триггер *4*, который изменяет состояние триггера знака счетчиков X, в результате чего изменяется направление движения на обратное; в) через задержку осуществляется запись числа, ранее заданного переключателями, в счетчик *16*; г) включается динамический триггер *18*, выходные импульсы динамического триггера *18* управляют движением изображения по Y координате и считаются счетчиками Y *8* и *6*. Импульс на выходе счетчика *19* выключает динамический триггер *14*, в результате чего начинается сканирование в обратном направлении по координате X. Такой режим повторяется до тех пор, пока в счетчике Y накопится число импульсов, равное ранее заданному, и сработает схема совпадения *5*, подключенная к счетчику Y, которая включает динамические триггеры *14*, *18* и выключает регистрацию информации.

Установка фотослежения может использоваться как автономно, так и совместно с цифровой информационно-измерительной системой (ЦИИС). При совместном использовании с ЦИИС происходит автоматический прием и регистрация координат измеряемого элемента солнечного изображения

одновременно с регистрацией информации солнечного магнитографа [5, 6]. Включение и выключение сканирования синхронизировано с включением и выключением регистрации данных. Конструктивно и логически фотогидирующая установка с ЦИИС образуют один прибор.

Следует пояснить, что наличие в каналах X и Y двоичных и десятичных счетчиков определено использованием двоичного кода для регистрации, а десятичного — для индикации их текущих координат и удобного задания с пульта управления параметров сканирования с помощью декадных переключателей. Использование одновременно двух типов счетчиков позволило сделать аппаратуру более простой, чем она получилась бы при использовании преобразователей кодов.

Применение фотоследящей установки с автоматическим сканированием позволяет улучшить пространственное разрешение, частично автоматизировать процесс наблюдений и тем самым снизить непроизводительные затраты времени и улучшить условия труда наблюдателя, а при работе с регистрацией координат в системе обработки сигналов солнечного магнитографа на ЭВМ [7] обеспечивается повышенная точность привязки и оперативность обработки.

Литература

1. *Брей Р., Лоухед Р.* Солнечные пятна. М., «Мир», 1967.
2. *Зирин Г.* Солнечная атмосфера. М., «Мир», 1962.
3. *Howard R., Tannenbaum A. S., Wilcox J. M.* Solar Phys., 1968, 4, N 3.
4. *Бортник С. Г., Границкий Л. В., Осак Б. Ф.* В сб.: Новая техника в астрономии, вып. 4. Л., «Наука», 1972, с. 41.
5. *Кузнецов Д. А., Куклин Г. В., Степанов В. Е.* В сб.: Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 1. М., «Наука», 1966, с. 80.
6. *Кузнецов Д. А.* В сб.: Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 1. М., «Наука», 1966, с. 88.
7. *Куклин Г. В., Морозов А. М.* В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 28. М., «Наука», 1973, с. 137.

ГИДИРУЮЩИЙ И СКАНИРУЮЩИЙ АВТОМАТЫ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА

М. Клваня

(Обсерватория АИ АН ЧССР, Ондржеев, ЧССР)

Управление горизонтальным солнечным телескопом Ондржеевской обсерватории АН ЧССР при измерениях магнитного поля Солнца ведется с помощью гидирующего и сканирующего автоматов.

Гидирующий автомат, использующий 23-миллиметровое изображение Солнца, работает с точностью 1—2″ при условии хорошего качества изображения и безоблачной погоды. Подробное описание датчика и всей системы приведено в [1].

Сканирующий автомат [2] позволяет сканировать изображение Солнца под любым углом к оси вращения Солнца и с любой скоростью в диапазоне 0″,5—250″ *сек*$^{-1}$. Длина разрезов и расстояние между ними задается дискретно с шагом 0″,25. Размер сканируемой области на диске Солнца не ограничен. В системах используется аналого-импульсное преобразование с применением шаговых двигателей. За время трехлетней эксплуатации системы они себя вполне оправдали.

Литература

1. *Klvana.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1975, 26, N 3, 186.
2. *Klvana.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1975, 26, N 6, 364.

ВОЗМОЖНОСТЬ КОМПЕНСАЦИИ ЯРКОСТИ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

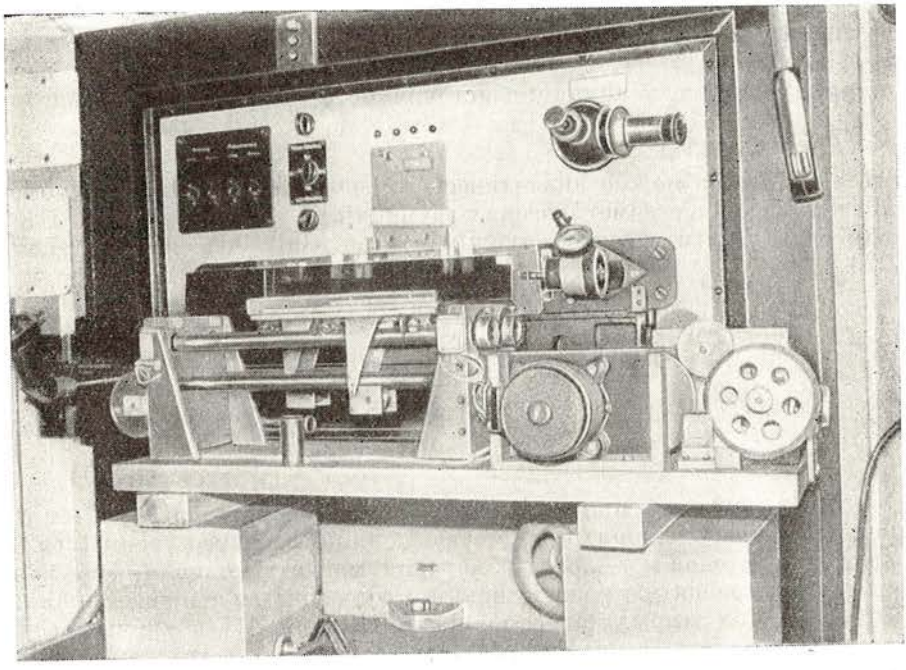
Г. Бахманн

(ЦИСЗФ, АН ГДР, Потсдам)

В большинстве магнитографов магнитные поля измеряются с помощью двух ФЭУ, которые получают свет из крыльев линии, расширенной эффектом Зеемана. В иркутских магнитографах поляризованная доля света модулируется электрооптическим модулятором, вследствие чего анодные токи ФЭУ имеют переменную и постоянную составляющие. Компенсация лучевых скоростей происходит по постоянному току, причем линия смещается таким образом, чтобы разность постоянных токов от ФЭУ1 и ФЭУ2 была равна нулю. Электрическим балансом можно достичь безошибочной компенсации лучевой скорости в данном диапазоне яркости. Когда это должно быть выполнено и при других яркостях, надо чтобы оба ФЭУ имели одинаковые характеристики. Однако это достигается только приблизительно выбором пары ФЭУ из нескольких ФЭУ одного типа с помощью специальных измерений.

После этого остающаяся разность фототоков между двумя ФЭУ может привести к некоторым ошибкам в лучевой скорости, а вместе с тем неизбежно и к ошибкам в компонентах магнитного поля, если имеют место большие изменения яркости при переходе от фотосферы к пятнам. Можно избежать этого, если доля постоянного тока через оба ФЭУ (без доплер-смещения) в данном диапазоне изменения яркости остается либо постоянной, либо, по меньшей мере, одинаковой для двух ФЭУ.

В обсерватории Сакраменто Пик (Данн, 1971) напряжения на катодах обоих ФЭУ в доплер-зееман-анализаторе регулируются так, чтобы их постоянные составляющие токов оставались неизменными. Хорошую работу доплер-компенсатора можно обеспечивать в этом случае в области без полей при разных уровнях яркости. При этом не появляются изменения в сигналах лучевой скорости и магнитного поля.



Общий вид сервосистемы компенсации изменения яркости

У нас была сконструирована сервосистема компенсации яркости, которая реагирует на изменения яркости в непрерывном спектре. С помощью смещения нейтральных клиньев регулируется яркость, поступающая на ФЭУ. Это производится усилением фототока с помощью операционного и магнитного усилителя и привода сервомотора, который движет нейтральные клинья. Выбором соответствующих нейтральных клиньев можно компенсировать изменения яркости в отношении от 1 : 10 до 1 : 1000 в течение 5 *сек* (рисунок).

Во время испытания мы нашли, что нейтральные клинья должны иметь высокое оптическое качество. Поэтому прибор можно использовать, если мы имеем в своем распоряжении шлифованные клинья. Недостаток прибора — в уменьшении чувствительности вследствие поглощения света в нейтральных клиньях.

Литература

Dunn R. B. In: Solar magnetic fields (IAU Sympos., N 43), 1971, p. 65.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА, КОТОРОЕ МОЖНО ИСПОЛЬЗОВАТЬ ДЛЯ КАЛИБРОВОЧНЫХ РАСЧЕТОВ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

М. Шидлиховский

(Обсерватория АИ АН ЧССР, Ондржеев, ЧССР)

Предлагается аналитическое решение уравнений переноса в однородном магнитном поле с учетом вращения Фарадея и с произвольным $\eta(\tau)$ (не предполагается модель атмосферы Милна — Эддингтона). Функция $\eta(\tau)$ была вычислена на машине для модели Стеллмахера и Уиера для пятен и для HSRA модели фотосферы для линии Fe I λ5253,479 Å. Ход $\eta(\tau)$ был заменен приближением

$$\eta(\tau) = \psi + \frac{x}{y+\tau}$$

с постоянными ψ, x, y. Функция источников предполагалась в виде

$$B_\nu(T(\tau)) = \alpha + \beta\tau + \Sigma\gamma_i e^{-\delta_i \tau}.$$

После интеграции можно аналитическое решение выразить при помощи вырожденных гипергеометрических функций и гамма-функций. Работа находится в печати и будет опубликована в «Bull. Astron. Inst. Czech.» в 1976 г.

НОВЫЕ ТИПЫ МАГНИТОГРАФОВ

В. М. Григорьев

(СибИЗМИР АН СССР)

Успехи в изучении природы солнечных магнитных полей и их роли в процессах, происходящих в атмосфере Солнца, непосредственно связаны с развитием методов и техники измерения магнитного поля. Это можно проследить по развитию наших знаний о солнечных магнитных полях.

В 1908 г. Хэл открыл магнитное поле на Солнце [1], объяснив расщепление линий в спектре пятна эффектом Зеемана. С того времени зеемановский эффект фраунгоферовых линий в солнечном спектре стал слу-

жить чувствительным методом определения магнитных полей на Солнце. Развитые вначале визуальные и фотографические методы измерения магнитных полей позволили получить важную информацию об общем магнитном поле Солнца и магнитных полях пятен.

Прежде всего, непосредственными измерениями была поставлена проблема существования общего магнитного поля Солнца и получены первые указания на его переменность. Был обнаружен ряд закономерностей в структуре магнитного поля пятен: закон полярностей Хэла, веерообразная структура поля пятна и др. Это был первый этап в исследованиях солнечных магнитных полей. Применявшиеся методы были непригодны для надежного измерения напряженности поля меньше 20 *гс*. Однако полученные результаты способствовали развитию новых методов определения магнитного поля.

Наиболее плодотворными оказались попытки создания фотоэлектрических методов измерения магнитных полей. Тиссен [2] в 1949 г. первым отказался от непосредственного измерения зеемановского расщепления, на котором были основаны все наблюдения, применил попеременное выделение противоположно поляризованных компонент расщепления и стал измерять флуктуации интенсивности в крыле линии. Это был важный этап в развитии методов измерения магнитных полей, который привел в дальнейшем к созданию очень чувствительных инструментов — фотоэлектрических магнитографов. Уже на начальном пути создания фотоэлектрических магнитографов был получен важный результат: Киппенхойером [3] был впервые поставлен вопрос о наличии тонкой структуры магнитного поля вдали от пятен.

Основной этап, замечательный своими быстрыми темпами в исследованиях магнитных полей и в развитии методов измерений, начался в 1952 г., когда Х. Д. и Х. В. Бэбкоками [4, 5] был разработан фотоэлектрический магнитограф для наблюдения слабых магнитных полей по всему диску Солнца. С помощью этого прибора была получена совершенно новая информация о структуре магнитного поля на Солнце. Были выделены три основных класса магнитных структур: общее магнитное поле Солнца, биполярные и униполярные магнитные области. Установлена взаимосвязь ряда солнечных образований (факелы, кальциевые флоккулы, структура хромосферы в линии H_α и др.) со структурой и динамикой магнитного поля в атмосфере Солнца.

С этого момента начался бурный период развития методов и техники наблюдений солнечных магнитных полей в нашей стране. После первого магнитографа [6], созданного одновременно с прибором Бэбкоков, наиболее современный магнитограф был создан в Крымской астрофизической обсерватории Н. С. Никулиным, А. Б. Северным и В. Е. Степановым [7]. С помощью этого прибора были получены новые сведения о структуре магнитного поля активных областей, тонкой структуре солнечных пятен, о роли магнитных полей в возникновении и развитии солнечных вспышек и др. Накопленная к этому времени информация и разработанные представления о природе солнечных магнитных полей и протекающих с их участием процессах, поставили проблему измерения вектора магнитного поля на Солнце, так как до этого измерялась только продольная составляющая магнитного поля. Решение этой проблемы стало возможным с созданием Степановым [8] и Унно [9] теории переноса излучения в среде с магнитным полем. В нашей стране был создан ряд солнечных магнитографов полного вектора магнитного поля [10—13]. Позже аналогичные приборы создаются в США [14], ФРГ [15, 16], Франции [17]. С помощью магнитографов вектора магнитного поля были получены важные результаты, позволившие решить ряд фундаментальных вопросов солнечного магнетизма.

В настоящее время для успешного решения фундаментальных и практических проблем физики Солнца и солнечно-земной физики необходимы

измерения магнитных полей с большим временны́м и пространственным разрешением и высокой чувствительностью.

Совершенствование и разработка новых приборов для исследования солнечных магнитных полей идет различными путями.

1. Создание новых анализаторов поляризованного света и способов управления ими.

2. Магнитографы с регистрацией информации в виде полутоновых изображений.

3. Многоканальные приборы с большим временны́м и пространственным разрешением и высокой чувствительностью.

1. Способы анализа поляризованного света и управление электрооптическими анализаторами

1.1. Электрооптический дефлектор. Почти все работающие в настоящее время магнитографы для измерения продольной компоненты поля используют анализатор круговой поляризации типа Бэбкока. Он состоит из электрооптического кристалла, являющегося переменной $\lambda/4$-пластинкой, и поляризатора. Под действием переменного электрического напряжения это устройство поочередно пропускает поляризованные по кругу σ-компоненты спектральной линии. Выходная щель и фотоумножитель, расположенные в крыле линии, позволяют получить переменный сигнал на частоте модуляции, пропорциональный величине напряженности магнитного поля.

Этот принцип анализа поляризованного света требует применения двух фотоумножителей в крыльях линии для исключения систематических ошибок, вызываемых инструментальной поляризацией. Применение двух фотоумножителей связано с необходимостью подбора пары с близкими характеристиками и трудностью балансировки их чувствительности перед наблюдениями. Использование обычного модулятора в схемах с одним фотоумножителем устраняет эти трудности, но приводит к значительному снижению чувствительности магнитографа [11]. В [18] предложен новый принцип модуляции, в котором обе компоненты линии одновременно попадают на фотоумножитель (схема показана на рис. 1). Дефлектор состоит из электрооптического кристалла (например, ADP или KDP), к которому приложено переменное электрооптическое напряжение, и раздваивающей системы из двух пластинок кальцита W. Когда кристалл является $+\lambda/4$ -пластинкой, прошедшие через него σ-компоненты становятся плоскополяризованными перпендикулярно друг другу. Система пластин кальцита W пропускает σ_--компоненту влево, а σ_+-компоненту — вправо, и в спектре получаем изображение двух σ-компонент, разделенных расстоянием $\Delta\lambda_0 + 2\Delta\lambda_H$, где $\Delta\lambda_0$ — величина разведения системой пластинок кальцита, $\Delta\lambda_H$ — магнитное расщепление. Когда кристалл становится — $\lambda/4$-пластинкой, состояние поляризации прошедших через кристалл σ-компонент меняется на обратное и система пластинок кальцита отклоняет σ_+-компоненту влево, а σ_--компоненту вправо. В спектре получим изображение σ_+- и σ_--компонент, разделенных расстоянием $\Delta\lambda_0 - 2\Delta\lambda_H$. Выходная щель и фотоумножитель, расположенные между изображениями σ-компонент, позволяют получить сигнал на частоте модуляции, пропорциональный $4\Delta\lambda_H$. В схемах с обычным модулятором такой сигнал получается сложением сигналов от двух фотоумножителей в крыльях линии. Отметим, однако, что описанный электрооптический дефлектор может быть использован только для измерения продольной компоненты магнитного поля.

1.2. Электрооптический анализатор с управлением прямоугольными импульсами. Все действующие в настоящее время солнечные магнитографы вектора магнитного поля используют электрооптические анализа-

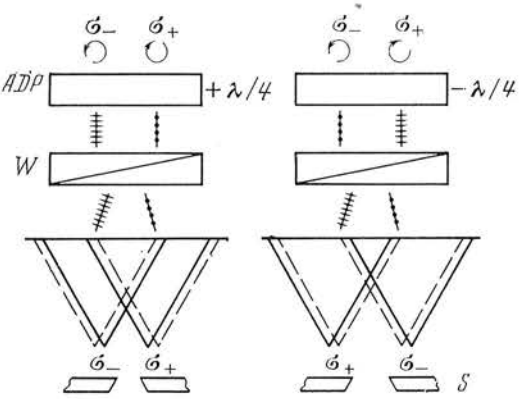
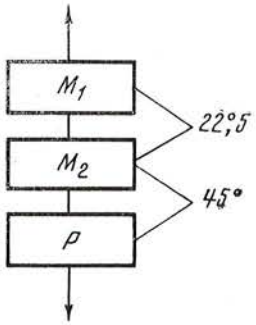


Рис. 1. Схема электрооптического дефлектора

торы поляризованного света с управлением синусоидальным напряжением [10—13, 15, 16]. Принцип получения сигналов, несущих информацию о продольной и поперечной компонентах поля, сводится к следующему. С выхода фотоумножителя снимается переменный сигнал, из которого выделяются гармоники на частоте модуляции и удвоенной частоте. Сигнал одной гармоники имеет информацию одновременно о двух параметрах Стокса поляризованного света, сигнал другой гармоники об одном параметре. Для разделения сигналов на одной частоте, определяющих два параметра, используется тот факт, что функция распределения параметров Q и U внутри спектральной линии является четной, а функция распределения параметра V — нечетной. Сложением и вычитанием сигналов от двух крыльев линии на основной гармонике осуществляется разделение параметров V и Q (или U). Однако это справедливо лишь для симметричной линии и симметричного расположения ее относительно щелей фотометра. Первое условие нарушается почти всюду по солнечной поверхности. Второе — определяется быстродействием и точностью компенсации лучевых скоростей. Быстродействие компенсаторов у существующих магнитографов не превышает 0,1—0,3 *сек*, т. е. сравнимо с постоянной времени измерения параметров магнитного поля. Точность компенсации вообще не обсуждалась. При нарушении этих двух условий операция разделения параметров V и Q (или U) не является справедливой и происходит взаимное просачивание сигналов V и Q параметров.

Имеется и другой недостаток, присущий всем системам анализаторов с синусоидальным управляющим напряжением. Незначительные искажения синусоидальной формы напряжения в электронном канале вызывают усиление высоких гармоник в сигнале и уменьшение отношения сигнал/шум.

Указанные недостатки устранены в электрооптическом анализаторе с кодоимпульсным управлением, который используется в новом одноканальном магнитографе Саянской обсерватории [19]. Детальный анализ работы этого устройства будет рассмотрен в последующих сообщениях, сейчас лишь кратко поясним схему его работы. На рис. 2 представлена оптическая схема анализатора поляризации, а на рис. 3—временна́я диаграмма фазовых сдвигов между обыкновенным и необыкновенным лучами в электрооптических кристаллах M_1 и M_2. Один период модуляции содержит шесть состояний электрооптического анализатора. Сигналы на выходе фотоумножителя, соответствующие этим состояниям анализатора, пропорциональны $I + U$, $I + Q$, $I - V$, $I + V$, $I - U$, $I - Q$. Попарное вычитание сигналов, при соответствующих состояниях анализатора, обеспечивает независимую регистрацию параметров Q, U и V в определенном участке спектральной линии. Измерения в двух крыльях спект-



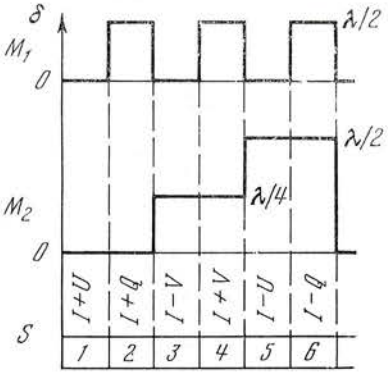


Рис. 2. Оптическая схема анализатора поляризации

Рис. 3. Временна́я диаграмма фазовых сдвигов между обыкновенным и необыкновенным лучами в электрооптических кристаллах M_1 и M_2

ральной линии могут быть сделаны для получения сигналов лучевой скорости и ее компенсации, а также может выполняться сложение сигналов, соответствующих параметров Q, U и V от двух крыльев линии с целью улучшения соотношения сигнал/шум и уменьшения влияния инструментальной поляризации.

2. Магнитографы с регистрацией информации в виде полутоновых изображений

Для исследования вспышек, нестационарных процессов, процесса возникновения активных областей, а также для оперативной работы по прогнозированию солнечной активности наблюдательная солнечная физика нуждается в магнитографах с высоким временны́м и пространственным разрешением, но с умеренной чувствительностью и представлением результатов измерений в реальном времени в виде, удобном для визуального анализа.

Наиболее эффективным видом представления информации является полутоновое черно-белое двумерное изображение распределения регистрируемого параметра. Этот вид представления информации, кроме того, очень привычен для астрофизиков, так как они всегда имеют дело с фото- и спектрогелиограммами и фильтрограммами Солнца. Поэтому не случайно, что усилия многих обсерваторий в последнее десятилетие были направлены на создание магнитографов с представлением информации в виде полутоновых изображений с высоким временны́м и пространственным разрешением [20—23].

Принципиальная схема упомянутых приборов одинакова и по существу является модификацией метода фотографического вычитания, предложенного Лейтоном [24]. Метод фотографического вычитания состоит в применении расщепителя изображения и спектрогелиографа или фильтра, чтобы одновременно получить два монохроматических изображения Солнца: одно в свете левокруговой поляризации, другое — правокруговой. Оба изображения получаются в одной длине волны в крыле магниточувствительной спектральной линии. Изменение в длине волны компонент зеемановского расщепления вызывает разницу в интенсивности между двумя изображениями в областях с магнитным полем. Область с магнитным полем на одном изображении имеет несколько увеличенную яркость, на другом — уменьшенную или наоборот, в зависимости от полярности магнитного поля. Магнитограмма получается в результате совместного отпечатка негатива одного изображения и позитива второго

(изготовленного с контрастом 1). Этот процесс называется фотографическим вычитанием. Процесс получения магнитограмм занимает много времени после наблюдений. Развитие этого метода было направлено на замену процесса фотографического вычитания на более быстрый процесс обработки двух изображений. Так, в магнитографе, описанном Рамзеем, Джиованелли и Джиллетом [20], после получения двух изображений на фотопленке их вычитание выполняется с помощью телевизионной системы. Это существенно сократило время, необходимое для получения магнитограммы. В магнитографе обсерватории Сан-Фердинандо [21] два изображения в лево- и правополяризованном свете последовательно строятся на фотокатоде видикона. Видеосигнал преобразуется в цифровую форму и записывается на магнитный барабан. После цифровой обработки сигнал преобразуется в аналоговую форму и выдается на дисплей. Магнитограф выдает информацию в реальном времени. Время получения магнитограммы около 40 *сек*.

Аналогичный магнитограф разработан Смитсоном и Лейтоном [22], только вычитание видеосигналов от двух изображений выполняется в аналоговом виде. В магнитографе, описанном Брюкнером [23], производится цифровая обработка видеосигналов и могут измеряться все четыре параметра Стокса.

Указанные системы сложны и недоступны многим обсерваториям, потому что требуют сложной телевизионной техники, буферной памяти и достаточно мощных ЭВМ.

Задача получения полутоновых магнитограмм с высоким временны́м и пространственным разрешением более простыми и удобными средствами решена в Саянской обсерватории [25]. Прибор назван панорамным магнитографом. Основной целью при создании прибора было получение магнитограмм Солнца в реальном времени. Принципы анализа поляризованного света и обработки сигнала могут быть любыми. Изменяется система сканирования и регистрации сигнала. Схема прибора изображена на рис. 4. Регистрирующей системой магнитографа является фототелеграфный аппарат (ФТА), а сканирование выполняется двухзеркальным двухкоординатным сканирующим устройством, синхронно связанным с ФТА. Магнитограф работает следующим образом. С помощью сканирующего устройства, имеющего блок управления, осуществляется развертка изображения Солнца относительно входной щели спектрографа по двум координатам со скоростями 400″ в 1 *сек* по одной и 600″ в 5 *мин* по другой координате. Прошедший через щель световой поток анализируется электрооптическим дефлектором, подключенным к управляющему генератору. Колебания яркости в крыле магниторасщепленной спектральной линии, пропорциональные напряженности магнитного поля, воспринимаются фотометром. Выходной сигнал фотометра усиливается и совместно с опорным напряжением задающего генератора подается на формирователь сигнала. В формирователе осуществляется синхронное интегрирование сигнала и согласование его параметров с требуемыми параметрами входного сигнала приемного ФТА, с помощью которого этот сигнал регистрируется по изменениям плотности почернения на светочувствительном материале в виде полутоновых магнитограмм. Используется одновременная регистрация сигнала на два фототелеграфных аппарата. На одном из них регистрация ведется на электрохимическую бумагу, и наблюдатель в процессе наблюдения может делать качественный анализ информации и оперативно изменять программу наблюдений. На втором аппарате регистрация ведется на фотопленку, имеющую больший динамический диапазон по сравнению с электрохимической бумагой. Пример магнитограммы активной области, полученной с помощью панорамного магнитографа Саянской обсерватории, показан на рис. 5.

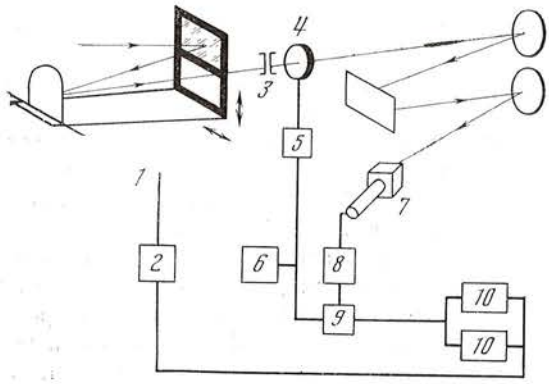


Рис. 4. Схема панорамного магнитографа Саянской обсерватории СибИЗМИР АН СССР

1 — сканер,
2 — блок управления сканером и ФТА,
3 — входная щель,
4 — электрооптический дефлектор или модулятор,
5 — генератор управления электрооптическим модулятором,
6 — генератор опорного напряжения,
7 — фотометр,
8 — усилитель,
9 — синхронный интегратор и формирователь сигнала,
10 — фототелеграфный аппарат

Рис. 5. Магнитограмма активной области, полученная с помощью магнитографа Саянской обсерватории

3. Многоканальные магнитографы

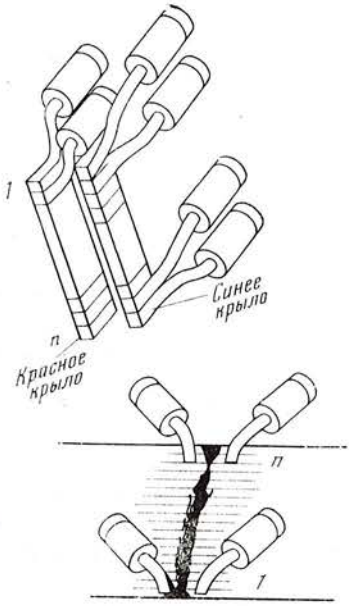
Описанные ранее видеофильтромагнитографы и панорамный магнитограф имеют высокое пространственное (1—5″) и временно́е разрешение (от нескольких секунд до нескольких минут), но чувствительность этих устройств составляет 10—50 *гс*. В физике Солнца есть задачи, которые не могут быть решены с помощью таких магнитографов. Например, существует ли слабое фоновое магнитное поле между сильными полями тонкой структуры, имеется ли взаимодействие между ними, являются ли сильные магнитные поля тонкой структуры результатом концентрации фоновых полей? На эти вопросы сейчас еще нет окончательного ответа. Чтобы ответить на них, нужны наблюдения с высоким пространственным и временны́м разрешением и высокой чувствительностью. Чувствительность магнитографов сейчас в основном ограничивается не собственными шумами фотоприемника, а фотонным шумом. Поэтому добиться большой чувствительности при высоком пространственном разрешении можно только увеличением времени накопления сигнала, а это приводит к уменьшению временно́го разрешения и из-за неспокойных изображений к ухудшению пространственного разрешения.

Обеспечить выполнение всех трех условий, по-видимому, могут только многоканальные системы измерения магнитного поля.

Первый многоканальный магнитограф (40 каналов) был создан на обсерватории Кит-Пик [26]. Используется обычный анализатор круговой поляризации, состоящий из кристалла KDP и поляризатора. Частота управляющего напряжения составляет 10 *кгц*. В фокальной плоскости камеры спектрографа расположены две линейные сборки волоконных световодов, содержащие 40 пар световодов, передающих излучение крыльев линии от каждого элемента изображения на пару фотоприемников (рис. 6). Применение волоконных световодов является наиболее простым решением вопроса, однако недостатки, присущие фотометрам с двумя фотоприемниками, существенно осложняют конструкцию многоканального фотометра. Использование пары световодов и пары фотоумножителей в каждом канале не только увеличивает общее число фотоприемников и некоторых электронных блоков, но также ставит большие трудности в изготовлении идентичных световодов, точной юстировки двух сборок световодов относительно друг друга и балансировки чувствительности каждой пары фотоумножителей.

Другая конструкция многоканального фотометра предложена при разработке 50-канального вектор-магнитографа, который находится в стадии изготовления в СибИЗМИР АН СССР. Принцип анализа поляризованного излучения такой же, как в одноканальном магнитографе с кодоимпульсным управлением [19]. Оптическая схема фотометра показана на рис. 7. В фокальной плоскости камеры спектрографа за выходной щелью расположена одна линейная сборка 50 световодов, передающих излучение на 50 фотоумножителей. Последовательное переключение излучения от крыльев линии осуществляется электрооптическим дефлектором, состоящим из электрооптического кристалла и пластинки кальцита. Дефлектор расположен перед щелью фотометра. Излучение, падающее на дефлектор после электрооптического анализатора, линейно поляризовано. При фазе 0 на дефлекторе в щель проходит излучение одного крыла линии, при фазе $\lambda/2$ — от другого крыла линии.

Фотометр с волоконными световодами обеспечивает хорошее пространственное разрешение (размеры световолокон могут достигать нескольких микрон), но вследствие значительных потерь света в световодах (40—50 %) чувствительность всего устройства уменьшается. Кроме того, большие трудности возникают при подборе большого числа ФЭУ с хорошими характеристиками. Для выравнивания чувствительности каналов (световод плюс ФЭУ) необходимо устройство автоматической регулировки чувствительности. Возрастают требования к электрическому питанию



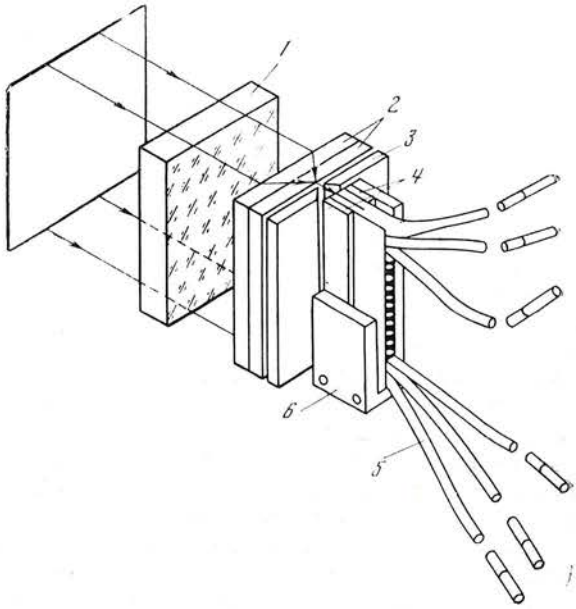


Рис. 6. Многоканальный фотометр магнитографа обсерватории Кит-Пик

Рис. 7. Многоканальный фотометр магнитографа Саянской обсерватории СибИЗМИР АН СССР

1 — кристалл KDP, *2* — пластинки кальцита, *3* — щель, *4* — пластинки стекла, *5* — световод, *6* — металлическая обойма

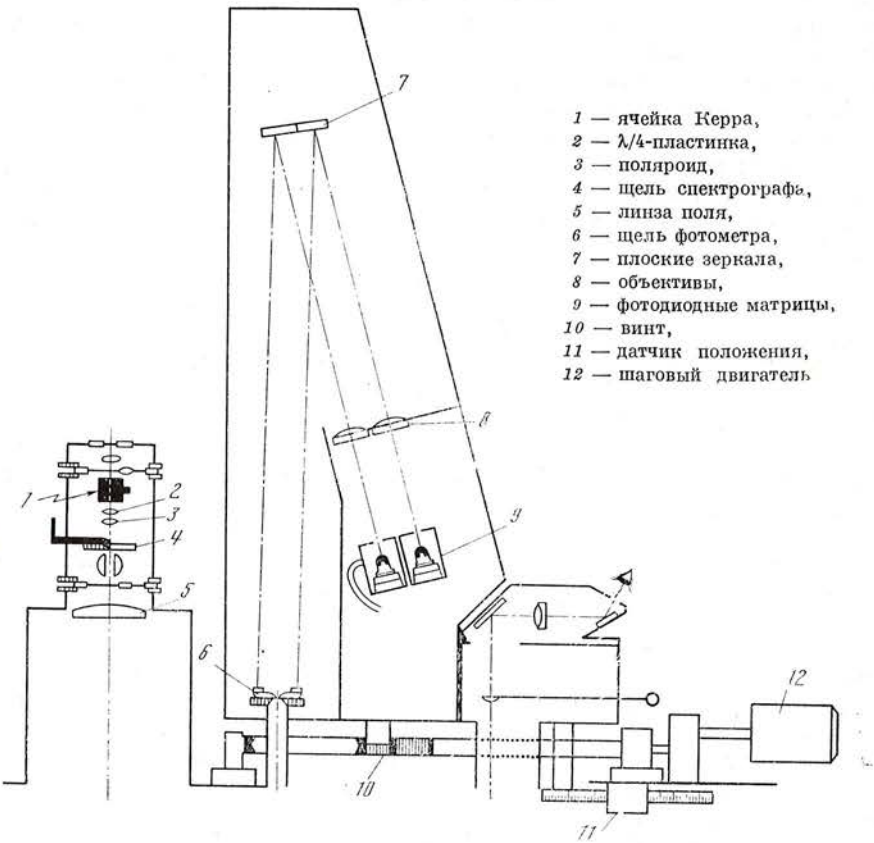


Рис. 8. Схема 512-канального магнитографа обсерватории Кит-Пик

устройства, так как, например, для питания 50 отдельных фотоумножителей требуется стабилизированный источник высокого напряжения (2 *кв*) с током нагрузки 30—50 *ма*, что само по себе в настоящее время связано с большими трудностями.

Другой путь создания многоканального фотометра — использование многоканального фотоприемника. В настоящее время магнитографы с многоканальными приемниками одномерных и двумерных матриц твердотельных датчиков изображения сделаны Смитсоном (обсерватория Локхид) [27] и Ливингстоном и др. (обсерватория Кит-Пик, рис. 8) [28]. Известны три типа твердотельных фотоприемных матриц: интегрирующие фотодиодные матрицы, приборы с зарядовой связью (ПЗС) и приборы с инжекцией заряда. Ливингстоном отмечалось [28], что делать сравнение между достоинствами трех приборов пока рано, но фотодиодные матрицы, по-видимому, имеют лучшие характеристики для применения там, где требуется высокое отношение сигнала к шуму.

Смитсон использовал одномерную диодную матрицу на 512 элементов с размером элемента 25 *мкм* × 25 *мкм*, которая механически перемещается по изображению Солнца с шагом 25 *мкм*.

Изображение Солнца в свете спектральной линии 6302 Å получают с помощью небольшого телескопа (диаметр объектива 18 *см*) и интерференционно-поляризационного фильтра с шириной полосы 1/6 Å. Изображение в право- и левоциркулярнополяризованном свете последовательно попадает на детектор, используя электрооптический модулятор. Считывание сигнала с диодной линейки дает один скан (512 элементов) изображения. Видеосигнал преобразуется в цифровую форму, обрабатывается и выдается на дисплей. После обработки одного скана диодная линейка смещается на 25 *мкм* и операция повторяется. Типичная магнитограмма содержит 512 × 683 элемента, размер одного элемента составляет 1 кв. сек дуги. Время получения одной магнитограммы 5 *мин*. Ливингстон и др. [28] применили фотодиодные линейки в обычной схеме магнитографа. Он использовал линейки на 512 элементов, расстояние между центрами элементов 25 *мкм*, ширина элементов 600 *мкм*. Выходные щели в фокальной плоскости спектрографа вырезают спектральный интервал $\Delta\lambda$ в крыльях линии Fe I λ 8688 Å, и с помощью дополнительных линз строится изображение этих участков спектра на двух диодных линейках в таком масштабе, чтобы одному элементу соответствовала 1″ на входной щели спектрографа. Синхронно с работой анализатора поляризации считываются сигналы с диодных линеек в красном и синем крыле линии. Эти сигналы комбинируются, чтобы получить среднюю интенсивность, лучевую скорость и продольное магнитное поле.

Фотометрические свойства одномерных фотодиодных матриц фирмы Reticon детально исследованы Ливингстоном и др. [28].

Полученные результаты дали возможность авторам [28] заявить, что широкое использование твердотельных датчиков изображения может привести к революционным изменениям в астрономическом приборостроении.

Литература

1. *Hale G. H.* Astrophys. J., 1908, **28**, 315.
2. *Thissen G.* Z. Astrophys., 1952, **30**, 17.
3. *Kiepenheuer K. O.* Astrophys. J., 1953, **117**, 447.
4. *Babcock H. D.*, *Babcock H. W.* Publ. Astron. Soc. Pacific, 1952, **64**, 282.
5. *Babcock H. W.* Astrophys. J., 1953, **118**, 387.
6. *Могилевский Э. И.*, *Вальд-Перлов В. М.*, *Веллер А. Е.* Докл. АН СССР, 1954, **95**, 5, 975.
7. *Никулин Н. С.*, *Северный А. Б.*, *Степанов В. Е.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **19**, 3.
8. *Степанов В. Е.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, **18**, 136; 1958, **19**, 20; 1960, **22**, 42.
9. *Unno W.* Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, **8**, 108.

10. *Степанов В. Е., Северный А. Б.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 166.
11. *Котляр Л. М.* Изв. ГАО АН СССР, 1961, **167**, 95; 1961, **169**, 52.
12. *Иошпа Б. А., Обридко В. Н.* Геомагнетизм и аэрономия, 1964, **4**, 17.
13. *Кузнецов Д. А., Куклин Г. В., Степанов В. Е.* В сб.: Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 1, 1966, с. 80.
14. *Livingston W., Harvey J.* AAS Special Meeting on Solar Astronomy. Boulder, Colorado, October 1966.
15. *Deubner F. L., Liedler R.* Solar Phys., 1969, **7**, 87.
16. *Wiehr E.* Solar Phys., 1969, **9**, 225.
17. *Rayrole J.* Ann. Astrophys., 1967, **30**, 257.
18. *Lebedev N. N., Grigorjev V. M.* Solar Phys. (in press).
19. *Степанов В. Е., Григорьев В. М., Кобанов Н. И., Осак Б. Ф.* В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 37, 1975.
20. *Ramsey J. M., Giovanelli R. G., Gillett H. R.* In: Solar magnetic fields. R. Howard (ed.) (IAU Sympos., N 43. Paris, Sept. 1970), 1971, p. 24.
21. *Janssens T. J., Baker N. K.* In: Solar magnetic fields, p. 44.
22. *Smithson R. C., Leighton R. B.* In: Solar magnetic fields, p. 77.
23. *Brueckner G. E.* In: Solar magnetic fields, p. 84.
24. *Leighton R. B.* Astrophys. J., 1957, **130**, 366.
25. *Клочек Н. В., Григорьев В. М., Круглов В. И.* В сб.: Новая техника в астрономии, вып. 5. М., «Наука», 1975, с. 25.
26. *Livingston W., Harvey J.* In: Solar magnetic fields, p. 51.
27. *Smithson R. C.* Solar Phys., 1975, **40**, 241.
28. *Livingston W. C., Harvey J., Slaughter C., Frumbo D.* Preprint, 1975.

АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА НАБЛЮДЕНИЙ НА СОЛНЕЧНОМ МАГНИТОГРАФЕ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ

А. М. Морозов, С. Г. Бортник
(СибИЗМИР АН СССР)

Получение качественно новых данных о процессах, протекающих на Солнце, невозможно без усовершенствования методики наблюдений, создания новых видов приборов и инструментов. Становится очевидным, что существенную помощь в изучении явлений и процессов может оказать математическое моделирование с применением вычислительной техники. Использование вычислительной техники в системе научный прибор — человек позволяет строить гибкую программу наблюдений, получать результаты в процессе эксперимента, т. е. в реальном масштабе времени — в режиме on-line.

В СибИЗМИРАНе создана система автоматизации наблюдений на солнечном магнитографе (САНСМ), позволяющая освободить человека от некоторых операций по управлению солнечным телескопом и получать результаты наблюдений в реальном масштабе времени. Блок-схема САНСМ приведена на рис. 1. Она состоит из солнечного магнитографа, устройства управления сканированием, фотослежением, приемом, преобразованием и передачей информации, согласующего устройства, малой ЭВМ «Наири-2», аналого-цифрового преобразователя АЦП, печатающего устройства ПчУ «Consul», перфоратора ПЛ-80 и графопостроителя ДРП-3.

Применение в САНСМ универсальной вычислительной машины предусматривало разработку новых технических средств сбора и передачи информации, модернизацию ЭВМ, создание математического обеспечения системы.

Созданный в СибИЗМИРАНе солнечный магнитограф, принцип его работы и параметры исчерпывающе описаны в [1, 2].

В [3] приводится описание аппаратуры регистрации данных на магнитную ленту с магнитографа и связи с ЭВМ «Раздан-3» для режима off-line, что позволило увеличить объем зон с 512 измерений по 12 каналам до 2048. Осуществлена связь с ЭВМ «Наири-2» для организации режима on-line, для чего создан специальный блок, который входит в согласую-

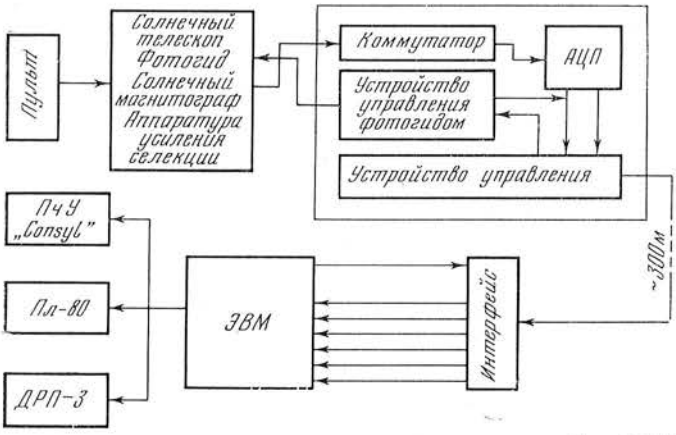


Рис. 1. Структурная схема солнечный магнитограф — ЭВМ

щее устройство. Изменен сквозной контроль аппаратуры, вследствие чего возможен цифровой контроль или запись на диаграммную ленту любого из 12 регистрируемых каналов. Описанная ранее аппаратура согласована с установкой программного сканирования изображения Солнца, фотослежения и определения координат. Обработка результатов наблюдений в режиме on-line потребовала изменения характера и распределения информации по каналам. По сравнению с первоначальным распределением исключен канал регистрации номера измерений, добавлены два канала координат X и Y, исключены признаки направления сканирования. Следует отметить, что наряду с выдачей информации в ЭВМ предусмотрена запись ее на магнитную ленту.

Для согласования во времени работы устройства управления и ЭВМ в режиме передача — прием разработано программно-управляемое согласующее устройство — интерфейс. Запись служебных и информационных каналов происходит в момент программного запроса интерфейса. Для этого в систему команд ЭВМ введена команда опроса внешних устройств. Она носит универсальный характер. С ее помощью можно опросить любое количество каналов и записать поступающую в сумматор ЭВМ информацию в любой из 2048 адресов оперативной памяти. Ввод новой команды потребовал увеличения элементарных операций, составления микропрограммы и занесения ее в ту часть долговременного запоминающего устройства, которая ответственна за выполнение машинных операций [4].

Неотъемлемой частью любой системы прибор — ЭВМ является математическое обеспечение.

Математическое обеспечение САНСМ представляет собой набор независимых программ, обслуживающих любой из режимов работы магнитографа. Режимы работ указываются наблюдателем с пульта управления приемом — передачей информации и фиксируются в служебном канале. Все режимы работы магнитографа условно можно объединить в два: режим «подготовки» вспомогательных данных и режим «записи» полей. К подготовительным процедурам относятся: нахождение коэффициента аттенюации, калибровка информационных каналов, запись уровня «шума» и «нуля». К записи относится регистрация полей и вычисление полного вектора напряженности магнитного поля. Необходимость вычисления вспомогательных данных вытекает из общего выражения для сигнала любого канала, характеризующего магнитное поле в i-точке с учетом калибровки, аттенюации и уровня «нуля»:

$$\delta_{ij}^{*} = \left[\frac{\delta_{ij}Q_{j3}}{I_i} - \frac{\delta_{jH}Q_{jH}}{I_H}\right]\frac{I_{\text{уд}}}{\delta_{cj}C_jQ_{jk}}, \qquad (1)$$

где δ°_{ij} — нормированная величина сигнала j-канала ($j = 1, 2, 3$); δ_{ij} — регистрируемая величина; Q_{j3} — коэффициент аттенюации, установленный при записи; I_i — интенсивность непрерывного спектра в данной точке; δ_{jH} — усредненная величина сигнала j-канала в режиме прописи «нуля»; Q_{jH} — коэффициент аттенюации, установленный в режиме прописи «нуля»; I_H — усредненная величина интенсивности, регистрируемая в режиме прописи нулевого уровня; $I_{уд}$ — усредненная величина непрерывного спектра, регистрируемая в режиме записи «шума» (в центре диска); δ_{cj} — величина калибровочного сигнала j-канала, вычисленного после проведения калибровки; C_j — численная константа для j-канала; $Q_{j'2}$ — коэффициент аттенюации, установленный при прописи калибровки.

Калибровочные величины по любому информационному каналу вычисляются по формуле

$$\delta_{cj} = \frac{1}{2}\left[\frac{\sum\limits_{1}^{n_1}\delta_{ij\mathrm{E}}}{n_1} - \frac{\sum\limits_{1}^{n_2}\delta_{ij\mathrm{W}}}{n_2}\right], \qquad (2)$$

где индексы E и W при δ_{ij} означают, что регистрация сигналов калибровки ведется на противоположных краях солнечного диска независимое количество раз. В данном случае в качестве каналов j приняты: каналы продольной составляющей $\delta_{\parallel}$, первой поперечной составляющей $\delta_{\perp 1}$ и второй составляющей $\delta_{\perp 2}$. Интенсивность непрерывного спектра является общей характеристикой для всех трех каналов в данной (i) точке.

Применение в САНСМ малой ЭВМ потребовало создания нового алгоритма вычисления полного вектора напряженности магнитного поля, время реализации которого было бы соизмеримо со скоростью сканирования и регистрации [5]. Известный алгоритм [6] в данном случае был бы не эффективен, так как построен на итеративном решении трансцендентного уравнения и потребовал бы неоправданно много времени на вычисление функции $f(H)$ и $Y(H)$. Сокращение времени вычисления полного вектора напряженности **H** магнитного поля было достигнуто за счет табличного представления функций $f(H)$ и $Y(H)$ через $\Delta H = 100$ *гс* и применения линейной обратной интерполяции. В программе предусмотрено предварительное нахождение предполагаемой величины поля в области сильных полей, где $H > 1700$ *гс*, или в области слабых $H < 1700$ *гс*.

На рис. 2 приведена блок-программа математического обеспечения. Как видно из рисунка, все математическое обеспечение объединяется диспетчер-программой (*ДП*). В функции *ДП* входят анализ режима работы магнитографа, передача управления ЭВМ той программе, которая обслуживает данный режим, выход из этой программы. *ДП* запоминает режим работы занесением кода, идентичного служебному каналу СК, в рабочую ячейку. Этой ячейке было присвоено название регистр-программа РП. В случае изменения режима работы магнитографа в СК, изменяется код, и *ДП*, выполняя анализ СК (*АСК*) и РП (*АРП*), после окончания предыдущей процедуры до получения численных значений передает управление ЭВМ программе, соответствующей новому режиму. Введением РП достигается гибкость работы математического обеспечения и исключается вмешательство оператора в работу ЭВМ.

Данное математическое обеспечение представляет собой сложную функциональную структуру, и для более полного ее пояснения остановимся на подробном ее описании.

После каждого опроса каналов (*ОК*) *ДП* анализирует содержимое СК. Если в 5-м разряде находится «1»— признак ошибки, диспетчер переводит ЭВМ на повторный *ОК*. Если «1» находится в 4-м разряде СК, ЭВМ переходит на программу нахождения коэффициента аттенюации того режима, в котором магнитограф должен работать. Эти режимы указываются в трех младших разрядах СК. Это может быть калибровка каналов $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$

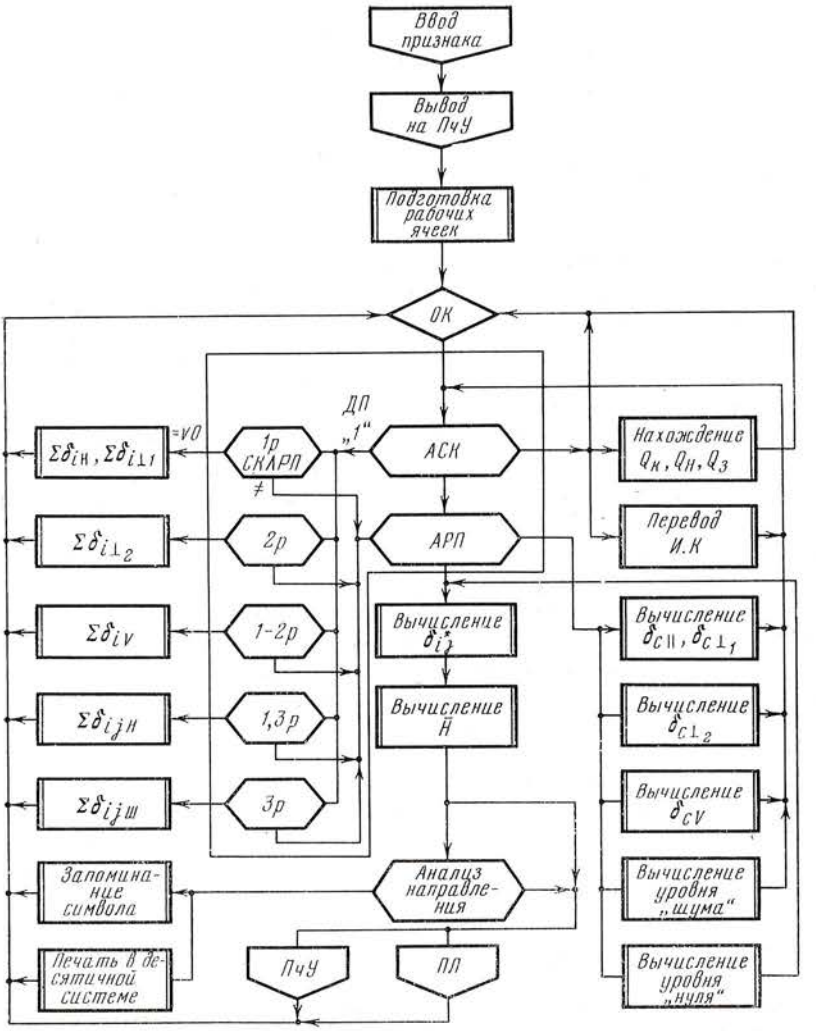


Рис. 2. Блок-программа математического обеспечения САНСМ

прописи «шума» или уровня «нуля». В случае отсутствия «1» в 4-м и 5-м разрядах СК *ДП* передает управление на программу перевода информации 12 каналов из двоичного кода в числа с плавающей запятой. После работы по этой программе ЭВМ переходит на процедуру АСК, и установив режим работы магнитографа, переходит на одну из выбранных программ. При работе данной программы в *РП* заносится соответствующий код. С изменением режима работы изменяется содержимое СК, в силу чего *ДП*, установив, что СК и РП не совпадают, передает управление ЭВМ на завершение предыдущей процедуры. С ее завершением в РП заносится «0», и управление ЭВМ передается *ДП*.

Отсутствие в четырех младших разрядах СК «1» означает, что подготовительные процедуры закончены, и *ДП* подготавливает данные, характеризующие уровень «нуля» и «шума», к переводу их в величины напряженности в численном виде и после работы основной программы выдает их на печать. Уровень «шумов» запоминается, так как в дальнейшем они используются при выводе информации. При работе магнитографа в режиме записи магнитных полей («0» в 1—4-м разрядах СК) *ДП* переходит на программу вычисления нормированных сигналов $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$, после чего

обращается к программе вычисления модуля напряженности магнитного поля H и ее составляющих $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$, $H_{\perp 1}$, $H_{\perp 2}$, γ, χ. Вычислив параметры магнитного поля в i-точке, ЭВМ переходит к анализу направления сканирования. В случае прямого направления (W — E) анализируется рабочая ячейка регистр-запоминания (РЗ), и если РЗ = 0, то происходит вывод на печатающее устройство (*ПчУ* «Consul») символа, которому присвоено определенное значение параметра.

Выводимый параметр задается перед началом работы САНСМ процедурой «ввод признака выводимого параметра». Возможен вывод на *ПчУ* одного из 9 параметров. Наряду с выводом на *ПчУ* возможен вывод в символьном или цифровом виде результатов вычисления на ленточный перфоратор ПЛ-80. Признаки параметров, выводимые на *ПЛ*, задаются той же процедурой, что и на *ПчУ*. В случае РЗ = 0 происходит передача управления на программу вывода информации, которая запоминалась в ЭВМ при обратном сканировании (E — W). Это вызвано тем, что каретка *ПчУ* «Consul» для обратного хода не управляема. Каждому значению выводимого параметра соответствует координата по X, учитываемая при выводе на *ПчУ*. После вывода символов обратного направления происходит возврат каретки и печатается параметр нового разреза, т. е. прямого направления. После ОК ЭВМ анализирует текущую координату, сдвигает каретку на столько символов, сколько было пропущено измерений во время распечатывания обратного направления, и уходит на вычисление H. На время распечатывания измерения магнитографа не принимаются в ЭВМ и теряются. Если анализ текущих координат показывает, что сканирование ведется в обратном направлении (E — W), то выводимый параметр на *ПчУ* запоминается, а остальные выводятся на *ПЛ*.

Для организации независимой работы *ПчУ* и *ПЛ* была разработана схема развязки внешних устройств ЭВМ.

Вывод параметра, интересующего наблюдателя, в символьном двухцветном виде позволяет получать картину — мнемокарту распределения параметра по сканируемой области. Объединяя одноименные символы, можно получать предварительную карту изогаусс. Порядок символов латинского алфавита соответствует нарастанию величины параметра. На рис. 3 приведена экспериментальная карта изогаусс продольной компоненты вектора магнитного поля.

В программе предусмотрена возможность вывода параметра в цифровом виде по разрезам в той последовательности, в какой ведется регистрация сигналов магнитографа.

Несмотря на принцип универсальности, заложенный в диспетчер-программу, работа магнитографа задается в строго определенном порядке операций. Для этого разработана специальная форма журнала, где указан порядок работы и заносятся все данные, относящиеся к проведению наблюдений. Было принято, что сначала регистрируются калибровочные данные с признаками каналов, к которым они относятся, и заданным коэффициентом аттенюации. После калибровки каналов продольной и первой поперечной компонент вектора производят калибровку канала второй поперечной компоненты вектора, затем ведется калибровка канала лучевых скоростей. Следующим идет режим прописи «шума» и уровня «нуля». После подготовительных процедур, результатом которых является вывод на *ПчУ* в гауссах уровня «нуля» и «шума», переходят на запись магнитных полей. Перед работой с математическим обеспечением САНСМ в специально отведенные ячейки заносятся в численном виде начало отсчета координат и шаг сканирования ΔX по координате X.

Эксплуатация САНСМ позволит более эффективно использовать магнитограф, строить производительные программы наблюдений, получать результаты в процессе работы магнитографа. САНСМ позволит значительно сократить время между регистрацией данных и получением полного объема информации для комплексного их изучения. Появляется возмож-

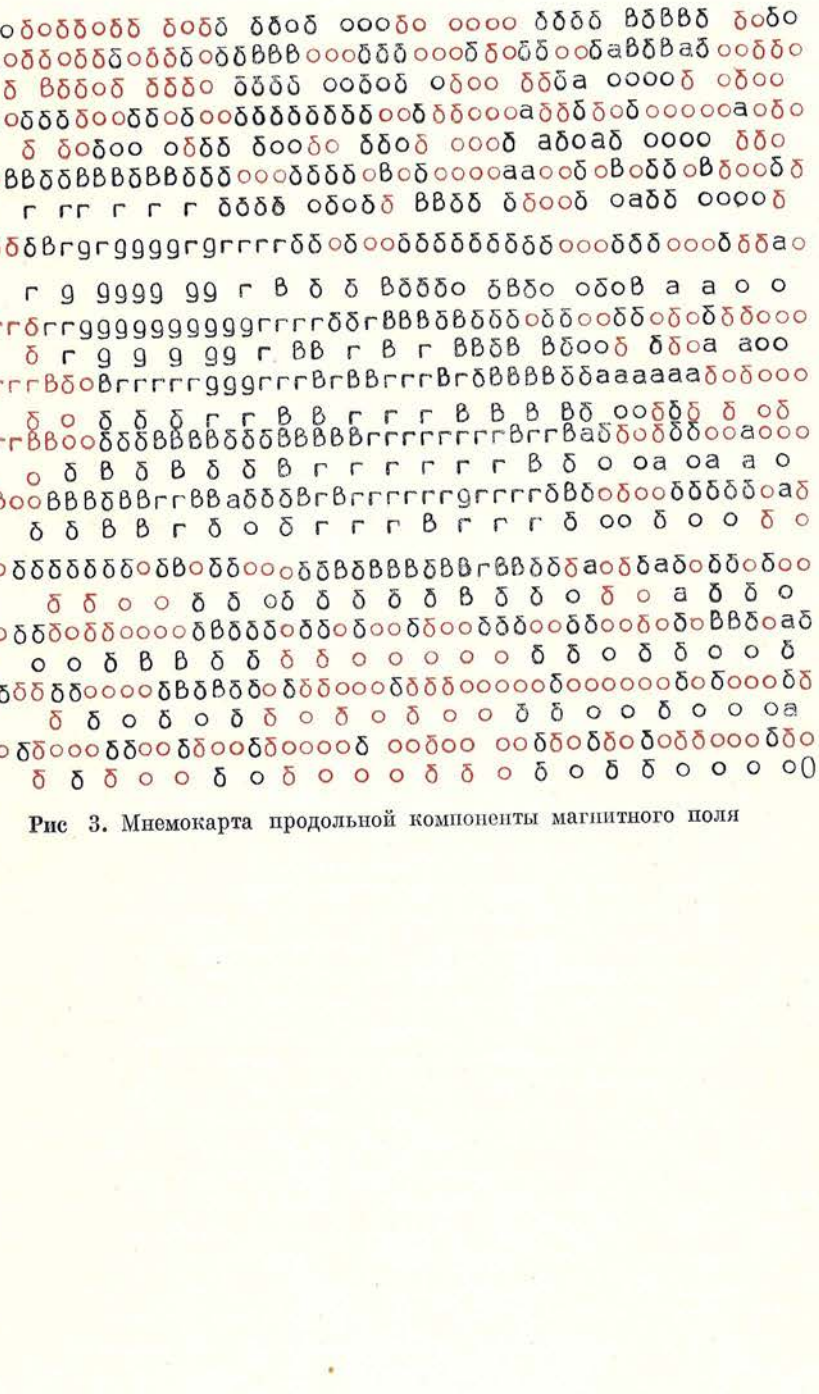


Рис 3. Мнемокарта продольной компоненты магнитного поля

ность получения результатов наблюдений не только в одной спектральной линии, но и в двух. Вывод параметров исследования в виде мнемокарт на *ПчУ* дает наглядное, а самое главное, оперативное представление о результатах, что позволяет корректировать программы наблюдений. Режим off-line, заложенный в САНСМ, позволяет обрабатывать данные, записанные на магнитную ленту в процессе работы магнитографа, по различным алгоритмам ставить различные задачи анализа получаемой информации.

Эксперименты, проведенные с системой, выявили ряд недостатков, которые в настоящее время устраняются. Например, ввиду ограниченного быстродействия ЭВМ «Наири-2» и печатающего механизма требуется выбор оптимальной скорости сканирования и повышения быстродействия *ПчУ*. Для более наглядного представления о характере изменения параметра, выводимого на *ПчУ* в режиме on-line в символьном виде, необходим тщательный подбор градиентов параметров либо ввод плавающей шкалы градиентов для каждого параметра в отдельности. Перспективным является вывод из ЭВМ данных в виде карт изогаусс. Отсутствие у ЭВМ внешних накопителей снижает возможности использования ее в системе, поэтому ведутся работы по подключению магнитных барабанов.

Перечисленные недостатки возникли в результате использования малой ЭВМ в такой сложной системе, и, естественно, их было бы значительно меньше с применением более производительной вычислительной машины.

Авторы ожидают, что обсуждаемая система после улучшения ее характеристик даст новое, эффективное средство изучения Солнца и явится основой для дальнейших работ по автоматизации в области астрофизических исследований.

Литература

1. *Кузнецов Д. А., Куклин Г. В., Степанов В. Е.* В сб.: Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып 1. М., «Наука», 1966, с. 80.
2. *Кузнецов Д. А.* В сб. Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 1. М., «Наука», 1966, с. 88.
3. *Бортник С. Г., Границкий Л. В., Осак Б. Ф.* В сб.: Новая техника в астрономии, вып. 4. Л., «Наука», 1972, с. 41.
4. *Куклин Г. В., Морозов А. М.* В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 28. М., «Наука», с. 137.
5. *Северный А. Б., Степанов В. Е.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 166.
6. *Базаржапов А. Д.* Астрон. ж., 1964, 41, 90.

СИСТЕМА СБОРА И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ НА БАШЕННОМ СОЛНЕЧНОМ ТЕЛЕСКОПЕ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Л. В. Границкий, Л. А. Границкая, Л. В. Дидковский, Н. С. Никулин

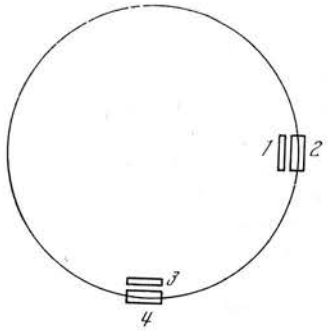
(КАО АН СССР)

Одной из наиболее актуальных проблем физики Солнца является исследование тонкой структуры различных образований на солнечной поверхности с помощью телескопов с разрешением порядка 0″,5—2″, оснащенных магнитографами [1] с выводом информации на диаграммные ленты, магнитные ленты [2] или непосредственно на ЭВМ [3].

До настоящего времени устройства гидирования и сканирования изображения Солнца были построены по принципу разомкнутых систем автоматического регулирования. Так, например, работа устройства часового ведения телескопа основана на вращении целостатного зеркала с заданной скоростью вокруг полярной оси. В этом случае к механическим узлам (редукторам, дифференциалам), электронике (в частности, к задающим генераторам) и точности юстировки инструмента предъявляются повы-

шенные требования, так как система суммирует ошибки. Для исключения или сведения к минимуму этих ошибок в Советском Союзе и за рубежом в настоящее время наметилась тенденция к созданию следящих систем, построенных по принципу замкнутого автоматического регулирования, с использованием фотоэлектрической следящей системы и программного управления сканированием изображения Солнца.

В Крымской астрофизической обсерватории была предпринята попытка решения этой проблемы. Еще летом 1967 г. был изготовлен и установлен на Башенном солнечном телескопе (БСТ) действующий макет фотогида. На нем были проверены и уточнены основные параметры прибора.



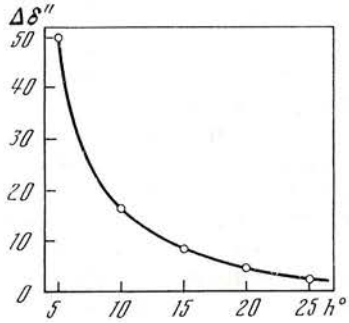


Рис. 1. Расположение щелей, установленных перед светоприемниками фотогида, на изображении Солнца

1 и *3* — щели, установленные около края диска Солнца; *2* и *4* — щели, установленные на краю диска Солнца

Рис. 2. Зависимость уменьшения диаметра Солнца по δ от высоты Солнца над линией горизонта

В связи с тем что диагональное зеркало телескопа было недостаточных размеров, светоприемники этого фотогида были установлены на краях изображения Солнца (*1*, *2* и *3*, *4* на рис. 1). В качестве светоприемников использовались фотосопротивления ФС-К0. Мостовые схемы, в плечи которых включены эти фотосопротивления, оказывались сбалансированными, если выполнялись условия:

$$I_1S_1 = I_2S_2 \text{ и } I_3S_3 = I_4S_4,$$

где I_1, I_2, I_3, I_4 — интенсивности световых потоков; S_1, S_2, S_3, S_4 — площади освещенных частей щелей, установленных перед фотосопротивлениями.

В результате двухлетней эксплуатации макета фотогида, совместно с телескопом и магнитографом, были выявлены основные недостатки прибора, которые сводятся к следующему:

1. В утренние и вечерние часы наблюдений, из-за рефракции, изображение Солнца становится эллиптическим (рис. 2). Это приводит к значительной ошибке удержания изображения Солнца в заданном положении, если светоприемники установлены так, как показано на рис. 1.

2. Из-за больших люфтов в редукторах устойчивая работа следящей системы фотогида достигалась только при скорости отработки ошибки рассогласования, не превышающей 1″/*сек*.

Во вновь разработанной конструкции фотогида, который установлен на реконструированном БСТ и введен в эксплуатацию в 1973 г., перечисленные выше недостатки были устранены. На рис. 3 приведена блок-схема системы сбора и обработки информации. Составной частью этой системы является фотогид. На каретке *4* по краям изображения Солнца *6* установлены горизонтальная и вертикальная пары фотосопротивлений *5* типа

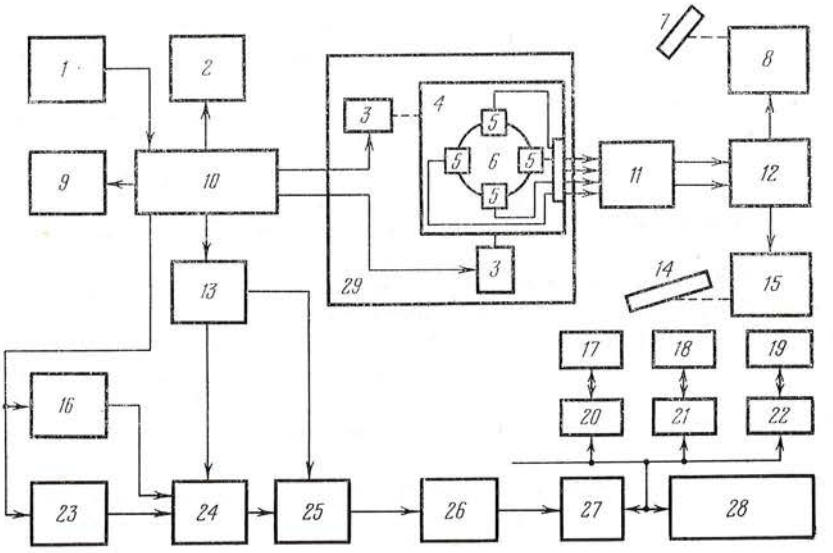


Рис.3. Блок-схема системы сбора и обработки информации

1 — кварцевый генератор, *2* — счетчик Ф588, *3* — шаговые двигатели ШД-4, *4* — каретка фотогида, *5* — светоприемники, *6* — изображение Солнца, *7* — целостатное зеркало, *8* — электродвигатель РД-09, *9* — цифропечатающее устройство, *10* — блок программного управления, *11* — мостовые схемы фотогида, *12* — сервоусилители, *13* — блок управления вводом информации, *14* — дополнительное зеркало, *15* — электродвигатель РД-09, *16* — электронный потенциометр КСП-4, *17* — перфоратор ПЛ-150, *18* — трансмиттер FS-1501, *19* — телетайп Т-63, *20—22* — интерфейсные блоки, *23* — электронный потенциометр КСП-4, *24* — коммутатор, *25* — аналого-цифровой преобразователь Ф722-4, *26* — преобразователи уровня напряжения, *27* — интерфейсный блок, *28* — процессор УВК М-6000-1, *29* — планшет фотогида

ФС-К0. Каретка перемещается в двух взаимно перпендикулярных направлениях шаговыми двигателями *3*, типа ШД-4. Одному шагу ротора двигателя соответствует перемещение каретки на 0″,08 дуги на поверхности Солнца. Программа сканирования задается блоком программного управления (БПУ) (*10* на рис. 3). Предусмотрена возможность поворота планшета фотогида *29* на угол $\pm 45°$, что позволяет сканировать изображение Солнца под разными углами к суточной параллели. Горизонтальная и вертикальная пары фотосопротивлений *5* включены в плечи мостовых схем *11*, с выходов которых снимаются напряжения, пропорциональные ошибке рассогласования. Эти напряжения подаются на входы сервоусилителей *12*, к выходам которых подключены исполнительные двигатели *8* и *15* типа РД-09. Отработка ошибки рассогласования по α производится целостатным зеркалом *7*, а по δ — дополнительным (*14*). Максимальная скорость отработки составляет 100″/*сек*. Изображение Солнца удерживается на входной щели спектрографа с точностью примерно $\pm 1''$.

БПУ задает временные соотношения в системе сбора и регистрации информации. Они сводятся к установлению числа шагов (импульсов) сканирования по осям X и Y и частоты следования этих импульсов (скорости сканирования). Шаг каретки сканирующего устройства равен 0″,08. Максимальное количество шагов — 2^{14}, что соответствует примерно 1300″ на поверхности Солнца. Скорость сканирования по осям X и Y имеет следующие значения: 0″,08; 0″,16; 0″,32; 0″,64; 1,″28; 2″,56; 5″,12; 10,″24 за 1 *сек*.

БПУ обеспечивает выполнение следующих режимов наблюдений.

1. Регистрацию информации при неподвижном изображении Солнца.

В этом режиме работа БПУ сводится к управлению регистрацией данных, т. е. формированию сигнала «закорота» через заданные наблюдате-

лем промежутки времени. В это время входы автоматических потенциометров КСП-4 закорочены на корпус и на диаграммной ленте прописывается нуль. Время, в течение которого происходит регистрация информации — информационный «разрез», как и время «закорота», задается на пульте управления наборами переключателей по осям X и Y соответственно. Это время определяется условным, для данного режима, числом шагов сканирования по каждой из координат и зависит от скорости сканирования.

2а. Сканирование изображения Солнца по оси X в прямом и обратном направлениях.

БПУ обеспечивает перемещение каретки фотогида с заданной скоростью. После перемещения на заданное число шагов информационный «разрез» прерывается «закоротом» на время сканирования по оси Y, чисто условного, так как ШД-4 по Y отключен и каретка фотогида не перемещается по этой оси.

2б. Сканирование и регистрация информации по оси X в одном направлении — слева направо.

Регистрация информации осуществляется во время прямого хода каретки. «Закорот» соответствует удвоенному времени условного сканирования по оси Y и времени обратного хода каретки (справа налево) со скоростью 20″ в секунду.

3. Растровое сканирование изображения Солнца.

Этот режим аналогичен режиму 2а и 2б, но при переходе на него включаются ШД-4 по оси Y для передвижения изображения Солнца по этой координате.

Для визуального контроля работы БПУ установлен счетчик (*2* на рис. 3) с цифровой индикацией количества импульсов по оси X. В систему включено цифропечатающее устройство (ЦПУ) *9* для оперативного получения карт магнитного поля активных областей Солнца. В отличие от ЦПУ, описанного в [4], поступательное движение каретки и перевод строки в данном ЦПУ производится шаговыми двигателями, работой которых управляет БПУ. При этом предусмотрена возможность увеличения линейного масштаба печатающейся карты $H_{\parallel}$ по отношению к линейным размерам сканируемого участка.

Блок программного управления выполнен на феррит-транзисторных модулях [5], что обеспечивает надежность в работе и высокую помехоустойчивость. Логические схемы построены по принципу одновременного магнитного запрета [6]. Тактовые импульсы в БПУ поступают с задающего генератора *1* с кварцевым резонатором [7].

Для ускорения обработки данных наблюдений в мае 1975 г. на БСТ был установлен управляющий вычислительный комплекс (УВК) М6000-1. На первом этапе эксплуатации УВК должен был обеспечить выполнение следующих функций.

1. Получение перфоленты с массивом данных для построения карт изогаусс [1] на графопостроителе, состыкованном с ЭВМ ЕС-1020.

2. Обработка измерений продольной составляющей магнитного поля Солнца с интегрированием сигнала по времени и выдачей результатов на печать.

Решение перечисленных задач предполагало стыковку УВК с магнитографом БСТ, подготовку соответствующих программ и рекомендаций по оптимальному использованию возможностей УВК для получения требуемой точности результатов.

Информация на высокоомном выходе магнитографа [1] представляет собой меняющийся (во времени) по амплитуде и знаку уровень напряжения. Причем при измерении продольной составляющей общего магнитного поля Солнца как звезды выходной сигнал очень мал по амплитуде — порядка ± 20 *мв*. Использование аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с низкоомным входом и диапазоном преобразуемых напряжений ± 10 *в* требовало введения согласующего и нормирующего звеньев для

подключения к выходу магнитографа. Нормирующие усилители, выпускаемые промышленностью, имеют низкое входное сопротивление. Класс точности и время установления также ограничивают возможность их использования. Поэтому основные трудности заключались в построении такой системы сбора и обработки информации, которая обеспечила бы наряду с хорошей разрешающей способностью по амплитуде сигнала достаточную стабильность и точность результатов.

Частота запуска АЦП в процессе сбора информации должна регулироваться в зависимости от режима наблюдений. Функции управления вводом информации выполняет блок *13* (см. рис. 3). Синхронизация его импульсами БПУ позволяет использовать временные соотношения последнего для выполнения сбора и обработки информации на УВК в режимах, соответствующих выбранному режиму наблюдений. Для этого частота запуска АЦП устанавливается наблюдателем с помощью переключателей на блоке управления вводом (БУВ).

Анализ зависимости точности обработки данных от количества импульсов запуска АЦП при вводе в УВК реальной информации (построение гистограммы по результатам ввода и сравнение с записью на диаграммной ленте) показал, что несоответствие, порядка процента, наблюдается при частоте запуска АЦП, равной 4—8 импульсов за секунду для постоянной времени магнитографа, не меньшей 2,5 *сек*.

Для исключения влияния на точность обработки переходного процесса после «закорота» производится стробирование начального участка «разреза». Время стробирования, определяемое количеством импульсов, «не участвующих» в запуске АЦП, зависит от постоянной времени магнитографа, амплитуды сигнала и задается наблюдателем при помощи переключателей на БУВ.

Частые изменения режима наблюдений, а также малый объем памяти УВК определили схемное, а не программное решение этого вопроса.

Управление коммутатором и маркирование информационных каналов при вводе в УВК производится триггером, который управляется импульсами БУВ. На рис. 4 приведены временные диаграммы. Моменты времени t_1 и t_6 определяют подачу управляющего сигнала на коммутатор, в качестве которого применяется поляризованное реле типа РП-5. Запуск АЦП происходит после прекращения дрожания контактов реле в моменты t_2 и t_7. Более подробное рассмотрение диаграммы, приведенной на рис. 4, дано ниже.

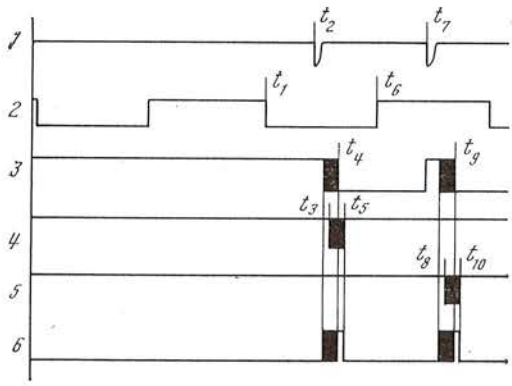
Один из вариантов согласования выхода магнитографа с входом АЦП заключался в использовании электрометрического усилителя типа У5-6. Однако его использование при записи уровня напряжения порядка 100 *мв* показало большой разброс единичных измерений ($\pm$ 20 *мв*), а также дрейф нуля в течение нескольких часов на 15—20 *мв*. Эти обстоятельства делали невозможной запись с его помощью слабых электрических сигналов на УВК.

В связи с этим в КСП-4, регистрирующих продольную составляющую магнитного поля, были установлены дополнительные реохорды таким образом, что подвижные контакты основного и дополнительного реохордов закреплялись на общей каретке. Дополнительные реохорды включались в мостовую схему, как показано на рис. 5.

Напряжение на подвижном контакте $R_д$ определяется из соотношения

$$U_{вых} = U_м \frac{U_p}{U_1},$$

где $U_{вых}$ — напряжение, снимаемое с подвижного контакта $R_д$; $U_м$ — напряжение на выходе магнитографа; U_p — напряжение питания $R_д$; U_1 — напряжение, определяющее полный размах отклонения подвижного контакта R_0.



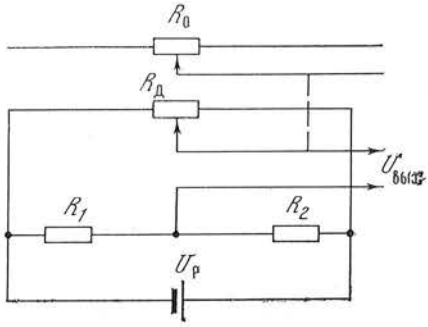


Рис. 4. Временные диаграммы ввода данных в интерфейсный блок

1 — запуск АЦП, *2* — триггер маркера и управления коммутатором, *3* — «конец преобразования» на выходе АЦП, *4*—информация первого канала на БИФ, *5*—информация второго канала на БИФ, *6* — триггер «готово» на БИФ

Рис. 5. Схема подключения дополнительного реохорда

R_0 — основной реохорд, $R_Д$ — дополнительный реохорд

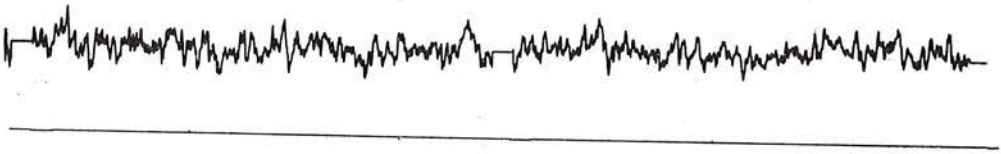


Рис. 6. Реальный сигнал продольной составляющей общего магнитного поля Солнца (*1*) и искусственный сигнал (*2*)

Для примененного нами реохорда оптимальная величина U_p находится в пределах 12—14 *в*.

К преимуществам такого способа подключения информационных каналов следует отнести отсутствие дрейфа, низкое выходное сопротивление, отсутствие времени прогрева, гальваническую развязку выхода магнитографа и входа АЦП, а также возможность ввода в УВК ранее записанных на диаграммную ленту данных аналогично [8].

Недостатком является наличие механических контактов, инерционность самописца.

Для оценки возможности использования КСП-4 с дополнительным реохордом в качестве линейного усилителя при записи на диаграммную ленту сигналов, соизмеримых с реальными, был проведен ряд испытаний.

На рис. 6 приведены сравниваемые записи:

1) продольной составляющей общего магнитного поля Солнца;

2) искусственного сигнала.

В данном испытании на вход самопишущего потенциометра подавался уровень напряжения порядка 2—3 *мв*. В течение шести часов проводилось интегрирование информационных «разрезов» длительностью по 4,5 *мин* с выдачей результатов на печать.

Обработка записи на УВК искусственного сигнала показала, что разрешающая способность системы по входному напряжению составляет ± 1 *мв*. Это соответствует напряженности магнитного поля порядка 0,03—0,05 *гс* при средней ошибке, равной $1{,}5 \cdot 10^{-2}$.

Ввод информации в УВК производится в определенном месте программы, по специальным командам комплекса. Порядок обмена информацией регламентирован интерфейсом ввода-вывода и предусматривает подключение к процессору УВК блока интерфейсного БИФ (*27* на рис. 3). БИФ

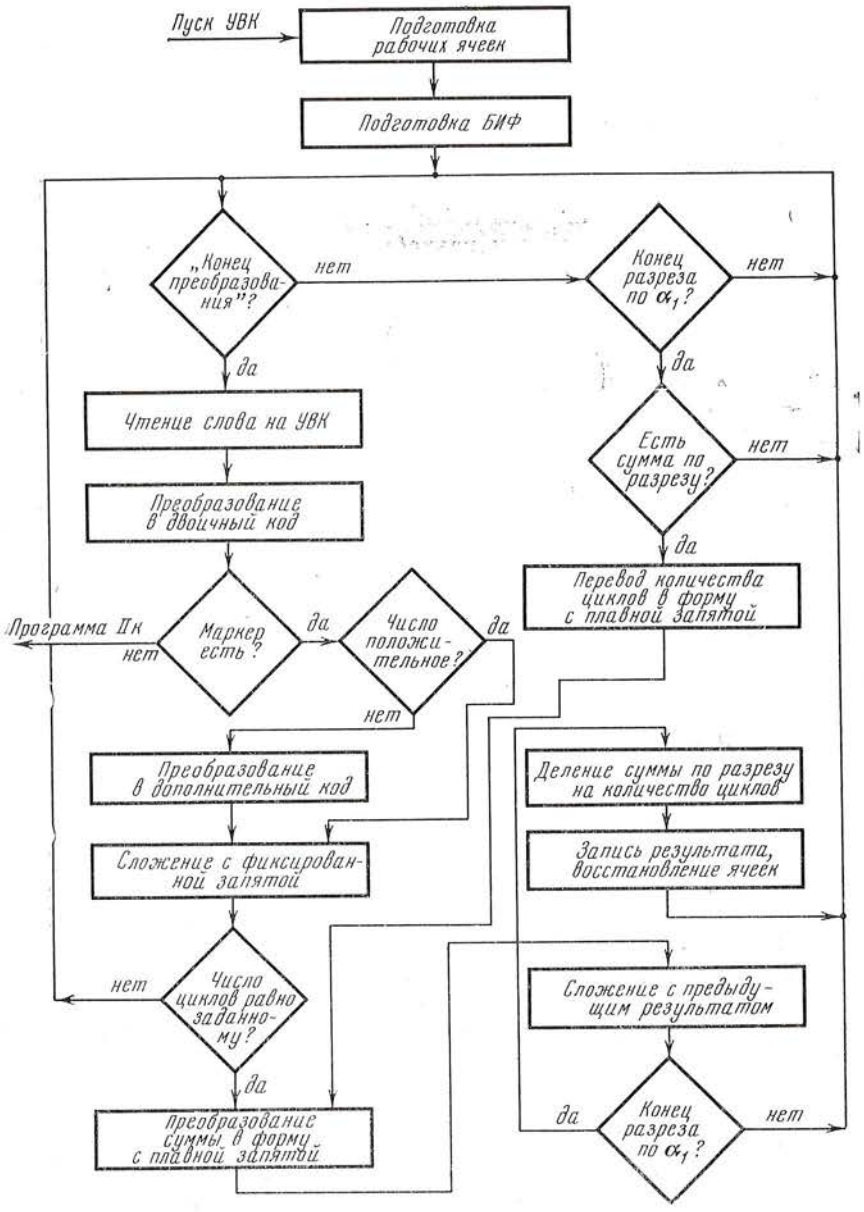


Рис. 7. Алгоритм части программы интегрирования

состоит из регистра с входной и выходной логикой. Запись, хранение и выдача кода производится по сигналам из УВК. В моменты времени t_3 и t_8 (см. рис. 4) происходит запись информационных слов на приемный регистр БИФ. В это же время на УВК поступает сигнал «готово», который разрешает перепись информации из приемного регистра на регистр УВК. Состояние триггера «готово» (*6* на рис. 4) программно изменяется (t_5 и t_{10}), запрещая повторную запись информации на приемный регистр БИФ при наличии разрешающего сигнала «конец преобразования».

Часть программы интегрирования при измерении продольной составляющей общего магнитного поля Солнца приведена на рис. 7.

При этом задача сводится к определению средней величины сигнала в каждом информационном «разрезе» относительно линии «закорота». Как видно из рассмотрения алгоритма программы, обработка ведется в реаль-

ном масштабе времени и организована в интервале между импульсами запуска АЦП.

При исследовании магнитных полей на поверхности Солнца программа обработки информации на УВК сводится к записи, первичной обработке и выдаче на перфоленту массива данных для последующей обработки на ЭВМ ЕС-1020.

В заключение приносим глубокую благодарность академику А. Б. Северному за постоянный интерес к работе, ряд полезных советов и замечаний, которые были учтены при разработке, изготовлении и пуске в эксплутацию системы, и А. М. Чижову за активное участие в работе.

Литература

1. *Никулин Н. С., Северный А. Б., Степанов В. Е.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 3.
2. *Livingston W., Harvey J.* Kitt Peak Nat. Observ. Contrib., 1971, N 558.
3. *Livingston W., Harvey J.* In: Solar magnetic fields. (IAU Sympos. N 43, Paris, Sept. 1970), 1971, p. 51.
4. *Мартынчук Н. А., Монин Г. А.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 271.
5. *Миловзоров В. П.* Электромагнитная механика. Госэнергоиздат, 1964, с. 315.
6. *Границкий Л. В., Бортник С. Г.* В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 2. 1971, с. 360.
7. *Границкий Л. В., Бортник С. Г.* В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 2, 1971, с. 356.
8. *Ефанов В. А.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 158.

ЦИФРОВАЯ РЕГИСТРАЦИЯ СИГНАЛОВ МАГНИТОГРАФА

М. Клваня

(Обсерватория АИ АН ЧССР, Ондржеев, ЧССР)

Нами проанализированы два способа записи информации с магнитографа Ондржеевской обсерватории в форме, удобной для дальнейшей обработки на ЭВМ.

Применение аналогового запоминающего устройства с магнитной лентой в нашем случае оказалось неудобным из-за большого времени, необходимого для ввода информации в вычислительную машину. Сейчас используется регистрация выходных сигналов на перфоленту. Благодаря использованной системе управления телескопом нет необходимости записывать координаты измеряемой точки, и это ускоряет процесс записи информации.

Показано также, что получение пространственного распределения поля по наблюдениям на одном уровне активной области может быть связано с существенными ошибками.

Все материалы будут подробно опубликованы в «Bull. Astron. Inst. Czech.» в 1976 г.

К ВОПРОСУ О РОЖДЕНИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ. МАГНИТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

В. Бумба

(АИ АН ЧССР, Ондржеев, ЧССР)

Уже много десятков лет ученые, занимающиеся физикой Солнца, задают вопрос: как происходит рождение активных областей? Этой проблеме был посвящен весь симпозиум МАС № 35, который происходил в 1967 г. в Будапеште. Возникновения активных областей и магнитогра-

фических наблюдений, связанных с этим вопросом, касалось довольно много рефератов, представленных на парижском симпозиуме МАС № 43 в 1970 г. И все же здесь еще много неясного. Проблема рождения активных областей тесно связана с проблемой появления магнитных полей в солнечной атмосфере и с возникновением солнечной активности вообще, что вновь подтвердилось на недавнем пражском заседании симпозиума МАС № 71, занимавшегося вопросами основных механизмов солнечной активности.

В настоящее время установлено, что возникновение активных областей очень тесно связано со всей иерархией распределения фотосферных магнитных полей, которое в свою очередь тесно коррелирует с иерархией расположения скоростных полей в фотосфере. Распределение скоростей связано, вероятнее всего, с конвекцией. Поэтому мы рассмотрим прежде всего связь между распределением магнитных полей и распределением скоростей в солнечной атмосфере, начиная с самого большого масштаба. Рассмотрим роль магнитографических наблюдений и других видов наблюдений для изучения структуры солнечной атмосферы.

1. Возникновение активных областей и крупномасштабное распределение фоновых магнитных и скоростных полей

Еще в 1965 г. на основе синоптических магнитных карт, построенных из ежедневных наблюдений всего диска Солнца на обсерватории Маунт-Вилсон, было показано, что новые активные области образуются внутри областей, занятых старым магнитным полем, или в самой тесной близости от старых полей [1]. Даже появление новых активных областей, принадлежащих к новому циклу активности в 1965 г. [2], а также в августе 1975 г. (рис. 1), тесно связано с гелиографической долготой, в которой находятся активные области старого цикла активности и их магнитные поля.

Изучение крупномасштабного распределения магнитного поля по солнечному диску за последние 15 лет показывает, что это правило осуществляется практически всегда. Согласно ему в отдельных гелиографических долготах возникают регулярные ряды магнитных полей обеих полярностей. Такие ряды магнитных полей можно проследить на последовательных синоптических картах (рис. 2), время их жизни порядка года, а иногда и больше [3].

Крупномасштабное распределение магнитных полей довольно часто показывает очень большие регулярные комплексные магнитные структуры, кторые занимают половину поверхности Солнца [3]. Они являются и основой секторного распределения солнечного магнитного поля, отражение которого отчетливо обнаруживается в распределении межпланетного поля (рис. 3). Но для нашего вопроса самым главным у этих «сверхгигантских» структур является то, что с их восточной частью связано развитие протонных активных областей [4] и что вообще их регулярная форма возникает благодаря регулярности долготного и широтного распределений активных областей, магнитное поле которых образует эту структуру. Поскольку время жизни «сверхгигантской» структуры — 8—10 солнечных оборотов, ясно, что эта регулярность в распределении касается не только одной генерации активных областей, но и повторного развития все новых и новых областей.

Основные элементы «сверхгигантских» структур во время их максимальной фазы развития имеют длину около 100° и представляют собой сеть больших эллиптических ячеек, длина которых около 30—35° и ширина около 25—30°. Эти ячейки, которые мы назвали «гигантскими» гранулами, являются очень интересными и пока очень мало изученными объектами. Морфологически они очень похожи на супергрануляцию (рис. 4), но на порядок больше и живут намного дольше, время их жизни равняется примерно 5 оборотам Солнца [5]. Теоретиков очень волнует вопрос о реаль-

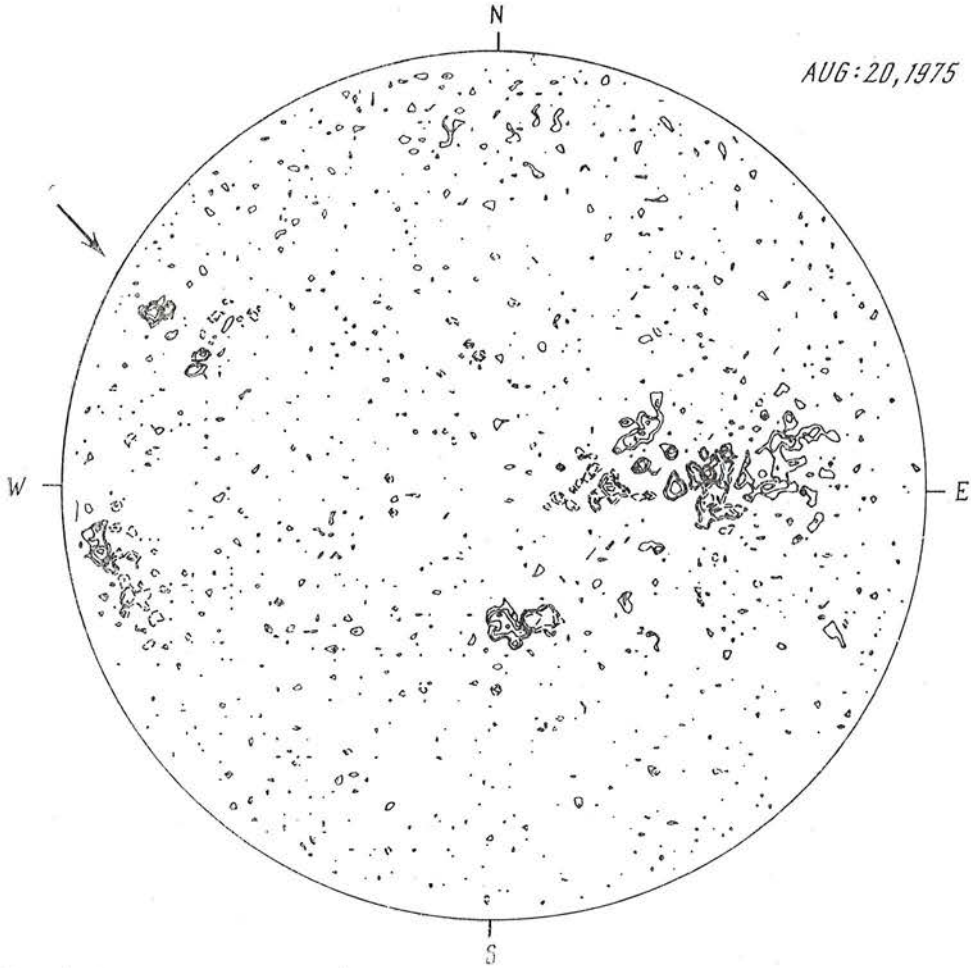


Рис. 1. Карта распределения фотосферных магнитных полей, полученная на обсерватории Маунт-Вилсон 20.VIII 1975 г.

Вблизи западного лимба в области старых магнитных полей кончавшегося цикла образовалась в северном полушарии новая активная область, принадлежащая уже к новому циклу активности, как показывает распределение ее ведущей и хвостовой полярности

ности существования этих «гигантских» гранул [6—8], поскольку они могут быть самым большим элементом конвективного движения в солнечной фотосфере, возникающим благодаря деионизации гелия. Эти конвективные элементы, кажется, охватывают солнечный слой толщиной в несколько сот тысяч километров. Но наблюдатели, которые пока не могут сравнить распределение магнитного поля с распределением скоростей, затрудняются сказать что-либо больше о физических свойствах «гигантских» гранул.

На пражском симпозиуме в реферате Говарда [9] показаны результаты исследования крупномасштабного распределения поля скоростей в солнечной фотосфере и обнаружены «гигантские» структуры — большие области систематического опускания и подъема, напоминающие «гигантские» магнитные структуры. Поскольку сравнение этих скоростных структур с распределением поля еще не было предпринято, пока преждевременно делать выводы.

Но одно свойство в динамике развития сети «гигантских» гранул очень похоже на динамику развития супергрануляционного поля. На перекрестках этих «гигантских» гранул развиваются активные области, что ана-

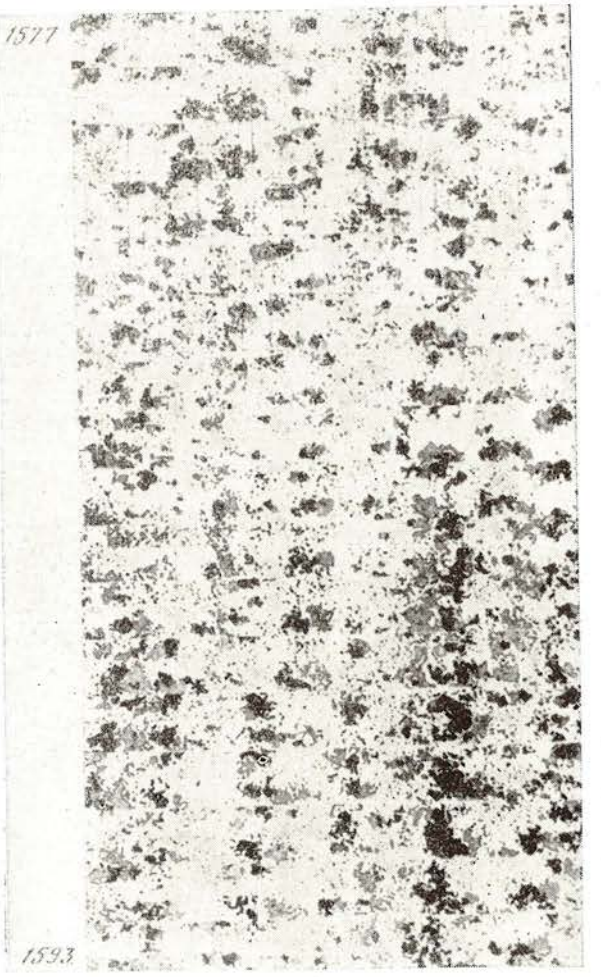


Рис. 2. Экваториальные части ($\pm 20°$) синоптических карт для оборотов № 1577—1593 (перекрывающих большую часть 1972 г.) фотосферного магнитного поля, измеренного на обсерватории Маунт-Вилсон, монтированные последовательно

В определенных гелиографических долготах видны образовавшиеся ряды обеих полярностей, можно заметить и появление магнитных полей новых, только что возникших активных областей в отдельных рядах

логично развитию отдельных малых пятен на перекрестках супергранул. Причем развитие этих активных областей, если смотреть на магнитное поле, часто происходит таким образом, что в области старой ведущей полярности появляется островок новой хвостовой полярности. Это значит, что в первой фазе развития активной области (если смотреть на магнитные карты, полученные с низким разрешением и только в самой близости возникающего нового магнитного холма) магнитный поток не уравновешен.

Можно подчеркнуть еще одну характеристику развития активных областей в сети «гигантских» гранул. В том случае, когда общий уровень активности на солнечной поверхности такой, что развитие новой активности происходит в большом интервале гелиографических долгот, можно наблюдать развитие так называемых комплексов активности [10, 2]. Отдельные активные области, принадлежащие к комплексу, захватывают постепенно в последовательных оборотах все большее количество перекрестков сети «гигантских» гранул, но мощность возникающих активных областей и их хромосферная активность постепенно уменьшаются. При этом линейный размер комплекса и площадь, занимаемая им на солнечной поверхности, равномерно увеличиваются со временем. В 1962 г., например, скорость роста протяженности комплекса по гелиографической долготе равнялась приблизительно 100 *м/сек*. С той же самой скоростью расширялись комплексы и по гелиографической широте, но только до тех пор, пока их граница не достигла широты $\varphi \approx 40°$. Тогда скорость расширения уменьшилась до ~ 30 *м/сек*.

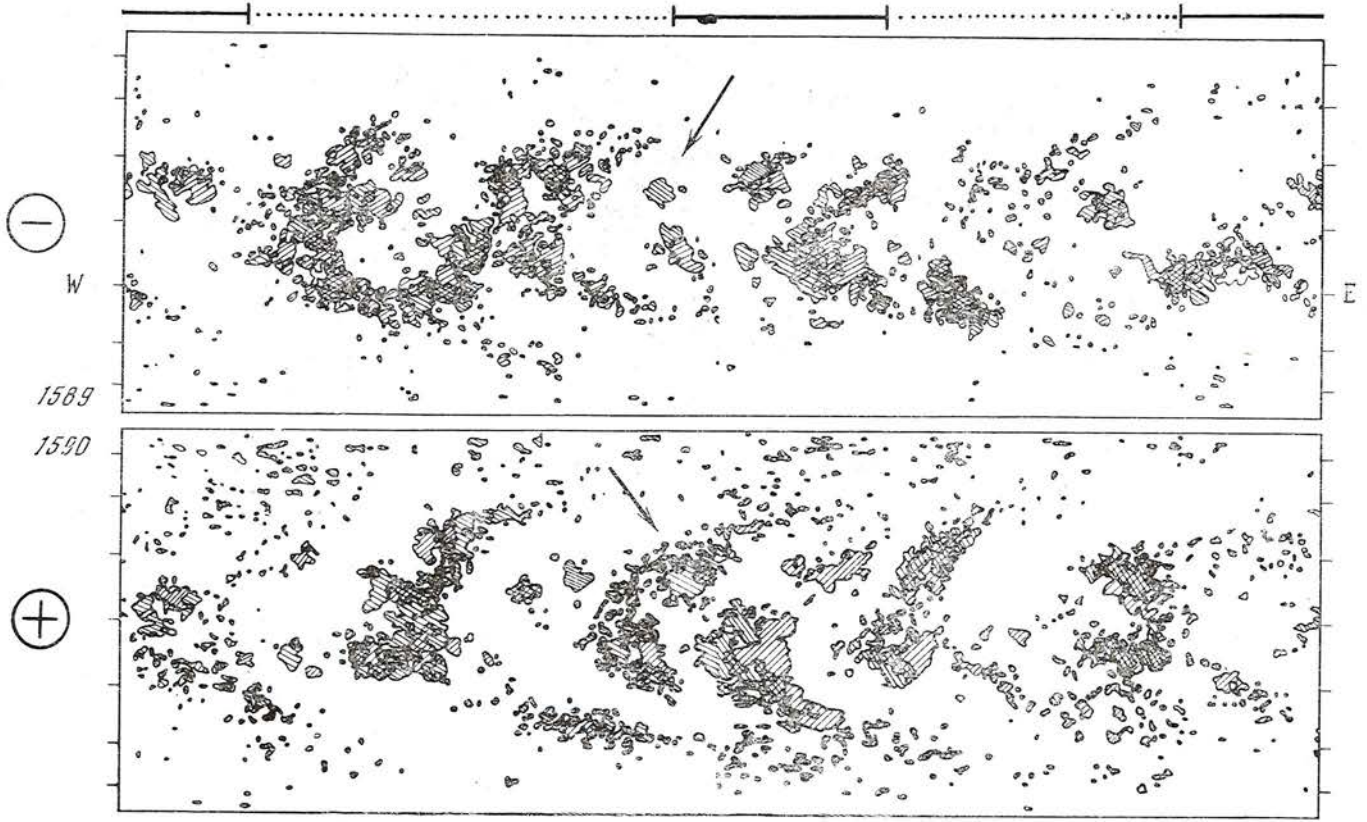


Рис. 3. Синоптическая карта фотосферного магнитного поля (Маунт-Вилсон), полученная перекрытием двух карт (обороты № 1589 и № 1590)

Представлена в отдельных полярностях (отрицательная полярность сверху). В западной (левой) половине распределение отрицательной полярности показывает «сверхгигантскую» структуру. Положительная полярность является дополняющей к отрицательной полярности. Эта «сверхгигантская» структура предшествовала возникновению большого августовского центра активности 1972 г., положение которого обозначено стрелками. Над картой отрицательной полярности нарисована схема распределения межпланетного магнитного поля. Сплошная линия обозначает положительную полярность, отрицательная полярность обозначена пунктиром. Можно заметить, что регулярной отрицательной структуре сопутствует сектор отрицательной полярности в межпланетном пространстве

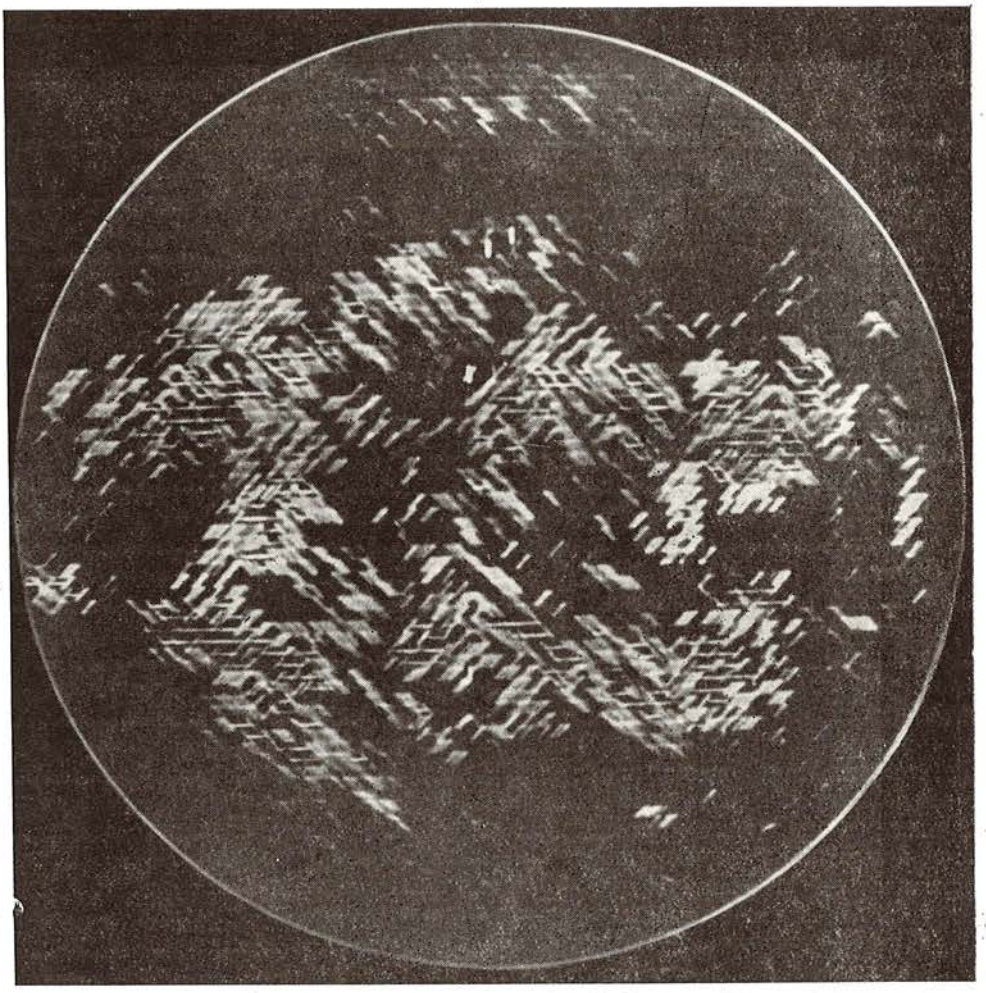


Рис. 4. «Гигантские» гранулы на маунт-вилсонской магнитограмме старого типа, полученной 12.IX 1960 г.

2. Развитие активных областей и супергрануляция

На основании наблюдательного материала с низким временным разрешением порядка суток нам удалось показать уже много лет тому назад, что появление и развитие активных областей тесно связано с супергрануляционной сеткой [11, 12]: первое поярчание флоккула новой активной области происходит на перекрестке супергранул, дальнейшее поярчание флоккула развивается в «межсупергранулярном» пространстве, охватывая постепенно периферии отдельных ячеек. Первые малые пятна появляются также вблизи перекрестков супергранул и т.п.

На наблюдательном материале с временным разрешением порядка одной минуты удалось показать, что и хромосферные вспышки развиваются аналогичным образом, поскольку их эмиссия также развивается в «межсупергранулярном» пространстве, но только этот процесс протекает в сотни раз быстрее, чем развитие активных областей [13].

Мы пытались также показать, что и распределение пятен в активных областях подчиняется супергрануляционной, т.е. конвективной сетке [14, 15]. Все сказанное выше указывает на решающую роль этой сетки при развитии активных областей.

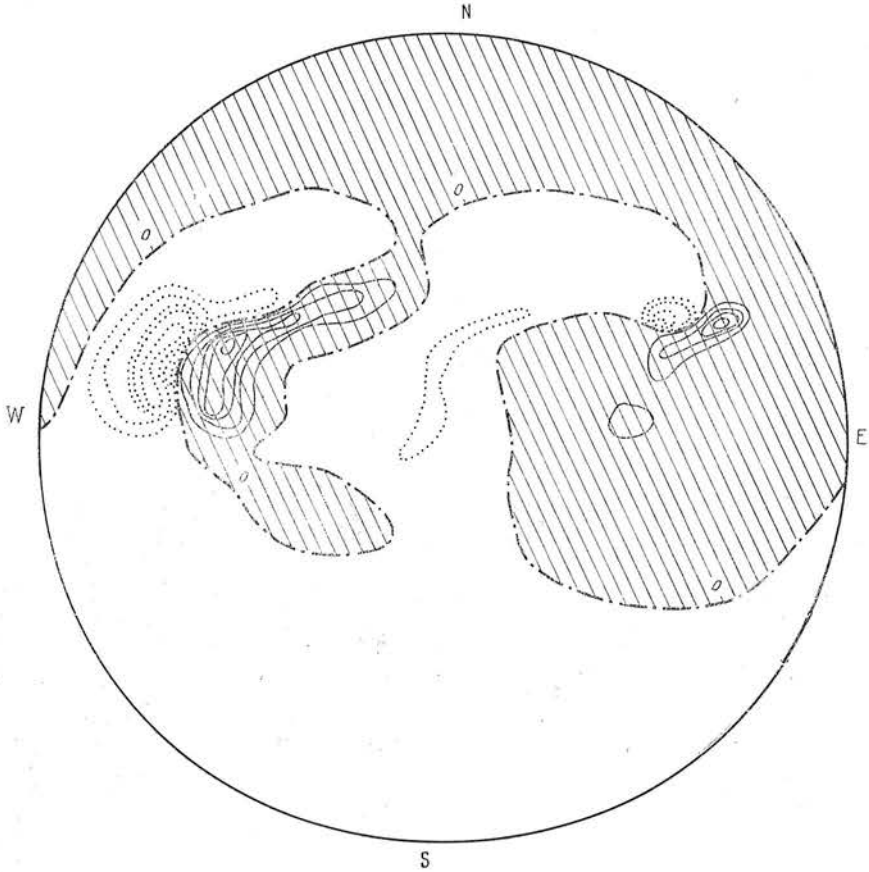


Рис. 5. Магнитная карта фотосферного поля, измеренного 22.VI 1953 г. на обсерватории Маунт-Вилсон, с очень малым разрешением

Фоновым полем северного полушария является поле положительной полярности (сплошные линии и заштрихованная область), которое одновременно является и хвостовой полярностью северного полушария

Подтверждение описанных выше наблюдений очень важно для решения вопроса о том, что происходит с магнитными полями активных областей — всплывают ли они, концентрируются или индуцируются. В связи с этим в последнее время появился ряд работ, в которых изучается связь возникновения активных областей и солнечных пятен с супергрануляционной сеткой. В некоторых из них подвергается сомнению связь между зарождением активных областей и границами супергранул [16—18]. Но другие авторы, использовавшие намного лучшее разрешение по времени, чем было в первоначальных исследованиях, подтверждают прежние результаты [19, 20]. До тех пор пока у нас не будет комплексного наблюдательного материала, включающего не только хорошие фотографии с высоким пространственным и временным разрешением как кальциевой, так и водородной хромосферы и фотосферы, но и магнитограммы с таким же временным и пространственным разрешением, трудно ответить на этот вопрос, столь важный для принципиальной проблемы развития активных областей и их магнитных полей.

Но я думаю, что для подтверждения связи динамики развития активной области с динамикой конвективной сетки не существенно, находятся ли концы темных водородных волокон, характерных для первой фазы развития области, в центре супергранулы или на ее периферии. Важно то, что с течением времени все дальнейшее развитие области подчиняется

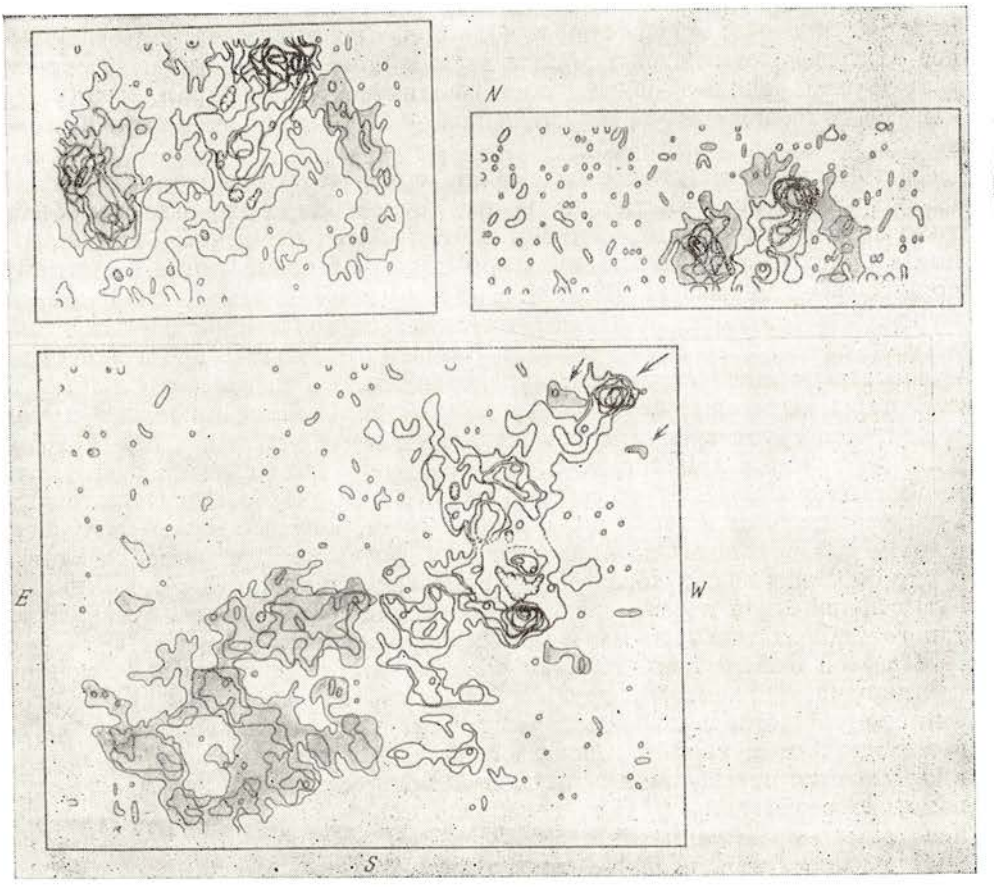


Рис. 6. Магнитные карты супергрануляционной сетки 29 и 31.VII 1974 г.

В северной области сетки (29.VII) виден большой холм положительной полярности (жирная линия) и начало развития ведущей отрицательной полярности (тонкие линии) зарождающейся новой активной области. 31.VII быстро развивавшаяся отрицательная полярность образовала ячейкообразную форму, которую можно видеть на картах с малым и большим разрешением

супергрануляционной сетке, вплоть до квантизации площади пятен [14] и т.п. Кроме того, из наблюдений имеются указания на то, что супергранулы иногда разделяются на более мелкие структуры, похожие на ячейки диаметром порядка 8—10″. Такой же диаметр часто имеют небольшие пятна без полутени, встречающиеся прежде всего в обширно развитых группах солнечных пятен.

Совсем недавно на довольно большом наблюдательном материале [21] были подтверждены наши результаты, касающиеся преобладающего направления развития активных областей [11]. В большинстве зарождающихся активных областей вначале быстрее развивается хвостовая часть и только через 1—2 суток после первого появления эмиссии центр тяжести развития переходит в ведущую часть области. Возможно, что с самого начала большое значение имеет центр активной области, т.е. место, где соприкасаются обе полярности и откуда развивается сначала хвостовая и позже ведущая части области. Следовательно, во время первой фазы развития области на магнитных картах с пространственным разрешением не лучше 5″ магнитный поток новой активной области не уравновешен в пользу преобладания потока хвостовой полярности.

Объяснению этого вопроса может помочь недавно обнаруженное свойство хвостовой полярности активных областей, которые можно наблюдать во время низкой активности, прежде всего в конце или в начале развития

цикла активности, когда фоновое поле показывает еще довольно регулярное распределение: магнитное поле хвостовой части области соответствует в это время фоновому полю данного солнечного полушария, между тем как магнитное поле ведущей части связано с фоновым полем противоположного полушария (рис. 5) [3].

Тот факт, что магнитное поле концентрируется на периферии конвективных элементов «гигантских» гранул, супергранул и гранул, мы объясняли концентрирующим действием конвективных движений в конвективных ячейках разных масштабов, «сгребающим» силовые линии магнитного поля к своей периферии [22, 23]. Однако не все явления, наблюдаемые во время возникновения и развития активной области, поддаются столь простой схеме. Уже сама динамика развития отдельных ячеек супергранул в этом смысле интересна: супергранулы, наблюдаемые в линиях K и H кальция, меняют свою форму посредством появления новых ярких гранул или групп гранул и исчезновения старых отдельных или находящихся в группах ярких гранул. К сожалению, пока имеется очень мало магнитных наблюдений и особенно наблюдений скоростей с достаточным пространственным и временным разрешением, которые можно получить, например, с помощью видеомагнитографа. Наши магнитные карты иногда вроде бы показывают перестройку супергрануляционной сетки, связанную с появлением и развитием новой активной области (рис. 6). Но даже такого наблюдательного материала пока маловато.

Простой схемой концентрации силовых линий магнитного поля конвективными движениями трудно объяснить большое значение центра активной области, появление большого градиента магнитного поля и образование в этом месте изгибов на границе полярностей, что обычно сопровождается повышением вспышечной активности [23]. Трудно также с помощью этой схемы понять повторное появление новой активности в некоторых определенных местах более старых групп [24, 25], ведущее иногда даже к появлению центров с протонными вспышками. Наоборот, довольно просто можно понять, что кажущаяся «квантизация» магнитного потока, связанная с распределением поля в сети супергранул и гранул, содействует тому, что заново появившиеся магнитные поля не сразу взаимодействуют с магнитными полями, возникшими раньше [26—29].

3. Развитие солнечных пятен, их групп и магнитные и скоростные поля

Уже Лоухед и Брей [30] показали, что развитие отдельных малых солнечных пятен тесно связано с межгранулярным пространством, где концентрируется магнитное поле будущего пятна. Недавно сотрудники обсерватории Сакраменто-Пик [31, 32] с помощью вакуумного башенного телескопа нашли еще более тесную связь магнитных полей с этим пространством. Так называемые филигри — тонкие яркие образования, наблюдаемые в краях линии H_α, при наблюдении их в крыльях расщепленной магниевой или натриевой линии через поляризационную оптику свидетельствуют не только о том, что все «филигри» находятся над магнитными полями, но и об очень тонкой структуре этого поля: зерна имеют диаметр не более нескольких сот километров. Пока это только отдельные наблюдения. У нас, к сожалению, еще нет магнитных наблюдений с хорошим разрешением, которые позволили бы сделать выводы об изменениях магнитных полей во время формирования солнечного пятна. И до сих пор имеющиеся методы двухмерных наблюдений магнитного поля не позволяют наблюдать магнитные поля непосредственно в пятнах. Единственный спектрографический метод из-за меньшего разрешения и большого влияния рассеянного света и других трудностей пока не позволяет решить эту задачу полностью.

Хотя и было показано, что для возникновения небольшого пятна нужно, чтобы его магнитное поле достигло минимальной напряженности порядка

1000—1200 *гс* [33, 34], найти распределение напряженности внутри самого более сложного пятна пока еще очень трудно. Имеются некоторые работы, свидетельствующие о том, что напряженность поля в темных промежутках тени на несколько сот гаусс выше, чем средняя интенсивность поля в пятне [35, 36], но проследить распределение магнитного поля в грануляционной сетке тени до сих пор невозможно. Хотя, конечно, можно ожидать, что это поле концентрируется и в межгранульном пространстве, которое в тени пятна именно из-за большой интенсивности магнитного поля настолько расширилось, что стало преобладающей характеристикой теневой грануляции, оставляя лишь небольшие яркие точки в центре теневых гранул [37].

Несколько иное положение мы имеем с изучением радиальных скоростей в молодых пятнах. Показано, что в месте будущего появления активной области и прежде всего пятен возрастают радиальные скорости, в большинстве случаев направленные вниз [38, 39, 40], и что в возникших пятнах нет эвершедовского распределения скоростей, а движения вниз наблюдаются на границе фотосферы и хромосферы [41]. Имеется и ряд работ, посвященных изучению изменений в распределении радиальных скоростей в активных областях [38, 39, 40]. Но из них пока трудно составить общую картину для разных фаз развития активной области.

Одному из наших аспирантов на основании визуальных наблюдений интенсивности магнитного поля в солнечных пятнах (пулковские магнитные поля и наблюдения на обсерватории Маунт-Вилсон) недавно удалось показать [42], что для появления полутени вокруг пятна нужно, чтобы интенсивность его поля достигла примерно 2100 *гс*. Если интенсивность поля до этой величины не дойдет, полутень не образуется. Поскольку раньше уже было показано, что и площади регулярных пятен имеют определенную характерную величину ($6 \cdot 10^{18}$ *см*^{2}), выходит, что и магнитный поток пятна с только что возникшей полутенью имеет определенную величину — примерно 10^{22} *мкс*.

Тот же автор [42] показал, что регулярное пятно в самой последней фазе своего развития, перед тем как потеряет свою полутень и разделится на несколько малых пятен, увеличивает временно (на 1—3 суток) интенсивность своего магнитного поля на несколько сот гаусс. Эта интенсивность потом быстро падает и становится ниже границы чувствительности измерений [43]. При этом на магнитных картах со средним разрешением (5″), полученных с помощью фотоэлектрического магнитографа, не наблюдается никаких существенных изменений ни во время процесса нарастания полутени, ни во время ее постепенного исчезновения.

Заключение

В своем довольно схематическом обзоре я старался больше внимания уделять тем вопросам, которые, по-моему, имеют большое значение в самой первой фазе появления активной области, или даже еще до нее; старался показать тесную связь вновь возникшей активности с распределением старых магнитных полей и тем самым с существующим в данном месте полем скоростей. Как раз на этой фазе можно лучше всего использовать магнитографические наблюдения обоих векторов или их составляющих как магнитного поля, так и скорости. Это показывает и первый опыт совместных наблюдений, координированных в 1974 и 1975 гг. Крымской астрофизической обсерваторией.

Очень мало внимания в своем докладе я уделял той фазе роста активной области, когда уже имеются хорошо развитые группы солнечных пятен. Но этой тематике — в связи с наблюдениями с помощью фотоэлектрического магнитографа — посвящено так много статей, содержащихся в Известиях Крымской астрофизической обсерватории, что мне казалось лишним что-нибудь добавлять.

Мне кажется, что для решения вопросов появления магнитных полей и активности в фотосфере и более высоких слоях солнечной атмосферы — если иметь в виду магнитографические наблюдения — нам нужно прежде всего более систематически использовать все существующие почти однотипные магнитографы не только для повышения временнóго разрешения магнитных наблюдений, но и для получения большого количества наблюдательного материала для изучаемой области вообще. Конечно, одних магнитных наблюдений недостаточно, так же как и однотипных магнитных наблюдений. В зависимости от решаемого вопроса надо изменять и разрешение инструмента для исследований поверхности Солнца. Но это уже другой круг вопросов.

Литература

1. *Bumba V., Howard R.* Astrophys. J., 1965, **141**, 1492.
2. *Bumba V., Howard R., Martres M. J., Soru-Iscovici I.* In: Structure and development of solar active regions. Kiepenheuer (Ed.), 1968, p. 13.
3. *Bumba V.* Proceedings of the IAU Symposium N 71, 1976 (in press).
4. *Bumba V., Sonett C. P.* e. a. Solar wind. Washington, 1972, p. 31.
5. *Bumba V.* Solar Phys., 1970, **14**, 80.
6. *Simon G. W., Weiss N. O.* Z. Astrophys., 1968, **69**, 435.
7. *Weiss N. O.* Proceedings of the IAU Symposium N 71, 1976 (in press).
8. *Пономаренко Ю. В.* Астрон. ж., 1970, **47**, 98.
9. *Howard R.* Proceedings of the IAU Symposium N 71, 1976 (in press).
10. *Bumba V., Howard R.* Astrophys. J., 1965, **141**, 1502.
11. *Bumba V., Howard R.* Astrophys. J., 1965, **141**, 1492.
12. *Bappu M. K. V., Grigorjev V. M., Stepanov V. E.* Solar Phys., 1968, **4**, 409.
13. *Bumba V., Howard R.* Astrophys. J., 1965, **142**, 796.
14. *Bumba V.* Stellar and solar magnetic fields. R. Lüst (Ed.). Amsterdam, 1965, p. 192.
15. *Bumba V., Ranzinger P., Suda J.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1973, **24**, 22.
16. *Rossbach M.* Dissertation. Göttingen, 1973.
17. *Stenflo J. O.* Proceedings of the IAU Symposium N 71, 1976 (in press).
18. *Schoolman S. A.* Solar Phys., 1973, **32**, 379.
19. *Born R.* Solar Phys., 1974, **38**, 127.
20. *Frazier E. N.* Solar Phys., 1972, **26**, 130.
21. *Knoska S.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1976, **27** (in press).
22. *Бумба В.* Докт. дис. М., 1967, с. 14.
23. *Bumba V., Krivsky L., Martres M. J., Soru-Iscovici I.* In: Structure and development of solar active regions. Kiepenheuer (Ed.), 1968, p. 311.
24. *Martres M. J., Soru-Escant I., Rayrole J.* Solar Phys., 1973, **32**, 365.
25. *Martres M. J.* In: Structure and development of solar active regions. Kiepenheuer (Ed.). 1968, p. 25.
26. *Гопасюк С. И., Огирь М. Б., Цап Т. Т.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 148.
27. *Степанов В. Е., Гопасюк С. И.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 194.
28. *Гопасюк С. И.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 288.
29. *Гопасюк С. И., Карташова Л. Г.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41—42**, 59.
30. *Loughhead R. E., Bray R. J.* Austral. J. Phys., 1961, **14**, 347.
31. *Beckers J. M.* Solar Phys., 1968, **3**, 367.
32. *Dunn R. B., Zirker J. B.* Solar Phys., 1973, **33**, 281.
33. *Стешенко Н. В.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **37**, 21.
34. *Bumba V.* Solar Phys., 1967, **1**, 371.
35. *Гусейнов М. Дж.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **49**, 15.
36. *Buurman J.* Astron and Astrophys., 1973, **29**, 329.
37. *Bumba V., Hejna L., Suda J.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1975, **26**, 315.
38. *Gopasyuk S. I.* In: Structure and development of solar active regions. Kiepenheuer (Ed.). 1968, p. 68.
39. *Гопасюк С. И.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **37**, 29.
40. *Гопасюк С. И.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 56.
41. *Bumba V.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1967, **18**, 238.
42. *Knoska S.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1976, **27** (in press).
43. *Knoska S.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1976, **27** (in press).

МАГНИТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ И ВОПРОСЫ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ

Э. И. Могилевский

(ИЗМИР АН СССР)

1. Трудно (или вообще невозможно) так измерять магнитные поля на Солнце, чтобы полученные данные были пригодны для решения с одинаковой эффективностью всех возможных задач по солнечной магнитогидродинамике. Современные магнитографы могут с достаточной эффективностью (по чувствительности, точности, информативности) использоваться для исследования временных вариаций структуры и квазипериодических колебаний (КПК) поля в активных областях. Применяемый иногда для таких задач визуальный метод измерений магнитных полей непригоден, так как: а) имеет очень низкую чувствительность и точность, более чем на порядок меньшие необходимых для исследований КПК; б) измеряется только один параметр, что не позволяет выделить реальный эффект даже тогда, когда амплитуда наблюдаемых изменений поля достаточно велика; в) трудно определить значимость измеренной величины флуктуаций поля, невозможно проведение контрольных измерений.

Фотографический метод определения магнитных полей значительно более информативен, чем визуальный, так как позволяет определять поле B (в принципе можно измерять $B_{\parallel}$ и $B_{\perp}$) и лучевую скорость v_D одновременно в большом числе точек на Солнце и по нескольким избранным различным линиям. При таких измерениях можно аккуратно фиксировать положение входной щели спектрографа на исследуемой солнечной детали и, наконец, многократными измерениями можно несколько увеличить точность и иметь возможность контролировать проведенные измерения. Однако относительно малая чувствительность и точность обычных измерений ($\gtrsim 100$ *э*) не позволяют использовать эффективно фотографический метод для измерения КПК магнитного поля даже для пятен [1]. Большое пространственное разрешение фотографического метода может использоваться как дополнительная информация, которую дает фотоэлектрический магнитограф при измерениях КПК магнитного поля.

2. Почему измерения КПК магнитного поля являются серьезным источником информации при решении одной из главных современных проблем солнечной магнитогидродинамики — исследования структуры (в том числе тонкой структуры) и динамики магнитных полей?

а) КПК магнитных полей в диапазоне частот 10^{-2} — 10^{-4} *гц* позволяют судить о существовании и изменениях колебаний поля, присущих отдельным явлениям в активных областях (АО). Поэтому измеренный спектр мощности КПК магнитного поля может рассматриваться как характеристика соответствующей фазы развития явлений в АО.

б) КПК магнитного поля в диапазоне 10^{2} — 10^{-1} *гц* (если бы удалось получить такие данные) содержали бы информацию о тонкоструктурных элементах магнитоплазмы, которые находятся на пределе (и даже ниже достижимого предела) пространственного разрешения современных наземных солнечных телескопов.

в) Волновые и КПК магнитного поля, тесно связанные с явлениями в радио- и рентгеновском диапазонах излучения АО, играют серьезную роль

---

[1] Применение фотоэлектрического поляризационного измерителя λ-метра позволило в 2—3 раза повысить чувствительность и точность измерений. По высококачественным спектрограммам, полученным в большом пятне августовской группы 1972 г. на вакуумном телескопе обсерватории Сакраменто-Пик, по оценке автора [Schultz, 1974], средняя точность оказалась ± 36 *э*.

в энергобалансе и энергопереносе явлений активности в солнечной хромосфере и короне, поэтому КПК могут не только использоваться для исследования природы явлений в АО, но и служить важной характеристикой при прогнозировании солнечных и солнечно-земных явлений.

3. К измерениям КПК магнитного поля приступили лишь в последние годы, тогда как измерения КПК лучевых скоростей (относительные амплитуды которых значительно выше, чем у КПК магнитного поля) проводятся многими обсерваториями более 10 лет. Поэтому очень важно убедиться в достоверности КПК магнитного поля по магнитометрическим измерениям с солнечным магнитографом.

а) Измерения векторов магнитного поля одновременно на двух уровнях (в линиях Fe I и Ba II), которые проводились в ИЗМИРАНе, дают одновременно десять параметров ($B_\parallel$, $B_\perp$, θ, v_D, I — на каждом уровне измерений). Применяя обычный в таких случаях метод фурье-анализа, можно получить для каждого из параметров спектр мощности КПК. Попарное сравнение полученных спектров мощностей позволяет выявить связанные и не связанные между собой параметры. Коррелированные по всему времени наблюдений попарно-связанные (подобные) спектры мощности выявляют достоверные колебания. Случайные «рыскания» при проведении наблюдений (из-за плохого гидирования) не могут приводить к такому попарному подобию спектров мощностей.

Обнаружение реальных КПК вектора поля на двух уровнях в «спокойных» пятнах позволяет по сдвигу фаз (при кросс-корреляционных соотношениях соответствующих параметров) определить скорость распространения возмущения в магнитном поле. Она оказалась равной локальной альвеновской скорости ($\sim (2 \div 3)\cdot 10^6$ *см/сек*). Различие дискретных периодов колебаний в $B_\parallel$ и $B_\perp$ указывает на смешивание мод МГД-колебаний в продольной и поперечной компонентах поля. Это должно наблюдаться в нашем случае, когда размеры неоднородностей магнитоплазмы в хромосфере значительно меньше длины волны возмущения магнитного поля. Длительные сеансы наблюдений позволяют установить нестационарный (цуговый) характер КПК магнитных полей и проследить их эволюцию.

б) Более простые, чем измерения векторов поля, и более чувствительные измерения компоненты поля $B_\parallel$ и лучевых скоростей могут давать достоверную информацию поля, если проводить измерения также одновременно в двух линиях (Fe I и Ba II). Полученные при этом записи параметров

$$B_\parallel^{\mathrm{Fe\,I}}, \quad \frac{\Delta B_\parallel}{\Delta z}, \quad v_D, \frac{\Delta v_D}{\Delta z}, \quad B_\parallel^{\mathrm{Ba\,II}}, \quad v_D^{\mathrm{Ba\,II}}, \quad I_{\mathrm{Fe\,I}}, I_{\mathrm{Ba\,II}}$$

позволяют получать взаимно контролируемые спектры мощности для каждого из параметров. Следует учесть, что корреляционный фурье-анализ позволяет выявить реально существующий сигнал, который в единичном измерении более чем на порядок ниже зарегистрированного при этом «шума».

4. Сопоставления КПК в $B_\parallel$ и v_D позволяют выяснить характер (моду) МГД-возмущения. Принимая, что амплитуды возмущений поля и скорости относительно малы (т.е. при $B = B_0 + B$, где $b/B_0 \ll 1$), можно из общей системы уравнений гидродинамики получить волновое уравнение, связывающее амплитуду колебаний поля и лучевых скоростей. (При этом считаем, что $\operatorname{div} b = 0$, $\operatorname{div} v_D = 0$ и что вдоль силовых линий поля сохраняется обобщенный интеграл Бернулли.) Сохранение характера связи между КПК поля и скоростью на обоих измеряемых уровнях служит дополнительным аргументом реальности измеренных КПК поля. Сохраняемость потока МГД-возмущений на двух уровнях измерений проверяется

соотношением для потока энергии КПК:

$$\pi F_{B,\,v_D} = \sum_j \sum_i k_j R_{\nabla B,\,\nabla v_D}(k, B, \nu_j)\,\Delta\nu_i \Delta k_j,$$

где $R_{\nabla B,\,\nabla v_D} = G_{\nabla B,\,\nabla v} \cos\theta_{\nabla b,\,\nabla v}$ — вычисленный кросс-корреляционный коэффициент (когерентность при фазовом сдвиге θ), k_j и ν_i — соответственно пространственные и временные частоты. Расчет такого рода соотношений по всем наблюдаемым волновым числам и частотам позволяет определить общий вклад КПК в энергобаланс явлений в АО.

5. Наряду с прямыми измерениями КПК магнитных полей в АО можно использовать также косвенные методы.

а) Определения КПК по узкополосным H_α-фильтрограммам КПК в лучевых скоростях для отдельных явлений солнечной активности (см. пример для августовской АО 10.VIII 1972 г.). В хромосфере КПК для v_D отражают КПК для магнитного поля (в частности, относительно большие амплитуды колебаний для $B_\perp$ в пятне). Совпадение ряда «новых» дискретных периодов для КПК поля и v_D ($T \approx 240$, 180, 145 *сек* и др.) это подтверждают. Различные хромосферные структуры имеют различные собственные периоды КПК. Суммарный (при малом разрешении) спектр мощности КПК от связанного посредством поля различных структурных элементов содержит поэтому обычно несколько дискретных характерных частот. Область когерентности колебаний поля и v_D в ядре пятна $\gtrsim 3''$.

б) Особый интерес представляет связь КПК магнитного поля и радиоэмиссий, особенно для тех ее видов, для которых магнитное поле определяет сам процесс генерации (коротковолновая часть в спектре S-компоненты, континуум радиовсплесков IV типа и шумовых бурь). КПК радиоэмиссии содержит достаточно полную информацию (измеряется обычно интенсивность, поляризация, спектр и местоположение источника). КПК в радиоэмиссии можно измерять при очень длительных сеансах наблюдений, что позволяет проследить периодически коррелированные процессы и переход энергии колебаний от низких к более высоким соседним дискретным частотам. КПК радиоэмиссий в АО можно измерять в диапазоне частот модуляций (10^{-1} — 10^2 *гц*), которые пока недоступны при наземных оптических измерениях. КПК в этом радиодиапазоне колебаний могут дать информацию о тонкой структуре исходных элементов магнитоплазмы в АО.

Заключение

а) В настоящее время уже становится ясной значимость исследований КПК в магнитном поле как источника информации о структуре магнитоплазмы (включая элементы на пределе доступного пространственного разрешения современных солнечных телескопов).

б) Солнечные магнитографы по своим характеристикам вполне отвечают сложным задачам в исследовании КПК магнитных полей в АО.

в) Крайне важно проводить комплексные исследования КПК магнитного поля, радио-, рентгеновской и далекой УФ эмиссий. При этом получаются не только взаимопроверяемые (достоверные) данные, но и качественно новые результаты о природе солнечных явлений, которые нельзя получить при проведении только исследований КПК в одной спектральной области.

г) Хотя серьезные и всесторонние исследования КПК магнитных полей практически только начинаются, все же ясно, что в этом виде исследований можно в дальнейшем ожидать значительных результатов в раскрытии природы явлений солнечной активности.

СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ НА ДВОЙНОМ МАГНИТОГРАФЕ КАО

С. И. Гопасюк

(КАО АН СССР)

На модернизированном башенном солнечном телескопе с 1973 г. работает усовершенствованный вариант двойного магнитографа [1]. С его помощью можно проводить наблюдения одновременно в двух любых спектральных линиях. Канал I двойного магнитографа питается пучком обыкновенных лучей, а канал II — пучком необыкновенных лучей. В обоих каналах сигналы магнитного поля исправляются за изменение яркости автоматическим компенсатором [2].

По программе «Цепь магнитографов» мы проводили наблюдения продольных магнитных полей и лучевых скоростей в активных областях на Солнце в двух спектральных линиях: λ5250,2 Å Fe I (фактор Ланде $g = 3{,}0$) и λ5253,5 Å Fe I ($g = 1{,}5$). Сканирование изображения Солнца осуществлялось с помощью фотогида [3] параллельно линии экватора со скоростью 2″,56 в секунду.

Расстояние между центрами соседних разрезов составляло 5″, высота и ширина входной щели спектрографа соответственно 4″ и 1″. Щели обоих фотометров брались одинаковыми. Они выделяли спектральный участок в крыльях линии размером 0,055 Å с границами 0,09 и 0,035 Å от ее центра. Регистрация продольной составляющей магнитного поля проводилась с постоянной времени прибора $\tau = 2^s{,}5$, а лучевых скоростей — с $\tau = 1^s$.

Здесь мы используем данные только двух серий наблюдений 26.VII 1975 г. небольшой активной области вблизи центрального меридиана. Время между сериями наблюдений составляло 35 *мин*. В первой серии измерения продольных магнитных полей и лучевых скоростей выполнены в линиях λ5250,2 Å Fe I (канал I) и в λ5253,5 Å Fe I (канал II); во второй серии — в λ5250,2 Å Fe I (на обоих каналах).

Соответствие между лучевыми скоростями, измеренными на обоих каналах в линии λ5250,2 Å Fe I, показано на рис. 1, *а*, на рис. 1, *б* — соответствие между скоростями, измеренными в λ5250,2 А и λ5253,5 Å Fe I одновременно. На рисунке мы видим одинаково хорошее соответствие между скоростями, наблюдения которых проведены как по λ5250,2 Å на обоих каналах, так и по линиям λ5250,2 Å и λ5253,5 Å. Лучевые скорости, определенные по линиям λ5250,2 Å и λ5253,5 Å, в среднем одинаковы.

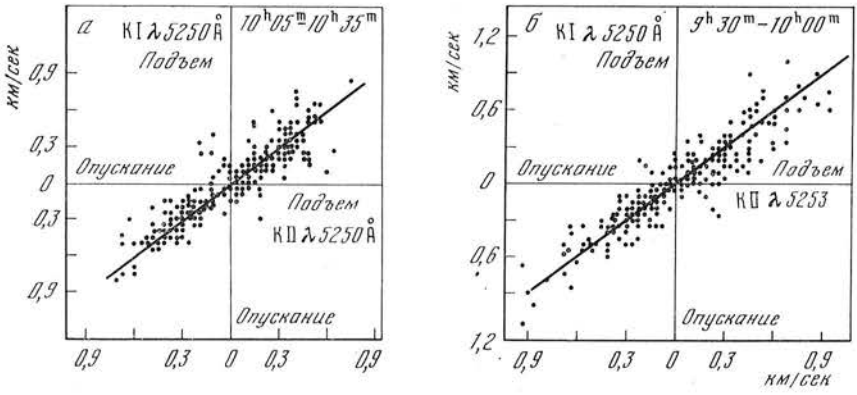


Рис. 1. Сравнение лучевых скоростей, измеренных на двух каналах магнитографа в активной области (26.VII 1975 г.)

По оси ординат отложены данные наблюдений в канале I, по оси абсцисс — в канале II; *а* — λ5250, 2 Å Fe I (на обоих каналах); *б* — λ 5250,2 А Fe I (канал I); λ 5253,5 А Fe I (канал II)

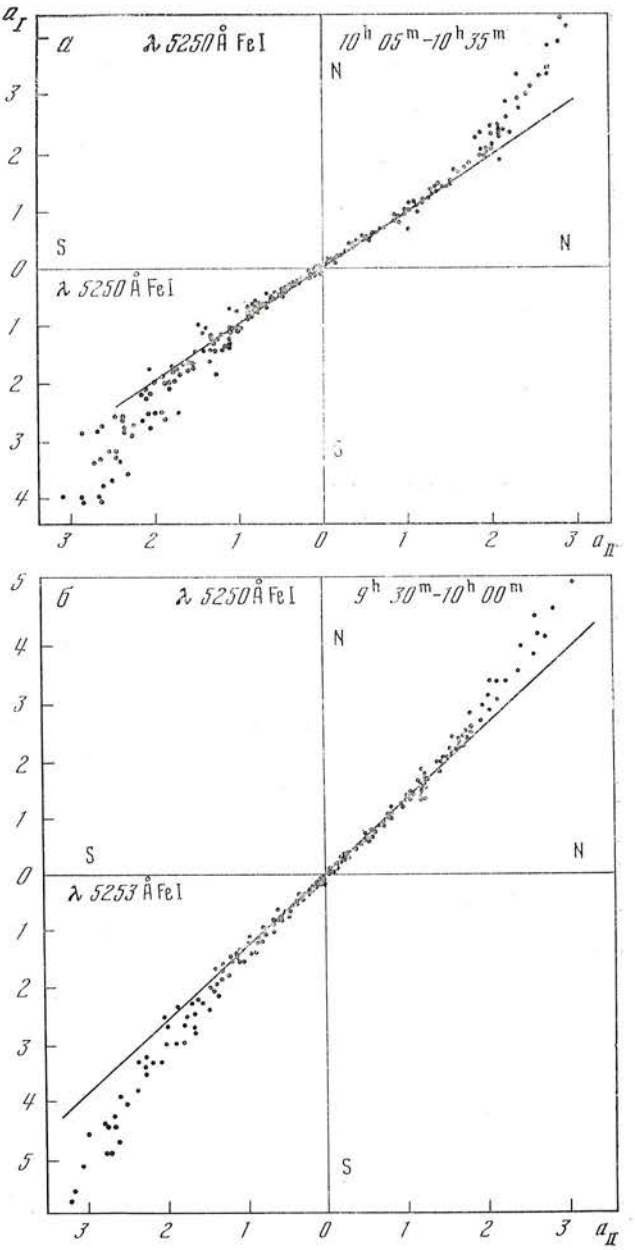


Рис. 2. Сравнение продольных магнитных полей, измеренных на двух каналах магнитографа в активной области (26.VII 1975 г.)

По оси ординат отложены данные наблюдений в канале I, по оси абсцисс в канале II,

$$a = \frac{F \cdot 10}{(\mathrm{E-W})_{\mathrm{к}} \dfrac{ATT_{\mathrm{к}}}{ATT_{\mathrm{з}}}}.$$

а — λ5250,2 Å Fe I (на обоих каналах), $(a_{\mathrm{I}} / a_{\mathrm{II}})_{\text{л.уч}} = 1{,}0$; *б* — λ 5250,2 Å Fe I (канал I); λ 5253,5 Å Fe I (канал II) $(a_{5253}/a_{5250})_{\text{л.уч}} = 0{,}775$

Для выяснения соответствия между магнитными полями, измеренными на двух каналах, в λ5250,2 Å, λ5250,2 Å (канал I) и λ5253,5 Å была введена величина

$$a = \frac{F \cdot 10}{(\mathrm{E-W})_{\mathrm{к}} \dfrac{\mathrm{ATT}_{\mathrm{к}}}{\mathrm{ATT}_{\mathrm{з}}}}.$$

Она характеризует отношение сигнала магнитного поля F, увеличенного в 10 раз, к сигналу калибровки $(\mathrm{E-W})_{\mathrm{к}}$, соответствующему 4 *км/сек* и приведенному к чувствительности записи поля $\mathrm{ATT}_{\mathrm{к}}/\mathrm{ATT}_{\mathrm{з}}$. На линейном участке одно деление величины a по измерениям в линии λ5250,2 Å Fe I составляет 160 *гс*.

На рис. 2, *а* показано соответствие относительных сигналов магнит-

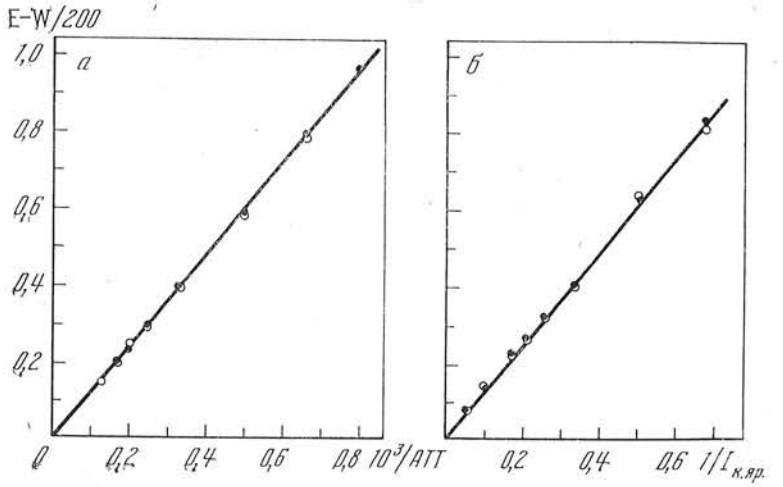


Рис. 3. Изменение сигналов калибровки в зависимости от обратной величины АТТ (отсчет компенсатора яркости 10,0) (*а*) и от обратной величины показаний компенсатора изменения яркости (*б*)
$АТТ_I = 10^4$, $АТТ_{II} = 8 \cdot 10^3$. Кружки — канал I, точки — канал II

ного поля *a*, вычисленных по данным наблюдений в линии λ5250,2 Å Fe I на обоих каналах, и на рис. 2, *б* — по измерениям в линиях λ5250,2 Å Fe I (канал I) и λ5253,5 Å Fe I (канал II). На рис. 2, *а* четко выделяется линейный участок, простирающийся примерно до значений $a \approx 2{,}0$. На линейном участке сигналы магнитного поля на обоих каналах одинаковы (их отношение равно единице). При значениях $a \geqslant 2$ сигнал магнитного поля в канале I получается систематически больше, чем в канале II. Это отклонение от линейности тем больше, чем больше сигнал магнитного поля. Поскольку значения $a > 2$ приходятся на область пятен и их окрестности, то эффект отклонения от линейности соответствует большим напряженностям магнитного поля.

После замены спектральной линии λ5250,2 Å в канале II на λ5253,5 Å (линия λ5250,2 Å на канале I) соответствие между сигналами поля, измеренными на обоих каналах, качественно не изменилось (см. рис. 2, *а*, *б*). Именно на рис. 2, *б* так же, как и на рис. 2, *а*, имеется линейность до значений $a \approx 2{,}0$. При больших значениях *a* сигналы магнитного поля в канале I увеличиваются быстрее по сравнению с сигналами поля в канале II. Таким образом, при измерениях магнитных полей на двойном магнитографе легко выявляется «эффект канала» (рис. 2), чего нельзя установить на одноканальном магнитографе. На линейном участке зависимости рис. 2, *б* сигналы магнитного поля по измерениям в линии λ5253,5 Å в 1,55 раза больше, чем по измерениям в линии λ5250,2 Å (отношение сигналов $a_{5253,5}\,\bar{e}/a_{5250,2} = 0{,}775$, вместо 0,50). Следовательно, во столько раз различаются напряженности магнитного поля, измеренные по λ5253,5 Å и λ5250,2 Å. Это полностью соответствует результатам [4], где показано, что напряженность измеряемого с помощью магнитографа магнитного поля тем больше, чем меньше фактор $g\lambda^2$ используемой для наблюдений линии.

«Эффект канала» можно было бы объяснить нелинейностью электронных схем каналов при изменении АТТ или показаний компенсатора за изменение яркости. В связи с этим была проверена линейность систем обоих каналов. Для этого перед щелью спектрографа устанавливалась калибровочная насадка (поляроид и пластинка λ/4). На компенсаторах за изменение яркости обоих каналов устанавливалось значение яркости, равное 10,0, и регистрировалась по λ5250,2 Å Fe I величина сигнала ка-

либровки (E — W), соответствующая 4 *км/сек*, при разных АТТ. Результаты измерений приведены на рис. 3, *а*. Далее, на обоих каналах устанавливались определенные значения АТТ (10^4 на канале I и $8 \cdot 10^3$ на канале II) и снова проводились измерения сигнала калибровки (E — W) но уже при разных показаниях на шкале компенсатора за изменение яркости. Данные наблюдений приведены на рис. 3, *б*. Из рис. 3 мы видим, что электронные схемы обоих каналов линейны в широких пределах изменений АТТ и показаний компенсаторов за изменение яркости.

Поэтому «эффект канала» нельзя объяснить нелинейностью электронных схем. Скорее всего, этот эффект обусловлен различным влиянием инструментальной поляризации на измерения сильных магнитных полей в обоих каналах (см. [5]).

Литература

1. *Северный А. Б.* Астрон. ж., 1966, **43**, 465.
2. *Никулин Н. С.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 209.
3. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.* Наст. том, с. 182.
4. *Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* Solar Phys., 1973, **31**, 307.
5. *Северный А. Б.* Наст. том, с. 143.

УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ДЛЯ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. Шидлиховский

(Обсерватория АИ АН ЧССР, Ондржеев, ЧССР)

В докладе предлагается уравнение переноса для 2^j-полных переходов в магнитном поле. Вращение Фарадея не учитывается, и магнитное поле может быть неоднородным. Уравнение выведено при помощи волновой функции фотона с определенным j в импульсном представлении. Коэффициенты в матрице поглощения выражены через присоединенные полиномы Лежандра. В частном случае $j = 1$ уравнения переходят в уравнения Унно и для $j = 2$ — в уравнения Беккерса для квадрупольных переходов. Работа находится в печати и будет опубликована в «Bull. Astron. Inst. Czech.» в 1976 г.

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ МАГНИТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В СОЛНЕЧНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ им. ЭЙНШТЕЙНА В ПОТСДАМЕ

Ю. Штауде

(ЦИСЗФ АН ГДР, Потсдам)

Наш магнитограф был построен в 1970 г. с помощью коллег из СибИЗМИРАН. При подготовке к работе с магнитографом мы занимались различными теоретическими и методическими проблемами, например теорией возникновения фраунгоферовых линий в магнитном поле и кривыми калибровки магнитографа с учетом более современной модели атмосферы Солнца, влиянием и компенсацией рассеянного света и инструментальной поляризации. С 1970 г. нами составлена система программ для обработки наблюдательных данных на вычислительной машине, а также усовершенствованы и созданы элементы новой техники наблюдения. Публикуется обзор наших методических исследований (1975, HHI — STP, Report № 4). Начиная с 1972 г. регулярно наблюдаются магнитные поля (до сих пор прежде всего продольная составляющая), лучевые скорости

и яркости в выбранных солнечных активных областях магнитографическими методами. Карты магнитного поля и поля скоростей были получены нами по международным программам CINOF и программе Беккерса «калибровка магнитографов». С 1974 г. наблюдения проводились в кооперации с солнечными обсерваториями других социалистических стран. Обработка и обсуждение результатов в большинстве случаев еще не завершены. Удалось наблюдать местные флуктуации магнитных полей, лучевой скорости и яркости в солнечных пятнах с периодами в несколько минут.

Разработаны метод и вычислительная программа теоретического экстраполирования в более высокие слои солнечной атмосферы магнитных полей, наблюденных в фотосфере.

Главной задачей недалекого будущего в области совершенствования техники явится создание автоматической цифровой регистрации наблюдательных данных на магнитной ленте.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВОЙ ПРОГРАММЫ КАЛИБРОВКИ 1974 г.

К. Пфлюг

(ЦИСЗФ АН ГДР, Потсдам)

М. Клваня

(Обсерватория АИ АН ЧССР, Ондржеев, ЧССР)

В 1974 г. было решено проводить наблюдательную программу «цепь магнитографов», в результате которой должна получаться координированная информация о солнечных магнитных полях. В качестве первой задачи решили провести в 1974 г. программу «калибровки магнитографов». Эта программа должна была проверить соответствие данных наблюдений различных обсерваторий и проводилась по примеру программы МАС (координатор Беккерс). При этом мы хотели опираться, по возможности, на единые условия, которые относятся к выбору фраунгоферовой линии, ширин щелей и пространственного разрешения.

Во время выполнения программы (с 15.VI по 15.VII 1974 г.) во многих обсерваториях метеорологические условия были неблагоприятны, так что в результате мы могли сравнивать только одну пару магнитограмм: полученную в Ондржееве (ЧССР) и в Потсдаме (ГДР). В результате обработки этих двух магнитограмм (Ондржеев, 1974 г., 17 июня, 6.30—7.15 UT, λ5250 Å, и Потсдам, 1974 г., 17 июня, 8.10 — 9.00UT, λ5253 Å) было получено согласие между данными наблюдений магнитных полей на обеих обсерваториях, несмотря на использование различных линий. Значительные отклонения имели место только в тени пятен с магнитными полями больше 500 *гс* (без учета влияния рассеянного света). Сравнение было проведено по примеру программы МАС Беккерса с помощью несколько упрощенного нами метода «point by point» и интегрального метода.

Чтобы проверить внутреннюю точность наблюдений одной обсерватории, сравнивались три магнитограммы, полученные в Подтсдаме 30.VI 1974 г. с 5.35 до 8.45UT. Оказалось, что при этих наблюдениях интегральный метод совершенно перестает действовать, потому что на уровне слабых полей (до 50 *гс*) в наибольшей степени появляются эффекты развития, которые заметно изменяют их структуру. Сравнение методом «point by point» более сильных полей показало удовлетворительное согласие.

В 1975 г. программа калибровки была продолжена, и обсерваториями получен обширный материал. Обработка полученных данных должна привести к успешному завершению программы калибровки для продольного магнитного поля по наблюдениям с магнитографами.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Том LVI, 1977 г.

ХРОНИКА

Одним из важнейших событий 1975 г. для академических учреждений было празднование 250-летия Академии наук СССР. В связи с этим юбилеем ряд сотрудников Крымской астрофизической обсерватории за заслуги в развитии советской науки удостоены высоких правительственных наград. Директор обсерватории Герой Социалистического Труда академик А. Б. Северный награжден орденом Октябрьской Революции, его заместители по науке Н. В. Стешенко и А. А. Боярчук награждены соответственно орденами Трудового Красного Знамени и «Знак Почета», заведующий отделом радиоастрономии И. Г. Моисеев получил медаль «За трудовую доблесть».

За выполнение важного правительственного задания заведующий отделом физики звезд и туманностей В. Б. Никонов награжден орденом «Знак Почета».

Директору обсерватории академику А. Б. Северному присуждена степень доктора honoris causa Вроцлавского университета.

Старший научный сотрудник профессор В. К. Прокофьев избран действительным членом Международной Астронавтической академии.

На станции «Салют-4» успешно функционировал разработанный и построенный в обсерватории орбитальный солнечный телескоп ОСТ-1, с помощью которого обоими экипажами получено большое количество снимков УФ-области спектра различных активных образований на Солнце.

В марте сотрудником обсерватории Н. С. Черных и сотрудницей крымской группы ИТА Т. М. Смирновой открыта новая короткопериодическая комета 1975е, принадлежащая семейству Юпитера.

В составе обсерватории созданы две лаборатории: лаборатория автоматики и электроники и лаборатория экспериментальных исследований Солнца.

В ноябре в обсерватории проведен семинар по теме «Инструментальные и методические вопросы измерения магнитных полей» с участием представителей академий наук социалистических стран.

Сотрудники обсерватории участвовали в работе ряда совещаний, конференций, симпозиумов как у нас в стране, так и за рубежом: XVIII Пленума КОСПАР в Варне (Болгария), совещания по проблеме скрытой массы во Вселенной в Таллине, совещания «Ранние стадии эволюции звезд» в Киеве, Всесоюзной конференции по космическим лучам в Самарканде, совещания по координации использования широкоугольных астрографов, совещания по исследованию планет земной группы (оба в Киеве), совещания рабочей группы «Физика солнечной активности» в Пулкове и других совещаний по отдельным научным и научно-организационным вопросам. Большая группа сотрудников приняла участие в работе 3-й Европейской астрономической конференции, проходившей в Тбилиси.

В Крымскую астрофизическую обсерваторию приезжали на стажировку, для обсуждения и выполнения совместных работ, проведения наблюдений сотрудники различных учреждений нашей страны и зарубежные ученые.

В 1975 г. в обсерватории были: К. де Ягер (Нидерланды); О. Фьельнер, Энгстрем, С. Зенкер, Л. Стенмарк, Я. Стенфло (Швеция); О. Вилху, М. Тиури, М. Каянтие, С. Урпо, И. Туоминен (Финляндия); П. Уайлд, Б. Миллс, Б. Робинсон, Д. Эллис, Милроуз, Мак Лин (Австралия); Ф. Шеррер, Д. Шеррер, Т. Сноу (США); А. Маньян, Д. Сакотт, Нгуен-Тронг Тхань, М. Детайя, М. Маньян (Франция); К. Агирре (Боливия); А. Томов, Ц. Радославова (НРБ); Б. Калман (ВНР); К. Пфлюг, Г. Бахманн, Ю. Штауде (ГДР); А. Крушевский (ПНР); В. Бумба, М. Клваня, Я. Суда, М. Шидлиховский (ЧССР); М. Корсо, И. Ферро, О. Альварес (Куба).

На заседаниях Ученого совета обсерватории зарубежными учеными были сделаны доклады: *К. де Ягер*. Астрономические исследования из космоса; *Т. Сноу*. Некоторые результаты, полученные со спутника «Коперник»; *Ф. Шеррер*. Солнечно-земные исследования в Станфорде.

В 1975 г. ряд сотрудников КАО выезжали в зарубежные страны. А. Б. Северный в мае выезжал во Францию для участия в переговорах по совместным экспериментам в космосе. П. П. Добронравин и Н. В. Стешенко в мае выезжали в Болгарию на XVIII Пленум КОСПАР. А. А. Боярчук в сентябре выезжал во Францию для участия в очередной советско-французской встрече по космическим исследованиям. Н. Н. Степанян в августе выезжала в Чехословакию для участия в работе симпозиума № 71 МАС «Основные механизмы солнечной активности». Н. С. Чуваева в сентябре выезжала в Австрию на коллоквиум № 32 МАС «Физика Арзвезд». М. Е. Боярчук в сентябре была в Болгарии для обмена опытом в области исследования химического состава звездных атмосфер и участия в совещании рабочей группы по этой проблеме. Т. С. Галкина в сентябре выезжала в Румынию в рамках многостороннего сотрудничества по проблеме «Физика и эволюция звезд». А. Б. Северный в октябре выезжал в Польшу на церемонию присуждения ему степени доктора honoris causa Вроцлавского университета. Н. В. Стешенко в конце ноября выезжал в Судан. А. А. Боярчук и М. Е. Боярчук в декабре были в Финляндии. С марта по ноябрь О. А. Блинов находился на о. Кергелен, где проводил наблюдения ИСЗ. В сентябре после годичного пребывания с этой же целью на Кубе вернулся Л. Ф. Бежко.

В 1975 г. были защищены диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук Л. И. Юровской, Н. С. Чуваевой, А. Н. Бабиным. Подготовили и представили к защите кандидатские диссертации В. А. Ефанов и П. П. Петров.

Вышли из печати 53-й и 54-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР», сданы в печать 55-й и 56-й тома «Известий КАО АН СССР».

СОЛОМОН БОРИСОВИЧ ПИКЕЛЬНЕР

19 ноября 1975 г. скоропостижно скончался доктор физико-математических наук, профессор Московского государственного университета Соломон Борисович Пикельнер, который многие годы был тесно связан с Крымской астрофизической обсерваторией.

С. Б. Пикельнер родился в 1921 г. в Баку в семье счетовода и фельдшера. В детстве он потерял отца и вместе с младшим братом воспитывался матерью. В 1938 г., по окончании средней школы в Туле, поступил на астрономическое отделение Московского государственного университета. В начале войны он участвовал в сооружении оборонительного рубежа под Смоленском, а затем вместе с другими студентами был эвакуирован в Ашхабад. Здесь в 1942 г. Соломон Борисович с отличием закончил университет и после непродолжительной практики в Ташкентской обсерватории поступил в аспирантуру ГАИШ. По окончании аспирантуры и полуторагодичной работы в Астрофизической комиссии АН СССР летом 1946 г. С. Б. Пикельнер перешел в Крымскую астрофизическую обсерваторию.

Еще будучи аспирантом, Пикельнер дважды участвовал в экспедициях по выбору места для Крымской обсерватории. В первые годы работы в обсерватории много сил и энергии вложил он в организационные дела по восстановлению Симеизской обсерватории, по доставке и монтажу трофейного астрономического оборудования в строящейся обсерватории в Научном; при его непосредственном участии были налажены наблюдения на первом отечественном небулярном спектрографе в Симеизе. Здесь, в Крыму, Соломон Борисович прошел путь от младшего научного сотрудника до руководителя одного из отделов обсерватории, здесь он написал докторскую диссертацию, прочел первый курс лекций, написал свою первую книгу, подготовил своих первых аспирантов — здесь из начинающего ученого вырос один из ведущих астрофизиков-теоретиков нашей страны. Перейдя в 1959 г. на преподавательскую работу в Московский государственный университет, С. Б. Пикельнер сохранял тесную связь с крымскими астрономами.

Исключительно велик вклад С. Б. Пикельнера в современную астрофизику. Он установил большую роль селективного давления радиации в атмосферах горячих звезд и предсказал возможность истечения вещества под действием этого давления; этот основной вывод его кандидатской диссертации, защищенной в 1946 г., подтвердили недавние внеатмосферные наблюдения. С. Б. Пикельнер создал теорию диссипации солнечной атмосферы и построил квазистатическую модель солнечной короны. Он развил современную теорию сильных ударных волн в межзвездной среде и, опираясь на собственные наблюдения, дал объяснение феномену ярких тонковолокнистых туманностей, возникающих при взрывах Сверхновых звезд. С. Б. Пикельнер впервые применил количественную теорию турбулентности к условиям межзвездной среды и объяснил флуктуации яркости в протяженных диффузных туманностях. Он предсказал существование разреженной газовой короны Галактики, и это предсказание было блестяще подтверждено радионаблюдениями. Исследования Пикельнера по динамике межзвездных облаков и по фазовым состояниям межзвездного вещества легли в основу современных представлений о конденсации диффузного вещества в звезды. Эти исследования соединили абстрактные схемы гравитационной неустойчивости с прямыми астрономическими наблюдениями. С. Б. Пикельнер был одним из создателей космической электродинамики, и последовательное применение методов этой дисциплины привело его к построению моделей самых различных солнечных образований — протуберанцев, факелов, тонковолокнистой структуры хромосферы, ярких рентгеновских «точек», спикул, солнечных вспышек.

Незаурядный талант ученого счастливо сочетался в Соломоне Борисовиче Пикельнере с исключительными душевными качествами. Это был человек, бесконечно преданный науке и готовый помочь каждому, кто обращался к нему за помощью и советом. Предельно скромный, мягкий и деликатный в обращении с другими, он был непреклонным в отстаивании научной истины. Всех поражала четкость и быстрота его ума, умение схватывать главное в проблеме. У него были всегда свои, свежие мысли не только по вопросам науки, но и в области литературы, искусства, философии, общественной жизни. Он любил нашу землю, родную природу, любил путешествовать. Поразительной была его способность привлекать к себе людей. Дом Пикельнеров дышал теплом, добротой, интересом и вниманием к каждому человеку.

Нелепая, трагическая случайность оборвала интенсивную творческую жизнь С. Б. Пикельнера. В библиотеках и на рабочих столах астрофизиков разных стран остались его статьи и книги. В памяти и в сердцах тех, кто имел счастье работать с ним, учиться у него, встречаться и советоваться с ним, навсегда останется светлый образ этого обаятельного человека.

Сотрудники обсерватории

УДК 523.035

Образование спектральных линий в оболочках звезд при наличии радиально-симметричной аккреции. Гринин В. П. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 3—10

Рассчитаны профили спектральных линий, образующихся в режиме радиально-симметричной аккреции, при рекомбинациях и резонансном рассеянии излучения звезды. Предполагается, что падающий газ полупрозрачен в частотах линий.

Показано, что анизотропия рассеяния фотона приводит к появлению «седлообразной» структуры в центре эмиссионной линии. Обратные P Cyg профили характеризуются резким переходом от эмиссии к абсорбции и дополнительной абсорбцией на частоте $X_2 = 0{,}62\ v\ (R_*)$.

Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей одной из типичных «орионовых» звезд — YYOri позволяет оценить массу звезды $M_* \sim 1{,}4\ M_\odot$, параболическую скорость у поверхности $v\ (R_*) \approx 630$ *км/сек*, скорость притока массы за счет аккреции $dM/dt \geqslant 10^{-8}\ M_\odot$/год, полную энергию, выделяемую при аккреции $L_a \geqslant 0{,}5\ L_\odot$, а также плотность газа за критическим радиусом $n_g \sim 10^7 - 10^9$ *см*$^{-3}$.

Ил. 4, библиогр. 12 назв.

УДК 523.841.374.4

Наблюдение оболочки у EM Cep. Рачковская Т. М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 11—15.

Излагаются результаты наблюдения спектра EM Cep в диапазоне длин волн λλ 5700—6890 Å. Наблюдения выполнены на 2,6-*м* рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией 12, 36 и 75 Å/*мм*. Наблюдения показали, что в указанном спектральном интервале присутствует эмиссионная линия H_α и межзвездные линии D_1 и D_2 Na I.

На основании изучения эмиссионного контура H_α делается вывод, что система EM Cep окружена достаточно устойчивой газовой оболочкой. Переменность формы крыльев компонент H_α позволяет сделать вывод об эмиссионной активности системы.

Определены расстояние $r = 1{,}35$ *кпс* до EM Cep, межзвездное поглощение $A_v = 0^m{,}97$ в направлении этой звезды и абсолютная визуальная величина $M_V = -4^m{,}6$, значение которой хорошо согласуется с M_V, полученной нами ранее по эквивалентным ширинам водородных линий.

Табл. 3, ил. 1, библиогр. 7 назв.

УДК 423.841.9 523.842

Фотометрические и спектральные наблюдения спектрально-двойной звезды ζ And в 1974 г. Белякина Т. С., Бурнашев В. И., Жилин В. М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 16—23.

В июле—декабре 1974 г. выполнены фотоэлектрические, спектрофотометрические и спектральные наблюдения спектрально-двойной звезды ζ And — возможного рентгеновского источника.

Уточнены период и амплитуда кривых блеска звезды ($P = 17^d{,}7695$, $\Delta V = 0^m{,}20$; $\Delta B = 0^m{,}22$; $\Delta U = 0^m{,}32$). Отмечены изменения формы кривой блеска. Наибольшие вариации наблюдаются на восходящей ветви вторичного максимума. Эффективная температура, полученная из распределения энергии в спектре, близка к 4400°. Не найдено эмиссионных линий в спектральных областях 3800—4400 Å, 5700—6900 Å, 8400—8700 Å, за исключением H и K Ca II.

Табл. 3, ил. 6, библиогр. 12 назв.

УДК 523.84

Сравнение фотометрических радиусов звезд типа BY Dra и звезд класса светимости V. Чугайнов П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 24—27.

По фотометрическим данным найдено, что радиусы звезд типа BY Dra в среднем в 1,5 раза больше, чем у неэмиссионных звезд класса светимости V. Этот результат подтверждает ранее полученные свидетельства, что звезды типа BY Dra имеют сравнительно молодой возраст.

Ил. 1, библиогр. 15 назв.

УДК 522.617+523.84

Телевизионные наблюдения рентгеновского источника Cyg X-2. Прокофьева В. В., Ерлексова Г. Е., Голландский О. П., Абраменко А. Н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 28—34.

Телевизионные снимки области Cyg X-2 были получены в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 0,5-метровом менисковом телескопе в цветовой системе, близкой к *B*. В течение двух ночей было получено около тысячи снимков, обеспечивающих временное разрешение до 0,3 мин. Общее время слежения за объектом составило около 6 часов.

Результаты фотометрирования телевизионных снимков с достоверностью 99,9% показали наличие «спокойных» и «активных» состояний объекта. Во время «активных» состояний происходят изменения блеска объекта примерно на $0^m{,}1$ в шкале времени около минуты и на несколько десятых звездной величины в шкале времени в десятки минут. Во время «спокойных» состояний изменения блеска объекта находятся ниже порога регистрации их телевизионной аппаратурой ($\sigma \pm 0^m{,}06$).

Ил. 4, библиогр. 11 назв.

УДК 523.165

Анизотропия космических лучей сверхвысоких энергий в окрестности галактического диска. Фомин В. П. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 35—38.

Представлены результаты наблюдений в направлении галактической плоскости методом регистрации черенковского излучения широких атмосферных ливней. Энергетический порог для космических лучей — 10^{12} *эв*. Обнаружен дефицит космических лучей в области от $b^{II} = -1{,}5°$ до $b^{II} = +1{,}5°$. Статистическая значимость этого результата $1-10^{-8}$.

Ил. 4, библиогр. 4 назв.

УДК 523.858

Исследование линейной поляризации оптического излучения объектов типа BL Lac. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 39—51.

Приводятся результаты пятицветных наблюдений линейной поляризации оптического излучения некоторых объектов типа BL Lac, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории в 1969—1975 гг. на 2,6-*м* телескопе с одноканальным поляриметром, работающим в режиме счета фотонов.

Сопоставление всех имеющихся в нашем распоряжении данных о поведении их поляризации и яркости в оптическом и радиодиапазонах показывает, что им свойственна высокая (до 30%) и переменная во времени линейная поляризация, почти не зависящая от длины волны. Для большинства изучавшихся объектов характерно отсутствие корреляции между изменениями оптической и радиояркости. Иногда значительные и быстрые (за несколько суток) изменения поляризации происходят при сохранении постоянства оптического потока. В некоторых случаях (OJ 287, апрель 1975 г.) наблюдались квазипериодические изменения параметров поляризации с характерным циклом ~ 8 суток, что согласуется с полученными ранее Кинманом результатами анализа наблюдений этого объекта в 1972 г. Быстрые циклические изменения поляризации при постоянстве общего потока могут быть объяснены изменением проекции магнитного поля при вращении излучающего объема.

Табл. 2, ил. 10, библиогр. 28 назв.

УДК 523.855

Многоцветная фотометрия галактики Маркарян 298 = IC 1182-4. Метик Л. П., Пронник И. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 52—58.

Приведены результаты исследования фотометрической структуры галактики Маркарян 298 = IC 1182-4 в узких фильтрах ($\lambda_{эф}$ — 3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å). Показано, что в голубых и фиолетовых лучах около ядра галактики имеются конденсации. Конденсации и центральное тело образуют вытянутую структуру в направлении хорошо известной голубой струи этой галактики. Получены распределение энергии и звездные величины центрального тела и конденсации галактики Маркарян 298.

Ил. 5, табл. 2, библиогр. 16 назв.

УДК 523.855

Свечение потока быстрых протонов при прохождении через нейтральный газ и механизм образования широких линий в ядрах сейфертовских галактик. Пронник В. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 59—57.

С целью поиска механизма образования широких линий в ядрах сейфертовских галактик обсуждается предложенный Птаком и Стонером механизм перезарядки быстрых протонов. Эффективность механизма максимальна, если покоящийся газ нейтральный. В условиях ядер сейфертовских галактик, где имеется сильное поле L_c-излучения, нейтральный газ может быть только в очень плотных ($n_H \sim 10^{10}$ см$^{-3}$) облаках или оболочке. Рассчитано ионизационное и температурное равновесие плотного газа, возбуждаемого потоком быстрых протонов. Показано, что в такой модели свечение потока в крыльях линии H_α на порядок слабее центральной узкой компоненты H_α-линии, излучаемой покоящимся плотным газом. При некоторых «натяжках» атомных параметров излучение потока в линии H_α может сравниться с излучением покоящейся среды, но оно принципиально не может быть доминирующим. Поэтому для того чтобы объяснить наблюдаемые интенсивные крылья и слабый центральный узкий максимум водородных линий, необходимо наличие дополнительного механизма (например, электронное рассеяние), перекачивающего излучение из узкой линии в широкие крылья.

Табл. 4, библиогр. 4 назв.

УДК 523.164.4

Плотности потоков внегалактических объектов с избытком коротковолнового радиоизлучения и их переменность на волне 1,35 *см*. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 68—74.

Приведены результаты наблюдений на волне 1,35 *см* около 60 внегалактических объектов с избытком излучения в сантиметровом диапазоне или известных как переменные. Наблюдения выполнены при помощи 22-метрового радиотелескопа КАО АН СССР в 1974—1975 гг. с чувствительностью не хуже $0{,}13 \cdot 10^{-26}$ *вт·м*$^{-2}$·*гц*$^{-1}$.

Отмечается быстрый подъем в спектре галактики 3C 111 в миллиметровом диапазоне волн. Измерены потоки от трех галактик № 42, 69 и 99 из списка Маркаряна.

Приведены данные о переменности радиоизлучения 19 объектов, причем для 11 из них за интервал времени $> 1{,}5$ лет. Отмечается возможная переменность квазаров с наибольшими красными смещениями OQ 172 и OH 471.

Исследована быстрая переменность 11 радиоисточников, у OJ.287, 3C 273, 3C 279, BL Lac и 3C 454.3 зарегистрированы вариации плотностей потоков за несколько дней. Изменения радиоизлучения OJ 287 и 3C 273 сравниваются с изменениями в оптическом диапазоне. Возможны флуктуации потока OJ 287 за доли суток.

Табл. 2, ил. 2, библиогр. 31 назв.

УДК 523.745

Роль фонового магнитного поля и полей активных областей и пятен в общем магнитном поле Солнца. Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 75—83.

Для периода 6.VI—15.IX 1974 г. рассмотрено влияние фоновых магнитных полей, определенных по синоптическим H_α-картам, магнитных полей активных областей и пятен на общее поле Солнца, измеренное в КАО. Найдено, что фоновые поля доминируют в общем магнитном поле, с коэффициентом корреляции 0,87 между ними. Влияние полей активных областей и пятен на общее поле мало, за исключением редких случаев, когда их вклад может быть сравним с результирующим магнитным потоком от всего Солнца.

Табл. 1, ил. 8, библиогр. 6 назв.

УДК 523.75

Перестройка хромосферной сетки в окрестностях развивающейся группы пятен. Карташова Л. Г. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 84—99.

Исследовалась структура хромосферной сетки по наблюдениям в центре и крыльях линии H_α в окрестностях развивающихся групп пятен.

Получены следующие результаты:

1. В развивающейся активной области ячейки хромосферной сетки заметно сплющены в направлении от центра группы пятен.

2. Деформация (сплющивание) ячеек передается от центральных частей активной области к периферийным на расстояние, по крайней мере, в 200 тыс. *км* со скоростями от 400 до 500 *м/сек*. Распространение деформации ячеек сопровождается появлением деталей волоконной структуры во все более удаленных местах активной области.

3. В то время, когда магнитный поток группы максимален: а) наблюдается наибольшая сплющенность ячеек хромосферной сетки; б) границы усиленной хромосферной сетки образуют несколько контуров вокруг группы пятен, им соответствуют контуры волоконных структур, наблюдаемых в центре H_α.

4. Наблюдения, по-видимому, можно объяснить: а) увеличением магнитного потока групп и б) распространением магнитного поля пятен в окружающую хромосферу.

Ил. 5, библиогр. 9 назв.

УДК 523.76/77

О поляризованном по кругу излучении над биполярными группами пятен на волне 1,35 *см*. Моисеев И. Г. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 100—104.

Приведены результаты исследования (с помощью 22-метрового радиотелескопа КАО АН СССР) поведения поляризованной по кругу компоненты излучения локальных источников повышенной яркости на волне 1,35 *см*, связанных с биполярными группами пятен при прохождении их по диску Солнца. Источники поляризованного по кругу излучения сохраняются над головной и хвостовой частями группы пятен при прохождении групп по диску Солнца, направление вращения вектора поляризации не изменяется при прохождении групп через центральный меридиан. Степень круговой поляризации источников доходит до 18%.

Ил. 5, библиогр. 4 назв.

УДК 523.853.33

Формирование тороидальной дифракционной решеткой спектральной линии от точки входной щели спектрометра. Прокофьев В. К. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 105—122.

При помощи ЭВМ произведен расчет хода лучей от точки входной щели спектрометра, дифрагированных различными элементами поверхности тороидальной дифракционной решетки, имеющей 2400 *штр/мм*, и меридиональный радиус кривизны 500 *мм*. Расчеты проведены при широких вариациях угла падения φ (от 5 до 46°), углов дифракции φ' (от —23° до +23°) и сагиттального радиуса кривизны r от 500 *мм* до 344,4 *мм*.

Установлена простая зависимость ширины контура изображения в плоскости симметрии решетки от углов падения и дифракции. Показано, что действие сагиттального радиуса кривизны заключается в систематическом уменьшении абсолютной величины поперечных аберраций $\delta y_i'$ и z_i' при уменьшении r от значения $r = R$. Обнаружено наличие своеобразного спрямления астигматических контуров, когда для вершины контура поперечная аберрация δy_i обращается в нуль. Анализ хода поперечных аберраций при различных значениях r позволяет найти схемы установок на круге Роуланда, когда для сканирования достаточно широких участков спектра можно использовать общую выходную щель. Показано, что расчет для трех точек поверхности решетки позволяет определить основные параметры спектрального изображения — его максимальную ширину и положение вершины астигматического контура.

Табл. 4, ил. 18, библиогр. 3 назв.

УДК 535.317.68

Тонкие объективы из трех линз с уменьшенным вторичным спектром. Попов Г. М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 123—128.

Исследован вторичный спектр трехлинзовых тонких объективов, исправленных для лучей C, e, F, рассчитанный для области спектра от 3650 до 9508 Å. Изучено много систем на ЭВМ ЕС-1020 и свыше 70 лучших объективов представлены в таблице. Показано, что возможны апохроматы из обычных стекол и приведен пример конкретной системы.

Табл. 1, ил. 1, библиогр. 6 назв.

УДК 522.617.3:535.247.4

Микрофотометр прямых интенсивностей с шаговым приводом. Букач А. Б., Границкий Л. В., Елисеев В. С., Комиссаров В. Н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 129—133.

Разработанный и изготовленный микрофотометр прямых интенсивностей с шаговым приводом имеет высокую воспроизводимость записи на бумажной ленте фотометрируемых астронегативов площадных объектов или спектров по амплитуде и координате. Это достигнуто за счет усовершенствования метода автоматического перевода пропусканий в интенсивности и применения шаговых двигателей для сканирования и протяжки бумажной ленты. Кроме этого, шаговый привод позволил осуществить привязку пропусканий или интенсивностей в любой точке к координатам этой точки с точностью $\pm$ 4 *мкм*, автоматизировать процесс сканирования и существенно упростить ввод фотометрируемых данных в ЭВМ.

Ил. 5, библиогр. 4 назв.

УДК 522.56.

Электронный цифровой усреднитель. Ефанов В. А., Корсенская Е. С., Корсенский В. А. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, с. 134—138.

Описана 4-канальная система первичной обработки результатов радиоастрономических наблюдений в реальном времени (усреднение), выполненная на основе электронной клавишной вычислительной машины «Искра-122». Максимальная частота опроса каналов — 10 *гц*. Количество циклов измерений до 999, диапазон измеряемых напряжений $\pm$ (0,001 $\div$ 9,999) *в*. Текущие значения отсчетов, а также вычисленные их средние значения регистрируются в цифровом виде и на перфоленте. Приведены микропрограммы накопления и вычисления среднего, пример схемной реализации условных переходов микропрограмм.

Ил. 4, библиогр. 4 назв.

УДК 62—503.53

Дискретный фотогид переменной добротности. Николаев П. В., Сабинин, Ю. А. Тюкин В. Н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, с. 139—142.

Рассматривается возможность создания фотоэлектрической следящей системы путем введения контура самонастройки по входному сигналу, инвариантной к интенсивности светового потока, точность работы которой возрастает одновременно с ростом яркости гидируемого объекта. Описана фотоэлектрическая система, содержащая полудисковый модулятор светового потока, ФЭУ в одноэлектронном режиме, реверсивный счетчик в качестве накопительного элемента и другие элементы цифровой техники, добротность которой изменяется в процессе работы таким образом, что обеспечивается допустимая погрешность слежения за слабыми источниками света и повышенная точность работы по ярким объектам.

Ил. 1, библиогр. 4 назв.

Известия
ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерватории
Том 56

Утверждено к печати
ордена Трудового Красного Знамени Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

Редактор *Ю. И. Ефремов*
Редактор издательства *В. П. Сироткина*. Художественный редактор *Т. П. Поленова*
Технический редактор *В. Д. Прилепская*. Корректоры *Н. С. Биргер, Н. Г. Васильева*

Сдано в набор 12/VIII 1976 г. Подписано к печати 10/I-1977 г.
Формат 70×108¹/₁₆. Бумага № 1. Усл. печ. л. 19,08. Уч. изд. л. 18,5.
Тираж 1300. Т-03308. Тип. зак. 1091. Цена 1 р. 36 к.

Издательство «Наука», 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ
К ИЗВЕСТИЯМ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ, Т. 55

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
33	Табл. 1, 1 столбец	h, тыс. *км*	h, *км*
47	9, 10 св.	асимметрии	симметрии
101	3 столбец, 9 сн.	5050	5056
104	2 столбец, 11 св.	330	338
107	11 сн.	измерения	изменения
117	2 столбец, 3 св.	Ori*	Ori **
136	2 столбец, 6 сн.	ζ	ξ
137	3 св.	[13, 14]	[13, 31]
139	18 св.	ζ	ξ
139	12 сн.	F8 — K0	F8 — G0
142	16 сн.	[20]	[18]
142	10 сн.	[60]	[53]
151	30 св.	[80]	[61]
154	17 св.	[30]	[41]
154	28 св.	[27]	[37]
162	22 сн.	1,9±0 54%	2,12±0,48%
202	7 св.	1,77N	1,77 lg N
202	8 св.	1,85N	1,85 lg N
240	15 сн.	$r_1 = 0{,}857142$	$r_1, = -0{,}857142$
243	20 св.	e, F	C, F